

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Одеський національний університет імені І. І. Мечникова
Прикарпатський національний університет ім. В. Стефаника

С. М. АНДРІЄВСЬКИЙ
І. А. КЛИМИШИН

КУРС ЗАГАЛЬНОЇ АСТРОНОМІЇ

Затверджено
Міністерством освіти і науки України
як підручник для студентів
вищих навчальних закладів

Одеса
«Астропринт»
2010

ББК 22.6я73
А656
УДК 52(075.8)

Рецензенти: доктор фіз.-мат. наук, чл.-кор. НАН України, професор ***К. І. Чурюмов,*** Київський національний університет імені Тараса Шевченка;

доктор фіз.-мат. наук, професор ***В. Г. Каретніков,*** Одеський національний університет імені І. І. Мечникова;

доктор фіз.-мат. наук ***Т. В. Мішеніна,*** Одеський національний університет імені І. І. Мечникова

Затверджено Міністерством освіти і науки України як підручник для студентів вищих навчальних закладів. (*Лист № 1.4/18-Г-1980 від 29.07.2008 р.*)

ISBN 978–966–190–338–5

© С. М. Андрієвський,
І. А. Климишин, 2010

Передмова

Упродовж тисячоліть історії Людства заворожуюча краса зоряного неба була джерелом натхнення багатьох поетів та письменників. Можна лише згадати такий чудовий приклад, як вірш Дмитра Павличка:

Над нашим світом і під нашим світом
Є ще світи великі і малі.
Туди ми долітаєм тільки світлом
І музикою темної Землі.

Туди мене хтось ненастанно кличе,
Вистелює блакитом щемну путь;
Так, ніби прагне в сяйво таємниче
Душі моєї подих обернуть.

Десь там у зорях мерехтить віола,
Льняна коса, як нива осяйна.
І кров моя бринить — палюча й гола, –
Немов небес віддалена струна.

Можливо, все, що пам'ятати треба
Моїй душі серед страждань і втіх,
Це — тільки карта зоряного неба
І поклик безміру — з очей твоїх!

Але за всіх часів з'являлися люди, які не лише милувалися красою зоряного неба, а й робили спробу знайти відповіді на питання про те, що собою являють зорі і Сонце, яке місце посідає Земля серед інших космічних тіл.

У пропонованому підручнику «Курс загальної астрономії» автори намагалися висвітлити основні досягнення у пізнанні Всесвіту. Значну увагу приділено сучасним результатам експериментальних і теоретичних досліджень ближнього і далекого Космосу. Підручник значною мі-

рою базується на «Астрономії» (1994 р.) І. А. Климишина, вдала структура якої була збережена у цій книзі. За останні роки наука сягнула нових рубежів, з'явилися нові дані про світ зір і галактик, планет і міжпланетного середовища. Вони й були прийняті до уваги при роботі над цим підручником, який ми адресуємо студентам університетів та інших ВНЗ, а також учителям шкіл і гімназій.

Сподіваємося, що цей підручник допоможе знайти молодому поколінню стежку до розуміння будови навколишнього Всесвіту, пізнати і зрозуміти закони, що керують ним. Все це необхідне для формування світогляду сучасної людини.

Цей підручник пройшов рецензування в Головній астрономічній обсерваторії НАН України і кафедрі астрономії Київського національного університету ім. Т. Шевченка. Автори вдячні Я. С. Яцківу, співробітникам ГАО НАНУ А. П. Відьмаченку, Г. У. Ковальчуку, Л. С. Пілюгіну, В. М. Івченку, В. Я. Чолію і Б. І. Гнатику за їхні зауваження щодо змісту і форми подання матеріалу окремих розділів книги.

Автори вдячні Ю. Г. Кравчуку за підтримку, співробітникам науково-дослідного інституту «Астрономічна обсерваторія» і кафедри астрономії Одеського національного університету ім. І. І. Мечникова Н. В. Базєй, О. А. Базєю, Л. В. Глазуновій, Ю. М. Горбаньову, О. І. Жуку, І. В. Кара, М. Г. Пальцеву, а також В. А. Захожаю (ХНУ) за критичний розгляд матеріалу деяких розділів; особлива вдячність І. О. Стогнєєвій, Т. І. Кабановій і Б. О. Мурнікову, директору видавництва «Астропринт» Г. О. Гарбузову за той великий об'єм роботи, який був виконаний при підготовці цього підручника до друку.

Вступ

1. Предмет астрономії. Підрозділи астрономії

Астрономія (від гр. αστρον — світило і νομος — закон) — наука про закони руху, будови і розвитку небесних світил і їхніх систем. Вона вивчає також форму, розміри і масу небесних тіл, фізичний стан речовини, з якої вони складаються, їхній хімічний склад та його зміну з часом.

Астрономія тісно пов'язана з фізикою, хімією, математикою, особливо геометрією. Порівнюючи роботу астронома з працею інших учених, можна зауважити її відмінність від них. Адже фізики і хіміки, біологи чи геологи можуть вивчати той чи інший зразок, маючи його безпосередньо перед собою, вони можуть штучно створювати ті чи інші умови і досліджувати, як зміна цих умов може впливати на перебіг певного фізичного чи хімічного процесу. Астроном же перебуває, як прийнято висловлюватися, на дні повітряного океану і лише вловлює слабкі світлові потоки, які надходять до нього від того чи іншого небесного світила.

І все ж, не виходячи зі своєї астрономічної обсерваторії, астроном визначає відстань до небесного об'єкта, температуру на його поверхні, його масу, хімічний склад атмосфери, розповідає про будову зоряних надр, накреслює шляхи розвитку зір упродовж мільярдів років.

Образно кажучи, астрономія утримується на трьох китах. Це, по-перше, потужна світлоприймальна техніка: телескопи з допоміжними приладами (спектрографами, електрофотометрами, електронно-оптичними перетворювачами, світлофільтрами тощо) і реєструючими пристроями (астрономічні фотоемульсії, фотоелектричні помножувачі, багатоанодні мікроканальні матричні приймачі тощо). По-друге, це сукупність ідей і методів теоретичної фізики, розроблених за останні триста років. І, по-третє, увесь складний і різноманітний математичний апарат, передовсім диференціальне, інтегральне і тензорне числення, нові методи розшарованих багатовимірних просторів тощо.

Сьогодні астрономія поділяється на окремі розділи, причому в кожному з них використовують властиві лише даному розділу методи досліджень, типи інструментів, математичний апарат. Наведемо основні з них.

Астрометрія (від гр. αστρον — зоря і μετρεω — вимірюю) — розділ астрономії, в якому вивчають методи вимірювання точних положень небесних світил, кутових відстаней між ними, визначення географічних координат і азимутів на земній поверхні та вимірювання часу. Астрометрія поділяється на сферичну астрономію, практичну астрономію, фундаментальну та фотографічну астрометрію, а також службу часу і службу широти. Головне завдання астрометрії — побудова фундаментальної системи координат для потреб науки та народного господарства.

Небесна механіка вивчає рухи небесних тіл, найперше тіл Сонячної системи, на підставі основних законів механіки і закону всесвітнього тяжіння, форму і масу небесних тіл, стійкість Сонячної системи, систем зір і галактик. Один з її підрозділів — теоретична астрономія — займається визначенням елементів орбіт великих і малих планет та комет, а також обчисленням їхніх ефемерид, тобто положень на небесній сфері на декілька років наперед (його ще називають ефемеридною астрономією).

Астрофізика — розділ астрономії, що вивчає фізичну природу, хімічний склад і внутрішню будову небесних тіл, передовсім зір. Практична астрофізика розробляє методи спостережень і опрацювання отриманих результатів. Теоретична астрофізика пояснює спостережувані явища та фізичні процеси, спричинені ними, за допомогою законів фізики.

Зоряна астрономія вивчає будову і розвиток зір та їхніх систем у Галактиці, будову нашої Галактики, інших галактик та їхніх систем.

Космогонія (від гр. κοσμος — Всесвіт, γονη — породження) — наука про походження і розвиток небесних тіл та їхніх систем.

Космологія (від гр. κοσμος — Всесвіт, λογος — вчення) наука про походження та загальний устрій Всесвіту.

У 50-х роках XX століття з'явилися нові розділи астрономії — радіоастрономія, рентгенівська астрономія, гамма-астрономія, нейтринна астрономія і навіть гравітаційно-хвильова астрономія. Вони дають змогу вивчати небесні тіла в нових спектральних діапазонах (здебільшого з борта орбітальної станції чи міжпланетного космічного апарата). За допомогою радіоінтерферометрів з наддалекою базою можна з надзвичайною точністю визначати координати радіоджерел, їхню внутрішню структуру тощо, тобто розв'язувати певні проблеми астрометрії. Шляхом реєстрації нейтрино вдається скласти певні уявлення про фізичні умови в глибоких надрах Сонця.

2. Загальна картина будови Всесвіту

Астрономія як наука існує близько 2500 років. Завдяки зусиллям багатьох поколінь астрономів поступово складалася загальна картина будови Всесвіту. Сьогоднішні уявлення про Всесвіт істотно відрізняються від тих, що були на початку XX ст. До початку XIX ст. астрономи вивчали лише

Сонячну систему, у XIX ст. — уже нашу Галактику, і лише в XX ст. вони досягли світу інших галактик, який, як виявлено, розширюється, до того ж — з прискоренням.

Відповідно добирали масштабні одиниці для вимірювання відстаней. Наприклад, відстань до Місяця вимірювали в милях чи кілометрах. У межах Сонячної системи зручною виявилася астрономічна одиниця — відстань від Землі до Сонця (1 а. о. = $149{,}6 \cdot 10^9$ м). При вивченні об'єктів Галактики довелося ввести такі одиниці, як світловий рік — відстань, що її світло проходить за один рік (1 св. рік = 63 240 а. о. = $9{,}5 \cdot 10^{15}$ м), і парсек — відстань, з якої радіус земної орбіти видно під кутом 1" (1 пк = 206 265 а. о. = 3,26 св. роки = $3{,}09 \cdot 10^{16}$ м).

Сьогодні астрономи зуміли заглибитися у Всесвіт на відстані, звідки світлові промені йдуть до Землі понад 10 млрд. років. Тут уже використовують таку масштабну одиницю, як мегапарсек — мільйон парсеків (1 Мпк = 10^6 пк). У науково-популярній літературі частіше для позначення відстаней вживають мільйони і мільярди світлових років. Саме на відстані близько 10 млрд. св. років і проходить у наш час горизонт науки. Про все, що знаходиться за цим горизонтом, можна лише здогадуватися.

Одним з головних об'єктів вивчення астрономії є наша Сонячна система. Її центральним тілом є Сонце — розжарена газова куля, радіус якої у 109 разів більший від радіуса Землі. Навколо Сонця на різних відстанях від нього обертаються вісім великих планет — Меркурій, Венера, Земля, Марс, Юпітер, Сатурн, Уран і Нептун. Разом з планетами рухаються їхні супутники. Крім згаданих великих планет, навколо Сонця обертається багато тисяч малих планет, або астероїдів, велика кількість комет. Уся ж Сонячна система заповнена метеорною речовиною — пиловими частинками, дрібними уламками твердих тіл і нерівномірно розсіяним газом.

Радіус Сонячної системи оцінюють у 60 а. о. Найближча до нас зоря знаходиться у сузір'ї Кентавра, відстань до неї — 4,3 св. роки. Якщо змоделювати будову Сонячної системи так, що відстань Земля-Сонце дорівнює 1 см, то згадана найближча зоря в такій моделі знаходилася б на відстані 2 км.

Зорі, як і наше Сонце, — це велетенські газові кулі, що випромінюють енергію за рахунок синтезу в їхніх надрах ядер гелію і складніших ядер інших хімічних елементів. Більше 150 млрд зір об'єднані в гігантську зоряну систему — Галактику. Основну частину її зір неозброєним оком бачимо у вигляді Молочного Шляху. Усі зорі в Галактиці, у тому числі і Сонце, рухаються навколо центра Галактики, її ядра. Сама Галактика також рухається як єдине ціле у просторі.

Серед декількох мільярдів зір, що їх можна спостерігати і вивчати за допомогою сучасних телескопів, є декілька десятків тисяч змінних зір, яскравість яких у той чи інший спосіб змінюється. Зорі бувають різних розмірів і потужностей. Є зорі-гіганти, радіуси яких у тисячі разів більші від сонячного, радіуси нейтронних зір становлять 15–20 км. У Галактиці є

також велетенські газово-пилові хмари — туманності, крім того вся Галактика заповнена розрідженим міжзоряним газом і пронизана магнітними полями.

Значна частина зір об'єднана в системи, що складаються з двох, трьох і більше компонент. Частина зір Галактики об'єднується у скупчення. Ученим відомо понад 1000 розсіяних і близько 160 кулястих зоряних скупчень.

Галактика має лінзоподібну (точніше — спіральну) форму, її діаметр досягає 100 000 св. років, товщина — 10 000 св. років.

За межами нашої Галактики вже виявлено сотні мільйонів таких же зоряних систем, які, одначе, відрізняються розмірами і кількістю зір. Є галактики-гіганти, є галактики-карлики. Вони об'єднуються у скупчення галактик. Аналіз показує, що у великих масштабах розподіл галактик у просторі нагадує швейцарський сир: скупчення великої кількості галактик чергуються з порожнинами, які отримали назву каверн, або войдів.

За формою галактики дуже різноманітні. Є спіральні, еліптичні і неправильні галактики, є взаємодіючі. Окремі галактики проявляють своєрідну активність, викидаючи зі своїх ядер величезні згустки речовини. Природа цієї активності все ще не з'ясована.

Виявлено також квазари — об'єкти, що мають вигляд звичайних зір, але є потужними джерелами радіовипромінювання. За сучасними уявленнями — це ядра галактик-гігантів. Як уже сказано, увесь цей світ галактик розширюється. Важливу роль тут відіграє «темна матерія», а також «темна енергія», щодо природи яких дискусії лише розпочинаються. Зокрема, зроблений висновок, що на рівні надскупчення галактик понад 95% їхньої маси — це «темна матерія», так що «насправді ми не знаємо, з чого складається наш Всесвіт».

3. Виникнення і розвиток астрономії

Певні астрономічні знання потрібні були людям від початку становлення цивілізації. Пастухам для того, щоб орієнтуватися у безкрайніх степах, визначати бодай приблизно час, коли можна переганяти стада і отари з рівнин у передгір'я і восени назад. Хліборобам — щоб знати, коли надходить пора сівби та інших рільничих робіт.

Стосувалося це також мешканців Давнього Єгипту, які заселяли береги ріки Ніл п'ять-сім тисяч років тому. Унаслідок випадання у верхів'ї Нілу дощів вода цієї могутньої ріки щороку виходила з берегів, перетворюючи велику площу в озеро (в околицях теперішнього Каїра вода підіймалася на 8 м). І траплялося це 4000 років до н. е. через сім днів після першої появи на ранковому небі зорі Сіріус (у 3500 р. до н. е. — через три дні, у 3000 р. одночасно; причиною такого зсуву є прецесія, про що див. далі). Однак, не знаючи причини, що призводила до роз-

ливу ріки, давні астрономи (це були жреці) за спостереженнями зоряного неба могли попереджувати населення країни про момент настання повені.

Потрібною була астрономія і мореплавцям, хоча дуже тривалий час вони намагалися плавати так, щоб не втрачати з очей берега.

На світанку цивілізації в людей виникла потреба вимірювати час, мати певні методи його обліку. Так виникали календарі з добами, місяцями і роками. Ці одиниці лічби часу дала людям природа, бо ж тут було використано зміни дня й ночі, фаз Місяця і пір року. Проте і проміжок часу, за який Місяць змінює свої фази (29,53 доби), і тривалість так званого тропічного року, після якого Сонце займає таке ж положення на небі і повторюються пори року (365,2422 доби), неспівмірні з добою. Визначити справжню тривалість згаданого астрономічного прообразу календарної одиниці лічби часу було не так легко, особливо це стосується визначення тривалості тропічного року. Тому майже кожне плем'я в минулому мало свій власний календар. Усі ці календарі були явно недосконалими, бо треба було добирати таку кількість днів у місяці, у році, щоб за довгий проміжок часу утримувати початок календарного місяця або року на певній фазі Місяця чи на початку певного сезону. А отже, треба було вставляти дні або, навпаки, вилучати їх з лічби.

Певну роль у розвитку астрономії зіграла астрологія — псевдонаука, яка за положенням світил на небі, зокрема планет, намагалася прогнозувати долю окремої людини чи цілої держави в майбутньому. Колись життя людей було переповнене війнами, стихійними лихами, спустошливими пошестями, гинули сотні тисяч людей. Чому ж одного року в країні був мир і достаток, іншого — засуха, неврожай, голод і війна з сусідами? Відповідь на це питання, як здавалося давнім людям, можна було знайти на небі. Вона нібито залежить від того, де перебуває та чи інша планета. Не дивно, що ці світила майже у всіх народів мали імена богів; їх вважали «тлумачами» волі богів людям.

Для віщування долі певної людини астролог повинен був визначити, в якому сузір'ї була та чи інша планета в день народження цієї людини. Для цього потрібно було мати теорію, яка б давала змогу обчислювати положення планет серед зір на десятки років наперед або назад. Тому в той час, коли інші природничі науки тільки зароджувалися, астрономи, завдяки працям давньогрецького вченого Гіппарха (II ст. до н. е.) і александрійського астронома Птолемея (II ст. до н. е.), ці завдання вже могли розв'язувати. Зауважимо, що таку теорію розроблено, виходячи з фальшивих уявлень про те, нібито Земля перебуває нерухомо в центрі світу. Так проявляється відносність руху.

Уже Гіппарх дійшов висновку, що в світі зір відбуваються певні зміни. І щоб полегшити наступним поколінням астрономів їх виявлення, він увів поняття зоряних величин: найяскравіші зорі назвав зорями першої вели-

чини, найслабкіші — шостої (відповідні позначення 1^m та 6^m). Списки зір (зоряні каталоги), складені Гіппархом, Птолемеєм, а згодом і арабськими астрономами, зіграли важливу роль у подальшому розвитку уявлень про особливості будови нашої зоряної системи — Галактики (зокрема, за їхньою допомогою вдалося виявити власні рухи зір у просторі).

Справді революційною була публікація у 1543 р. праці видатного польського астронома Миколи Коперника (1473–1543), в якій він виклав свою геліоцентричну модель світу (від гр. γελιος — Сонце). Невдовзі Йоганн Кеплер (1571–1630), опрацювавши двадцятирічні спостереження датського астронома Тіхо Браге (1546–1601), сформулював три закони руху планет. Завдяки працям Ісаака Ньютона (1643-1727) розпочався розвиток небесної механіки, була створена теорія руху великих планет, а в 1846 р. на підставі математичних розрахунків французького астронома Урбена Левер'є (1811–1877) було відкрито планету Нептун.

Від часів італійського вченого Галілео Галілея (1564–1642), який першим сконструював телескоп-рефрактор і за його допомогою виявив супутники Юпітера, гори на Місяці, фази Венери, розклав Молочний Шлях на окремі зорі, за світилами спостерігають за допомогою телескопів, потужність яких невпинно зростає. Проте головним об'єктом вивчення була Сонячна система. Початок досліджень Галактики поклали праці англійського астронома Вільяма Гершеля (1738–1822).

Завдяки дослідженням Йозефа Фраунгофера (1787–1826), а згодом Густава Кірхгофа (1824–1887) та Роберта Бунзена (1811–1899) розроблено метод спектрального аналізу. З середини XIX ст. в астрономії використовують фотографію. Ці два методи включає в себе астрофізика. Уже в 1869 р. американський астрофізик Гомер Лейн (1819–1880) уперше оцінив температуру на поверхні Сонця, а дещо раніше (1863 р.) англієць Уільям Хеггінс (1824–1910), дослідивши спектри понад 20 зір, виявив, що в зорях містяться ті ж хімічні елементи (водень, натрій, магній, кальцій і залізо), що й на Землі та Сонці. Тоді ж завдяки працям італійського астронома Анджело Секкі (1818–1878) розпочали систематизацію спектрів зір. На початку XX ст. здійснено класифікацію зір за їхніми спектрами, під кінець 40-х років з'ясовано природу джерел енергії зір та розраховано перші схеми їхньої еволюції.

У 1924 р. американський астроном Едвін Хаббл (1889–1953) довів, що так звані еліптичні та спіральні туманності насправді є позагалактичними об'єктами, такими ж, як і наша Галактика, зоряними системами; він перший їх класифікував. У 1929 р. він визначив, що цей світ галактик розширюється. З 1963 р. відомо, що в галактичному світі є потужні джерела радіовипромінювання — квазари. А з початку 80-х років розробляють теорію роздування Всесвіту на ранніх стадіях його розвитку.

Недостатньо вивченою залишалася проблема формування як галактик, так і зір, планет. У свій час німецький філософ Іммануїл Кант (1724–1804) висловився досить оптимістично: «Дайте мені матерію, і я збудую світ». У

1902 р. англійський астроном Джеймс Джинс (1877–1946) розробив критерій гравітаційної нестійкості, згідно з яким протяжні газово-пилові комплекси при певних співвідношеннях температури і густини в них розпадаються на окремі фрагменти, з яких у процесі гравітаційного стискування розпиленої речовини формуються галактики і зорі. Виявлене у 1965 р. реліктове радіовипромінювання засвідчило, що початковим у розвитку Всесвіту був стан надвисокої температури. Надшвидке роздування початково мікроскопічної вакуумної комірки виявляє себе у флуктуаціях температури згаданого випромінювання, а, отже, і густини речовини. Ці флуктуації виявлені в 1992 і пізніших роках за допомогою космічних місій COBE і WMAP, також — стратосферних станцій BOOMERANG і MAXIMA. Їх аналіз підтвердив уже складені дещо раніше теоретичні уявлення щодо інших механізмів формування великомасштабних структур типу галактик та їх скупчень.

У наш час здійснюється синтез теорії тяжіння А. Ейнштейна із фізикою елементарних частинок, який вже є визначальною теоретичною концепцією сучасної космології. Все очевиднішим стає зв'язок макроскопічних властивостей Всесвіту з мікроскопічними властивостями вакууму й елементарних частинок.

Сказане вже знайшло певне підтвердження у 1998 р., коли двома незалежними групами астрономів — завдяки реєстрації спалахів близько 80 Наднових зір у найдальших галактиках — зроблено висновок: світ галактик розширюється із прискоренням. Тож мовиться про таку сутність вакууму як антигравітація — здатність розштовхувати звичну нам речовину. Тому-то крім уже згаданої *темної матерії* і введено поняття *темної енергії*. Саме із аналізу флуктуацій реліктового радіовипромінювання випливає: світної речовини у нашому Всесвіті лише близько 0,5 %, несвітної (але баріонної) — 3,5 %, екзотичної темної матерії, властивості якої поки що невідомі, — 23 %, темної енергії (переобчисленої в масу) — 73 %.

Частина І

ОСНОВИ СФЕРИЧНОЇ ТА ПРАКТИЧНОЇ АСТРОНОМІЇ

Розповідають, що на дверях Академії Платона було написано: «Хай не входить ніхто, хто не знає геометрії». Давньогрецькі вчені одними з основних для себе вважали питання про місце Землі у Всесвіті та особливості руху «блукаючих світил» — планет — на небі, а в цілому — з'ясування найголовніших елементів світобудови. Світ тоді уявляли сферично симетричним, тому особливу увагу приділяли геометрії на сфері, яка вже в V ст. до н. е. розвинулася як допоміжна астрономічна дисципліна.

Однією з найвідоміших праць про сферичну геометрію був трактат Автоліка з Пітани «Про сферу, яка обертається» (бл. 310 р. до н. е.). Зв'язок сферики з практичною астрономією чіткіше висвітлено у «Феноменах» Евкліда, який був сучасником Автоліка. Велику роль в історії науки зіграла «Сферика» Менелая, який працював в Александрії у I ст. н. е. Сферичній тригонометрії присвячено 13-й розділ першої книги «Альмагеста» Птолемея. Потреба у вимірюванні кутових відстаней між світилами на небі, у визначенні систем небесних координат зіграла значну роль у розвитку сферичної тригонометрії. Першою після винайдення книгодрукування (1452 р.) опублікованою книгою була Біблія. Але мало хто знає, що другою став «Трактат про сферу світу», написаний ще у 1256 р. англійцем Джоном Холівудом-Сакробоско. І це є знаменним: жодна інша наука не втамовує допитливості людини так, як це робить астрономія.

А щоб усвідомити, якими значними були труднощі давніх учених, доцільно пригадати, що поняття синуса сформулювали в часи Гіппарха (II ст. до н. е.), тоді як тангенса — лише в X ст.; що поняття десяткового дробу існує лише з 1585 р., а таблиці логарифмів з'явилися після 1614 р.

Розділ 1

НЕБЕСНА СФЕРА. СИСТЕМИ НЕБЕСНИХ КООРДИНАТ

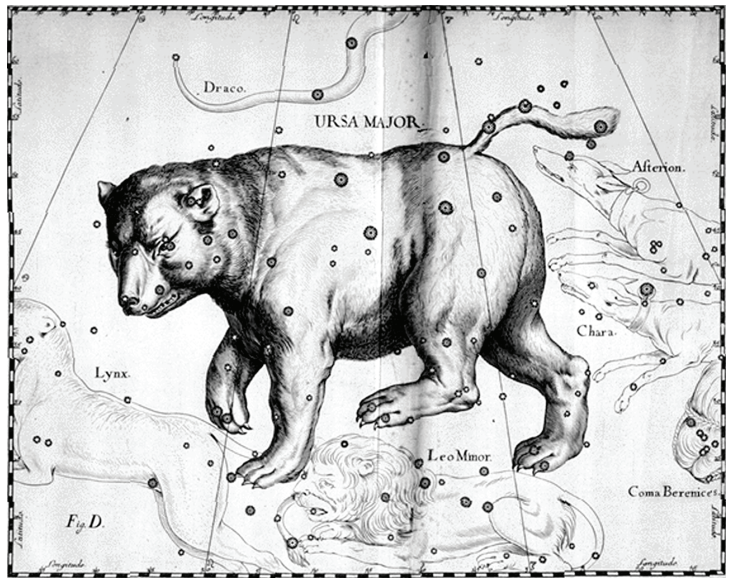
1.1. Зоряне небо. Сузір'я

Погідної ночі на небосхилі неозброєним оком налічують близько 3000 зір. Приблизно стільки ж їх у цей момент перебуває під горизонтом спостерігача. Окремі групи найяскравіших зір давні люди об'єднували в сузір'я. У назвах сузір'їв вони відобразили свій побут і стиль мислення. Більшість назв, які використовуються сьогодні, прийшли до нас із Давньої Греції, де вони складалися поступово упродовж сотень років.

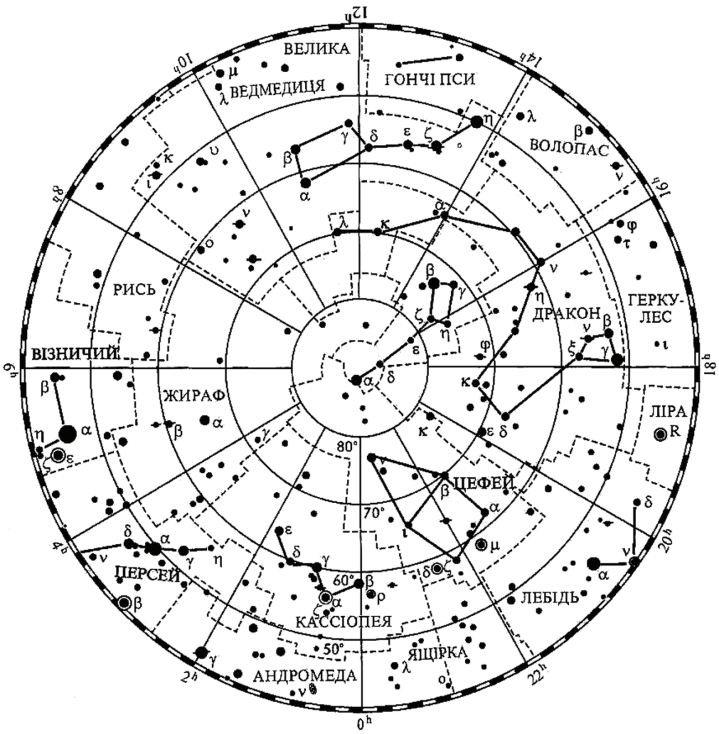
Так, у поемі «Роботи і дні» давньогрецького поета Гесіода (VIII ст. до н. е.) згадано лише дві групи зір — Плеяди й Оріон. Гомер (VIII ст. до н. е.) називає ще Гіади, Боотеса (тобто Волопаса) і Ведмедицю (або Воза). Евдокс (IV ст. до н. е.) виділяв на зоряному небі 45 сузір'їв, а в «Альмагесті» Птолемея їх налічується вже 48. Після кругосвітньої подорожі Магеллана (1519–1521 рр.) астрономи, вивчаючи небо південної півкулі, почали доповнювати список сузір'їв новими назвами. На початок XX ст. уже налічувалося 108 сузір'їв і дев'ять окремих груп зір типу Плеяд та Палиці Геркулеса. На конгресі Міжнародної Астрономічної Спілки в 1928 р. кількість сузір'їв було зменшено до 88. Тоді ж визначено нові межі між ними, які існують і тепер.

Окремі найяскравіші зорі (усього близько 250) мають свої власні назви (Сіріус, Антарес, Міцар, Мегрец, Альферац та ін.). В основному вони пішли від арабських астрономів, а дійшли до нас через німецьку наукову літературу. Тому не зайво зауважити, що кращою є англійська вимова цих назв, бо вона часто ближча до первісного арабського звучання, наприклад, Мізар, Мегрез, Альфераз тощо.

У минулому астрономи визначали положення окремих зір за місцем, яке вони займають на рисунку істоти, назву якої має це сузір'я (рис. 1.1).



а



б

Рис. 1.1. Сузір'я Великої Ведмедиці:
а) в атласі Яна Гевелія «Уранографія» (1690 р.); б) на сучасній карті

У 1540 р. італійський астроном Пікколоміні позначив зорі у кожному окремому сузір'ї грецькими літерами α, β, γ і т. д. в міру зменшення їхнього видимого блиску. Пізніше англійський астроном Джон Флемстід (1646–1719) увів традицію позначати зорі (також у межах кожного сузір'я) порядковими номерами, що частково збереглися дотепер (наприклад, зоря 61 Лебедя, 40 Рака та ін.).

Отже, сьогодні *сузір'я* — це ділянки, на які поділено зоряне небо (його площа в цілому — 41 253 квадратних градуси) для зручності в орієнтуванні. Уміння розпізнавати на небі окремі групи зір (сузір'я) та окремі зорі називано *астрогнозією* (від гр. αστρον — зоря та γνωσις — знання).

Видимий річний рух Сонця на небі здійснюється на тлі *зодіакальних* сузір'їв (від гр. ζωον — тварина, оскільки значна частина з них має назви тварин). Кожне таке сузір'я позначається спеціальним знаком: Овен — ♈, Телець — ♉, Близнята — ♊, Рак — ♋, Лев — ♌, Діва — ♍, Терези — ♎, Скорпіон — ♏, невелика частина Змієносця (знака традиційно не має), Стрілець — ♐, Козоріг — ♑, Водолій — ♒, Риби — ♓.

1.2. Небесна сфера. Основні точки і кола на ній

Упродовж багатьох століть головною метою астрономічних спостережень було визначення кутових відстаней між окремими світилами. Давні астрономи не знали, що ці світила перебувають на різних відстанях від Землі, тому що на око різниця у цих відстанях не сприймається, а, отже, у земного спостерігача утворюється ілюзія розташування небесних світил на небесному склепінні, яке його оточує. Особливо виразно така ілюзія виникає безхмарної зоряної ночі на плоскому відкритому просторі.

Існували уявлення про тверде кам'яне склепіння, яке оточує Землю, до нього нібито прикріплені зорі й планети і по ньому щоденно мандрує Сонце. Тому у давніх шумерів слово «на» означало і «небо», і «камінь». Згодом давні греки вважали, що існує «кришталева сфера». Це уявлення зберігалося до часів Кеплера, який навіть, як він уважав, обчислив відстань до такої сфери.

Зі сказаного можна уявити собі небо як велетенський глобус довільного радіуса, у центрі якого перебуває спостерігач. На цьому глобусі можна нанести певну координатну сітку, яка й дасть змогу визначати положення світил на небі. З цією метою вводиться поняття небесної сфери.

Небесна сфера — уявна допоміжна сфера довільного радіуса з центром у точці спостереження, на яку спроектовані всі світила так, як їх бачить спостерігач у певний момент часу з певної точки простору (тобто кожен спостерігач «будує» свою уявну небесну сферу).

Запровадження поняття небесної сфери, хоч воно і не має фізичного сенсу, надає очевидну перевагу, оскільки воно дозволяє легко зрозуміти причину добових і річних змін у положенні небесних світил, і, що ще більш важливо — передбачити положення небесного світила у будь-який момент часу.

Щоб охарактеризувати якесь певне явище на небі, нам достатньо використати тільки дві координати, а саме, дві кутові змінні, які фіксують положення небесного тіла на уявній сфері і визначають його видиме переміщення на ній. Кожен із кутів утворений двома геометричними променями, один з яких спрямований від спостерігача на небесне світило, а другий повинен бути зафіксованим (тобто пов'язаним із виділеною площиною).

Як відомо, результатом перерізу сфери площиною є коло. При цьому, якщо площина проходить через центр сфери, коло називається *великим*, в усіх інших випадках — *малим*.

Для спостерігача на поверхні Землі (Землю, заради спрощення і зручності міркувань, вважаємо ідеальною кулею) можна побудувати дотичну площину. Ця площина буде перпендикулярна до лінії, що проходить через центр Землі і точку, де перебуває спостерігач. Площина має назву площини *математичного горизонту* (іншими словами, ідеального горизонту, не порушеного наявністю нерівностей на поверхні Землі). Лінія, що проходить через спостерігача і центр Землі, називається *прямовисною лінією* (наочний приклад, який дозволяє уявити собі відрізок прямовисної лінії, — це нитка у руці спостерігача з підвішеним до неї тягарем). Спостерігач зображений на рис. 1.2.

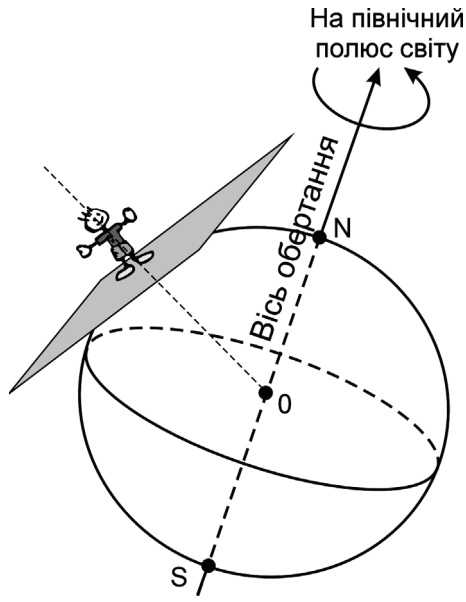


Рис. 1.2. Спостерігач на поверхні Землі

Якщо знехтувати розмірами Землі і в уяві помістити спостерігача у центр небесної сфери, зберігаючи при цьому просторову орієнтацію площини його математичного горизонту і прямовисної лінії, а потім продовжити площину горизонту і прямовисну лінію до уявної небесної сфери, одержимо такі важливі елементи останньої. Перетин прямовисної лінії з небесною сферою утворює дві точки: *зеніт* (точка Z прямо над головою спостерігача) і *надир* (діаметрально протилежна точка небесної сфери Z', яка є під горизонтом). Велике коло небесної сфери, утворене перетином площини математичного горизонту спостерігача з небесною сферою, називається просто *горизонтом*. Площина горизонту поділяє небесну сферу на дві півкулі — видиму (та, що знаходиться над площиною горизонту) і невидиму — під площиною горизонту.

Візьмемо до уваги те, що Земля обертається навколо своєї осі (зауважимо, що обертання відбувається із заходу на схід, або проти годинникової стрілки, якщо дивитися з північного полюса земної кулі). Вісь обертання Землі — це уявна лінія, яка визначається тим, що траєкторії всіх точок поверхні Землі, яка обертається, є концентричними колами, центри яких знаходяться на ній. Ті точки поверхні Землі, які перебувають на осі обертання, у самому обертанні участі не приймають. Таких особливих точок є дві — *північний географічний полюс* і *південний географічний полюс*. Чим далі від полюса розташована точка земної поверхні, тим більше за розміром коло вона описує, беручи участь в обертальному русі Землі. Найбільше за діаметром із усіх концентричних кіл називається земним *екватором*.

Якщо позначені вісь обертання Землі і площину земного екватора продовжити до уявної небесної сфери, одержимо такі елементи. *Вісь світу* спостерігача — це лінія, паралельна (або, в окремому випадку, співпадаюча) до осі обертання Землі, а її перетин із небесною сферою визначає дві точки: *північний полюс світу* (P) і *південний полюс світу* (P'). Площина, яка паралельна до площини земного екватора (або, в окремому випадку, співпадаюча з нею), перетинається із небесною сферою по великому колу, яке називається *небесним екватором*. Графічне зображення подано на рис. 1.3. На ньому також показані ще чотири важливі точки. Дві з них — *точка півночі* і *точка півдня* — належать площині горизонту спостерігача і утворені перетином великого кола, яке проходить через зеніт і надир спостерігача, а також через північний і південний полюси світу, з площиною математичного горизонту. Таке вказане вище коло називається *небесним меридіаном*. Точка півночі (N) — це та точка горизонту спостерігача, яка є найближчою до північного полюса світу, а точка півдня (S) знаходиться ближче до південного полюса світу. Точки *заходу* (W) і *сходу* (E) належать площині горизонту спостерігача, а їх положення визначається на лінії перетину площини небесного екватора і площини математичного горизонту спостерігача. Точка заходу — це та, переміщення з якої до точки півдня (S), а потім до точки сходу (E) відбувається проти годинникової стрілки, якщо дивитися з північного полюса. Кутова відстань між точками W і S, S і E, E і N, N і W точно дорівнює 90°.

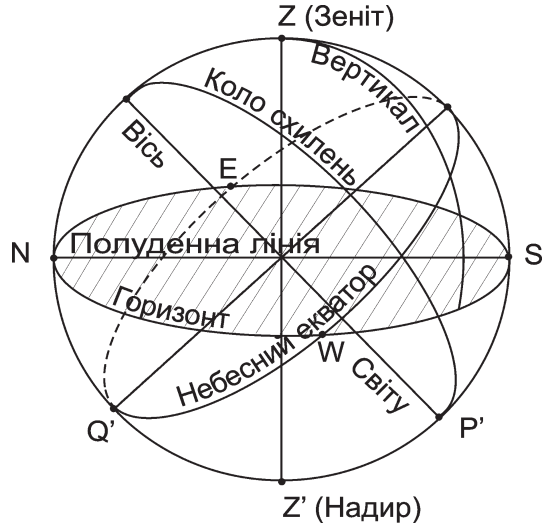


Рис. 1.3. Точки і лінії небесної сфери

Небесний меридіан ділить небесну сферу на дві півкулі: східну і західну. Площина небесного меридіана перетинається з площиною математичного горизонту по прямій лінії, яка називається *полуденною лінією*.

Площина небесного екватора поділяє небесну сферу на дві півкулі — північну (яка містить північний полюс світу, рис. 1.4) і південну (містить південний полюс світу). Тут необхідно підкреслити таку важливу особливість:



Рис. 1.4. Положення північного полюса світу серед зір

у кожного спостерігача на поверхні Землі є своя власна площина математичного горизонту і своя прямовисна лінія. Площини ж небесного екватора і вісь світу для всіх спостерігачів співпадають, або паралельні. Тому при переміщенні спостерігача по опуклій поверхні Землі орієнтація його власної площини горизонту відносно площини небесного екватора, яка переноситься паралельно, буде змінюватися (тобто буде змінюватися кут між цими площинами).

Кожне велике коло небесної сфери, яке проходить через зеніт і надир, називається *вертикалом*. Той вертикал, який проходить через точку сходу і точку заходу, називається *першим вертикалом*.

Велике коло, яке проходить через полюси світу і світило *M*, називається *колом схилень* (рідше *годинним колом*) світила *M*.

Екліптика — це велике коло, по якому центр диска Сонця здійснює видимий річний рух на небесній сфері. Площина екліптики нахилена до площини небесного екватора під кутом ε, який змінюється і на 2010 р. становив 23°26'17". Точки перетину екліптики з небесним екватором називаються *точками весняного* і *осіннього рівнодень*. Через точку весняного рівнодення (вона позначається знаком сузір'я Овна ♈) Сонце 20 (або 21) березня переходить з південної півкулі неба в північну. Через точку осіннього рівнодення ♎ (це знак сузір'я Терезів) 22 (або 23) вересня Сонце переходить з північної півкулі неба в південну. Точки екліптики, віддалені на 90° від точок рівнодень, називано *точками сонцестоянь*.

Перпендикуляр до площини екліптики, проведений через центр небесної сфери, перетинається з небесною сферою у *полюсах екліптики*. Північний полюс екліптики є в сузір'ї Дракона.

Для глибшого вивчення перелічених тут понять доцільним є проведення декількох занять у *планетарії*.

1.3. Обертання небесної сфери. Кульмінації світил

Спостереження зоряного неба показують, що небесна сфера повільно обертається в напрямі зі сходу на захід. Зорі й сузір'я підіймаються над горизонтом у східній частині неба і ховаються за горизонт у західній. Для спостерігача у північній півкулі Землі, який стоїть обличчям до півдня, це обертання небесної сфери відбувається за годинниковою стрілкою, зліва направо. Для спостерігача, який перебуває у південній півкулі (наприклад, в Австралії), навпаки, Сонце сходить справа і, рухаючись проти годинникової стрілки, заходить зліва. Так само зміщуються на небосхилі зорі.

Як знаємо, цей видимий обертальний рух небесної сфери є ілюзорним. Бо насправді це Земля обертається навколо своєї осі, і цьому є багато до-

казів. Наприклад, площина коливання маятника Фуко, намагаючись зберегти своє положення відносно далеких зір, відносно земних орієнтирів повертається навколо зафіксованої вертикальної площини. Іншим доказом, про що буде мова далі, є сплюснутість Землі біля полюсів: екваторіальний радіус Землі трохи більший від полярного.

Видиме обертання небесної сфери прийнято називати *добовим обертанням (*або *добовим рухом)*, оскільки його період дорівнює одній добі (поняття доби уточнене нижче). Як згадано, це обертання здійснюється навколо осі світу. Насправді обертальний рух відбувається навколо осі обертання Землі. Проте радіус Землі дуже малий порівняно з відстанями до зір, і ця різниця для спостерігача, який перебуває на поверхні, а не в центрі Землі, непомітна.

Унаслідок добового руху зорі на небі описують кола різної величини — тим менші, чим ближче до полюса світу знаходиться зоря. У теперішній час північний полюс світу перебуває поблизу Полярної зорі у сузір'ї Малої Ведмедиці: у 1966 р. — на кутовій відстані 54' від неї, у 1996 р. ця відстань становила вже 45', а у 2009 р. вона дорівнювала приблизно 41'. Причину зменшення цієї відстані (завдяки прецесії) наведемо нижче.

Унаслідок добового обертання небесної сфери світила двічі перетинають небесний меридіан. Явище проходження світила через небесний меридіан називається *кульмінацією світила* (від лат. *culmen* — верх). У *верхній* кульмінації світило перетинає небесний меридіан ближче до зеніту, ніж у *нижній* кульмінації.

1.4. Зоряна доба і зоряний час

Ритмічне обертання небесної сфери, повторення явищ сходу і заходу світил, їхніх кульмінацій дали людям природну одиницю лічби часу — *добу*. Залежно від того, що взяте за орієнтир на небі, відрізняють *сонячну* і *зоряну добу*.

Зоряна доба — це проміжок часу між двома послідовними верхніми кульмінаціями точки весняного рівнодення. Зоряний час — це час s, що минув від верхньої кульмінації точки весняного рівнодення, виражений у частинах зоряної доби. Вимірюється він у годинах, хвилинах і секундах.

Оскільки повний оберт Землі відносно точки Υ становить 360°, а в зоряній добі налічується 24 години (24^h), у кожній годині 60 хв (60^m), у хвилині 60 сек (60^s), то маємо таке очевидне співвідношення: $1^h \equiv 15°$, $4^m \equiv 1°$ і т. д.

Однак Земля у першому наближенні — куля. У кожній її точці, точніше на різних географічних меридіанах, кульмінація точки весняного рівноден-

ня настає в різні моменти. Якщо позначити через s_0 зоряний час на нульовому грінвіцькому меридіані в точці G, то для спостерігача, який перебуває на схід від Грінвіча (у точці O) і географічна довгота якого λ, зоряний час (рис. 1.5):

$$s = s_0 + \lambda. \tag{1.1}$$

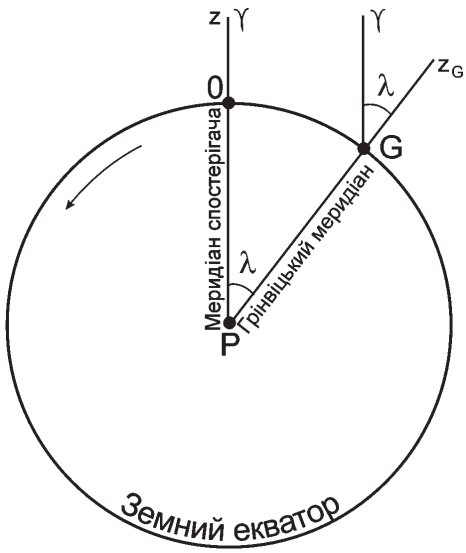


Рис. 1.5. Визначення зв'язку між місцевим s і грінвіцьким s_0 зоряним часом: якщо для спостерігача O точка весняного рівнодення у даний момент перебуває у верхній кульмінації, то для спостерігача G її верхня кульмінація відбудеться через проміжок часу, за який Земля довернеться на кут λ

1.5. Системи небесних координат

Якісний розгляд добового руху світил, проведений вище, необхідно доповнити кількісними співвідношеннями, які дозволяють визначити координати будь-якої точки небесної сфери на будь-який момент часу.

Положення світила на небесній сфері визначається двома координатами. Залежно від того, яка площина вважається основною, система небесних координат може бути *горизонтальною* (основна площина — площина горизонту спостерігача), *екваторіальною* (площина небесного екватора), *екліптичною* (площина екліптики).

Горизонтальна система координат. Тут використовують такі координати: *азимут A* і *кутову висоту* світила над горизонтом *h* (рис. 1.6).

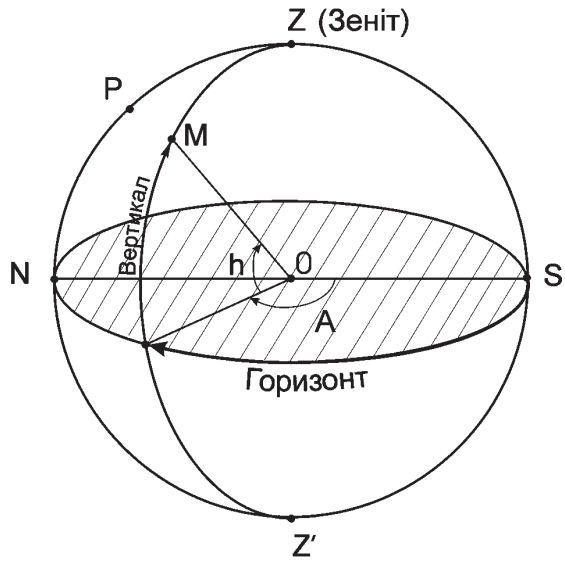


Рис. 1.6. Горизонтальна система небесних координат; стрілками вказано напрями відліку азимута *A* і кутової висоти *h*

Азимутом *A* світила *M* називається кут між площиною небесного меридіана і площиною вертикала світила. Азимут *A* світила відлічують від точки півдня *S* уздовж горизонту в бік заходу до вертикала світила.

Кутову висоту *h* світила визначають як кут між променем спостерігач — світило і уявною проекцією цього променя на площину горизонту уздовж вертикала світила. Замість кутової висоти *h* часто застосовують альтернативну координату *z* — *зенітну відстань* світила. Очевидно, що $z = 90^\circ - h$.

Як азимут *A*, так і висоту *h* світила *M* вимірюють у градусах: азимут — від 0° до 360°, висоту — від 0° до +90° для світил, що перебувають над горизонтом, і від 0° до –90° для світил, що перебувають під горизонтом. Координата *z* змінюється у межах від 0° до 180°.

Горизонтальна система небесних координат є дуже простою, однак її недоліком є те, що внаслідок добового обертання небесної сфери кожна з координат світила тут безперервно змінюється.

Перша екваторіальна система небесних координат. Якщо в горизонтальній системі небесних координат основою площиною є площина горизонту, то тут — площина небесного екватора. Відповідно дві координати такі: годинний кут *t* світила *M* і його схилення δ (рис. 1.7).

Годинний кут t світила *M* — це кут між площиною небесного меридіана і площиною кола схилення світила. Він вимірюється дугою небесного екватора від найвищої його точки *Q* у бік заходу до кола схилення світила.

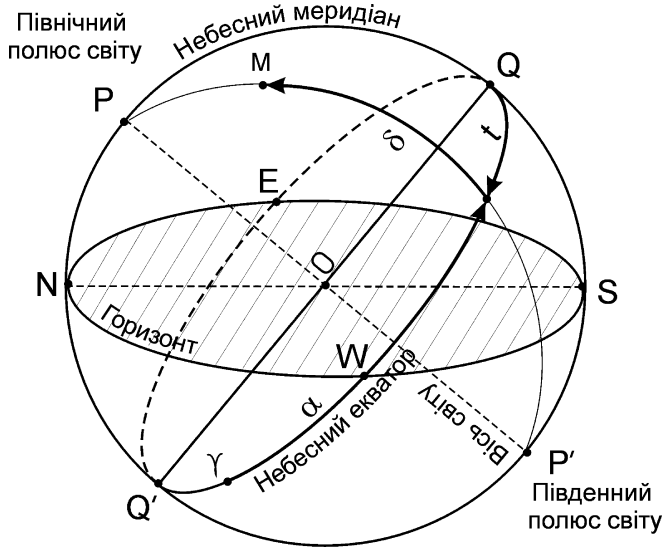


Рис. 1.7. Екваторіальні системи небесних координат; стрілками вказано напрями відліку годинного кута t, прямого піднесення α і схилення δ

Схиленням δ світила M називається центральний кут між площиною небесного екватора і напрямом на світило, виміряний у площині кола схилень. Схилення відлічують від небесного екватора уздовж кола схилень до світила.

Годинний кут світила вимірюють у годинах (хвилинах, секундах) від 0^h (світило у верхній кульмінації) до 24^h (знову у верхній кульмінації). Якщо годинний кут світила $t = 12^h$, то світило перебуває у нижній кульмінації. Іноді годинний кут світила задають у градусах. Як уже згадано, перехід до годинної міри здійснюють з розрахунку, що $1^h \in 15°$. При розв'язуванні задач на схід і захід світил (див. далі) отримуємо від'ємні значення t. Додаючи ж 24^h, легко можна перейти до звичного відліку годинного кута. Наприклад, значення $t = -1^h$ еквівалентне записові $t = 23^h$ і т. д.

Схилення світила δ вимірюють від 0° (світило на небесному екваторі) до +90° у бік північного полюса світу і від 0 до −90° у південній півкулі небесної сфери.

Неважко зрозуміти, що для віддалених світил (наприклад, зір) в екваторіальній системі одна з координат — схилення світила δ — при добовому обертанні небесної сфери залишається незмінною. Інша — годинний кут t — безперервно зростає.

Тим часом для того, щоб вказати, де знаходиться те чи інше світило на небі, треба вибрати на небесному екваторі якусь точку, від якої можна було б відлічувати кутові відстані кіл схилень світил. Для цього і вводять ще одну систему екваторіальних координат.

Друга екваторіальна система небесних координат. Нагадаємо, що для визначення сітки координат на Землі за основні кола прийнято екватор і нульовий грінвіцький меридіан. *Географічну довготу* λ відлічують від згаданого нульового меридіана вздовж екватора до меридіана спостерігача. *Географічну широту* φ вимірюють від екватора вздовж меридіана до відповідного пункту земної поверхні. При цьому звичайно вказують напрям відліку (наприклад, 40° східної довготи, 50° північної широти).

Таким чином, задавши пару чисел λ і φ, за допомогою глобуса чи карти легко знаходимо відповідну точку земної поверхні. Щодо небесних світил, то такі ж можливості дає друга екваторіальна система небесних координат. За основну точку для відліку одної з координат тут беруть точку весняного рівнодення Υ або, для повної аналогії з нульовим меридіаном на Землі, — коло схилень, яке проходить через точку Υ і називається *колом рівнодення*. Відповідно у цій системі використовують такі координати: *пряме піднесення* (пряме сходження) α світила M і його схилення δ (рис. 1.7).

Прямим піднесенням α світила M називається центральний кут між напрямом від спостерігача на точку весняного рівнодення і площиною кола схилення світила, виміряний у площині небесного екватора. Пряме піднесення α світила M відлічують від точки весняного рівнодення назустріч видимому обертанню небесної сфери до кола схилення світила (див. рис. 1.7). Пряме піднесення α вимірюють у годинах (хвилинах, секундах) від 0^h до 24^h. З рис. 1.7 видно, що для кожного світила виконується рівність:

$$\alpha + t = s. \tag{1.2}$$

Схилення світила δ — та ж координата, що й у першій екваторіальній системі координат.

Визначення якомога точніших координат небесних світил α і δ — одне з головних завдань такого підрозділу астрономії, як *астрометрія*. Зокрема, координати сотень тисяч зір подаються у зоряних каталогах (від гр. καταλογος — список), публікуються в астрономічних щорічниках. Виписавши з такого каталога координати α і δ світила та обчисливши зоряний час s на момент спостережень (про це див. нижче), астрономи знаходять із співвідношення (1.2) годинний кут світила $t = s - \alpha$, який і вказує положення світила відносно небесного меридіана.

Екліптична система небесних координат. У деяких випадках, зокрема при обчисленні положень на небі Сонця, планет чи Місяця, використовують систему координат, в якій за основну прийнято площину екліптики, а за основну точку відліку — точку весняного рівнодення Υ. У цій системі використовують такі дві координати: *екліптичну довготу* λ і *екліптичну широту* β. Дві діаметрально протилежні точки небесної сфери, які поєднує

пряма, перпендикулярна до площини екліптики, є *полюси екліптики*. Велике коло небесної сфери, що проходить через обидва полюси екліптики і світило, зветься *колом широти* світила.

Екліптична довгота λ світила M — це центральний кут між напрямом на точку весняного рівнодення і площиною кола широти світила, виміряний у площині екліптики. Екліптичну довготу λ відлічують від точки весняного рівнодення уздовж екліптики назустріч видимому добовому обертанню небесної сфери до кола широти світила. Вимірюють її у градусах.

Екліптичною широтою β світила M називається центральний кут між площиною екліптики і напрямом на світило, виміряний у площині кола широти світила. Екліптичну широту β відлічують від екліптики вздовж кола широти до світила. Вимірюють її у градусах, вона додатна — до північного полюса екліптики.

Існує також галактична система небесних координат (див. підрозділ 19.1).

1.6. Кутова висота полюса світу над горизонтом

При пересуванні спостерігача по поверхні Землі від екватора до полюса кут між напрямом лінії виска і віссю світу зменшується від 90 до 0°, а отже, змінюється загальна картина добового обертання небосхилу. Для кожної точки земного меридіана правильна така теорема.

> ***Кутова висота полюса світу над горизонтом дорівнює географічній широті спостерігача.***

Як уже згадано (рис. 1.8), вісь світу PO паралельна осі добового обертання Землі, тобто $PO \parallel P_N P_S$. Оскільки виконуються умови $NO \perp OT$ і $PO \perp TQ$, то звідси випливає, що $\angle NOP = \angle OTQ$, тобто $h_P = \varphi$.

Приблизне положення північного полюса світу на небесній сфері знаходимо, відкладаючи п'ять відрізків, що дорівнюють відстані між зорями α і β Великої Ведмедиці, як це показано на рис. 1.4.

Нахил небесного екватора до горизонту $i = 90^\circ - \varphi$.

Справді (рис. 1.8): $h_P + 90^\circ + i = 180^\circ$, або $\varphi + 90^\circ + i = 180^\circ$, звідки маємо $i = 90^\circ - \varphi$.

Наведемо деякі приклади. Для спостерігача, який перебуває на північному географічному полюсі ($\varphi = +90^\circ$) прямовисна лінія співпадає з віссю обертання Землі, а площина математичного горизонту паралельна площині екватора (рис. 1.9*а*). Схематичне зображення небесної сфери такого спостерігача показано на рис. 1.9*б*. Внаслідок добового обертання, траєкторії видимого переміщення зір на небесній сфері є концентричними колами,

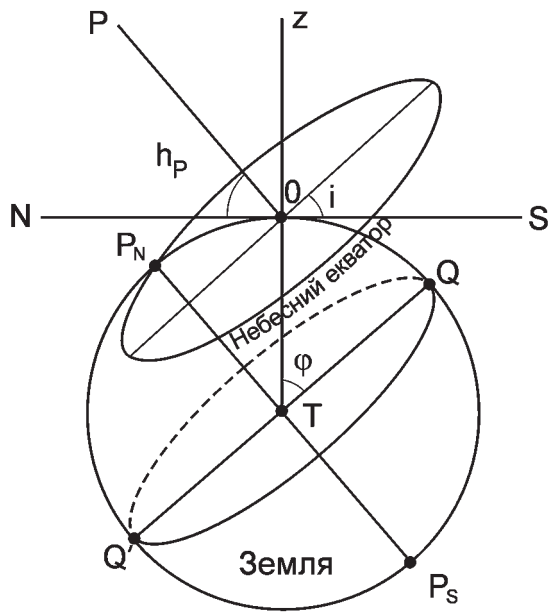
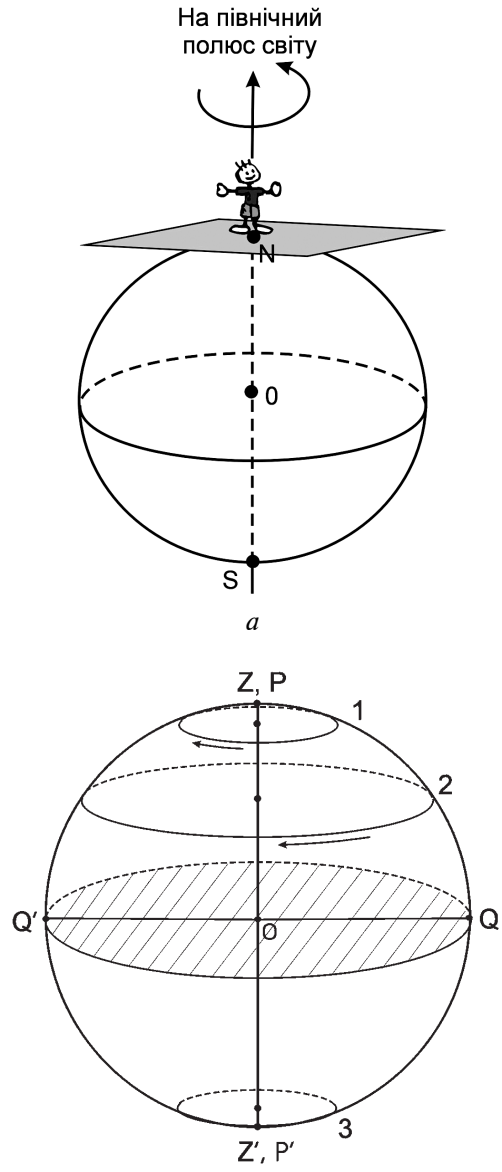


Рис. 1.8. Співвідношення між висотою полюса світу над горизонтом h_P і географічною широтою спостерігача φ

площини яких паралельні горизонту (а, отже, і площинам небесного і земного екватора). Природно, що центри цих кіл розташовані на осі світу. Протягом доби кутова висота кожної зорі над горизонтом залишається незмінною. Ті зорі, добові траєкторії яких перебувають під горизонтом спостерігача, для нього завжди залишаються невидимими.

Чим ближче видиме положення зорі на небесній сфері до точки полюса світу, тим менший діаметр її добового кола. І якщо воно співпадає з полюсом світу, то така зоря не бере участі в уявному обертанні небесної сфери, а її положення на ній протягом доби залишається незмінним. На небі немає яскравої зорі, видиме положення якої абсолютно точно співпадало б з північним полюсом світу, але є зоря, достатньо яскрава, котра на небесній сфері знаходиться поблизу точки *P*. Як вже знаємо, ця зоря називається Полярною (α Малої Ведмедиці). Її легко відшукати на небі. Якщо вам це вдалося, спостерігайте за зоряним небом в околиці Полярної протягом деякого часу. Ви одержите наочне уявлення про добове переміщення зір на небесній сфері.

Для спостерігача, який знаходиться на південному полюсі Землі ($\varphi = -90^\circ$) видимий добовий рух зір відбувається так само, як і в розглянутому вище прикладі, але, річ ясна, вигляд зоряного неба тут інший. Спостерігач на південному полюсі буде бачити лише ті зорі, які знаходяться над його горизонтом, і які є недосяжними для спостереження з північного полюса. На відміну від північного неба, на південному немає яскравої зорі,



а

б

Рис. 1.9. Спостерігач на північному географічному полюсі (*а*) і його небесна сфера (*б*). Як приклад тут зображені добові траєкторії зір *1* і *2*, які постійно перебувають над горизонтом спостерігача, і зорі *3*, яку він ніколи не бачить

видиме положення якої на небі співпадало б або було близьким до південного полюса світу.

Для спостерігача, який перебуває на земному екваторі ($\varphi = 0°$), площина горизонту перпендикулярна до площини екватора. Північний по-

люс світу лежить на горизонті, збігаючись з точкою півночі N, а південний — з точкою півдня S. Небесний екватор проходить через зеніт z. На рис. 1.10 показано, як відбувається видиме добове переміщення зір на небесній сфері під час спостережень з екватора Землі. Площини добових кіл всіх зір перпендикулярні до площини горизонту спостерігача. З рис. 1.10 також випливає, що спостерігач, який перебуває на земному екваторі, має можливість бачити зорі як північної частини небесної сфери, так і південної.

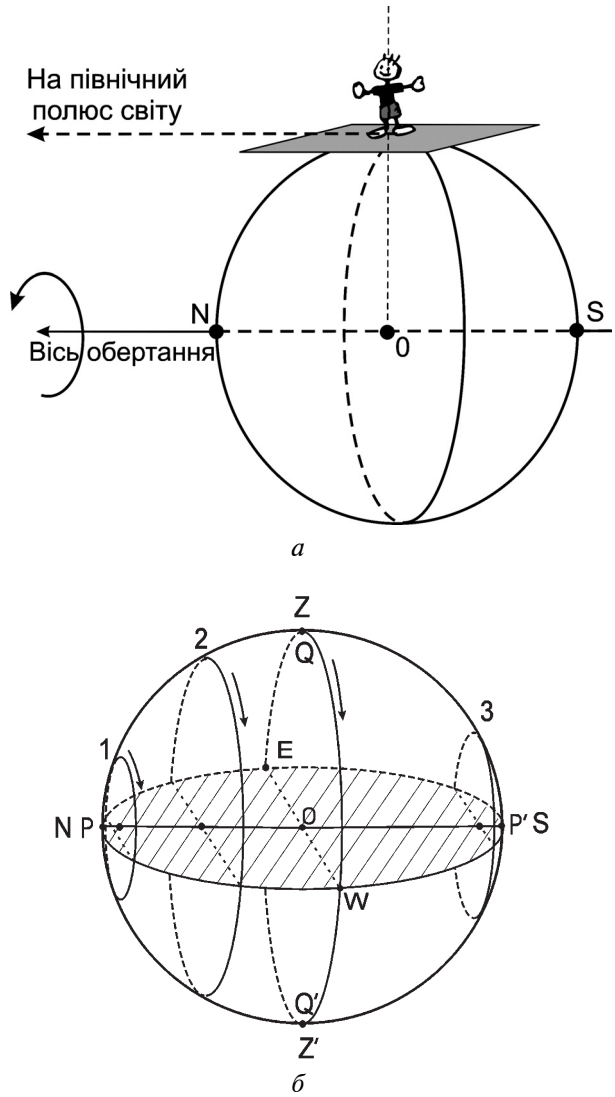


Рис. 1.10. Спостерігач на лінії земного екватора (*а*) і його небесна сфера (*б*)

Отже, для спостерігача на екваторі кожна із зір у визначений час сходить з-під горизонту, піднімається на усе більшу кутову відстань над ним, перетинає лінію небесного меридіана, переміщується до західної частини горизонту і, нарешті, заходить за горизонт. Кожну зорю 12 годин видно над горизонтом, і 12 годин вона переміщується вздовж своєї добової траєкторії під горизонтом спостерігача.

Розглянемо рис. 1.11, на якому показано двох спостерігачів на земному екваторі, які мають різну географічну довготу. Обидва протягом ночі побачать ті ж самі зорі, але у певний момент часу кожен спостерігач бачить «своє зоряне небо». Наприклад, якщо зоря *A* для першого спостерігача вже заходить за його горизонт, для другого у цей самий час вона перебуває високо над горизонтом. Зоря *B*, яку перший бачить у зеніті, ще недосяжна для другого спостерігача, оскільки ще знаходиться під його горизонтом. Сплине якийсь час, і завдяки обертанню Землі зоря *B* зійде у східній частині горизонту другого спостерігача, а перший у цей момент побачить, як вона прямує до горизонту у західній частині.

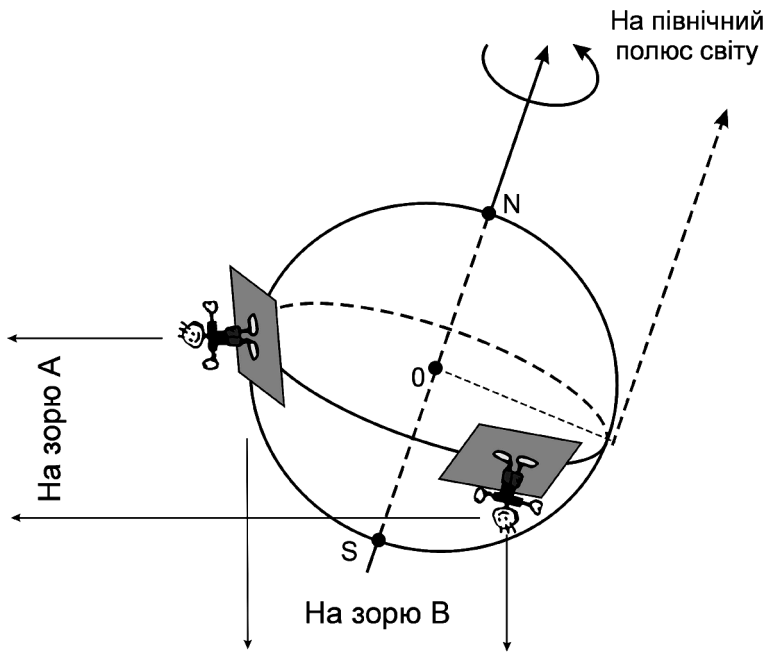


Рис. 1.11. Два спостерігачі на різних географічних довготах

Нарешті, розглянемо випадок, коли спостерігачі знаходяться у середніх широтах північної і південної півкуль (скажімо, $\varphi = +45^\circ$ і $\varphi = -45^\circ$ відповідно). Рис. 1.12*а* зображає спостерігача середніх широт північної півкулі Землі. На рис. 1.12*б* показана його небесна сфера. Тут площина небесного екватора і площина горизонту перетинаються під певним кутом $(90^\circ - \varphi)$.

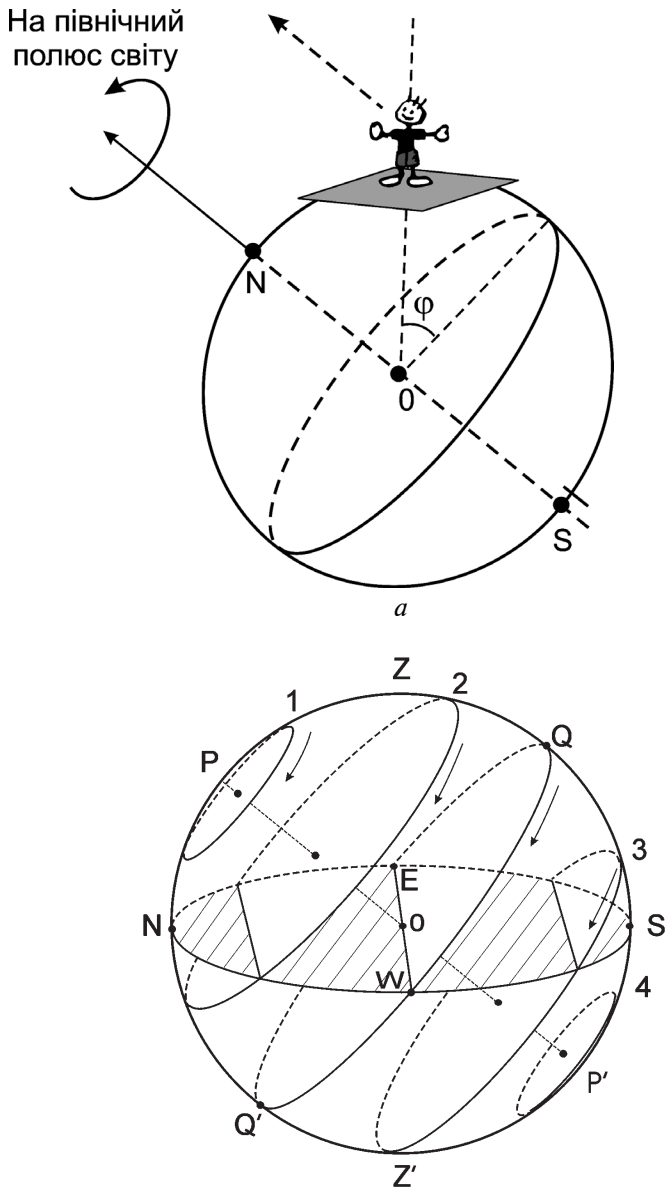


Рис. 1.12. Спостерігач середньої географічної широти (*а*) і його небесна сфера (*б*)

Оскільки площини добових кіл зір є паралельними площині небесного екватора, спостерігач побачить зорі північної півкулі небесної сфери (наприклад, 1, 2), а також частину зір південної півсфери (наприклад, зорю 3). Він не може спостерігати лише ті зорі південної півкулі небесної сфери, добові кола яких не перетинають його горизонт (наприклад, зорю 4).

Якщо для спостерігача на географічних полюсах Землі всі видимі зорі ніколи не заходять за горизонт (іншими словами, їхні добові кола не перетинають площину горизонту), а для спостерігачів на екваторі навпаки — всі зорі сходять і заходять, то у середніх широтах картина є складнішою. Тут частина зір не заходить за горизонт, є зорі, які протягом доби сходять і заходять, є також зорі, які не сходять з-під горизонту.

Для спостерігача південної півкулі Землі, який перебуває на широті $\varphi = -45^\circ$, картина добового руху небесних зір буде подібною до тієї, яку бачить спостерігач на широті $\varphi = +45^\circ$. Він також буде бачити зорі, які не заходять за горизонт і ті, що сходять і заходять, а частина зір постійно перебуватиме під його горизонтом. Тільки у даному випадку ті зорі, які спостерігач північної півкулі не мав змоги бачити, для спостерігача південної півкулі будуть протягом кожної доби перебувати над його горизонтом.

Якісний розгляд умов перебування світила над горизонтом для спостерігача на географічній широті може бути доповнений кількісними співвідношеннями, які наведені у наступному розділі.

1.7. Висота світила в меридіані. Умови перебування світила над горизонтом

У верхній кульмінації світило займає найвище кутове положення відносно горизонту (рис. 1.13). Якщо схилення світила $\delta = \varphi$, то у верхній кульмінації це світило проходить через зеніт. У цей момент його кутова висота над горизонтом $h_{вк} = 90^\circ$. Якщо схилення світила $\delta < \varphi$, воно кульмінує на південь від зеніту, у цей момент його азимут $A = 0^\circ$. При $\delta > \varphi$ світило у верхній кульмінації перетинає небесний меридіан на північ від зеніту, його азимут $A = 180^\circ$. У першому випадку висота світила над горизонтом у верхній кульмінації:

$$h_{вк} = 90^\circ - \varphi + \delta. \qquad (1.3)$$

Для світил, що кульмінують на північ від зеніту,

$$h_{вк} = 90^\circ + \varphi - \delta. \qquad (1.4)$$

Звідси випливають умови перебування світила над горизонтом. Для спостерігача північної півкулі Землі (рис. 1.14), якщо схилення світила

$$\delta > (90^\circ - \varphi), \qquad (1.5)$$

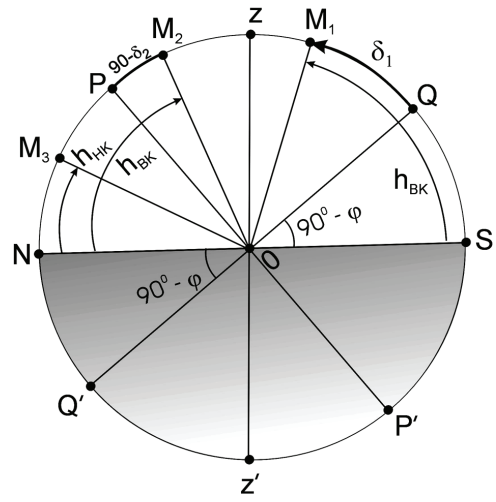


Рис. 1.13. Залежність кутової висоти світила над горизонтом в кульмінації $h_{вк}$ і $h_{нк}$ від географічної широти спостерігача φ і схилення світила δ

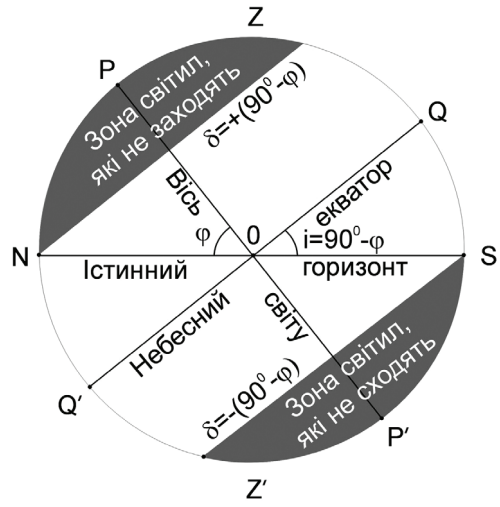


Рис. 1.14. Умови перебування світила над горизонтом

то це світило перебуває над горизонтом спостерігача цілодобово. По-друге, якщо

$$\delta < -(90^\circ - \varphi), \tag{1.6}$$

то світило взагалі не з'являється над горизонтом спостерігача (його верхня кульмінація відбувається під горизонтом).

Зокрема, для спостерігача, який перебуває на географічній широті $\varphi = 50°$, цілодобово будуть над горизонтом світила, для яких $\delta > +40°$, і ніколи не з'являються над горизонтом світила з $\delta < -40°$.

1.8. Астрономічна рефракція. Мерехтіння зір. Присмерки

Астрономічна рефракція (від. лат. *refractio* — заломлюю) — явище відхилення світлового променя від прямолінійного напряму при його проходженні через атмосферу Землі (рис. 1.15). За рахунок цього ефекту світило спостерігається не на зенітній відстані z, як це було б на планеті, позбавленій атмосфери, а на іншій зенітній відстані z', причому:

$$z' = z - \rho \tag{1.7}$$

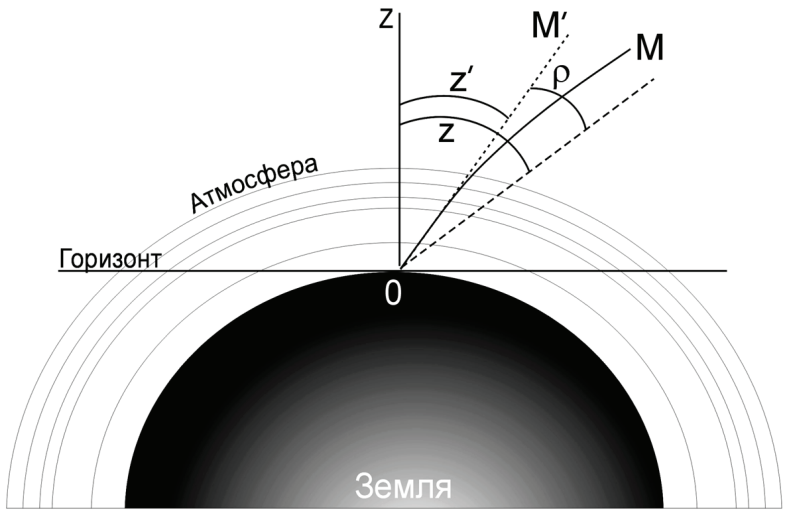


Рис. 1.15. Рефракція променів світла у земній атмосфері: завдяки рефракції світило над горизонтом завжди видно вище від його справжнього положення на небі

Отже, рефракція діє таким чином, що світило відносно горизонту завжди перебуває вище від свого справжнього положення, а отже зенітна відстань є меншою. Значення *кута рефракції* ρ залежить від температури і густини атмосфери. При $t = +10°C$ і $p = 760$ мм рт. ст. його оцінюють за наближеною формулою:

$$\rho = 58{,}12'' \operatorname{tg} z', \tag{1.8}$$

доки зенітна відстань світила $z' \le 70^\circ$. Біля горизонту середнє значення кута рефракції становить 35,5′, однак в окремих випадках може досягати 2°. Для внесення поправок в астрономічні спостереження положень світил на небесній сфері складено спеціальні таблиці.

Завдяки рефракції, наприклад, уже видно весь диск Сонця над горизонтом у момент, коли насправді його верхній край лише починає сходити. Аналогічно при заході Сонця спостерігачеві на Землі здається, що сонячний диск лише дотикається до горизонту, тоді як насправді Сонце вже зайшло. З тієї ж причини диск Сонця (як і Місяця) тут має овальну форму. Головне ж, що внаслідок рефракції схід Сонця відбувається на

$$\Delta t = 3{,}3^m / \left(\cos\varphi \cdot \cos\delta_\odot \sqrt{1 - \mathrm{tg}^2\,\varphi \cdot \mathrm{tg}^2\,\delta_\odot} \right) \qquad (1.9)$$

раніше, а його захід пізніше, ніж це відбувалося б на планеті, позбавленій атмосфери. Зокрема, при $\varphi = 50^\circ$ і схиленні Сонця $\delta_\odot = 0^\circ$, $\Delta t = 5{,}1$ хв. Отже, за рахунок рефракції тривалість дня збільшується на значення $2\Delta t$. Крім того, точка сходу Сонця зсувається на кут $\Delta A \approx 50'\,\mathrm{tg}\varphi/\sin A_\odot$ в бік точки півночі N відносно її положення без урахування рефракції ($A_\odot$ — теоретичний азимут точки сходу Сонця без такого врахування, те ж — при заході Сонця). Наприклад, у березні при $A_\odot = 90^\circ$ для спостерігача, який перебуває на широті $\varphi = 50^\circ$, $\Delta A \approx 1^\circ$.

З проходженням променів через атмосферу Землі пов'язане також явище *мерехтіння зір*, найпомітніше біля горизонту. Зумовлене воно заломленням променів у рухомих неоднорідностях густини атмосфери. У кожний конкретний момент ока спостерігача досягають промені, які до заломлення рухалися в дещо відмінних напрямах. Унаслідок їх складання та інтерференції спостерігач відмічає то посилення, то послаблення світлового потоку, причому в різних кольорах, так що змінюється не лише яскравість зорі, а й її колір. Таке явище є властивим для дуже віддалених точкових джерел випромінювання, якими, власне кажучи, і є зорі. І навпаки, для протяжних об'єктів (наприклад, планет, у яких видимий кутовий діаметр дисків є досить значним), відбувається усереднення світлових потоків від окремих частин їхніх дисків, тому мерехтіння блиску планет для ока практично непомітне.

Третій ефект, пов'язаний з атмосферою Землі, це *присмерки* — поступове послаблення денного світла після заходу Сонця або, навпаки, його посилення перед сходом Сонця. Відповідно є *вечірні* і *ранкові* присмерки. Під час присмерків певний рівень освітленості зумовлений сонячними променями, розсіяними атмосферою Землі.

Прийнято говорити про *громадянські*, *навігаційні* й *астрономічні* присмерки. Вечірні *громадянські присмерки* розпочинаються з моменту заходу Сонця і тривають доти, доки кутова висота центра диска Сонця h не досягне значення -6° (тобто доки цей диск не опиниться на кутовій відстані -6° під горизон-

том). У цей момент на небі вже можна побачити найяскравіші зорі. *Навігаційні присмерки* починаються із закінченням громадянських присмерків і продовжуються до моменту, коли кутова висота центра диска Сонця h не досягне значення -12°. Після цього починаються *астрономічні присмерки.* Закінчуються вони (а уранці розпочинаються) у момент, коли кутова висота центра сонячного диска $h = -18^\circ$. Власне ніч, коли на небі видно найслабкіші зорі, триває від кінця вечірніх і до початку ранкових астрономічних присмерків.

Наприклад, на географічній широті $\varphi = 50^\circ$ тривалість громадянських присмерків дорівнює 38 хв. у грудні і 44 хв. у липні, астрономічних у січні — 59 хв., у червні на цій широті вони тривають усю ніч.

1.9. Елементи сферичної геометрії

Проведення астрономічних спостережень і подальший аналіз отриманих результатів дуже часто вимагають переходу від одної зі згаданих вище систем небесних координат до іншої. Усі потрібні для цього формули отримано шляхом розв'язування сферичних трикутників.

Сферичний трикутник — це фігура на сфері, утворена дугами трьох великих кіл (рис. 1.16). Тому в сферичній тригонометрії дуги AB, BC, AC вимірюють у градусах. Для виведення потрібних співвідношень до сторін AB і AC у точці A проводимо дотичні до їх перетину з продовженням радіусів сфери OB і OC у точках D і E. Прийнявши радіус сфери за одиницю, отримуємо, що

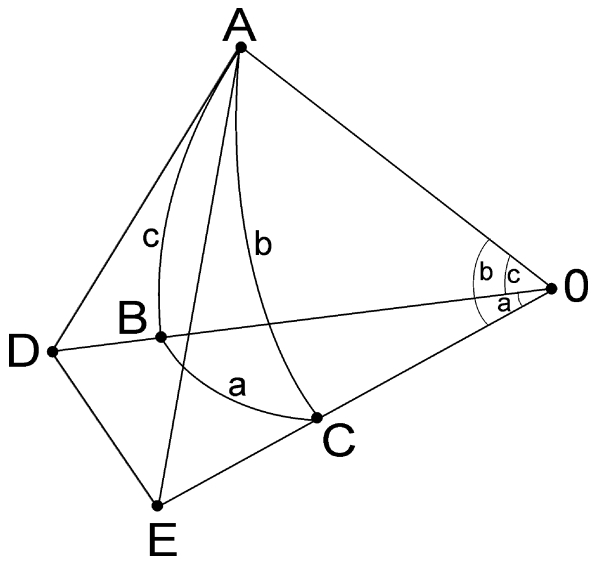


Рис. 1.16. Сферичний трикутник

$$AD = \mathrm{tg}c,\ OD = \sec c,\ AE = \mathrm{tg}b,\ OE = \sec b.$$

Нагадаємо, що, як і в плоскій тригонометрії, кути трикутника позначають літерами A, B, C, а протилежні їм сторони — a, b, c. Далі приймається, що сторони b і c трикутника ABC менші від 90°. Для визначення (і подальшого виключення) відрізка DE двічі (з розгляду трикутників ADE і DOE) використовують теорему про квадрат сторони, що лежить проти гострого кута. З урахуванням теореми Піфагора після нескладних перетворень отримуємо три співвідношення:

формулу косинуса сторони

$$\cos a = \cos b \cdot \cos c + \sin b \cdot \sin c \cdot \cos A \qquad (1.10)$$

формулу синусів

$$\sin a \cdot \sin B = \sin b \cdot \sin A \qquad (1.11)$$

формулу п'яти елементів

$$\sin a \cdot \cos B = \cos b \cdot \sin c - \sin b \cdot \cos c \cdot \cos A \qquad (1.12)$$

За допомогою колової перестановки (заміни $a \to b$, $b \to c$, $c \to a$ і відповідно $A \to B$, $B \to C$, $C \to A$) такі ж вирази отримуємо і для двох інших сторін та відповідних їм кутів.

Наведені тут формули істотно спрощуються, якщо один з кутів дорівнює 90°.

1.10. Паралактичний трикутник. Перетворення координат

Сферичний трикутник, вершинами якого є полюс світу P, зеніт Z і світило M, називається *паралактичним* (від гр. παραλλαξις — відхилення, зміщення). Сторонами цього трикутника є дуги z, $(90^\circ - \varphi)$ і $(90^\circ - \delta)$. Кут при полюсі світу P — це годинний кут світила t, кут при зеніті Z — доповнення азимута A до 180°, тобто він дорівнює $(180^\circ - A)$. Кут при світилі M називається паралактичним кутом, при обчисленнях зазвичай він не використовується (рис. 1.17).

Враховуючи це і конкретизуючи записані вище загальні формули сферичного трикутника, можна отримати дві групи співвідношень, які дають змогу переходити від горизонтальної системи небесних координат до першої екваторіальної і навпаки.

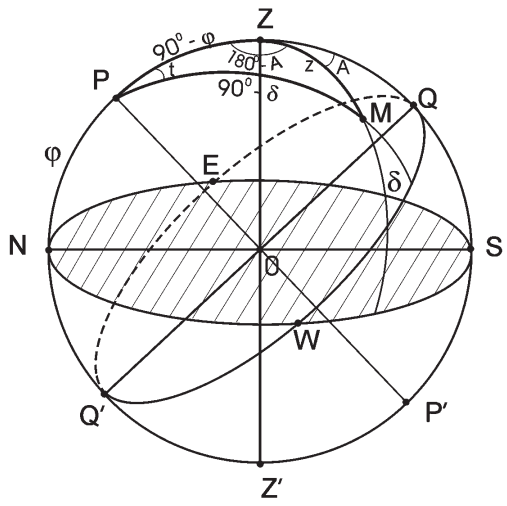


Рис. 1.17. Паралактичний трикутник

Наприклад, якщо екваторіальні координати світила t і δ відомі, то для обчислення його горизонтальних координат A і z використовують співвідношення:

$$\cos z = \sin\varphi\cdot\sin\delta + \cos\varphi\cdot\cos\delta\cdot\cos t, \tag{1.13}$$

$$\sin z\cdot\sin A = \cos\delta\cdot\sin t, \tag{1.14}$$

а також

$$\sin z\cdot\cos A = -\cos\varphi\cdot\sin\delta + \sin\varphi\cdot\cos\delta\cdot\cos t. \tag{1.15}$$

При значеннях годинного кута t, близьких до 0 і 180°, азимут світила A ліпше обчислювати за формулою (1.14), якщо ж t близький до 90 і 270° — за формулою (1.15). Квадрант для азимута A визначається знаками правих частин формул. Оскільки з астрономічних календарів беруть координати α і δ, то для попереднього обчислення годинного кута t використовують співвідношення (1.2).

Для обчислення екваторіальних координат світила t і δ за відомими його горизонтальними координатами A та z зі співвідношень сферичної тригонометрії знаходимо:

$$\sin\delta = \sin\varphi\cdot\cos z - \cos\varphi\cdot\sin z\cdot\cos A, \tag{1.16}$$

$$\cos\delta\cdot\sin t = \sin z\cdot\sin A, \tag{1.17}$$

$$\cos\delta\cdot\cos t = \cos\varphi\cdot\cos z + \sin\varphi\cdot\sin z\cdot\cos A. \tag{1.18}$$

Знак схилення δ визначається знаком $\sin\delta$, а квадрант для t вибирають за знаками правої частини формул (1.17) та (1.18). Використання першої чи другої з них зумовлюється так, як і у попередній групі.

Аналогічну групу формул можна отримати для переходу від екваторіальних небесних координат до екліптичних і навпаки. Тут обмежимося зауваженням, що сферичний трикутник з вершинами в полюсі світу P, полюсі екліптики Π і світилі M називається *астрономічним трикутником*.

1.11. Карти зоряного неба. Каталоги

Щоб полегшити вивчення зоряного неба та пошук на ньому окремих (іноді нових) об'єктів, здавна використовували глобуси і карти *зоряного неба*. На них, крім зір, було прийнято зображати також фігури істот, назви яких дано тому чи іншому конкретному сузір'ю. Особливістю небесних глобусів і деяких карт є те, що зображення неба на них дзеркально перевернуте порівняно з тим, яке бачить спостерігач з центра небесної сфери. Таким, зокрема, був зоряний атлас польського астронома Яна Гевелія (1611–1687), фігури з якого користуються дотепер великою популярністю і їх можна побачити в багатьох науково-популярних книгах.

Навчальні карти зоряного неба, з якими найчастіше доводиться працювати, виконані у вигляді прямокутника або круга. У першому випадку по горизонталі відкладене пряме піднесення α, по вертикалі — схилення δ. Зауважимо, що межі сузір'їв проведено уздовж кіл схилень і кіл однакових схилень (див. також наступний підрозділ).

На картах, виконаних у формі круга, у центрі знаходиться північний або південний полюс світу. Пряме піднесення α зір проставлене на обводі карти через одну або дві години. Радіальні лінії, що збігаються до центра карти, — це проекції кіл схилень. Схилення δ проставлене тут уздовж тих кіл схилень, що проходять через точки весняного й осіннього рівнодень і через точки літнього й зимового сонцестоянь.

Дати на обводі карти зоряного неба вказують положення Сонця на екліптиці. Його знаходимо, пересуваючись по радіальній прямій (колу схилень) від заданої дати у напрямі до центра карти до перетину з екліптикою.

З навчальною метою, як правило, використовують два «Атласи зоряного неба» О. О. Михайлова (що мають відповідно 4 і 20 карт, у другому на картах нанесено зорі до 8,25 зоряної величини), а також «Атлас неба» чеського астронома А. Бечваржа (на картах нанесено зорі до 8^m).

Координати найяскравіших стаціонарних і змінних зір, зоряних скупчень, галактик тощо можна знайти в спеціальних довідниках і каталогах.

1.12. Прецесія і нутація

При складанні каталогів і карт завжди вказують початок року, для якого подано координати зір, тобто вказують *рівнодення каталога*. Це зумовлено тим, що точка весняного рівнодення, від якої відлічують пряме піднесення α, зміщується по екліптиці назустріч видимому річному рухові Сонця з кутовою швидкістю 50",26 за рік або 1° за 72 роки (рис. 1.18). Це явище *прецесії* (випередження рівнодень) відкрите ще Гіппархом.

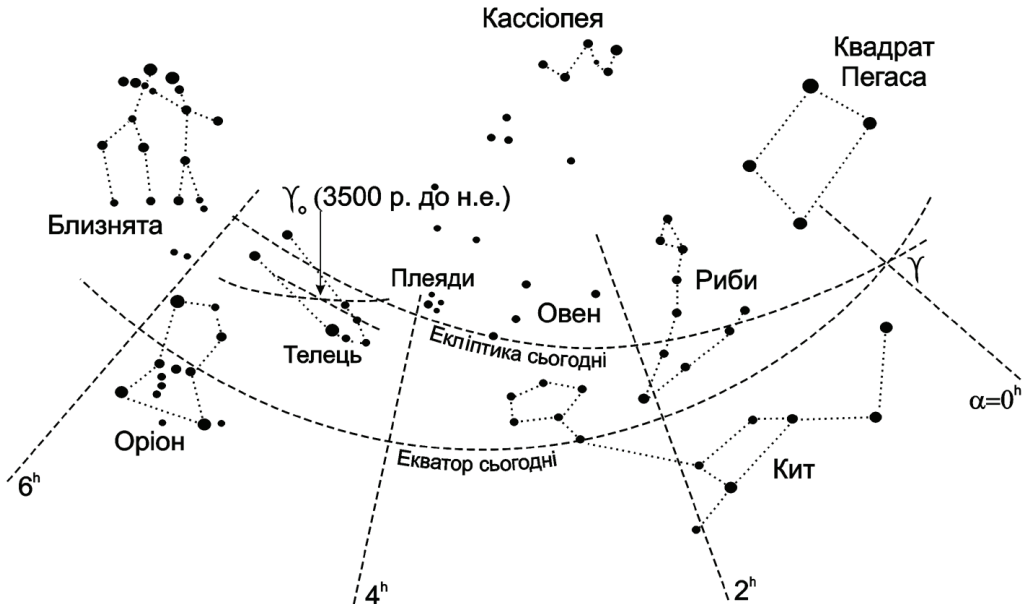


Рис. 1.18. Зміщення точки весняного рівнодення назустріч рухові Сонця — причина безперервної зміни небесних координат кожної зорі; Υ_0 — положення точки весняного рівнодення у 3500 р. до н. е.

Коротко з'ясуємо, як же було виявлено зміщення точки весняного рівнодення, яка, як знаємо, є одною з уявних точок перетину двох уявних кіл — небесного екватора і екліптики. Трапилося так, що за 169 років до Гіппарха два грецькі астрономи Арістілл і Тимохарис спостерігали повне місячне затемнення в ніч весняного рівнодення. Очевидно, що в момент найглибшого входження Місяця в тінь Землі (див. розділ 5) центр його диска проектувався на точку осіннього рівнодення. Тоді-то згадані астрономи зафіксували кутову відстань зорі Спіка (α Діви) від центра місячного диска. Таке ж затемнення спостерігав і Гіппарх знову ж таки в ніч весняного рівнодення. Провівши аналогічні виміри, Гіппарх виявив, що за 169 років Спіка наблизилася до точки осіннього рівнодення на 2°. Це давало середнє зміщення точки за рік на 43". Згодом значення прецесії було уточнено.

Ми звертаємо увагу на цей факт тому, що він є чудовою ілюстрацією того, як потрібні в астрономії тривалі спостереження тих чи інших явищ.

Причину явища прецесії пояснив Ньютон (див. далі). Саме ж явище полягає в тому, що вісь добового обертання Землі (вісь світу) приблизно за 26 000 років описує конус (рис. 1.19), а полюси світу — на небі кола з кутовим радіусом 23,5° (рис. 1.20). Тому-то близько 5 тис. років тому Полярною була зоря α Дракона (Тубан), а через 12 тис. років цей полюс буде недалеко від зорі α Ліри (Вега).

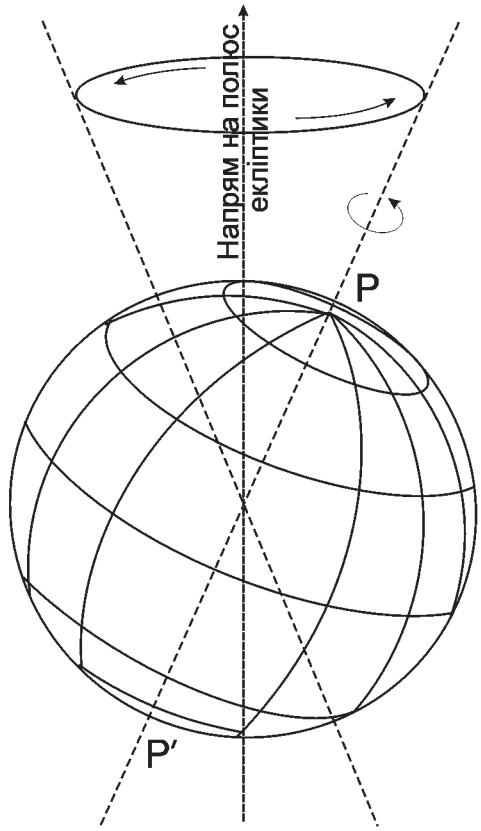


Рис. 1.19. Явище прецесії

Водночас на небесній сфері зміщується і вся сітка екваторіальних координат. Зокрема, завдяки цьому, межі сузір'їв, свого часу проведені вздовж координатних ліній 1875 року, зараз помітно зміщені. 6000 років тому координати зорі Спіка (α Діви) були такі: $\alpha = 8^h13^m$; $\delta = +18°52'$, на початок же 2000 р. $\alpha = 13^h25^m11{,}6^s$; $\delta = -11°09'40{,}8''$. Близько 4000 років тому точка весняного рівнодення знаходилася в сузір'ї Тельця недалеко від зоряного скупчення Плеяди. І в момент весняного рівнодення центральне місце на південній частині небосхилу ввечері займало сузір'я Лева, сузір'я ж Близнят пе-

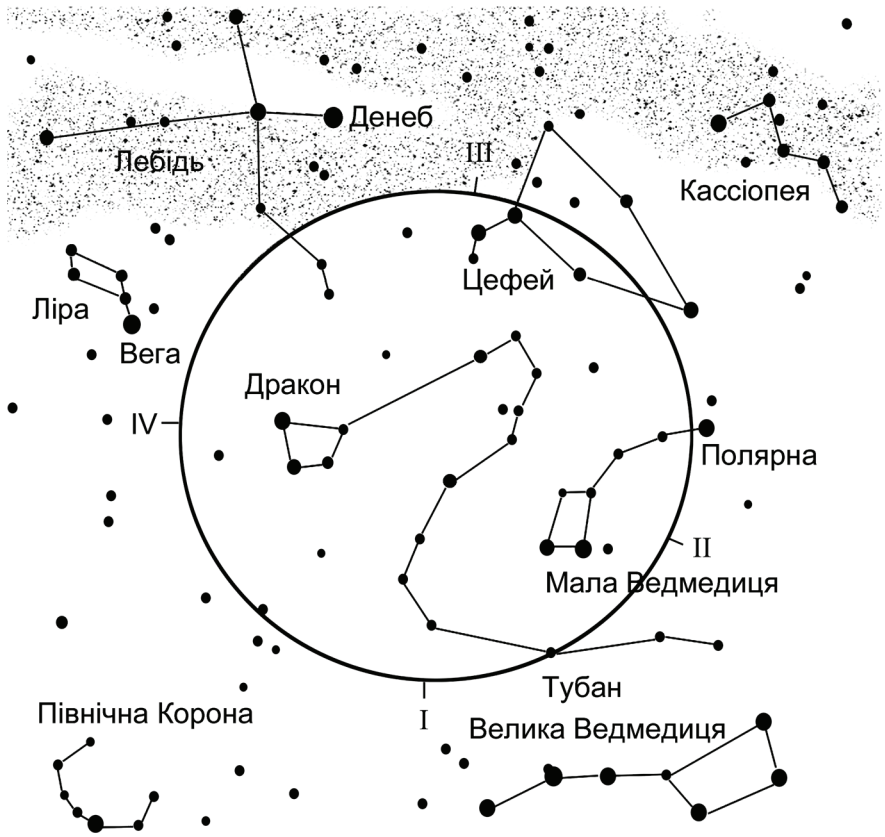


Рис. 1.20. Траєкторія зміщення положення північного полюса світу на небесній сфері внаслідок прецесії. Римські цифри позначають наступні положення полюса: I — за 5000 років до н.е. ; II — початок нашої ери; III — положення полюса через 6000 років від теперішнього часу; IV — положення через 13 000 років

ребувало низько над горизонтом недалеко від точки заходу Сонця. У наш час весною ввечері воно займає центральне місце на небі, тоді як сузір'я Лева — невисоко над горизонтом у східній частині небосхилу.

І ще один приклад для середніх географічних широт. Тут у наш час взимку і весною вночі у південній частині небосхилу видно мальовниче сузір'я Оріона, а небесний екватор проходить поблизу «першого справа» Косаря (так наші предки назвали Пояс Оріона — групу з трьох яскравих зір, що під кінець липня до сходу Сонця «виходять на небо враз із косарями»). Проте внаслідок прецесії через 10 000 років цього сузір'я на наших широтах взагалі не буде видно.

У 1748 р. англійський астроном Джеймс Брадлей (1693–1762) на підставі своїх двадцятирічних спостережень зір дійшов висновку, що на прецесійний рух полюсів світу накладається ще *нутація* (від лат. *nutatio* — коли-

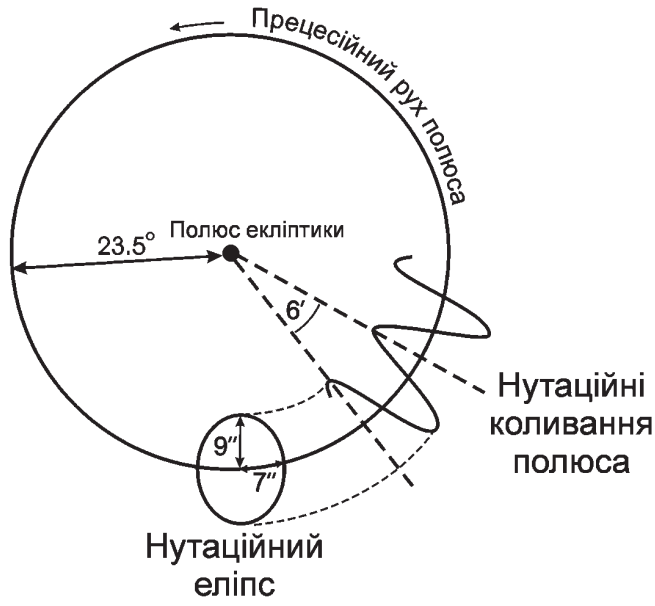


Рис. 1.21. Рух полюса світу внаслідок прецесії і нутації

ваю) — коливання осі світу (рис. 1.21) з амплітудою 9" і періодом 18,6 року (це зумовлене особливостями руху Місяця навколо Землі).

Близько 2000 років тому астрономи поділили екліптику на 12 однакових частин і кожну дугу позначили знаком відповідного зодіакального сузір'я (певним знаком зодіаку, від початку якого відлічували екліптичну довготу світила). Наприклад, перший відрізок дуги в 30° позначили знаком Овна ♈, другий — знаком Тельця ♉ і т. д. Тоді це відповідало реальному положенню цих сузір'їв на небі відносно точки весняного рівнодення. Однак від початку нашої ери за ці 2000 років точка весняного рівнодення змістилася по екліптиці на 28°, тобто практично на дугу, що відповідає майже одному знакові зодіаку, і сьогодні вона вже знаходиться в сузір'ї Риб. Проте *астрологи* — укладачі гороскопів (ворожінь про долю окремої людини за видимим положенням сузір'їв і планет на момент її народження), ніби нічого не сталося, і далі розраховують схід і розташування на небі знаків зодіаку, а не реальних сузір'їв. Отже, мова йде не про якийсь можливий вплив певних ділянок зоряного неба на людину (що можна було б якось зрозуміти), а цілком фальшивих «знаків».

Розділ 2

РУХ СОНЦЯ. ВИМІРЮВАННЯ ЧАСУ

2.1. Видимий річний рух Сонця на небі. Зоряний і тропічний рік

Спостереження за розташуванням на небосхилі окремих (зокрема зодіакальних) сузір'їв, наприклад, у західній частині неба ввечері після заходу Сонця, проведені упродовж декількох тижнів, свідчать, що вся уявна сфера зір разом з добовим обертанням, ще й повільно обертається назустріч видимому переміщенню Сонця. Зодіакальне сузір'я, яке було видно ввечері низько над горизонтом на заході, через декілька тижнів уже спостерігається вранці перед сходом Сонця на сході. Уся ця видима зміна вигляду зоряного неба упродовж року є наслідком річного руху Сонця по небесній сфері, а фактично — обертання Землі навколо Сонця (рис. 2.1). Тому за кожну добу диск Сонця зміщується в напрямі з заходу на схід, тобто назустріч добовому обертанню небесної сфери, приблизно на 1° (приблизно на два свої видимі кутові діаметри).

Проміжок часу, за який Сонце, здійснивши повний оберт на небесній сфері, повертається на попереднє місце на тлі зір, називається *зоряним роком*. Його тривалість — 365,25636 доби, тобто 365 діб 6 год. 09 хв. 10 с.

Як уже згадувалося, за рахунок прецесії точка перетину небесного екватора з екліптикою (точка весняного рівнодення ♈) пересувається назустріч видимому рухові Сонця зі швидкістю 50,24" за рік. З переходом Сонця з південної півкулі неба у північну пов'язана зміна температурного режиму на земній поверхні — зміна *пір року*. Тому було введено поняття тропічного року.

Справжнім або *тропічним роком* (від. гр. τροπος — поворот) називається проміжок часу, за який центр диска Сонця, описавши коло на екліптиці, знову повертається в точку весняного рівнодення. Інакше — це проміжок часу між двома послідовними проходженнями центра диска Сонця через

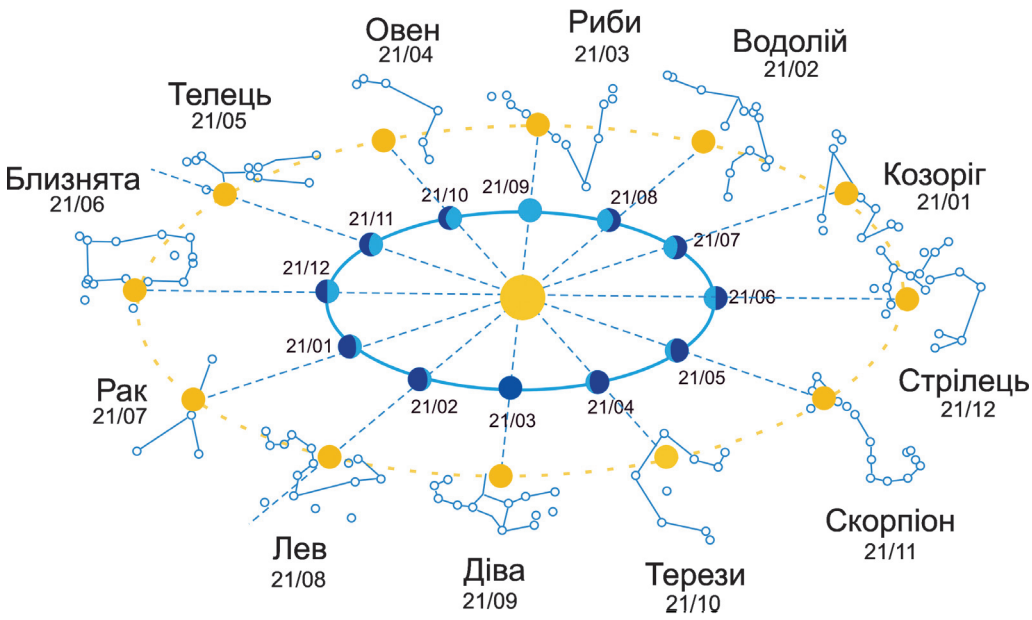


Рис. 2.1. Видиме зміщення Сонця на тлі зодіакальних сузір'їв унаслідок руху Землі навколо нього

точку весняного рівнодення. Його тривалість 365,2422 доби або 356 діб 5 год. 48 хв. 46 с. Як бачимо, зоряний рік триває на 20 хв. 24 с (0,0142 доби) більше від тропічного.

Таким чином, середня швидкість пересування диска Сонця на небі відносно зір становить 360° : 365,2564 доби = 0,986 град/добу. Проте систематичні спостереження показують, що насправді рух Сонця є нерівномірним. Це видно хоча б з того, що дугу екліптики в 180° від точки весняного рівнодення ♈ до точки осіннього рівнодення ♎ Сонце проходить за 186 діб, тоді як від точки ♎ до точки ♈ — за 179 діб. Це значить, що проміжок весна — літо на 7 діб довший, ніж осінь — зима (у північній півкулі Землі). У першому випадку середня швидкість зміщення Сонця за добу становить 58', у другому — 60'. Найшвидше Сонце зміщується 1–5 січня (кутова швидкість 61' за добу), найповільніше — 1–5 липня (57' за добу).

Відповідно до цього неоднаковим є і видимий кутовий діаметр Сонця: на початку січня він дорівнює 32'35", на початку липня — 31'31".

Тому для зручності обліку часу (див. далі) введено поняття *середнього Сонця* — фіктивної точки, яка рухається рівномірно по небесному екватору та, як і справжнє Сонце, повертається в точку весняного рівнодення за один тропічний рік.

Як відомо, у календарному році буває 365 або 366 діб. Астрономи ж відлічують тропічні роки однакової тривалості. В «Астрономічних календарях» звичайно вказаний момент початку тропічного року (наприклад, 0 січня,

тобто 31 грудня, в 11 год. 05 хв.). За початок астрономічного (тропічного) року приймають момент, коли пряме піднесення середнього екваторіального Сонця дорівнює 18^h40^m.

Уже згадувалося, що кут нахилу площини екліптики до площини екватора становить 23,5°. Визначено, що завдяки притяганню планет Сонячної системи площина земної орбіти «погойдується» відносно далеких зір з періодом близько 41 000 років, так що значення кута ε змінюється в межах від 22,068 до 24,568°. У наш час кут ε щорічно зменшується на 0,47". Наприклад, на початок 1980 р. ε = 23°26'30,78", на початок 2010 р. — 23°26'17". Через тисячі років зменшення кута ε зміниться його зростанням.

2.2. Пори року і теплові пояси

Унаслідок видимого річного руху Сонця його схилення $\delta_\odot$ безперервно змінюється. Основні моменти цього руху такі:

21 березня Сонце перетинає небесний екватор, переходячи з південної півкулі неба в північну (рис. 2.2). Це — *весняне рівнодення,* початок *астрономічної весни*. Схилення Сонця у цей день $\delta_\odot = 0°$. Тривалість дня і ночі однакові — по 12 годин (якщо не враховувати рефракцію). У цей час схилення Сонця зростає.

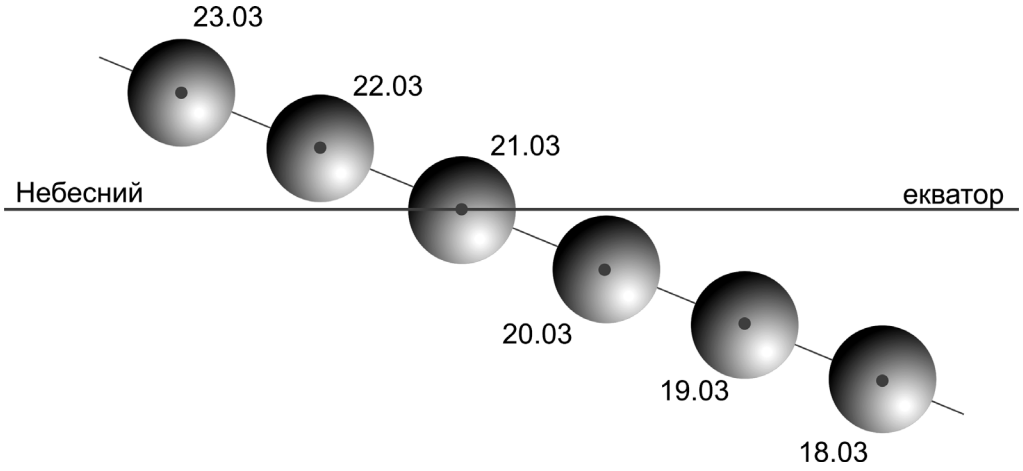


Рис. 2.2. Перехід Сонця через точку весняного рівнодення

22 червня настає *літнє сонцестояння*, початок *астрономічного літа* у північній півкулі. Цього дня схилення досягає свого максимального значення $\delta_\odot = +23°26'$. За формулою (1.3) знаходимо, що на географічній широті φ = 50° у цей день кутова висота Сонця над горизонтом у верхній кульмінації $h_{вк} = +63°26'$. Протягом декількох днів (до і після 22 червня) висота

Сонця над горизонтом у момент верхньої кульмінації опівдні залишається майже незмінною (звідси й поняття «сонцестояння»). Тривалість дня на вказаній широті — 16 год., ночі — 8 год. Через декілька днів після *літнього сонцестояння* схилення Сонця починає помітно зменшуватись.

23 вересня — *осіннє рівнодення*. Схилення Сонця тепер знову дорівнює $\delta_\odot = 0°$, кутова висота Сонця над горизонтом у верхній кульмінації $h_{вк} = (90° - \varphi)$. Центр диска Сонця перетинає небесний екватор у точці осіннього рівнодення. Це — початок *астрономічної осені* в північній півкулі. Тривалість дня і ночі знов однакові. У наступні дні схилення Сонця продовжує зменшуватися.

22 грудня — *зимове сонцестояння*, початок *астрономічної зими*. Схилення Сонця в цей день досягає мінімального значення за рік $\delta_\odot = -23°26'$, кутова висота Сонця над горизонтом у верхній кульмінації на широті $\varphi = 50°$ становить усього 16°34'. День тут триває 8 год., ніч — 16 год.

Зауважимо, що протягом року точка сходу (і заходу) Сонця на горизонті описує велику дугу, при $\varphi = 50°$ вона становить 75°. Наприклад, азимут точки заходу Сонця 22 грудня $A = 54°$, а 22 червня — 129°. Уже згадувалося, що за рахунок атмосферної рефракції (і особливості відліку початку дня та його кінця) тривалість дня під час рівнодень (загалом — упродовж року) все ж більша, ніж це було б на планеті без атмосфери.

Вказана тут зміна схилення Сонця $\delta_\odot$ упродовж року зумовлена орієнтацією осі обертання Землі у просторі (рис. 2.3). Ця вісь нахилена до площини екліптики під кутом $(90° - \varepsilon) = 66°34'$ і під час руху Землі навколо Сонця переноситься паралельно сама собі (насправді, як вже знаємо, описує на небесній сфері еліпс за майже 26 000 років, але в інтервалі часу в декілька десятків років цим ефектом взагалі нехтуємо). Це і є причиною зміни пір року. Неважко обчислити, що, зокрема, на географічній широті $\varphi = 50°$ потік сонячної енергії в літній період (так звана *інсоляція*) у 3,2 рази більший, ніж узимку, а тривалість світлового дня на цій широті влітку вдвічі більша, ніж узимку.



Рис. 2.3. Орбітальний рух Землі навколо Сонця і зміна пір року

Особливості річного руху Сонця на небі на різних географічних широтах проявляються по-різному.

Для спостерігача на екваторі всі світила, також і Сонце, перебувають 12 год. над і 12 год. під горизонтом. Двічі на рік, 20 (21) березня і 22 (23) вересня, Сонце у верхній кульмінації проходить через зеніт, 22 червня Сонце кульмінує на північ від зеніту на кутовій висоті 66°34', а 22 грудня — на такій же висоті на південь від зеніту.

Для спостерігача на *північному тропіку* (*тропіку Рака*) на широті $\varphi = +23°26'$ Сонце тільки в день літнього сонцестояння переходить через зеніт. Через півроку, 22 грудня, Сонце переходить через зеніт спостерігача на *південному тропіку* (*тропіку Козорога*). У географічних пунктах, розташованих між згаданими тропіками, Сонце переходить через зеніт двічі на рік у ті дні, коли його схилення стає рівним широті місця спостереження.

Для спостерігача на *північному полярному колі* (широта $\varphi = +66°34'$) у день літнього сонцестояння Сонце цілодобово перебуває над горизонтом, а в день зимового сонцестояння цілодобово перебуває під горизонтом (строго кажучи, у цей день за рахунок атмосферної рефракції диск Сонця все ж з'являється над горизонтом біля точки півдня, однак лише ненадовго).

Для спостерігача на *північному географічному полюсі* Землі Сонце перебуває над горизонтом увесь час, поки його схилення $\delta_\odot \geq 0°$, тобто доки воно перебуває над площиною небесного екватора. На північному полюсі Сонце з'являється над горизонтом близько 21 березня, найбільшої кутової висоти над горизонтом (23°26') досягає 22 червня і близько 23 вересня на півроку заходить за горизонт. Унаслідок добового руху небесної сфери воно описує на небі кола, майже паралельні горизонту, у першій половині вказаного періоду повільно підіймаючись все вище над горизонтом, в другій — опускаючись униз до горизонту. В цілому день і ніч на полюсах тривають по півроку.

2.3. Сонячна доба. Сонячний час. Рівняння часу

Як уже згадувалося, ритмічне обертання небесної сфери дало людям природну одиницю лічби часу — добу. *Зоряна доба* — це проміжок часу між двома послідовними верхніми кульмінаціями точки весняного рівнодення.

Справжньою сонячною добою називається проміжок часу між двома послідовними нижніми кульмінаціями центра диска Сонця.

Справжній сонячний час — це час, що минув від нижньої кульмінації центра диска Сонця. Позначається він $T_\odot$.

Як відомо, протягом року Сонце рухається на небі нерівномірно (це є відображенням руху Землі по орбіті, яка є еліпсом, а не колом, і площина якої, до того ж, нахилена до площини небесного екватора на кут 23,5°).

Тому в різні пори року тривалість доби різна. Найдовша доба 23 грудня, найкоротша — 16 вересня, причому ця різниця в тривалості сягає 51 с. Тому введено поняття середньої доби і середнього сонячного часу.

Середньою сонячною добою називається проміжок часу між двома послідовними нижніми кульмінаціями «середнього Сонця». *Середній сонячний час* T_λ — це час, що минув від нижньої кульмінації середнього Сонця.

Як зоряна, так і сонячна доба діляться на 24 години, кожна година — на 60 хвилин, кожна хвилина — на 60 секунд.

Момент верхньої кульмінації центра диска Сонця (відповідно — «середнього Сонця») називається *справжнім* (*середнім*) *полуднем*, у нижній кульмінації буде відповідно *північ*.

Реально ми спостерігаємо справжнє Сонце, зокрема можемо зафіксувати його проходження через небесний меридіан (у цей момент тіні від вертикальних предметів стають найкоротшими). Однак наші годинники показують середній сонячний час. Зв'язок між справжнім сонячним часом $T_\odot$ і середнім сонячним часом T_λ, виміряним на тому ж географічному меридіані, задається за допомогою *рівняння часу*:

$$\eta = T_\lambda - T_\odot. \tag{2.1}$$

Рівнянням часу називається також сама величина η, яку обчислюють наперед і подають на кожен день у всіх астрономічних щорічниках. Наближено його можна визначати з рис. 2.4 (інколи в літературі замість (2.1) використовують рівняння $\eta = T_\odot - T_\lambda$; тут значення η мають протилежний знак, що необхідно враховувати в обчисленнях).

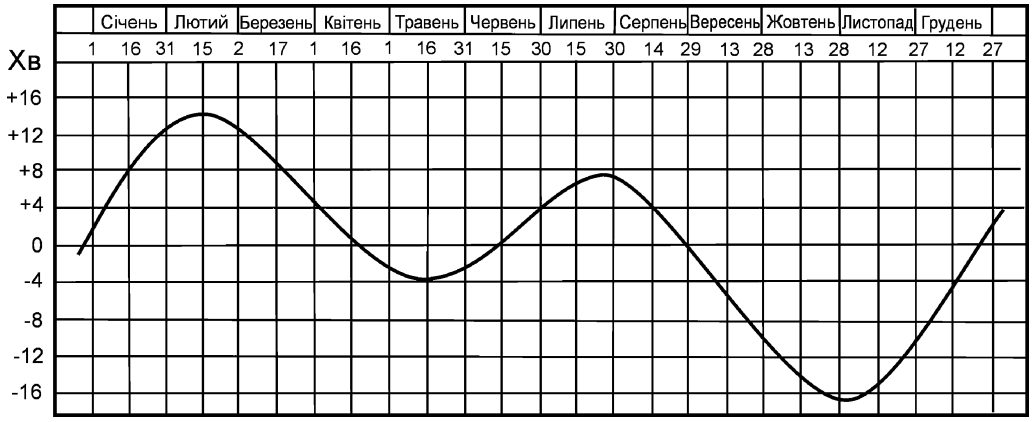


Рис. 2.4. Рівняння часу

З визначення часу $T_\odot$ і T_λ, а також з домовленості про напрям відліку прямого піднесення α бачимо, що виконується рівність (рис. 2.5): $\eta = \alpha_\odot - \alpha_m$, тобто рівняння часу дорівнює різниці між прямим піднесенням Сонця $\alpha_\odot$

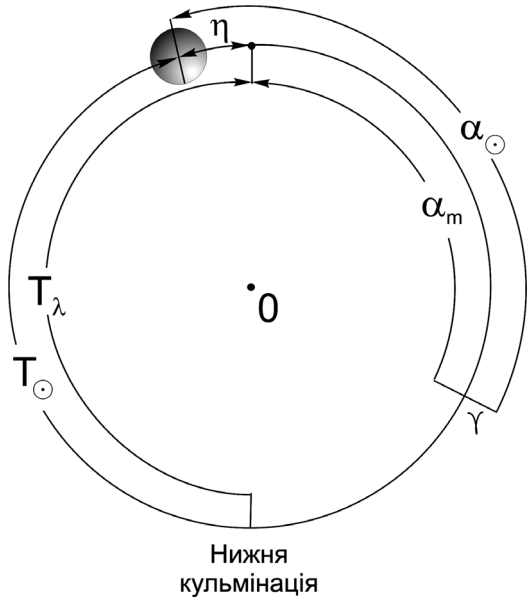


Рис. 2.5. Визначення рівняння часу через пряме піднесення справжнього Сонця і середнього екваторіального Сонця

і прямим піднесенням «середнього Сонця» α_m. Це значить, що в дні, коли Сонце у русі по екліптиці обганяє «середнє Сонце», тобто коли $\alpha_\odot > \alpha_m$, рівняння часу $\eta > 0$, тоді $T_\lambda > T_\odot$ і середній південь настає швидше, ніж справжній, і навпаки, $\eta < 0$, коли $\alpha_\odot < \alpha_m$. Найбільша розбіжність між положенням справжнього Сонця і середнього сонця буває 12 лютого ($\eta = +14$ хв. 17 с) і 3–4 листопада ($\eta = -16$ хв. 24 с). Чотири рази в рік — 15–16 квітня, 13–14 червня, 1 вересня і 25 грудня — рівняння часу $\eta = 0$.

Напередодні весняного рівнодення $\eta = +7{,}5$ хв. Це означає, що в добовому обертанні небесної сфери спочатку через меридіан спостерігача проходить «середнє Сонце» і лише через 7,5 хв. — центр диска справжнього Сонця (рис. 2.6).

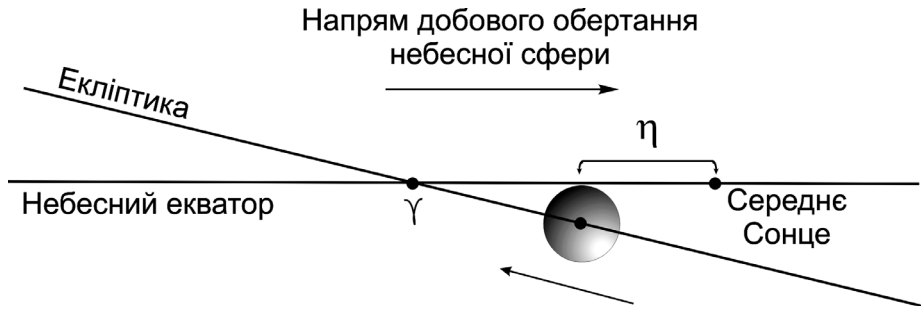


Рис. 2.6. Положення справжнього Сонця і середнього екваторіального Сонця в середині березня

2.4. Поясний, всесвітній і літній час

Досі йшла мова про час, виміряний на меридіані спостерігача, — про місцевий час. За таким часом жили люди упродовж століть. Проте з розвитком залізниць і потребою складати графіки руху поїздів тощо з'явилась необхідність певного упорядкування лічби часу. У 1884 р. Міжнародна конференція представників 26 держав прийняла систему *поясного часу*. За цією системою всю земну кулю поділено меридіанами на 24 годинні пояси з нумерацією від 0-го до 23-го так, що ширина по довготі кожного поясу дорівнює 15°. Через середину кожного годинного поясу проходить *центральний меридіан поясу*.

Місцевий час $T_{\text{п}}$ центрального меридіана поясу називається його *поясним часом*.

За *нульовий* прийняли *грінвіцький меридіан*, нульовий годинний пояс відповідно простягається по довготі на 7,5° на захід і на стільки ж на схід від грінвіцького меридіана.

Місцевий середній час грінвіцького меридіана T_0 називається *всесвітнім часом*.

Очевидно, що місцевий середній сонячний час T_λ спостерігача, який перебуває на географічній довготі λ, пов'язаний з T_0 так:

$$T_\lambda = T_0 + \lambda. \tag{2.2}$$

У свою чергу, поясний час:

$$T_{\text{п}} = T_0 + N^h, \tag{2.3}$$

де N — номер поясу, що збігається із вираженою в годинах довготою центрального меридіана цього поясу. Наприклад, для Києва $\lambda \cong 30^\circ \cong 2^h$, і відповідно $N = 2$.

Для деякого заощадження електроенергії на початку XX ст. окремі країни світу почали переходити на *літній час*: в останню неділю березня вночі стрілку годинника переводять на одну годину вперед, а в останню неділю жовтня — назад. Очевидно, що літній час $T_{\text{л}}$ пов'язаний з поясним часом $T_{\text{п}}$ простим співвідношенням:

$$T_{\text{л}} = T_{\text{п}} + 1^h. \tag{2.4}$$

Такий літній час було введено в СРСР у 1930 р., однак у визначений час стрілки годинників назад переведені не були, і цей час названо *декретним* (перехід було закріплено урядовим декретом). З 1981 р. тут вводили літній час, тобто на літній період стрілки годинників переводили ще на одну годину вперед, тому люди жили не за своїм поясним часом і навіть не за ча-

сом сусіднього східного годинного поясу, а тому їхнє життя істотно і вимушено відривалося від природного біологічного ритму. Після багаторічних зусиль астрономам і громадськості вдалося переконати законодавців повернутися до нормального поясного часу взимку і літнього часу влітку. В Україні це було зроблено у 1991 р.

Повна група формул для взаємного перетворення систем часу така:

$$\begin{aligned} &T_\lambda = T_0 + \lambda;\ T_0 = T_\lambda - \lambda; \\ &T_\text{п} = T_0 + N^h;\ T_0 = T_\text{п} - N^h; \\ &T_\text{л} = T_0 + (N+1)^h;\ T_0 = T_\text{л} - (N+1)^h. \end{aligned} \qquad (2.5)$$

Уся Західна Європа, за винятком Британських островів і Португалії, живе за часом 1-го годинного поясу, центральний меридіан якого проходить дещо на схід від Праги. Цей час названо *середньоєвропейським*.

Межі годинних поясів проходять точно уздовж географічних меридіанів лише в ненаселених частинах Землі, а також у відкритих морях та океанах. На решті території ці межі проведено з урахуванням державних та адміністративних кордонів. На деяких територіях поясний час не використовується, або система відліку часу не встановлена.

Через Берингову протоку і водами Тихого океану, приблизно вздовж меридіана 180°, від північного полюса Землі до південного простяглася *лінія зміни дати*. Звідси на нашій планеті починається відлік нової доби і нового року. Якщо мандрівник перетинає цю лінію, рухаючись у напрямі з заходу на схід, то він потрапляє у вчорашню дату, якщо ж зі сходу на захід — у завтрашню. Щоб цей ефект врахувати, у морській (і в повітряній) навігації прийнято таке правило: якщо корабель перетинає лінію зміни дати в напрямі з заходу на схід (корабель переходить у попередню дату), то у вахтовому журналі фіксують момент переходу, але наявну дату не виправляють. Її однак повторюють наступного дня. Наприклад, після 10 липня знову пишуть 10 липня. І навпаки, при перетині лінії зміни дати в західному напрямі (корабель переходить у нову дату) наступного дня одну календарну дату викидають, наприклад, після 10 липня пишуть 12 липня.

2.5. Ефемеридний (динамічний) і атомний час

Упродовж багатьох століть, вимірюючи час, припускали, що обертання Землі навколо осі є рівномірним. Проте за останні 100 років отримано переконливі докази того, що, по-перше, обертання Землі поступово сповільнюється, а тривалість земної доби зростає на 0,0023 с за сто років і, по-друге, тривалість доби коливається протягом року: весною вона майже на 0,001 с довша, а всередині року на 0,001 с коротша від свого середнього значення.

Зауважимо, що йдеться не про нерівномірність руху Сонця по екліптиці, а саме про нерівномірність обертання Землі навколо осі.

Найімовірніше, що сезонні коливання тривалості доби пов'язані з циркуляцією земної атмосфери. Тривалі періодичні зміни зумовлені гальмівним впливом Місяця (припливами і відпливами, які виникають в океанах завдяки притяганню з боку супутника Землі), а також змінами маси льоду в Антарктиді та Гренландії. Однак причина стрибкоподібних змін швидкості обертання Землі, що сягають 0,0034 с (за останні сто років це траплялося у 1864, 1876, 1898 і 1920 рр.), невідома.

У цілому можна впевнено говорити про вікове (необоротне) сповільнення обертання Землі, завдяки чому тривалість середньої доби зростає. З тієї причини стає неможливим використання поточної доби (доби конкретного року) як масштабної одиниці часу, зокрема при обчисленнях положень Сонця, Місяця і планет на багато років наперед (тим більше для обчислення моментів і місця сонячних та місячних затемнень, які трапилися тисячі років тому).

Було запроваджено рівномірний час, котрий отримав назву *ефемеридного*. Умовилися, що всесвітній та ефемеридний часи співпадали на початку 1900 року. *Секунду* довелося визначити як 1/31556925,9747 тропічного року. Контроль здійснювався за допомогою спеціальних спостережень за рухом Місяця. У наш час всесвітній час відстає від ефемеридного більш, ніж на хвилину.

У 1967 р. за еталон часу прийняли атомний цезієвий годинник. У зв'язку з цим дали й нове визначення секунди. Тепер *секунда* — це проміжок часу, за який здійснюється 9 192 631 770 коливань електромагнітної хвилі, яку випромінює атом цезію. З 1 січня 1972 р. усі країни світу перейшли на лічбу часу за допомогою атомних годинників.

Атомний годинник дуже точний і йде рівномірно. Упродовж року він «спішить» або «відстає» не більш як на одну мільйонну частку секунди. Це дає можливість, по-перше, «контролювати» обертання Землі, по-друге – запровадити різний відлік рівномірного часу згідно із загальною теорією відносності, враховуючи, що плин часу у сильному гравітаційному полі поблизу Сонця інший, ніж на Землі. Різниця не перевищує тисячних часток секунди і донедавна не враховувалася. У 1976 р. Міжнародний Астрономічний Союз запровадив нову систему вимірювання часу, і тепер ми маємо чотири системи відліку часу. *Земний динамічний час* – це рівномірний час, відлічуваний атомним годинником. Він має той самий нульпункт, що й ефемеридний і є фактично продовженням ефемеридного. *Барицентричний динамічний час* – це рівномірний час у системі відліку, пов'язаний із центром мас Сонячної системи (барицентром). Нерівномірний *всесвітній час* залишився, бо на нього спираються спостереження з Землі, котра обертається нерівномірно. І нарешті, як компроміс, був запроваджений *всесвітній координований час* (ВКЧ). Це фактично земний динамічний час, бо

відлічується рівномірним атомним годинником, але показання цього годинника час від часу (один раз на 2–2,5 роки) координуються за всесвітнім часом шляхом додавання «зайвої» секунди. Зі спостережень визначають, коли саме це робити, враховуючи, що ВКЧ повинен відрізнятися від всесвітнього не більше, ніж на 0,9 секунди. Саме за ВКЧ радіостанції щогодини передають знайомі всім сигнали точного часу.

2.6. Зв'язок між сонячним і зоряним часом

Не лише в щоденному житті, а й при реєстрації тих чи інших астрономічних явищ ми використовуємо середній сонячний час (поясний, літній, всесвітній). Однак вигляд зоряного неба залежить від зоряного часу, тобто від положення точки весняного рівнодення відносно небесного меридіана. Отже, треба виявити зв'язок між цими двома системами лічби часу.

Оскільки протягом кожної доби Сонце зміщується по екліптиці на 0,986°, то сонячна доба довша від зоряної на 3 хв. 56,555 с, тобто майже на 4 хв. За рік ця різниця, нагромаджуючись, становить добу: тому у тропічному році налічується 365,2422 середніх сонячних діб і 366,2422 зоряних.

Довести сказане можна за допомогою таких міркувань (рис. 2.7). Нехай у день весняного рівнодення 20 березня центр диска Сонця збігається з точ-

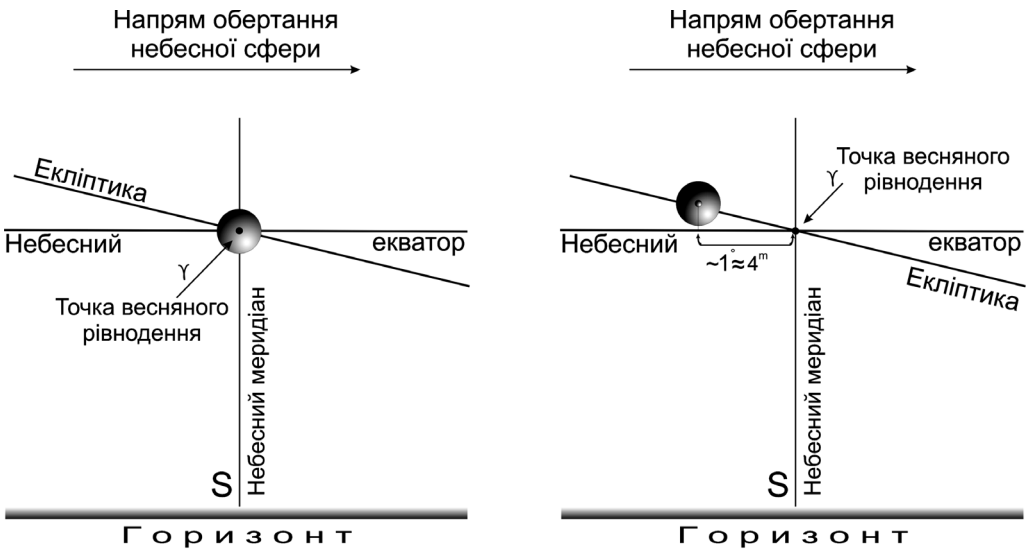


Рис. 2.7. Пояснення різниці в тривалості зоряної та сонячної доби: 20 березня центр диска Сонця співпадає з точкою весняного рівнодення у момент верхньої кульмінації (*а*), до півдня 21 березня Сонце зміститься в бік сходу майже на 1°, що відповідає 3 хв. 56 с (*б*)

кою весняного рівнодення якраз у момент її верхньої кульмінації. За добу, до полудня 21 березня Сонце зміститься на тлі зір у бік сходу майже на 1°, тому центр його диска наступного разу пройде через небесний меридіан на 3 хв. 56 с пізніше, ніж точка весняного рівнодення.

Середній сонячний час T_λ і зоряний час s збігаються 23 вересня (тоді в момент нижньої кульмінації Сонця, коли на меридіані спостерігача починається нова сонячна доба, точка весняного рівнодення перебуває у верхній кульмінації і починається нова зоряна доба). Кожного наступного дня середнє екваторіальне Сонце переходить через небесний меридіан на 3 хв. 56 с пізніше, ніж попереднього, тому різниця між сонячним і зоряним часом постійно зростає. Через три місяці, 22 грудня, на початок сонячної доби ($T_\lambda = 0$ год.) зоряний час $S = 6$ год., через півроку, 21 березня, у той же момент $S = 12$ год. (а отже Сонце і точка весняного рівнодення одночасно перебувають у нижній кульмінації, але зоряний час відлічують від верхньої кульмінації точки ♈!), ще через три місяці, 22 червня, на початок сонячної доби $S = 18$ год., так що до наступного осіннього рівнодення набігає ціла додаткова зоряна доба.

Зоряний час S_0 на початок кожної доби на Грінвіцькому меридіані наведений у всіх астрономічних щорічниках. А якщо такого календаря під руками немає, то значення S можна (з точністю до 4 хв.) обчислити за такою наближеною формулою: $S \approx 6$ год. 40 хв. $+ 2D$, де D — проміжок часу, що минув з початку року, виражений в місяцях, який далі переобчислюємо в години і хвилини. Наприклад, для 10 вересня $D = 8{,}33 = 8$ год. 20 хв. Тому зоряний час на початок доби 10 вересня $S \approx 6$ год. 40 хв. + 16 год. 40 хв. $\cong$ 23 год. 20 хв.

Якщо зоряний час S на початок доби відомий, то далі знаходимо зоряний час на момент T_λ:

$$s = S + T_\lambda + \Delta T_\lambda, \tag{2.6}$$

де ΔT_λ — поправка, якою враховують те, що сонячна доба довша від зоряної. Якщо, наприклад, $T_\lambda = 12$ год., то $\Delta T_\lambda = 1$ хв. 58 с, якщо $T_\lambda = 6$ год., то $\Delta T_\lambda = 0$ хв. 59 с. Для точних обчислень використовують спеціальні таблиці для переведення інтервалів середнього сонячного часу в інтервали зоряного (і навпаки), які можна взяти з «Астрономічних щорічників», або лабораторних практикумів з астрономії. При наближених обчисленнях (скажімо, для визначення умов перебування певних сузір'їв над горизонтом на певну годину середнього часу) поправкою ΔT_λ можна знехтувати.

Якщо ж потрібно перевести інтервал зоряного часу в інтервал сонячного, то відповідну поправку ΔT віднімають. Усе це роблять з розрахунку, що 1 середня сонячна доба становить 1,002738 зоряної доби.

2.7. Астрономічні основи календаря. Типи календарів

Календарем прийнято називати певну систему лічби тривалих проміжків часу з поділом їх на окремі, коротші періоди (роки, місяці, тижні, дні). Саме слово календар походить від латинських слів *caleo* — проголошую і *calendarium* — боргова книга. Перше нагадує про те, що у Давньому Римі, звідки до нас прийшов наш календар, початок кожного місяця проголошували окремо, а друге — що там першого числа кожного місяця було прийнято сплачувати проценти за борги.

Як уже згадувалося, календарні одиниці лічби часу, зокрема місяць і рік, сформувалися при їхньому зіставленні з природними явищами, що періодично повторюються. Це — зміна фаз (зовнішнього вигляду) Місяця і зміна пір року. Відповідні їм проміжки часу *синодичний місяць* (29,53059 доби) і *тропічний рік* (365,2422 доби) є астрономічними прообразами календарного місяця і календарного року. Залежно від того, які одиниці лічби часу вибрано за головні та якими були традиції чи релігійні уявлення людей, у різних місцях нашої планети розроблено сонячні, місячно-сонячні і місячні календарі.

У *сонячних календарях* за основу обліку беруть зміну пір року, тоді як на зміну фаз Місяця не зважають. Найдавнішим з відомих сонячних календарів був єгипетський, в якому календарний рік складався з 12 місяців по 30 днів у кожному, після чого вставляли п'ять додаткових днів. Сонячним є і наш календар, хоча його історія вказує на те, що спочатку давні римляни зіставляли початки своїх місяців з фазами Місяця.

Календар, в якому облік днів проводять проміжками часу, близькими до тривалості синодичного місяця, а зміну пір року взагалі до уваги не беруть, називається *місячним календарем*. Саме такою системою лічби часу користуються нині всі народи, які сповідують іслам. Цей календарний рік складається з 12 місяців, в яких непарні місяці мають по 30 днів, парні — по 29 днів, тобто він налічує всього 354 дні. Оскільки ж 12 синодичних місяців — це 354,367 доби, то час від часу вони вставляють цілу добу: у «турецькому циклі» — тричі за вісім років, в «арабському циклі» — 11 за 30 років. Завдяки цьому перше число календарного місяця утримується при першій появі вузького серпа Місяця на вечірньому небі, яку давні греки назвали *неоменією* (від гр. νεος — новий, μην — Місяць).

Календар, в якому менші проміжки часу вимірюють місяцями по 30 і 29 діб, тобто у ритмі зі змінами фаз Місяця, але в середньому за якийсь більший відрізок часу тривалість календарного року підтримується близько до тропічного року, називається *місячно-сонячним*. У наш час цим календарем користується Ізраїль. У минулому такі системи лічби часу, мабуть, були в більшості народів світу, у тому числі і в наших далеких предків. Про це свідчить такий запис у літописі: «В літо..., яке настало 7 березня», або «місяця березня, 10, а небесного лютого 15...» Тобто тут є накладання давнього ме-

тоду лічби часу за фазами Місяця на звичний для нас календар, який наші предки отримали з Візантії разом із християнством.

Відомо декілька варіантів узгодження місячного календаря зі змінами сезонів з тим, щоб утримувати початок календарного року поблизу дати весняного рівнодення. Це, зокрема, 8-річний і 19-річний, або *метонів*, цикли. У першому випадку у 8 тропічних роках налічується 2922 діб і це майже співпадає з 99 синодичними місяцями (тут 2923,53 доби). Проте ліпшим є *метоновий цикл*, виявлений у 432 р. до н. е. грецьким астрономом Метоном. У ньому виконується таке співвідношення: 19 тропічних років = 235 синодичних місяців = 6940 діб. Це й дало змогу, вставляючи 13-й місяць 7 разів за кожні 19 років, утримувати початок нового року, скажімо, поблизу дати весняного рівнодення.

Що стосується нашого сучасного календаря, то його першоосновою був *юліанський календар*, розроблений астрономом Созігеном і уведений з 1 січня 45 р. до н. е. видатним римським політичним діячем Юлієм Цезарем (100–44 до н. е.). У цьому календарі три з кожних чотирьох років мали по 365 днів, четвертий — 366 днів. Це означає, що в середньому за 4 роки тривалість юліанського календарного року дорівнювала 365,25 доби, тим часом як у тропічному році налічується 365,2422 доби. І хоча різниця тут, начебто, невелика, однак за кожні 128 років набігала ціла зайва доба, тому всі астрономічні явища за юліанським календарем через кожні 128 років зсувалися на більш ранні дати. Наприклад, якщо у III ст. н. е. весняне рівнодення припадало на 21 березня, то через 128 років — на 20, ще через такий же проміжок часу — на 19 березня і т. д.

Після того, як у 311 р. при імператорові Константині християнство стало державною релігією, на Нікейському церковному соборі (325 р.), було прийнято святкувати Пасху у першу неділю після повні, яка настає в день весняного рівнодення чи зразу після нього. Римська імперія жила за юліанським календарем, однак найважливіше церковне свято — Пасха — і пов'язаний з нею богослужбовий цикл відзначались за місячно-сонячним календарем. З часом згадані недоліки юліанського календаря ставали все помітнішими: астрономічний момент весняного рівнодення сповзав у бік лютого місяця. Тому папа Григорій XIII, за проектом італійського вченого Луїджі Ліліо (1520-1576), провів реформу календаря. Оскільки до середини XVI ст. дата весняного рівнодення вже змістилася на 10 діб і тепер випадала на 11 березня, щоб повернути її знову на 21 березня, з лічби днів вилучили 10 діб: після 4 жовтня 1582 р. настало не 5, а 15 жовтня. Щоб надалі зберігати якомога краще узгодження між тривалістю тропічного і календарного років, з кожних наступних за 1582 р. чотирьохсот років (приблизно 128×3) вилучають три доби. Так, ті столітні роки, число сотень яких не ділиться без остачі на 4, є простими, у них налічують 365, а не 366 діб. Наприклад, прийнято не вважати високосними (див. далі) наступні роки: 1700, 1800, 1900, 2100.

Цей виправлений календар отримав назву *григоріанського* або *нового стилю*, а за юліанським календарем з того часу закріпилася назва *старого стилю* (відповідно *н. ст.* і *ст. ст.*).

Як згадувалося, в юліанському календарі для врахування дробової частини тропічного року з кожних чотирьох років один має 366 днів, тобто в періоді з 400 років 100 налічує по 366, а 300 — по 365 днів. Григоріанська реформа встановила, що в такому ж періоді років з 366 днями на три менше, тобто їх 97.

Правило вставки додаткового дня для виправлення календаря називається *системою високосів* (від лат. *bis sextus* — додатковий шостий, або ж вставний день, який давні римляни вставляли між 23 і 24 лютого; назва цього дня походить від того, що римляни лічили дні в зворотному порядку — «стільки-то днів залишилося до березневих календ», тобто до 1 березня). *Високосним* ми називаємо рік, в якому є 366 днів, а *простим* — в якому 365.

Григоріанський календарний рік у середньому за 400 років триває 365,2425 доби, це всього на 26 с перевищує тропічний рік. І тому похибка в одну добу тут набігає за 3300 років (з урахуванням сповільнення швидкості обертання Землі — за близько 2800 років). Отже, виправлений календар є досить точним. Оскільки ж вилучення з лічби трьох діб проводять не через однакові проміжки часу, то весняне рівнодення зміщується в межах 1,5 доби, тобто воно буває як 21, так і 20, і навіть 19 березня.

Існують твердження, нібито точнішим від григоріанського був календар народу майя, нащадки якого і сьогодні живуть у Мексиці, Гватемалі та Белізі. Проте ці твердження є безпідставними. Можливо, що предки нинішніх майя справді знали тривалість тропічного року з високою точністю (рукописи майя, писані складними ієрогліфами, практично всі знищені). Однак з тих скупих відомостей, які дійшли до нас (трьох рукописів, стел і написів на будівлях) зовсім не видно, щоб у майя були розроблені якісь правила високосів, вставок додаткових днів у лічбу календарних років. Вони користувалися роками з тривалістю 260, 360 і 365 днів. Календар цей був складним, але винятково точним бути не міг.

2.8. Календарні ери. Хронологія

У практичній діяльності люди не могли обходитися без системи лічби років, *літочислення*. У далекому минулому кожне плем'я мало свою власну календарну систему. В одних місцях лічбу років вели від певної реальної події (скажімо, від приходу до влади того чи іншого правителя, від спустошливої війни чи стихійного лиха), в інших — від міфічної події, пов'язаної іноді з релігійними уявленнями людей.

Епоха — початкова точка відліку років у тій чи іншій ері. *Ера* — це вся сукупність років, що минули від початку їх відліку.

Відомо декілька сотень ер, якими користувалися народи. З найвідоміших є літочислення від перших Олімпійських ігор, що відбулися у 776 р. до н. е., або від заснування Рима, що нібито сталося у 753 р. до н. е. Вважають, до слово ера походить від лат. *aera* — число. Є й інша версія, за якою це абревіатура з перших літер фрази *ab exordio regni Augusti* — «від початку царювання Августа», римського імператора Августа Октавіана, що тривало з 27 р. до н. е. до 14 р. н. е. (літочислення насправді вели від обрання його консулом у 44 р. до н. е.).

Ми користуємося літочисленням від *Різдва Христового* (насправді — від Свята Благовіщення). Його ввів у 525 р. римський монах, папський архіваріус Діонісій Малий, який складав нові таблиці дат Пасхи. Раніше таке літочислення було вжите в «Хронографі 354 р.» — книзі, що містила списки римських консулів, префектів, єпископів. Можливо, Діонісій використав згадане джерело або зробив це з метою полегшення подальших обчислень дат Пасхи. Однак він помилився, бо за євангельським текстом Христос народився під час царювання в Іудеї Ірода. А Ірод помер весною 4 р. до н. е.

Історики ще й сьогодні не можуть з упевненістю сказати, чи вони правильно називають дати подій, що відбулися, скажімо, у Греції чи Римі п'ятдесят-сто років до н. е. Річ у тім, що календарі давніх людей були надто недосконалими, дні і місяці вставляли нерегулярно, цим дуже зловживали жерці, яким було доручено стежити за календарем. Не випадково французький філософ Вольтер (1694–1778) сказав: «Римські полководці перемагали завжди, але вони ніколи не знали, в який день це траплялося».

Події минулих років і століть упорядковані в єдину всесвітню історію в одному з розділів — *хронології* (від. гр. χρονος — час і λογος — слово, вчення). Завданням хронології є якраз вивчення усіх форм і методів лічби часу, зіставлення і визначення точних дат історичних подій та документів. Як виявилося, труднощі виникають не лише тому, що доводиться мати справу з різними календарями, а й з різноманітними стилями, якими могли користуватися одні і ті ж народи в різні проміжки часу.

Під *стилем літочислення* розуміють визначення початку року. У країнах Західної Європи вживали шість різних стилів. Новий рік міг розпочинатися з 25 грудня (з Різдва Христового), 1 січня, 1 березня, 25 березня (свято Благовіщення), з дня Пасхи і з 1 вересня. Наприклад, лічба років, початок яких був приурочений до Різдва Христового, у Франції велася з VIII і до кінця X ст. У VI ст. рік там починався 1 березня і т. д.

Звичне для нас поняття нового стилю в розумінні григоріанської реформи календаря можна пояснити так: це календар з таким початком відліку, в якому 21 березня є днем весняного рівнодення.

У Київській Русі, як це випливає з літописів, теж використовували декілька стилів: березневий, з початком року 1 березня, та вересневий з ліч-

бою року від 1 вересня (прийшов з Візантії). Згодом в Україні закріпився звичай відлічувати рік від 1 січня.

Для практичного вимірювання проміжку між двома моментами часу використовують так звані *юліанські дні*. Їх відлічують безперервно від умовної дати 1 січня 4713 р. до н.е. Ця система лічби, що була запропонована французьким вченим Ж.-Ж. Скалігером (1540–1609) і названа ним на честь його батька Юлія, виявилася досить ефективною, оскільки дозволяла уникнути помилок і невпевненості в результатах при визначенні точної кількості діб між двома певними подіями у минулому (як ось сонячними чи місячними затемненнями тощо). Початком юліанського дня вважається середній грінвіцький південь. Юліанські дні на кожний календарний день можна визначити за допомогою спеціальних таблиць, які є в астрономічних щорічниках.

Розділ 3

ЕЛЕМЕНТИ ПРАКТИЧНОЇ АСТРОНОМІЇ

3.1. Кутомірні інструменти. Астрономічні годинники. Служба часу

Вимірювання кутових відстаней між світилами — проблема дуже важлива. Вона і тепер так само актуальна, як і дві тисячі років тому. Для цього сьогодні використовують надійні прилади і високоточні кутомірні інструменти.

Для найпростіших же вимірювань згаданих кутових відстаней можна скористатися тим, що ширина великого пальця на витягнутій руці становить близько 2°, ширина кулака — 8°, розкритої руки від нігтя великого пальця до нігтя мізинця — близько 20°. Варто запам'ятати також відстані в градусах між окремими зорями Великої Ведмедиці (рис. 3.1). Зокрема, кутова відстань між зорями α і β («задніми колесами Великого Воза») — 5,4°, а між зорями ζ Великої Ведмедиці і g Великої Ведмедиці (Алькор) — 12'.

Найпростіший варіант кутомірного приладу складається з двох лінійок, коротшу з яких наглухо закріплюють перпендикулярно до довшої (рис. 3.2).

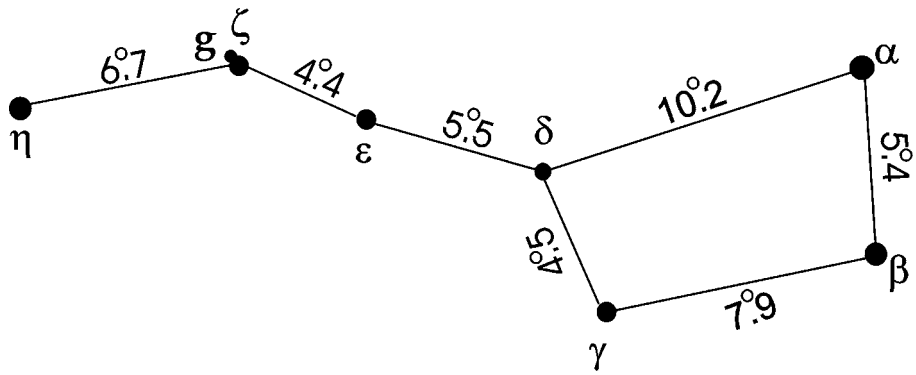


Рис. 3.1. Кутові відстані між зорями «Ковша» Великої Ведмедиці

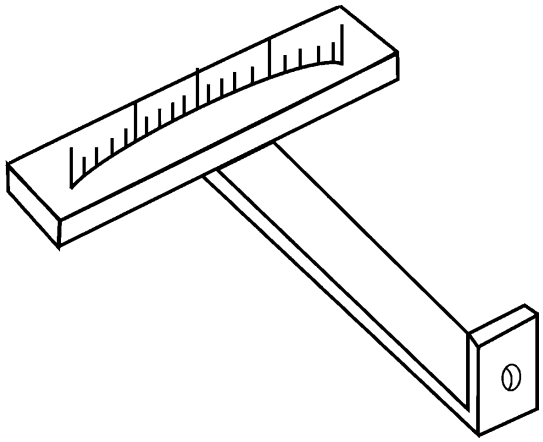


Рис. 3.2. Найпростіша кутомірна лінійка

На короткій лінійці півколом з інтервалом 1 см розміщують шпичаки (цвяхи). При радіусі кола 57,3 см згаданому інтервалові між двома сусідніми шпичаками відповідає кут 1° на небесній сфері. За допомогою такого інструмента можна регулярно спостерігати за положенням планет і Місяця відносно деяких опорних зір, з'ясовуючи особливості їхнього руху.

Для вимірювання кутових висот світил над горизонтом зручно використати транспортир, на якому закріплена лінійка з візирами і висок (рис. 3.3).

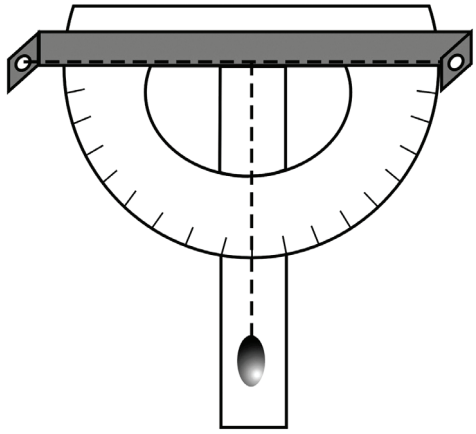


Рис. 3.3. Найпростіший висотомір

Певні спостереження можна проводити за допомогою бінокля і *теодоліта*. Треба пам'ятати, що у правій трубі польового бінокля є сітка рисок, які називаються тисячними. Кут, під яким видно предмет, що вкладається в одну мітку, дорівнює 3,6', а $\operatorname{tg} 3{,}6' = 0{,}001$. Отже, відстань до предмета, який має висоту H, у цьому випадку становить $1000H$. Якщо той же пред-

мет вкладається у дві мітки, то відстань до нього удвічі менша і т. д. У теодолітах кутова відстань між двома крайніми горизонтальними нитками дорівнює 36', тангенс цього кута — 0,01. Якщо якийсь об'єкт висотою H заповнює відстань між згаданими горизонтальними лініями, то він віддалений від спостерігача на відстань $100H$. За допомогою теодоліта можна проводити безпосередні спостереження кратерів на Місяці, визначати їхні діаметри тощо.

У теодолітів часто вертикальна шкала менш точна, оскільки цей інструмент в основному використовують землеміри, які вимірюють горизонтальні кути. Більш точним приладом є універсальний інструмент.

Для визначення моментів проходження світил через небесний меридіан у верхній кульмінації і вимірювання їхніх схилень в астрономічних обсерваторіях використовують *пасажний інструмент* (від фр. *passage* — перехід). Зорова труба цього інструмента може рухатися лише в площині небесного меридіана. Однак прямі піднесення і схилення світил точніше визначають за допомогою меридіанних кругів. Тут також труба рухається вздовж площини меридіана, відліки роблять часто фотографічним і фотоелектричним методами, або за допомогою приладів із зарядовим зв'язком (ПЗЗ приймач випромінювання).

Точні моменти проходження світил через небесний меридіан фіксують за допомогою різного типу годинників, оскільки в кожній астрономічній обсерваторії є своя служба часу, годинники-хронометри, тобто переносні пружинні годинники, маятникові, кварцові, атомні і молекулярні годинники. Одні з них показують середній сонячний, інші — місцевий зоряний час.

Кожен із згаданих типів годинників має свій хід, тобто кількість секунд за добу, на які годинник спішить або відстає. Визначенням ходу і відповідно поправки годинника на кожен день займається *служба часу*. Наприклад, якщо T' — показання годинника на момент T (у певній системі лічби), то поправка годинника:

$$u = T - T' \tag{3.1}$$

Отже, справжній час T знаходимо зі співвідношення:

$$T = T' + u \tag{3.2}$$

Як бачимо, *поправка годинника* — значення, яке слід додати до показу годинника, щоб отримати справжній час. Зміна поправки годинника за певний інтервал часу називається *ходом годинника*:

$$\omega = \frac{u_2 - u_1}{T_2 - T_1}. \tag{3.3}$$

Добовий хід морського хронометра не перевищує 0,3 с, у маятникових астрономічних годинників — 0,003 с, у кварцових — 0,0002 с. В атомних і молекулярних годинників похибка 1 с нагромаджується за декілька років. Такі годинники використовують для періодичного контролю за ходом кварцових годинників обсерваторій.

3.2. Визначення географічних координат спостерігача

Географічну широту φ спостерігач може обчислити за формулою (1.3), зафіксувавши висоту світила у верхній кульмінації $h_{вк}$, якщо тільки йому відоме схилення світила δ. Перед цим спостерігачеві треба визначити напрям полуденної лінії. Увечері, незадовго до верхньої кульмінації вибраного світила (їх доцільно використати декілька) теодоліт ставлять на майданчику, за допомогою рівнів встановлюють вісь інструмента вертикально, після чого з урахуванням власних похибок теодоліта проводять спостереження.

Географічну широту місця визначають також за кутовою висотою Полярної зорі над площиною горизонта. Однак слід пам'ятати, що внаслідок добового обертання Землі ця зоря описує навколо полюса світу коло радіусом 41' (на 2010 р.) і в момент зоряного часу $s \approx 2^h$ перебуває у верхній кульмінації, тобто вище від полюса світу, а при $s = 14^h$ — у нижній кульмінації. У ці моменти вимірювання можна виконувати не поспішаючи, адже кутові висоти світил над горизонтом при їх переході через небесний меридіан змінюються найповільніше.

Географічну довготу λ знаходять з умови, що зоряний час s у момент спостереження світила, яке перебуває у верхній кульмінації, дорівнює прямому піднесенню цього світила α. При спостереженні реєструється момент проходження світила через небесний меридіан, за годинником, що відлічує гринвіцький зоряний час. Таким чином, $\lambda = \alpha - S_0$.

Для вимірювання висот світил у мореплавстві та авіації на протязі довгого часу використовували *секстанти* (при суцільній хмарності вдень кутову висоту Сонця над горизонтом вимірюють радіосекстантом). Самі ж координати пункту перебування корабля можна визначити методом, що його розробив капітан Сомнер ще в середині XIX ст. (*метод Сомнера*). В основі методу лежить той очевидний факт, що кожне світило (небесні координати якого α і δ відомі) у певний момент часу для різних спостерігачів у різних точках поверхні Землі перебуває на різних кутових відстанях від зеніту, а один спостерігач бачить його у зеніті. Тоді географічна широта останнього $\varphi = \delta$, а його довгота $\lambda = \alpha - S_0$, де S_0 — зоряний час за Грінвічем. Для визначення невідомих географічних координат φ і λ вибирають дві зорі з відомими α_1, δ_1 і α_2, δ_2, і за допомогою

секстанта виміряють їхні кутові відстані від зеніту z_1 і z_2. Очевидно, що перша зоря у цей час перебуває у зеніті для спостерігача з географічними координатами $\varphi_1 = \delta_1$ і $\lambda_1 = \alpha_1 - S_0$, а друга — у зеніті для спостерігача з координатами $\varphi_2 = \delta_2$ і $\lambda_2 = \alpha_2 - S_0$. На глобусі (а при невеликих z_1 і z_2 на карті) накреслюють коло радіусом z_1 з центром у точці (φ_1, λ_1), те ж роблять і для другого світила. Таким чином: положення невідомого пункта знаходять в точці перехрестя вказаних кіл, накреслених для двох світил (друга точка перетину кіл, як правило, знаходиться за тисячі кілометрів і до уваги не береться).

Звичайно, перед цим було розв'язано інші задачі. На обсерваторіях, географічні координати яких відомі з високою точністю, за допомогою меридіанних кругів визначили висоти тих чи інших зір у моменти їх кульмінацій та за відомими h і φ обчислили схилення δ для цих світил. Водночас реєстрували точні моменти проходження цих зір через небесний меридіан. У випадку верхньої кульмінації світила його пряме піднесення $\alpha = s$, а $s = S_0 + \lambda$ де λ — географічна довгота меридіана, на якому встановлено вимірювальний інструмент; S_0 — зоряний час грінвіцького меридіана. Для більшості зір координату α знаходять за допомогою відносного (диференціального) методу: шляхом визначення інтервалу часу, за який конкретна зоря проходить через небесний меридіан пізніше (або раніше) від зорі, координата α для якої вже визначена іншими методами. Означені координати α і δ для кожної досліджуваної зорі поміщують у спеціальних зоряних каталогах.

В наш час широкого поширення набув метод визначення географічних координат за допомогою GPS (Global Positioning System). Система складається з трьох сегментів: космічного (супутники), станцій супроводу, розташованих по всій поверхні земної кулі, великої кількості портативних приймачів радіосигналів. Точність визначення положення приймача на земній поверхні становить від 2–3 м до 5 см в залежності від його класу. GPS-приймачами оснащують також геодезичні пристрої та системи врятування.

3.3. Довжина дуги земного меридіана. Форма і розміри Землі

Уявлення про те, що Земля кругла, висловив ще Піфагор більш ніж 500 р. до н. е. Арістотель десь через 160 років після нього писав: «...Математики, які обчислювали коло Землі, вважають, що воно дорівнює приблизно 400 тисячам стадій...». Стадія — це одиниця довжини, яку використовували в Давній Греції та Єгипті, вона дорівнює відстані, що її проходить людина за проміжок часу, поки над горизонтом не з'являєть-

ся увесь диск Сонця (тобто за близько 2 хв.). За одним із варіантів, 1 стадія = 157,5 м. У цьому випадку довжина повного кола Землі за Арістотелем дорівнювала б 63 000 км, а радіус Землі $R_\oplus$ — 10 032 км.

Точніші розміри Землі отримав давньогрецький математик і астроном Ератосфен (близько 276–194 рр. до н. е.), за яким довжина кола Землі мала б становити 250 000 стадій і $R_\oplus$ = 6290 км (при довжині стадії 157,5 м). Метод таких вимірювань очевидний (рис. 3.4). Нехай для спостерігача у пункті A певна зоря переходить через зеніт, а якщо спостерігач зміститься уздовж меридіана на відстань d, — на зенітній відстані z. Очевидно, якби спостерігач уявно описав навколо центра Землі дугу 360°, тобто пройшов шлях $2\pi R_\oplus$, то все було б, як на початку. Звідси складаємо пропорцію: довжина земного кола $2\pi R_\oplus$ у стільки разів більша від дуги d, у скільки повний кут 360° перевищує кут z. Обчислюємо, що радіус Землі:

$$R_\oplus = \frac{180^\circ}{\pi z} d. \qquad (3.4)$$

На практиці радіус Землі визначають на різних географічних широтах, переходячи від широти φ_1 до φ_2, таким чином, $z = \varphi_1 - \varphi_2$. Якби при різних значеннях φ_i отримували однакове $R_\oplus$, то звідси випливало б, що Земля має форму кулі. Насправді це не так. Щоб уточнити форму Зем-

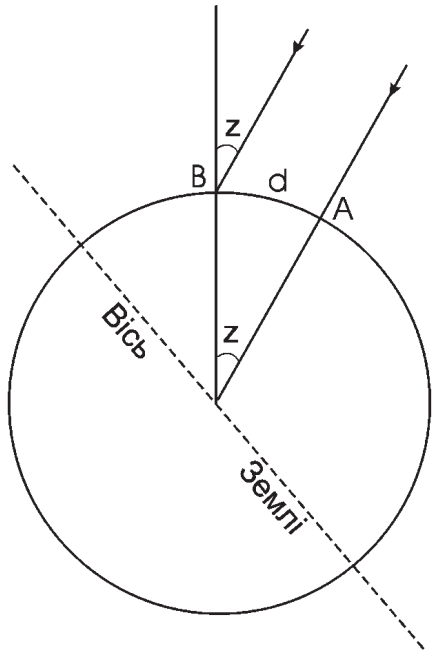


Рис. 3.4. Визначення радіуса Землі за допомогою вимірювання зенітної відстані світила з двох пунктів

лі, провели високоточні вимірювання довжини дуг земних меридіанів на основі методу *тріангуляції* (оскільки безпосереднє вимірювання значних лінійних відстаней уздовж географічного меридіана неможливе з огляду на природні перешкоди — річки, болота, гори тощо). У кінцевих пунктах O_1 та O_2 дуги, довжину якої треба визначити (рис. 3.5), і по обидва боки від неї у пунктах A, B, C,... встановлюють спеціальні вишки — *геодезичні сигнали*. Вони є вершинами утвореної на місцевості сітки трикутників. Встановлюють їх так, щоб з кожної було видно декілька інших. Якщо одна із сторін трикутника AO_2, що називається *базисом тріагнуляційної сітки*, виміряна безпосередньо з високою точністю, і так само точно виміряно кути між напрямами на сусідні вишки, то за допомогою формул тригонометрії обчислюють сторони трикутника і довжину d шуканої дуги меридіана.

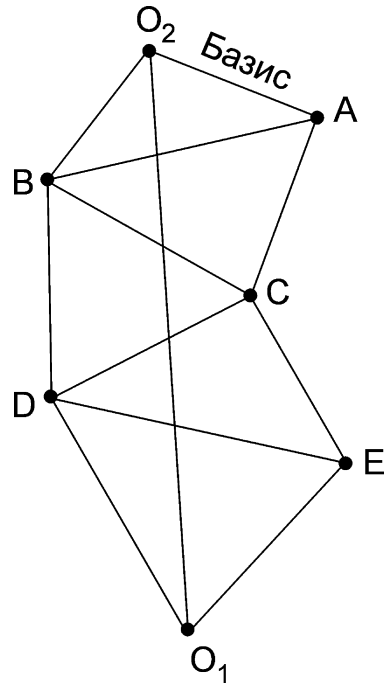


Рис. 3.5. Знаходження довжини O_1O_2 дуги меридіана методом тріангуляції

До 60-х років XX ст. максимальні розміри базису не перевищували 6–10 км. Зараз завдяки застосуванню методів радіо- і світлолокації їх збільшили до 30 км і похибка вимірювання не перевищує 2 мм на кожні 10 км довжини.

Унаслідок проведених вимірів виявлено, що довжина 1° дуги меридіана на екваторі дорівнює 110,576 км, на широті 45° — 111,143 км і на по-

люсі — 111,696 км. З'ясовано, що форма Землі подібна до двовісного еліпсоїда. Оскільки різниця між значеннями екваторіального і полярного радіусів невелика, то говорять звичайно про земний сфероїд. Для нього прийнято такі розміри:

екваторіальний радіус $R_{е,\oplus} = 6378{,}137$ км;

полярний радіус $R_{п,\oplus} = 6356{,}752$ км;

різниця їхніх значень $R_{е,\oplus} - R_{п,\oplus} = 21{,}385$ км;

сплюснутість $(R_{е,\oplus} - R_{п,\oplus}) : R_{е} = 1 : 298{,}257$.

Прийнято, що середній радіус Землі $R_{\oplus} = 6371$ км, середнє значення 1° дуги земного меридіана — 111,2 км, довжина кола земного екватора — 40 075 км, а земного меридіана — 40 008 км.

Зауважимо, що на рівній земній поверхні видимий горизонт є малим колом, по якому конус, утворений променями зору спостерігача, дотикається земної поверхні. Як це видно з рис. 3.6, на рівній місцевості видимий горизонт *AB* розташований нижче від математичного горизонту спостерігача *EOD*. З трикутника *OBC* неважко (за теоремою Піфагора) отримати наближену формулу для оцінки відстані до видимого горизонту *d* при заданій висоті *h*, на якій знаходиться спостерігач:

$$d \approx \sqrt{2Rh} \approx 3{,}6\sqrt{h}. \qquad (3.5)$$

Завдяки рефракції можна бачити далі, а саме: $d \approx 3{,}8\sqrt{h}$.

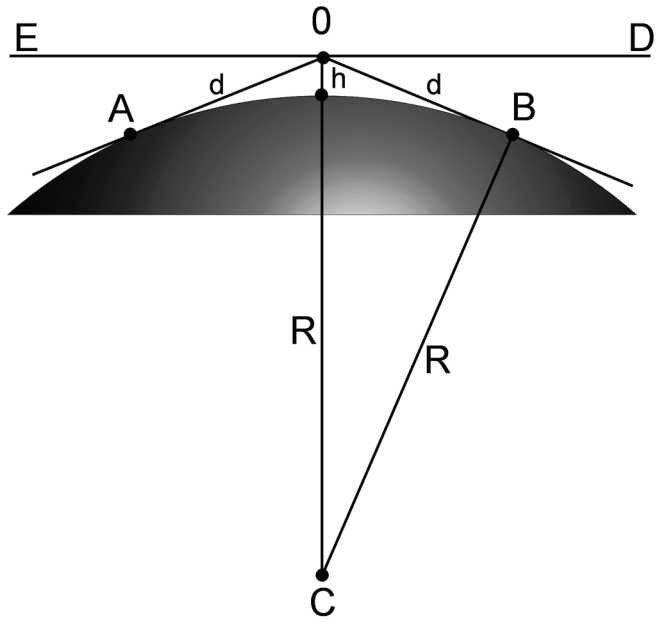


Рис. 3.6. Визначення положення видимого горизонту

Тут h виміряно в метрах, а d — у кілометрах. При $h = 2$, 20 і 200 м відповідно $d = 5$, 17 і 54 км.

І, нарешті, спостерігач повинен пам'ятати, що кутові висоти світил над горизонтом, якщо він оцінив їх на око, не є справжніми. Це пов'язане з особливостями людського ока, неоднаковістю напруження м'язів очей при огляді предметів на різних висотах. Позірні і справжні кутові висоти наведені в наступній таблиці 3.1.

Таблиця 3.1

Позірні і справжні кутові висоти, у градусах

Позірні висоти		Справжні висоти	Позірні висоти		Справжні висоти
удень	уночі		удень	уночі	
13	10	5	60	50	35
25	18	10	67	60	45
34	26	15	74	68	55
42	33	20	79	74	65
49	39	25	84	81	75
55	45	30	88	87	85

З тієї ж причини кутові розміри Сонця і Місяця поблизу горизонту здаються у два-три рази більшими, ніж при їхньому найвищому положенні над горизонтом.

3.4. Рухома карта зоряного неба

За допомогою *рухомої карти зоряного неба* з'ясовують умови перебування над горизонтом тих чи інших сузір'їв на певний момент часу.

З цією метою часто використовують і звичайну карту зоряного неба. Нагадаємо, що дати на обводі виготовленої у вигляді круга карти вказують положення Сонця на екліптиці. Знаходимо потрібну дату і уявно пересуваємо цю точку вправо, за горизонт. Отже, на вечірньому небі будуть ті сузір'я, які знаходяться зліва від Сонця, тобто мають більші, ніж Сонце, прямі піднесення. У верхній кульмінації, через годину після заходу Сонця, будуть світила, прямі піднесення яких приблизно на 7^h більші, ніж у Сонця в заданій даті. Аналогічно, вранці за годину до сходу Сонця у південній частині неба буде видно світила, пряме піднесення для яких на 7^h менше.

Рухома карта зоряного неба складається з двох частин: власне карти, виготовленої у формі круга, і допоміжного *накладного круга* до неї. На накладному крузі накреслено декілька овалів, поруч з якими проставлені значення географічної широти спостерігача. Лезом бритви вирізають овал, що відповідає широті спостерігача, це — його горизонт. Після накладання допоміжного круга на карту зоряного неба побачимо, що частина сузір'їв знаходиться всередині овалу, тобто вони в цей час перебувають над горизонтом.

Нанесені на обводі накладного круга числа 1, 2, ..., 23, 24 вказують місцевий середній сонячний час T_λ. Круг доцільно обрізати ззовні кола з часом T_λ. Як карту, так і накладний круг слід наклеїти на цупкий папір або картон. Найліпше накладний круг накреслити на прозорій плівці або органічному склі. Це дало б змогу, поклавши карту і круг концентрично, скріпити їхні центри заклепкою. Тоді карта зручніша для використання.

Рухому карту зоряного неба використовують у такому порядку: обчислюють місцевий середній сонячний час T_λ для заданого моменту літнього чи (в осінньо-зимовий сезон) поясного часу; повертаючи карту, суміщають дату спостереження з обчисленим місцевим часом.

Треба пам'ятати, що лінія 0 (24) — 12 на накладному крузі — це проекція небесного меридіана. Тому зорі, що знаходяться на лінії «центр-12», перебувають у верхній кульмінації.

3.5. Визначення моментів сходу і заходу світил

Моменти сходу і заходу Сонця та Місяця наведені у відривних календарях на кожен день, а також у щорічному «Астрономічному календарі». Наближено моменти сходу та заходу Сонця і зір можна визначати за допомогою рухомої карти неба (для Місяця треба мати його координати — положення на карті в певну календарну дату).

За допомогою рухомої карти зоряного неба з'ясовують, коли сходить (чи заходить) якась зоря, таким чином: повертають карту під накладним кругом так, щоб ця зоря опинилася на овалі з лівого боку, де вказано точку сходу (карту тримають так, щоб число 12 накладного круга, яке водночас є точкою півдня, було найближче до нас). Відповідно на момент заходу зорю встановлюють справа при горизонті. Навпроти календарної дати зчитують місцевий середній сонячний час T_λ, який переводять у літній чи (в осінньо-зимовий період) у поясний час. Так само визначають момент верхньої кульмінації будь-якої зорі: поміщають її на лінії «центр-12» і навпроти календарної дати знаходять T_λ.

Першу появу зорі в промінні вранішньої заграви названо *геліакічним сходом*, захід зорі у цей момент — *космічним заходом*, схід зорі при заході Сонця — *акронічним сходом*, її захід у вечірні присмерки — *геліакічним заходом*. Ці назви походять від гр. ηλιος — Сонце, пов'язаний з Сонцем; ακρος — вищий (очевидно, малося на увазі найдальше положення відносно Сонця); κοσμος — прикраса (тут, очевидно, мали на увазі, що захід зорі у вечірніх присмерках є чудовим).

При розв'язуванні задач на ці особливі сходи чи заходи поміщають зорю на горизонті в східній чи західній частині залежно від завдання. Приймають, що тривалість присмерків у середньому становить 40 хв. (40^m). Це значить, що зорю буде видно над горизонтом, якщо з моменту заходу Сонця пройшов час, що дорівнює тривалості присмерків. Тому пересуваємося до календарних дат не від перетину екліптики з горизонтом, а від тої точки екліптики, яка на 40^m змістилася під горизонт. Відповідно при визначенні дати геліакічного сходу чи космічного заходу зорі беремо на екліптиці ту точку, перебуваючи на якій Сонце могло б з'явитися над горизонтом через 40 хв. Ідучи від цієї точки по радіальній прямій до кола дат, знаходимо місяць і день, коли це станеться.

Дещо точніше (але з похибкою близько 1 хв., оскільки при обчисленнях беруть до уваги середнє значення рефракції) моменти сходу і заходу світил обчислюють за допомогою формул сферичної астрономії (1.13) — (1.15). При цьому використовують їхні екваторіальні координати α і δ, а також географічні координати λ і φ спостерігача з точністю до 1'. Перед проведенням обчислень слід перевірити, чи задовольняє схилення світила умові $-(90^\circ - \varphi) < \delta < +(90^\circ - \varphi)$, інакше світило не заходить за горизонт або взагалі не з'являється над ним. Для визначення годинного кута світила t формулу (1.13) розв'язують відносно cos$t$. Щоб знайти азимут точки сходу ($A < 0$) чи заходу ($A > 0$), використовують співвідношення (1.14). Якщо ж t близьке до $\pm 90^\circ$, точніший результат отримуємо за формулою (1.15). Слід врахувати те, що в момент видимої появи зорі над горизонтом (чи останніх секунд її перебування над ним перед заходом) справжня зенітна відстань зорі $z' = 90^\circ + \rho$, де $\rho = 35'$ — середнє значення рефракції на горизонті. Тому у формулах (1.13)–(1.15) слід приймати, що $z = 90^\circ 35'$. З обчислень знаходять годинний кут t, потім зоряний час сходу світила $s = t + \alpha$, згодом здійснюють перехід до середнього сонячного часу.

3.6. Визначення полуденної лінії. Сонячний годинник

Як зазначено вище, для визначення географічної широти і довготи спостерігача вимірюють висоту світил (зокрема, Полярної зорі) у небесному меридіані в момент їх кульмінацій. Отже, перед тим, як проводити такі спо-

стереження, слід визначити напрям полуденної лінії, яка і є проекцією небесного меридіана на горизонтальну площину.

Напрям полуденної лінії визначають удень у момент верхньої кульмінації Сонця, коли справжній сонячний час $T_{\oplus} = 12^h00^m$ і тіні від усіх вертикальних предметів падають у напрямі південь-північ. Для цього використовують нитку довжиною близько 2 м, на одному з кінців якої підвішено тягарець, і два кілочки, якими на рівній поверхні астрономічного майданчика фіксують напрям тіні. Потрібний також годинник, що показує поясний (або літній) середній сонячний час. Під час виконання роботи виписують з астрономічного календаря рівняння часу η на цей день.

Заздалегідь обчислюють поясний (або літний) час $T_{\text{п}}^{\text{вк}}$ (або $T_{\text{л}}^{\text{вк}}$) на момент, коли $T_{\odot} = 12^h00^m$, використовуючи співвідношення (2.1) і (2.5). У момент $T_{\text{п}}^{\text{вк}}$ фіксують напрям тіні, який і буде вказувати положення полуденної лінії. Для обчислення T_{λ} наближене значення довготи λ можна взяти з географічної карти, а потім уточнити його.

З пізнавальною метою бажано біля навчального закладу встановити *сонячний годинник* — найпростіший прилад для визначення часу. Такі годинники бувають трьох типів: екваторіальний, горизонтальний і вертикальний. У першому випадку циферблат годинника встановлюють паралельно площині небесного екватора, а наскрізний стрижень, від якого падає тінь, паралельно осі світу. Тут кожній годині на циферблаті відповідає кут 15°. Але такий годинник незручний (поміркуйте, чому?).

У горизонтально розташованному сонячному годиннику кути, що відповідають кожній годині, мають різну величину. Розраховують їх за рівнянням:

$$\operatorname{tg}\theta = \sin\varphi \cdot \operatorname{tg} t, \qquad (3.6)$$

де θ — кут між полуденною лінією і напрямом на числа 13, 14, 15 і т. д., що вказують годину; φ — географічна широта; t — годинний кут Сонця, що дорівнює відповідно 15°, 30°, 45° і т. д. Зокрема, для широти $\varphi = 50°$ $\theta_1 = 11°36'$, $\theta_2 = 23°52'$, $\theta_3 = 37°27'$, $\theta_4 = 53°00'$, $\theta_5 = 70°41'$, для θ_6 приймають значення 90°. Таким чином, лінії, що відповідають 13 та 11 годинам, проводять з обох боків полуденної лінії (12 год.) на кутовій відстані 11°36', лінії 14 і 10 годин — на 23°52' і т. д.

Такий годинник можна зробити на ґрунті, вирівнявши площадку розміром 2×3 м. У південній її частині встановлюють металеву трубу так, щоб її проекція відповідала полуденній лінії, а нахил у бік півночі — широті місця φ. Годинні лінії можна зробити кольоровими або висіяти різними сортами трави.

Вертикально орієнтований сонячний годинник встановлюють на стіні, розташованій строго у напрямі схід-захід. Стрижень, тінь якого вказує годину, закріплюють під кутом (90° – φ) до стіни так, щоб його проекція на стіну співпадала з напрямом лінії виска. Годинні лінії проводять на основі

формули $\mathrm{tg}\beta = \cos\varphi \cdot \mathrm{tg}t$, де, як і раніше, годинний кут Сонця t задаємо через кожні 15° (15°, 30°, 45° і т. д.).

Наведені тут формули виведено з елементарних міркувань (рис. 3.7). Нехай A і B — відповідно горизонтальна і вертикальна площини, перпендикулярні до площини небесного меридіана; MP — напрям осі світу (тіньового стрижня обох годинників), MO і PO — проекції стрижня на горизонтальну і вертикальну площини (відповідно полуденна лінія і лінія виска). У прямокутному трикутнику $PMO \angle EPO = 90° - \varphi$. Нарешті $\angle OEQ$ — годинний кут, а $\angle OMQ = \alpha$ для горизонтального годинника і $\angle OPQ = \beta$ для вертикального — кут відхилення тіні. В обох випадках $OQ = OE\mathrm{tg}t$, а також $OE = OM\sin\varphi$, $OE = OP\cos\varphi$ і $OQ = OM\mathrm{tg}\alpha$, $OQ = OP\mathrm{tg}\beta$. Звідси й випливають наведені вище співвідношення.

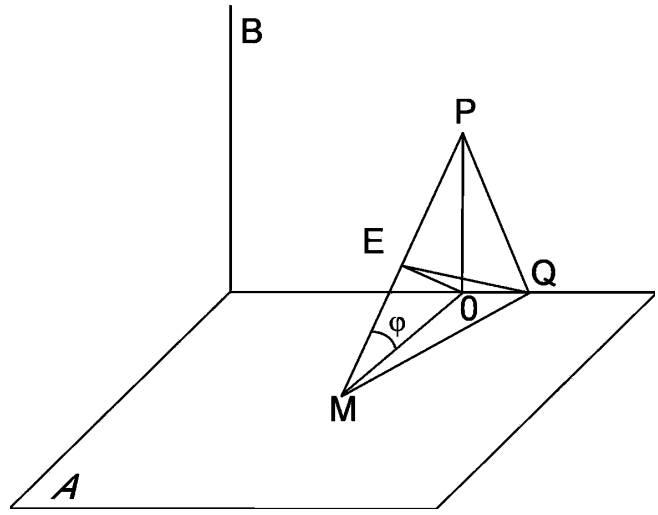


Рис. 3.7. Розрахунок поділок циферблата сонячного годинника

На жаль, сонячні годинники зустрічаються сьогодні лише як музейні експонати або елементи декору.

3.7. Зоряний годинник

Як знаємо, річний рух Сонця по екліптиці відображається і на положенні навколополярних зір у певну годину доби. Це дає змогу побудувати так званий зоряний або полярний годинник, за яким можна визначати місцевий зоряний час s і місцевий сонячний час T_λ. Для цього вирізають з картону два круги різного діаметра. Більший із них буде циферблатом. На його обводі у напрямі, протилежному обертанню годинникової стрілки, через од-

накові проміжки часу пишуть числа 1, 2, 3,..., 23, 0 (рис. 3.8). Інший круг ділять на 12 частин за кількістю місяців у році. На його обводі за годинниковою стрілкою пишуть назви місяців, а відповідні їм дуги ділять на п'ятиденки. У секторі «вересень» малюють Ківш Великої Ведмедиці і від Полярної зорі через середину прямої, що з'єднує її зорі γ і δ, проводять лінію, яка вказує напрям на точку осіннього рівнодення. Вона й буде стрілкою полярного годинника. Малий круг накладають на більший, суміщають їхні центри і скріплюють так, щоб вони вільно оберталися.

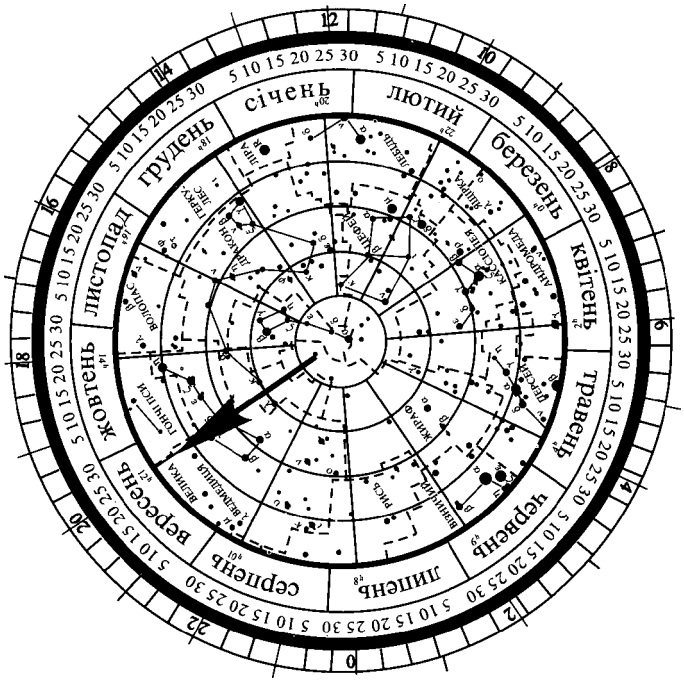


Рис. 3.8. Зоряний годинник

При вимірюванні часу циферблат годинника встановлюють числом 0 донизу. Ставши обличчям до півночі, повертають мале коло так, щоб зображення Великої Ведмедиці на ньому зайняло таке ж положення відносно центра годинника і лінії виска, яке займає це сузір'я на небі відносно Полярної зорі. Після цього на циферблаті (зовнішньому крузі) навпроти стрілки фіксують місцевий зоряний час s, а навпроти дати спостереження — місцевий сонячний T_λ.

Конкретно при показаному на рис. 3.8 положенні Ковша s = 19 год. 55 хв. 1 вересня в цей момент T_λ = 21 год. 25 хв., 1 червня — 3 год. 25 хв. і т. д.

Після деякого тренування можна визначати зоряний час і без зоряного годинника безпосередньо за положенням зір Великої і Малої Ведмедиць

відносно горизонту. Саме так визначали час наші прадіди, причому з похибкою не більше 10–15 хв.

Докладний виклад сферічної астрономії можна знайти у монографії В. Є. Жарова «Сферічна астрономія» (2006 р., Москва, Державний астрономічний інститут ім. Штернберга, російською мовою).

Частина II

КІНЕМАТИКА СОНЯЧНОЇ СИСТЕМИ

Розділ 4

БУДОВА СОНЯЧНОЇ СИСТЕМИ І РУХИ ПЛАНЕТ

4.1. Видимі рухи і конфігурації планет

Видимі рухи Сонця і Місяця серед зір нерівномірні. Проте обидва ці світила пересуваються на тлі зоряного неба лише в один бік — з заходу на схід. Рух планет значно складніший, бо час від часу кожна з них змінює свій прямий рух з заходу на схід на протилежний, і переміщається практично вздовж екліптики зі сходу на захід (рис. 4.1). При цьому кожна з планет час від часу займає характерне положення стосовно Сонця. Це називається *конфігурацією планети*.

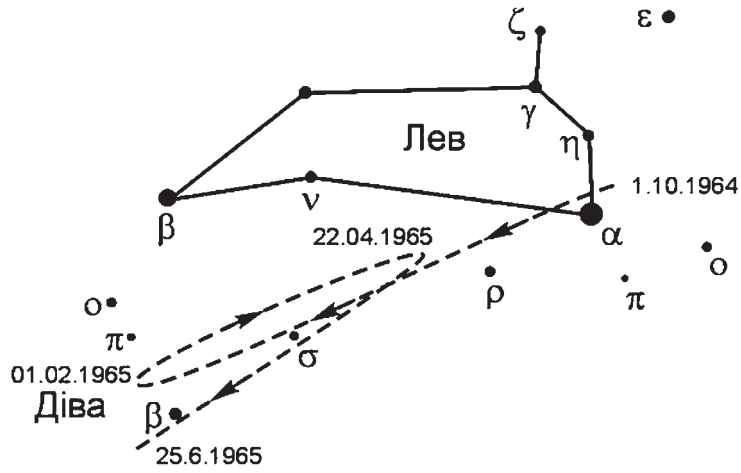


Рис. 4.1. Видимий рух планети (траєкторія показана штриховою лінією) на тлі зоряного неба

При спостереженнях планет уже давні астрономи зауважили, що дві з них — Меркурій і Венера — віддаляються від Сонця лише у певних межах:

найбільше кутове віддалення Меркурія становить 27° (а може бути всього 17°), Венери — 48°. Ці планети названо *нижніми*, їх у моделі світу Птолемея (див. рис. 4.4) було розташовано ближче до Землі, ніж Сонце.

Розглянемо рух нижньої планети, почавши з моменту, коли вона перебуває найдальше справа від Сонця, тобто від її *найбільшої західної елонгації* (від лат. *elongatio* — відхилення). У цей час планету добре видно вранці перед сходом Сонця. На рис. 4.2 це положення позначено V_2. Кутова швидкість руху планети на тлі зоряного неба у напрямі з заходу на схід поступово зростає, і планета наближається до Сонця. Невдовзі настає момент, коли планета ховається у промінні ранкового Сонця, тобто відбувається *верхнє сполучення* планети з Сонцем (положення V_3). У цей момент Земля, Сонце і планети перебувають майже на одній лінії.

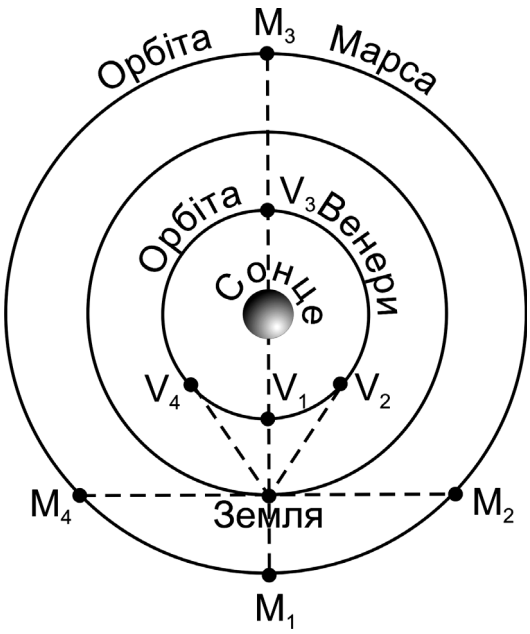


Рис. 4.2. Конфігурації планет

Через деякий час (для Венери він становить три місяці) нижня планета з'являється зліва від Сонця, її буде добре видно на вечірньому небі. Поступово планета віддаляється від Сонця. Досягнувши найбільшого кутового відхилення від Сонця (положення V_4), тобто *найбільшої східної елонгації*, планета починає наближатися до Сонця і, врешті, зникає в його променях. Відбувається *нижнє сполучення* планети з Сонцем (положення V_1). Для Венери цей період невидимості триває близько семи днів. Після цього планета з'являється справа від Сонця, поступово віддаляється від нього, збільшуючи свою кутову відстань до максимального значення у положенні V_2.

Оскільки Сонце безперервно переміщається на тлі зоряного неба, то разом з ним, переганяючи Сонце або відстаючи від нього, переміщається і планета. Момент, коли планета зупиняється на тлі зір, називається *стоянням*. Венера в момент стояння перебуває від Сонця на кутовій відстані 25°, а від верхнього сполучення до стояння вона разом з Сонцем зміщується на небі на кут близько 265°, тобто на дві третини небосхилу. Для Венери від першого стояння до другого проходить близько 42 діб, причому приблизно в середині цього проміжку вона потрапляє у конфігурацію V_1, тобто настає нижнє сполучення планети з Сонцем.

Проміжок часу між двома однаковими положеннями планети відносно Сонця з точки зору земного спостерігача називається *синодичним періодом* обертання планети (від гр. συνοδος — зближення). Для Венери цей проміжок часу S становить 584 доби, для Меркурія — 116 діб.

Планети Марс, Юпітер і Сатурн називаються *верхніми*. Їхній рух на небесній сфері також має певні особливості, а в їхньому положенні відносно Сонця виділяють чотири конфігурації (див. рис. 4.2).

Положення, при якому верхня планета перебуває на небосхилі в точці, протилежній напряму на Сонце, називається *протистоянням* планети (положення M_1). Положення планети на відстані 90° на схід від Сонця називається *східною квадратурою* (M_4), а положення планети на відстані 90° на захід від Сонця — *західною квадратурою* M_2. Положення, коли напрям з Землі на Сонце і планету збігається, називається *сполученням* планети з Сонцем (положення M_3).

Слід звернути увагу на дві особливості руху верхньої планети. По-перше, кутова швидкість руху планети менша від одного градуса за добу, тому Сонце поступово наздоганяє її, переганяє, залишає далеко позаду і знову наздоганяє. По-друге, планета рухається назад (зі сходу на захід) тоді, коли вона перебуває в протилежній до Сонця частині неба, тобто посередині руху назад і настає протистояння планети.

Наприклад, Марс через 13 місяців після сполучення з Сонцем, безперервно відстаючи від нього в русі на схід і пройшовши поблизу екліптики шлях близько 260°, потрапляє в першу точку стояння. Протягом наступних 45 діб планета зміщується в бік заходу, проходить дугу близько 19° (посередині цієї дуги настає його протистояння з Сонцем), знову перебуває в точці стояння, а потім рухається прямо на схід. Через 10 місяців Сонце наздоганяє планету і настає її чергове сполучення з Сонцем. Синодичний період обертання Марса S — 780 діб.

Планета Юпітер з кожних 13 місяців рухається на схід лише 9, проходячи за цей час дугу 40°. Решту 4 місяці Юпітер зміщується на захід загалом на 10°. Тому фактичне зміщення планети в бік сходу за цикл, тобто за синодичний період, який для Юпітера становить 399 діб, близьке до 30°.

Для Венери, з огляду на особливості її видимого руху на небі, можна скласти таке співвідношення: 5 синодичних періодів = 8 років — 2,3 доби

= 8 обертів — 2°15'. Це значить, що через кожні 8 років Венера практично повторює свій рух на тлі зір, зокрема, петлі в її русі спостерігаються тоді на тлі тих же сузір'їв. Лише моменти стоянь настають на 2,3 доби швидше і точки стоянь зміщені на 2°15' у бік заходу.

Такі співвідношення можна підібрати й для інших планет. Наприклад, для Меркурія повторення руху на тлі тих же сузір'їв настає через кожні 46 років і 1 добу, для Марса — через 79 років і 3 доби, для Юпітера — через 71 рік 4,9 доби, Сатурна — 59 років 2 доби.

4.2. Система світу Птолемея

В основі моделі світу за Птолемеєм є уявлення про те, що Земля перебуває нерухомо в центрі світу. Обгрунтувати це намагався ще Арістотель: «Усі важкі тіла змагають до центра Землі, а оскільки кожне тіло прямує до центра Всесвіту, то і Земля повинна знаходитися непорушно у цьому центрі».

Слід зауважити, що у часи Арістотеля і Птолемея існували також припущення, за якими Земля, можливо, обертається навколо своєї осі і рухається навколо Сонця, яке знаходиться у центрі Всесвіту. Одним з авторів такої ідеї був Арістарх Самоський (бл. 310 — бл. 250 рр. до н. е.). Тому свою точку зору на геоцентричну модель Арістотель, а згодом і Птолемей обгрунтовували на основі певних фізичних міркувань. Наприклад, в «Альмагесті» Птолемей вказував: якби Земля справді оберталася навколо своєї осі, то всі тіла не могли б падати на неї безперешкодно, а ті предмети, які до неї міцно не прикріплені, повинні б відставати від руху Землі і зміщуватися у протилежний бік — до заходу. Що ж стосується руху Землі навколо Сонця, то Арістотель це уявлення відкинув з таких міркувань: якби Земля змінювала своє положення у просторі, то це призводило б до регулярної зміни видимих кутових відстаней між двома довільно взятими парами зір. У той час, та й до Кеплера включно, мало хто сумнівався в тому, що зорі знаходяться на одній кришталевій сфері.

Отож, якщо мова йде про обертальний рух Землі, то Птолемей переоцінив роль відцентрової сили, що виникає при обертанні будь-якого тіла. Зміщення ж зір, про які говорив Арістотель, були виявлені лише у XIX ст. (бо вони таки мусять існувати незалежно від того, чи розташовані всі зорі на одній сфері, чи перебувають на різних відстанях від спостерігача).

Птолемеєві вдалося побудувати досить вдалу модель видимого руху планет, що дало змогу визначати їх положення на десятки років уперед чи назад від заданої дати. Нерівномірний рух планети йому вдалося представити комбінацією декількох рівномірних рухів. У найпростішому випадку рух

планети Птолемей моделює двома коловими рухами (рис. 4.3): планети P по *епіциклу* зі сталою кутовою швидкістю σ і центра епіциклу N («середньої планети») зі сталою кутовою швидкістю ω по *деференту* (від. гр. επι — на; κυκλος — коло, лат. *defero* — несу). Параметри σ і ω, а також відношення радіуса епіциклу R_E до радіуса деференту $R_д$ (значення $\delta = R_E/R_д$) для кожної планети Птолемей добирав, спостерігаючи положення планет на небі та використовуючи спостереження своїх попередників. Загальна схема планетних рухів за Птолемеєм показана на рис. 4.4.

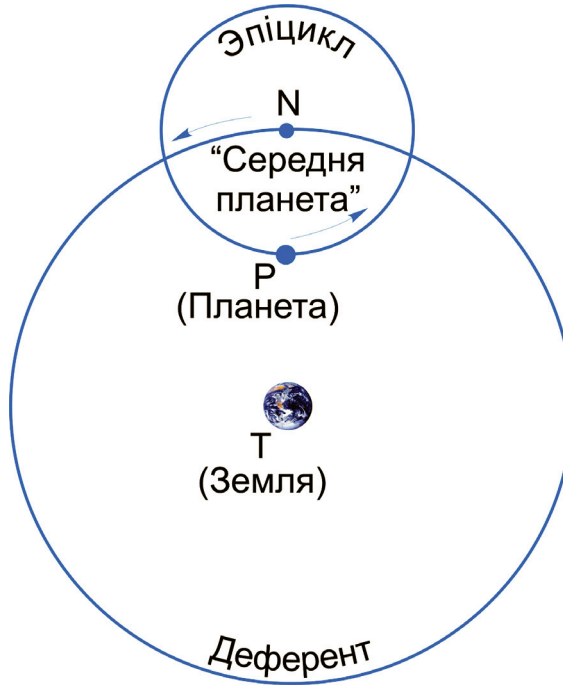


Рис. 4.3. Епіцикл і деферент у системі світу Птолемея

Для того, щоб правильно відтворити видимий рух планет на небі, модель світу Птолемея потребує введення двох важливих припущень. По-перше, кожна з верхніх планет повинна знаходитися на епіциклі у тому ж напрямі відносно центра епіциклу, в якому відносно спостерігача знаходиться Сонце. Це значить, що радіус-вектори епіциклів Марса, Юпітера і Сатурна завжди паралельні між собою. По-друге, центри епіциклів нижніх планет завжди знаходяться на прямій, яка з’єднує спостерігача з Сонцем.

Птолемеєві вдалося пояснити петлеподібний рух планет (рис. 4.5). Наприклад, у точці P_1 рухи по епіциклу і деференту спрямовані в один бік — справа наліво. Однак, описавши дугу 180°, планета вже рухається по епіциклу зліва направо. Оскільки ж кутова швидкість σ більша від ω, то на-

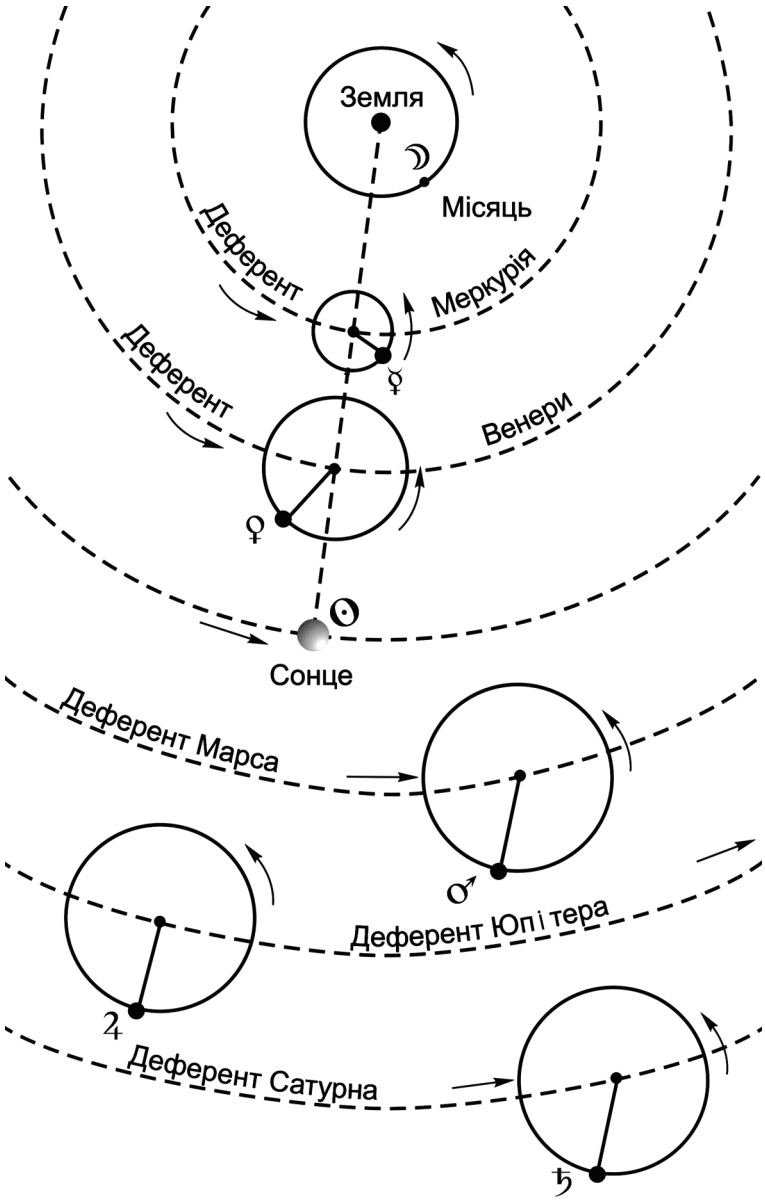


Рис. 4.4. Рухи планет у геоцентричній системі світу Птолемея. Біля епіциклу планети проставлено її знак

прям видимого руху планети в положенні, близькому до P_2, змінюється так: планета тут рухається зі сходу на захід.

Правильно визначаємо положення планети в такій моделі світу завдяки відносності руху (рис. 4.6). Епіцикл верхньої планети є не що інше, як відображення руху Землі.

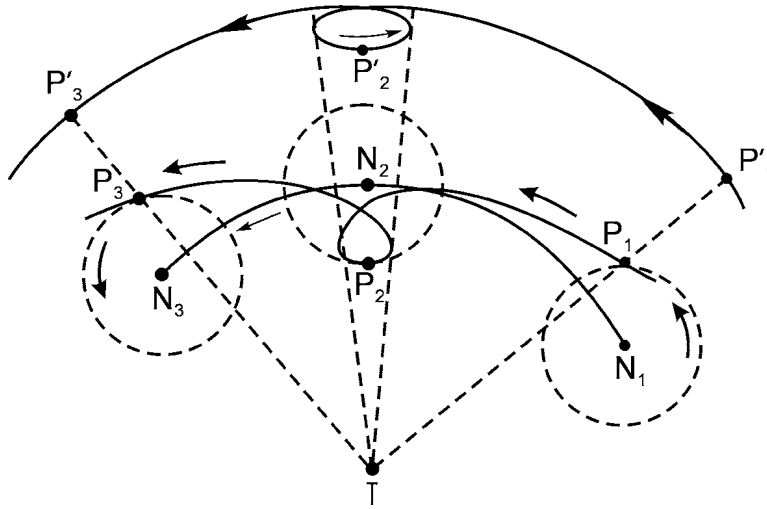
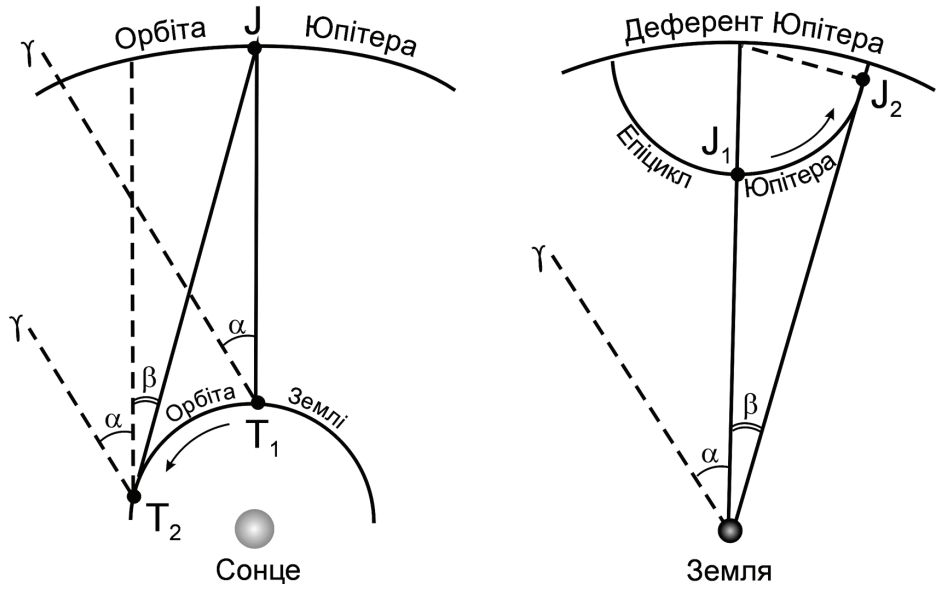


Рис. 4.5. Пояснення петлеподібного руху планет у системі світу Птолемея



а *б*

Рис. 4.6. Пояснення відносності руху на прикладі Юпітера: зміщення Землі на орбіті від T_1 до T_2 (*а*) призводить до того ж спостережуваного ефекту, що й зміщення Юпітера на епіциклі від точки J_1 до J_2 (*б*), в обох випадках кутова відстань планети від точки γ зростає на кут β

Щоб пояснити рух планети упродовж багатьох сотень років, у модель Птолемея для кожної планети довелося вводити не один, а декілька епіциклів. Тому

вона дедалі ставала громіздкішою. З іншого боку, все більш очевидним було те, що Земля не є нерухомою у центрі світу, а також рухається у просторі.

4.3. Геліоцентрична модель світу

З кожним наступним століттям (деякий час астрономія переживала занепад, згодом наукові дослідження відновилися завдяки зусиллям арабських астрономів) уявлення про нерухому Землю, що знаходиться в центрі світобудови, ставало все менш привабливим. Для тих, хто слідом за Демокрітом уявляв собі Всесвіт безконечний у просторі, поняття «безконечний зоряний Всесвіт» і «добове обертання сфери зір» були логічно несумісними. Вони не могли уявити, як здійснюється впорядковано погоджений рух усіх видимих зір навколо Землі, точніше, навколо осі світу, що проходить через неї. Адже ці зорі знаходяться на найрізноманітніших відстанях від нашої планети. З іншого боку, ті, хто дотримувався уявлення про кришталеву сферу зір, не могли збагнути, як ця сфера утримується від руйнування, оскільки лінійні швидкості руху її приекваторіальних точок мали б бути фантастично великими. З початком другого тисячоліття виникають ідеї про відносність руху, за допомогою яких можна було пояснити спостережуваний факт, виходячи з припущення про рух Землі у просторі. Зокрема, ректор Паризького університету Жан Бурідан (бл. 1300 – бл. 1358) писав: «є серйозний сумнів у тому, що Земля міститься безпосередньо в центрі Всесвіту..., є сильний сумнів у тому, чи не переміщується Земля як ціле іноді поступально...». Він наводить класичний приклад про спостереження з корабля, який рухається рівномірно: «Якщо хто-небудь рухається на кораблі і уявляє, що він нерухомий, то побачивши інший, справді нерухомий корабель, йому здаватиметься, що цей корабель рухається». Його учень Микола Орем (бл. 1323–1382) вже конкретно висловлював гіпотезу про добове обертання Землі. Він твердив, що «місцевий рух взагалі не можна спостерігати інакше, як лише відмічаючи зміну положення одного тіла відносно іншого».

На особливу увагу заслуговують роботи видатного ученого кардинала Миколи Кузанського (1401–1464). У праці «Про вчену неграмотність» (1440 р.). Кузанський стверджував, що Земля не може перебувати у центрі світу, бо Всесвіт «має свій центр скрізь, а своє коло ніде», тобто він є безмежним. Усупереч тодішнім поглядам, за якими небесні тіла складаються з «неземного елемента» — ефіру або з «п'ятої сутності» (*quinta essentia*), Кузанський писав, що між речовинами, з яких складається Земля і небесні тіла, немає ніякої різниці. Він твердив, що Земля — таке саме небесне тіло, як Сонце, Місяць та інші світила, що «жодна з зоряних ділянок не позбавлена мешканців», що «Земля насправді рухається, хоча ми цього не

помічаємо, оскільки відчуваємо рух лише при порівнянні з чим-небудь нерухомим», що «кожному, хай він перебуває на Землі, на Сонці чи на якій-небудь іншій планеті, завжди буде здаватися, що він міститься в нерухомому центрі, тоді як усі інші речі навколо нього рухаються». Праці Кузанського було видано у 1488 р., згодом перевидано у 1514 і 1565 рр.

Геоцентричну модель світу замінив геліоцентричною видатний польський учений Микола Коперник (1473–1543). Спочатку свої основні ідеї він виклав у «Малому коментарі» — невеликому за обсягом (12 сторінок) творі, який поширювався у рукописах. Лише через 30 років він опублікував основну працю — «Про обертання небесних сфер» (1543 р., примірник книги автор отримав чи не в день своєї смерті). Епіграфом до книги Коперник узяв слова Платона: «Нехай не входить ніхто, хто не знає геометрії». Усі доведення і висновки праці, побудова нового світогляду описані шляхом зіставлення певних геометричних фігур і подальших логічних розмірковувань.

На початку книги Коперника знаходимо ті ж міркування про відносність руху, що й у Бурідана, зокрема такі: «А якщо припустити, що небо взагалі не має такого руху, а обертається з заходу на схід Земля, то всякий, хто це серйозно обдумує, знайде, що усі видимі сходи і заходи Сонця, Місяця і зір будуть відбуватися так само».

Коперник поставив питання про можливе існування у Всесвіті багатьох центрів тяжіння: «Що стосується мене, — писав він, — то я вважаю, що тяжіння є не що інше, як деяке природнє стремління, надане частинам божественним Провидінням Творця Всесвіту, щоб вони прагнули до цілісності та єдності, збігаючись у форму кулі. Цілком можливо, що ця властивість притаманна також Сонцю, Місяцю та решті блукаючих світил, щоб при її дії вони продовжували перебувати у своїй кулястій формі, здійснюючи, однак, різні колові рухи».

У цьому останньому твердженні прихована таємниця того, чому Коперник зволікав з публікацією своєї праці, хоча до цього його буквально змушували високі церковні достойники — єпископ Тідеман Гізе та кардинал Микола Шонберг. Останній писав Копернікові: «...я ще і ще наполегливо прошу тебе повідомити про твій винахід ученим людям... Якщо ти виконаєш у цьому моє прохання, то побачиш, що мав справу з людиною, яка турбується про твоє ім'я і бажає бути корисною такому генієві».

Коперник встановив справжній порядок розташування планет (рис. 4.7), причому залишив Місяць на навколоземній орбиті. Однак, поставивши Сонце в центр світобудови, він зберіг переконання давніх греків про рівномірний коловий рух. Як і Птолемей, для пояснення нерівномірного руху планет Коперник використав уявлення про накладання декількох колових рухів: планета рухається по епіциклу, центр якого обертається зі сталою кутовою швидкістю по іншому колу, центр останнього кола — навколо Сонця (таких кіл для планет могло бути п'ять–сім). Напевно, як справжній учений, який говорив про центри тяжіння, Коперник інтуїтивно відчував, що модель світу, в якій планета рухається навколо фі-

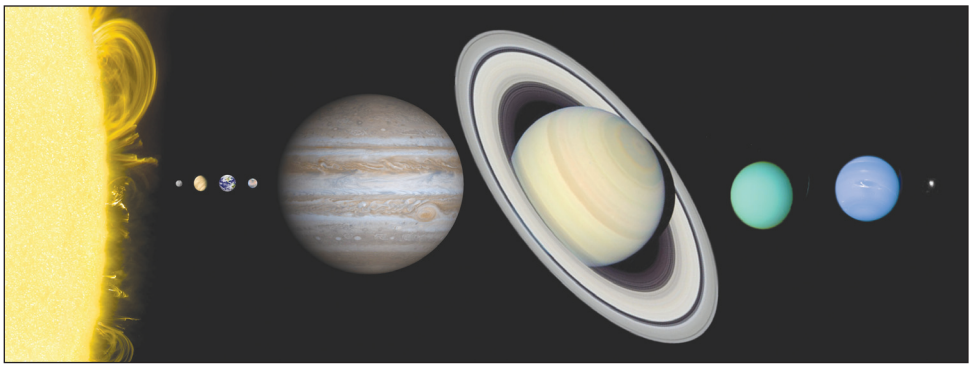


Рис. 4.7. Порядок розташування і відносні розміри Сонця і планет. Зліва направо Меркурій, Венера, Земля, Марс, Юпітер, Сатурн, Уран, Нептун, Плутон (останні три відкрито після Коперника; стосовно Плутона див. зауваження наприкінці розділу 12)

ктивної точки, не може бути правильною. Тому і зволікав з публікацією своєї книги. Картину руху планет згодом з'ясував Кеплер, увівши поняття про нерівномірний рух планет по еліптичних орбітах.

4.4. Пояснення видимих рухів планет. Рівняння синодичного руху

Зроблене Коперником можна коротко викласти так.

По-перше, Коперник правильно розташував планети в міру збільшення їх відстані від Сонця (як це видно з рис. 4.4, у системі Птолемея Венера була ближче до Сонця, ніж Меркурій).

По-друге, маючи конкретні дані моделі світу Птолемея та провівши власні спостереження й обчислення, Коперник уперше визначив правильні відносні масштаби Сонячної системи, прийнявши за одиницю відстань від Землі до Сонця (від Птолемея і до Коперника вважали, що вона дорівнює 1200 радіусів Землі, а отже, зменшували її майже у 20 разів). Як виявилося, ці відносні відстані вже були в моделі Птолемея: для нижніх планет — це δ, для верхніх — $1/\delta$ (тут $\delta = R_E/R_д$ — відношення радіуса епіциклу до радіуса деференту). Зокрема, відстань від Сонця до Марса за Коперником дорівнює 1,520, за даними Птолемея $1/\delta = 1{,}520$, до Юпітера відповідно 5,217 і $1/\delta = 5{,}208$, тоді як справжня відстань — 5,203 а. о. (*астрономічна одиниця*, тобто довжина великої півосі земної орбіти, дорівнює $1{,}496 \cdot 10^8$ км).

По-третє, Коперник пояснив особливості руху планет, зокрема їхній петлеподібний рух тим, що спостерігають ці світила з Землі, яка також обертається навколо Сонця (рис. 4.8). Планета зміщується в бік заходу, оскіль-

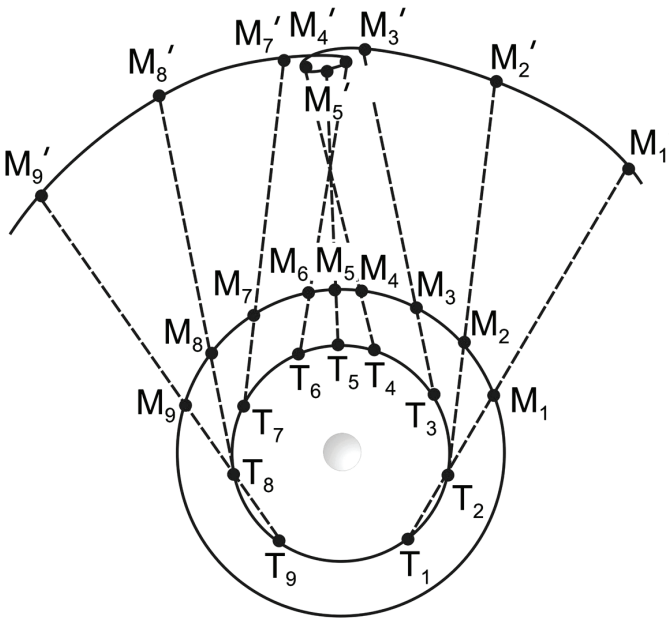


Рис. 4.8. Петлеподібний рух верхньої планети — наслідок зміщення як планети, так і Землі разом із спостерігачем

ки її орбіта знаходиться всередині орбіти Землі (це стосується нижніх планет), або тому, що в своєму русі навколо Сонця Земля обганяє планету (для верхніх планет).

По-четверте, Коперник увів поняття справжнього, або зоряного, періоду обертання планети. *Зоряний*, або *сидеричний* період обертання планети — це проміжок часу, за який планета, якщо на неї дивитися з центра Сонця, здійснивши повний оберт на небі, займе попереднє положення серед зір.

Спостерігач на рухомій Землі визначає звичайно не сидеричний, а синодичний період обертання планети S. Крім того, він знає сидеричний період обертання Землі навколо Сонця $T_\oplus$. Однак цих двох значень якраз достатньо, щоб скласти рівняння синодичного руху і за його допомогою визначити сидеричний період T будь-якої планети. Це і зробив Коперник.

Міркування тут такі. Нехай у початковий момент часу Земля, планета і Сонце перебували на прямій лінії (рис. 4.9). Візьмемо спочатку нижню планету, наприклад, Венеру. Якщо $T_\oplus$ і T — сидеричний період відповідно Землі і планети, то $360^\circ/T_\oplus$ і $360^\circ/T$ — зміщення Землі і планети за добу відносно далеких зір. Різниця цих двох величин — це кут, на який планета випередила Землю за одну добу. Очевидно, за проміжок S ця планета випередить Землю на один оберт, тобто на 360°, отже $360^\circ/S$ — це і є відносне добове зміщення цієї планети. Прирівнявши ці дві величини і ско-

ротивши на 360°, отримаємо *рівняння синодичного руху* для нижньої планети:

$$\frac{1}{S} = \frac{1}{T} - \frac{1}{T_{\oplus}}. \tag{4.1}$$

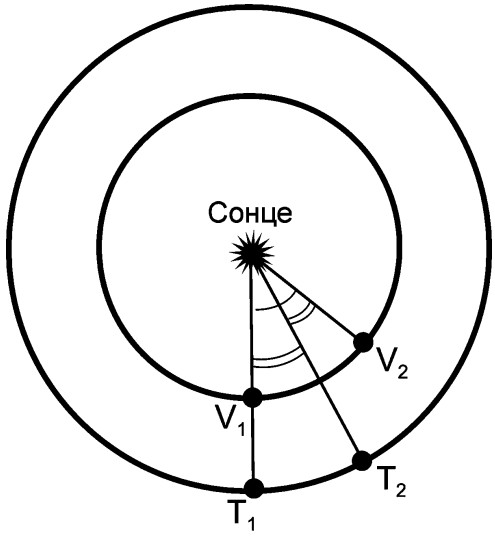


Рис. 4.9. Виведення рівняння синодичного руху

Таким же чином виводимо рівняння синодичного руху верхньої планети з тою лише різницею, що при цьому більшу орбітальну кутову швидкість має Земля, тому від її добового зміщення віднімаємо зміщення планети, отримуючи:

$$\frac{1}{S} = \frac{1}{T_{\oplus}} - \frac{1}{T}. \tag{4.2}$$

Наприклад, для Венери синодичний період $S = 583{,}9$ доби. Врахувавши, що зоряний $T_{\oplus} = 365{,}26$ доби, з рівняння (4.1) знаходимо значення сидеричного періоду обертання Венери $T = 224{,}7$ доби.

Оскільки планети рухаються по еліптичних орбітах, і орієнтація цих орбіт відносно Землі буває різною, то точні значення періодів S коливаються в певних межах: для Меркурія $S = 116$ діб з коливанням від 104 до 132 діб, для Венери $S = 584^d \pm 7^d$, для Марса $S = 780$ діб з коливанням від 765^d до 811^d, для Юпітера $S = 399^d \pm 4^d$, Сатурна — $378^d \pm 2^d$.

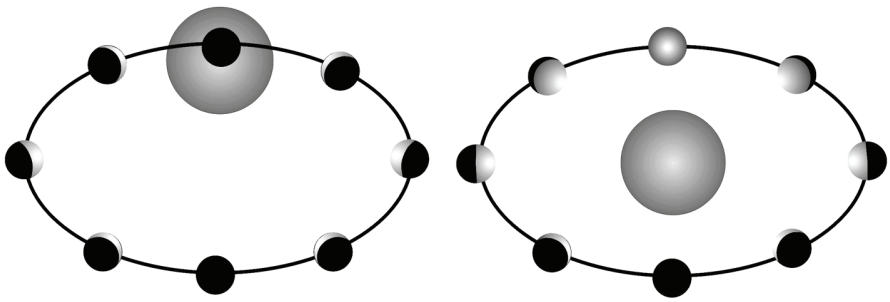
4.5. Утвердження геліоцентричного світогляду

Книга Коперника «Про обертання небесних сфер» у 1543 р. вийшла тиражем 1000 примірників. У 1566 р. її перевидали у м. Базелі, у 1617 р. — в Амстердамі. Однак у ті часи астрономи не мали жодних доказів того, що Земля обертається навколо своєї осі, ні того, що вона рухається в просторі. Очевидно, з тих причин лютеранський богослов і математик А. Осіандер (1498–1552) під час редагування книги Коперника підмінив текст передмови іншим, в якому геліоцентрична система світу розглядалася лише як зручна для обчислення модель. Осіандер навіть висловився скептично, нібито «у всьому, що стосується гіпотез, хай ніхто не очікує від астрономії чого-небудь істинного, оскільки вона неспроможна дати щось подібне». Тим часом сам Коперник у передмові без жодного сумніву писав, що «чим безглуздішим у цей час видається багатьом моє вчення про рух Землі, тим більше воно видається дивним та заслужить вдячності після видання моїх творів, коли темрява буде розсіяна яснішими доказами».

Сталося так, що з цією чисто науковою проблемою співпали далекі від науки мотиви і це призвело до трагічних наслідків: до спалення Джордано Бруно (1600 р.) та суду над Галілео Галілеєм (1633 р.). Тривалий час їх трактували як яскраві приклади несумісності релігії і науки, боротьби церкви з наукою. Що ж було насправді?

На думку багатьох біографів Бруно, він, можливо, і не загинув би на вогнищі, якби не його різкі виступи проти монастирських прибутків і маєтків, якби він не вимагав їх конфіскації. Про теорію Коперника на судовому процесі не було сказано жодного слова. У своїх працях Бруно, коли йшла мова про найзагальніші проблеми астрономії, повторив те, що за сто років до нього вже писав Кузанський. Основним же звинуваченням було те, що Бруно закликав до об'єднання ліберальних протестантів Англії з ліберальними католиками Франції і використав при цьому таку аналогію з астрономії: у системі Коперника Земля рухається, як і інші планети, вони схожі одна на одну. Такими ж подібними нібито повинні стати погляди згаданих католиків і протестантів на євхаристію (найголовніший момент літургії). Церква розцінила це як єресь і засудила Бруно. Отже, усе це надто далеке і від науки, і від «боротьби науки з релігією».

Внесок Галілея в астрономію (як і фізику) важко переоцінити. Він відкрив чотири супутники Юпітера, підтвердивши припущення Коперника, що у Всесвіті справді можуть бути інші центри тяжіння. Галілей виявив, що Венера змінює свої фази зовсім інакше, ніж це випливало з теорії Птолемея (рис. 4.10). Так отримано доказ того, що принаймні ця планета обертається навколо Сонця. Побачені ним плями на Сонці стали свідченням того, що сонячна речовина не є ідеально світлим, досконалим ефіром.



а *б*

Рис. 4.10. Зміна фаз Венери у моделі світу Птолемея (*а*) і Коперника (*б*)

Астрономічні відкриття Галілея були дуже прихильно зустрінуті в Римі і підтверджені астрономами Римської колегії. Однак і Галілей не вмів бути толерантним і підтримувати добрі стосунки з іншими вченими. Наприклад, спочатку він посперечався з єзуїтом Христофором Шейнером щодо того, хто з них перший відкрив плями на Сонці. Згодом різко виступив проти архієпископа домініканця Марка де Домініста щодо причини припливів і відпливів на Землі, де Домініст цілком правильно пояснював їх притяганням Місяця. Галілей же боровся з поширеними в той час астрологічними уявленнями, нібито небесні світила впливають на людей, і пояснював припливи і відпливи поєднанням обертального руху Землі навколо своєї осі та її руху навколо Сонця. Так він спричинився до того, що два могутні чернечі ордени стали його ворогами. І нарешті, Галілей образив папу римського Урбана VIII, який одного разу при свідках сказав Галілеєві, що Всемогутній Бог міг досягти своєї мети нескінченною множиною шляхів, а тому не слід позбавляти його вибору (у такому розумінні: Творець міг створити світ так, щоб світила оберталися навколо Землі, але й так, щоб Земля рухалася навколо Сонця). Оскільки ж у той час ще не було переконливих доказів про рух Землі, то папа вимагав від Галілея не робити категоричних висновків щодо правильності системи Коперника.

Галілей цими словами закінчив книгу «Діалоги про дві системи світу» (1632 р.), проте вклав їх в уста Сімплічіо — «простака», одного з трьох співрозмовників, який своїх поглядів не має, а лише підтакує іншим. Це було розцінено як жорстоку образу, до того ж уважали, нібито Галілей підтримує ідеї Бруно щодо згаданого вище об'єднання Англії та Франції проти Іспанії. Оскільки Галілей отримав дозвіл на публікацію книги від папської цензури, то склалося враження, нібито ці ідеї поділяє папа. Щоб заперечити це, був учинений суд над Галілеєм.

Щодо книги Коперника, то вона уже у 1616 р. була «затримана до виправлення», книги Галілея та інших учених з викладом геліоцентричної моделі були внесені в «Індекс заборонених книг» (до 1835 р.). І все ж з кожним наступним десятиріччям ідеї Коперника завойовували собі все більше прихильників.

У листопаді 1979 р. папа Іоанн-Павло II визнав, що Галілей постраждав від церкви несправедливо. У Ватикані було створено комісію, яка переглянула «справу Галілея» і в 1984 р. виправдала вченого. Слід, однак, визнати, що в акті суду над Галілеєм, оскільки це стосується астрономії, була особиста помилка суддів. Ніякого особливого папського послання або соборного рішення не лише в справі Галілея, а й взагалі, щодо правильності чи помилковості системи Коперника з боку церкви не було. Тому, як кажуть, рішення суддів не було обов'язковим для християнської совісті.

4.6. Закони Кеплера. Елементи орбіт планет

Кеплер вивів три закони руху планет навколо Сонця на підставі 20-річних спостережень Марса датським астрономом Браге. Цікаво зауважити, що сам Браге, ознайомившись із системою Коперника, визнав за можливе прийняти, що всі планети обертаються навколо Сонця, однак стверджував, нібито Сонце разом з ними рухається навколо Землі. Проте ця *гео-геліоцентрична модель* не знайшла прихильників серед астрономів.

Перші два закони Кеплер опублікував у книзі «Нова астрономія» (1609 р.), третій — у «Гармонії світу» (1619 р.). Свої обчислення він перевіряв по 70 разів. Кеплер попередньо вважав, що планети рухаються по колових орбітах. Сталося так, що він спочатку вивів другий закон, а вже після цього виявив, що орбітою Марса є еліпс. У наш час закони Кеплера формулюються так:

1. Усі планети рухаються по еліпсах, в одному з фокусів яких (спільному для всіх планет) міститься Сонце (рис. 4.11).

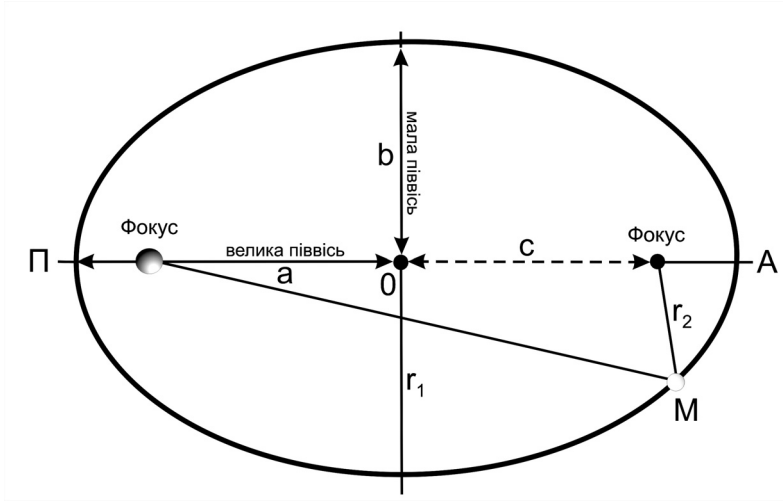


Рис. 4.11. Еліпс як орбіта планети; сума радіусів-векторів r_1 і r_2 будь-якої точки еліпса M дорівнює його великій осі

2. Радіус-вектор планети за однакові проміжки часу описує однакові площі (рис. 4.12).

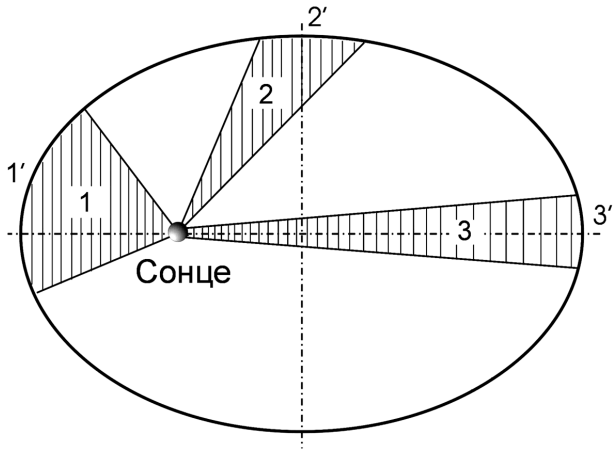


Рис. 4.12. Ілюстрація до другого закону Кеплера: площі 1, 2 і 3 — рівновеликі, це означає, що по дузі 1' планета рухається з більшою швидкістю, ніж по дугах 2' і 3'

3. Квадрати сидеричних періодів обертання планет відносяться як куби їхніх середніх відстаней від Сонця.

Якщо сидеричні періоди обертання двох планет позначити T_1 і T_2, а їхні середні відстані від Сонця (великі півосі еліпсів) — a_1 і a_2, то третій закон запишемо:

$$\frac{T_2^2}{T_1^2} = \frac{a_2^3}{a_1^3}. \tag{4.3}$$

Закони Кеплера справедливі не лише для планет, а й для їхніх супутників, як природних, так і штучних. Якщо за одиниці відстані і часу взяти астрономічну одиницю і зоряний рік, то зокрема третій закон Кеплера набуде вигляду:

$$T^2 = a^3, \tag{4.4}$$

або якщо період обертання T визначають у земних добах, то:

$$T = 365,26a^{\frac{3}{2}}. \tag{4.5}$$

Нагадаємо, що найближча до Сонця точка орбіти планети називається *перигелієм*, найдальша — *афелієм* (від гр. περι — навколо, зверх; απο — вдалині, ηλιος — Сонце). Ступінь витягнутості еліпса характеризується його

ексцентриситетом e. Ексцентриситет дорівнює відношенню відстані фокуса від центра до довжини великої півосі $e = c/a$ (див. рис. 4.11).

Ексцентриситети орбіт планет малі, так що ці орбіти мало відрізняються від кіл. Найменший ексцентриситет має орбіта Венери ($e = 0{,}007$), найбільший — Плутона ($e = 0{,}249$), ексцентриситет земної орбіти $e = 0{,}017$.

Як видно з рис. 4.11, ексцентриситет визначає відстань планети від Сонця в перигелії q і в афелії Q:

$$q = a(1 - e); \quad Q = a(1 + e) \tag{4.6}$$

У свою чергу, з другого закону Кеплера випливає, що, оскільки дуга 1' більша від дуги 3', то чим далі планета від Сонця, тим з меншою швидкістю вона рухається. Тобто рух планети навколо Сонця є нерівномірним.

Велика піввісь еліпса a і ексцентриситет e визначають розміри і форму орбіти планети. Це два елементи планетних орбіт. Однак цього ще недостатньо, щоб визначити особливості руху планети. Потрібно ще вказати орієнтацію площини, в якій лежить орбіта, відносно площини екліптики і нарешті час проходження планети через конкретну точку її орбіти. Налічують шість елементів орбіти планети. По-перше, *велика піввісь a*. По-друге, ексцентриситет *e*. По-третє, кут між площинами орбіти планети і площиною екліптики, тобто *нахил орбіти i* (рис. 4.13).

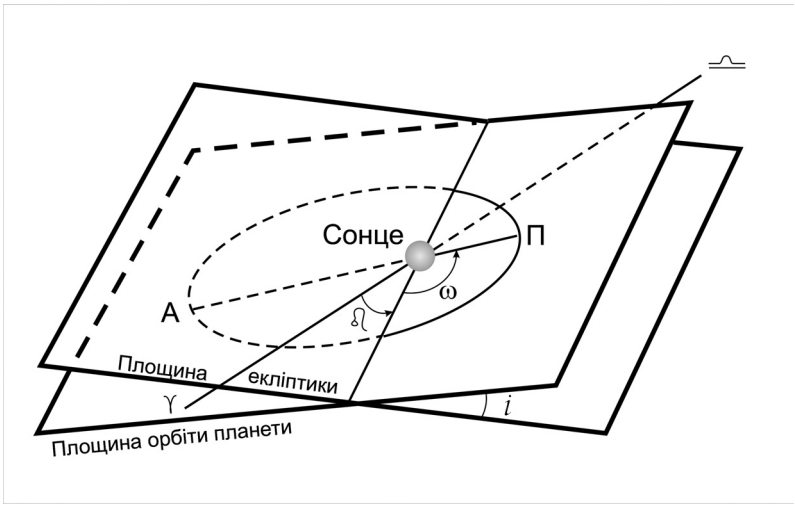


Рис. 4.13. Елементи планетної орбіти

По-четверте, виміряна у площині екліптики кутова відстань ☊ від напрямку на точку весняного рівнодення до площини орбіти планети в тій її частині, де планета стає ближче до північного полюса екліптики. Зазначимо, що лінія перерізу площин орбіти планети й орбіти Землі (площини екліптики) називається *лінією вузлів*, точки перерізу лінії вузлів

з орбітою планети — *вузлами орбіти*. Вузол, через який планета переходить, рухаючись у бік північного полюса екліптики, називається *висхідним вузлом*, його позначають ☊, протилежний вузол — *низхідний*, позначають ☋.

Тому можна сказати, що четвертим елементом планетних орбіт є *довгота висхідного вузла* ☊. Нахил орбіти *i* та довгота висхідного вузла визначають положення площини орбіти у просторі.

По-п'яте, *кутова відстань перигелію* ω від висхідного вузла. Нею задають орієнтацію орбіти планети в її площині.

По-шосте, *момент* T_0 *проходження планети через перигелій П*.

За відомими елементами *a*, *e*, *i*, ☊, ω і T_0 на основі формул Кеплера обчислюють *ефемериди* — положення планети на кожен день на декілька років наперед. Розроблено також методи *визначення орбіти*: обчислення за декількома (не менше трьох) спостереженнями усіх шістьох елементів орбіти.

Кути нахилу орбіт планет до площини екліптики невеликі. Наприклад, для Меркурія $i = 7°$, для Венери — 3,4°, для Марса — 1,85°. Найбільший він у Плутона — 17,1°. Тому, зокрема, у русі навколо Сонця Меркурій і Венера у нижньому сполученні проходять на небі дещо північніше або південніше відносно диска Сонця. І лише коли нижнє сполучення Меркурія чи Венери трапляється поблизу вузла орбіти планети, тоді планети проходять по диску Сонця. Трапляється це рідко. Для Меркурія воно буває у травні (через 13, 20, і 33 роки) і листопаді (через 13 і 7 років), причому між травневим і наступним листопадовим проходженням може минути 3,5 року. Ось деякі проходження Меркурія у XXI ст.: 7 травня 2003 р., 8 листопада 2006 р., 9 травня 2016 р., 13 листопада 2032 р., 7 листопада 2039 р. і т. д. Для Венери ці явища настають значно рідше — у червні та грудні з чергуванням через 8, 105,5 і 8 і 121,5 років. Останнє відбулося 8 червня 2004 р., а наступні очікуються 6 червня 2012 р., 11 грудня 2117 р. і 8 грудня 2125 р.

4.7. Добовий паралакс. Масштаби Сонячної системи

Закони руху планет Кеплерові вдалося вивести, не знаючи масштабів Сонячної системи, йому було достатньо знати відносні відстані до планет. Однак обгрунтування причини руху тіл у Сонячній системі і визначення їхніх мас, почавши від руху і маси Місяця, було б неможливим без знання справжніх відстаней до Місяця і планет.

Відстань до Місяця з високою точністю визначив ще Гіппарх ось таким чином. Він знав, що кутовий радіус Місяця $\rho_☾ = 16'$, а радіус земної тіні R_T на відстані Місяця — 40' (тобто він у 8/3 рази більший; це визначили за тривалістю повного місячного затемнення). Отже, нехай

(рис. 4.14) точки S, T і M зображають відповідно центри Сонця, Землі і Місяця, а $FM = R_T$ — радіус земної тіні на орбіті Місяця. Оскільки рівнобедрені трикутники EFP, CDP та ABP подібні, то для них можна записати таке співвідношення:

$$\frac{BS - DT}{DT - FM} = \frac{ST}{TM}. \tag{4.7}$$

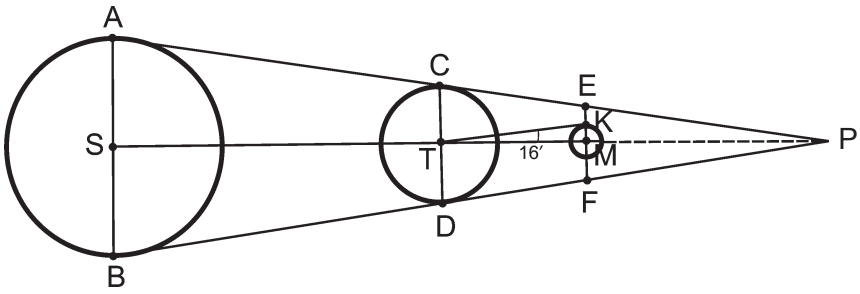


Рис. 4.14. До визначення відстані до Місяця

З того, що видимі кутові радіуси Місяця і Сонця однакові, випливає таке: відстань до Сонця у стільки разів більша, у скільки його радіус $R_\odot$ більший від радіуса $R_\leftmoon$, тобто:

$$\frac{R_\odot}{R_\leftmoon} = \frac{BS}{KM} = \frac{ST}{TM} = x. \tag{4.8}$$

Перетворимо (4.7) згідно до (4.8), урахувавши, що $R_T = \frac{8}{3}R_\leftmoon$:

$$\frac{xR_\leftmoon - R_\oplus}{R_\oplus - 8/3R_\leftmoon} = x; \tag{4.9}$$

$$xR_\leftmoon - R_\oplus = xR_\oplus - \frac{8}{3}xR_\leftmoon;$$

$$R_\leftmoon + \frac{8}{3}R_\leftmoon = R_\oplus\left(1 + \frac{1}{x}\right). \tag{4.10}$$

Оскільки $x >> 1$, то другим доданком у дужках можна знехтувати. Так Гіппарх виявив, що радіус Місяця $R_\leftmoon = 3/11 \cdot R_\oplus$. Цей результат практично збігається з сучасними даними про розміри Місяця.

Якщо ж лінійний і видимий кутовий радіуси Місяця відомі, то з трикутника TMK знаходимо, що $TM = R_\leftmoon/\mathrm{tg}16'$ або $TM = 218R_\leftmoon \approx 59{,}3R_\oplus$. Гіппарх

ще тригонометричною функцією тангенс не користувався, проте шляхом дещо довших обчислень він отримав той самий результат.

Масштаби Сонячної системи вдалося визначити у 1673 р. Для цього вимірняли зміщення планети Марс на тлі зір, спостерігаючи її з двох протилежних пунктів Землі. Тобто використали метод визначення добового паралаксу.

Добовим паралаксом (від гр. παραλλαξις — зміщення) p називається кут між напрямом на світило з якої-небудь точки земної поверхні і напрямом на нього з центра Землі (рис. 4.15). Найбільшого значення p_0 цей кут досягає, коли світило знаходиться на горизонті. Тоді він називається *горизонтальним паралаксом*. Для обчислень звичайно використовують *екваторіальний горизонтальний паралакс*, тобто кут, під яким зі світила видно екваторіальний радіус Землі.

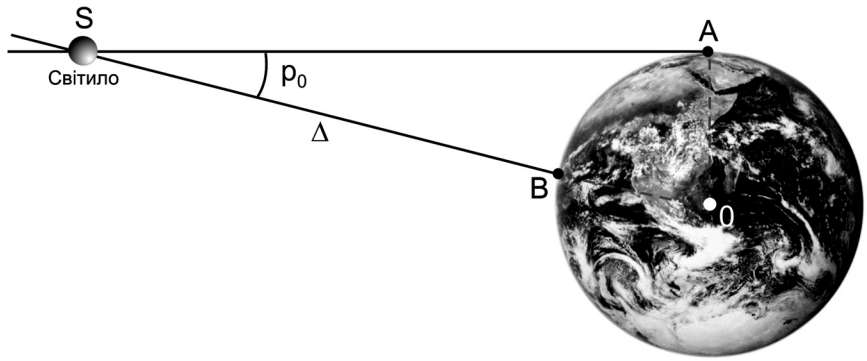


Рис. 4.15. Добовий паралакс світила

Якщо позначити радіус Землі $R_\oplus$, відстань до світила Δ і горизонтальний паралакс p_0, то з прямокутного трикутника OAS (рис. 4.15) отримуємо:

$$\Delta = \frac{R_\oplus}{\sin p_0}. \tag{4.11}$$

Визначено, що горизонтальний паралакс Місяця $p_0 = 57'$. У планет він значно менший і лише у виняткових випадках перевищує 1'. Тому формулу (4.11) можна спростити, прийнявши для малих кутів, що $\sin p_0 \approx p_0$ (у радіанах). Перетворюючи радіани в секунди (1 радіан ≈ 206 265"), зводимо формулу (4.11) до вигляду:

$$\Delta = 206\,265'' \frac{R_\oplus}{p_0''}. \tag{4.12}$$

Отже, 300 років тому французькі астрономи Доменіко Кассіні та Жан Ріше, визначивши положення Марса на тлі зоряного неба (один у

Паризькій обсерваторії, другий — у м. Каєнна, Південна Америка), визначили чому дорівнює 0,52 частини астрономічної одиниці (такою тоді була відстань до Марса). Після цього вже можна було обчислити 1 а. о., тобто відстань від Землі до Сонця. Ця перша спроба дала такий результат: 1 а. о. = 140 млн. км, тобто на 6,3% менша за її справжнє значення. Згодом точність виміру збільшувалася. За проведеними вже в наш час радарними вимірами горизонтальний паралакс Сонця $p_{\odot} = 8{,}794''$, він змінюється протягом року від 8,94" до 8,65".

Визначення горизонтального паралаксу Сонця дало змогу обчислити відстані до всіх планет Сонячної системи в абсолютних одиницях — у мільйонах кілометрів. Найближча до Сонця планета Меркурій рухається навколо нього на середній відстані 57,9 млн. км, найдальша — Плутон — на відстані 5,9 млрд. км. Найближча до Землі планета Венера. У нижньому сполученні з Сонцем відстань до неї усього 40 млн. км. Середня відстань до Марса в його протистоянні 78,3 млн. км. Проте раз у 15 чи 17 років завдяки еліптичності його орбіти ця відстань зменшується до 55,8 млн. км. Протистояння Марса, при яких відстань до нього менша за 60 млн. км, називаються *великими*.

Знаючи відстані до планет і вимірюючи їхні кутові діаметри, неважко визначити лінійні розміри планет. Гігантом серед них виявився Юпітер: його радіус дорівнює $11R_{\oplus}$. Венера має такі ж розміри, як і Земля. Марс приблизно удвічі, а Меркурій утричі менший від нашої планети.

4.8. Докази обертання Землі та її руху навколо Сонця

Пошуки доказів правильності геліоцентричної моделі світу продовжувалися упродовж багатьох століть. Час від часу деякі астрономи заявляли, нібито їм вдалося виміряти річне видиме зміщення зір на небі, однак ці твердження не витримували критики.

Одним із відкривачів такого зміщення зорі γ Дракона був сучасник Ньютона Роберт Гук (1635–1703). За його вимірами, річний паралакс зорі γ Дракона становить 30".

Згодом ці зміщення справді були виявлені. Тому розглянемо цей ефект уважніше. Унаслідок обертання Землі навколо Сонця близька зоря зміщується на загальному фоні зір (рис. 4.16). *Річним паралаксом* називається кут π, під яким з зорі було б видно радіус земної орбіти *a*.

Як виявилося, навіть для найближчих зір $\pi < 1''$. Тому аналогічно до добового паралаксу неважко записати формулу для визначення відстані до зорі *r*, річний паралакс π якої виміряний, у вигляді:

$$r = 206\,265'' \frac{a}{\pi''}. \qquad (4.13)$$

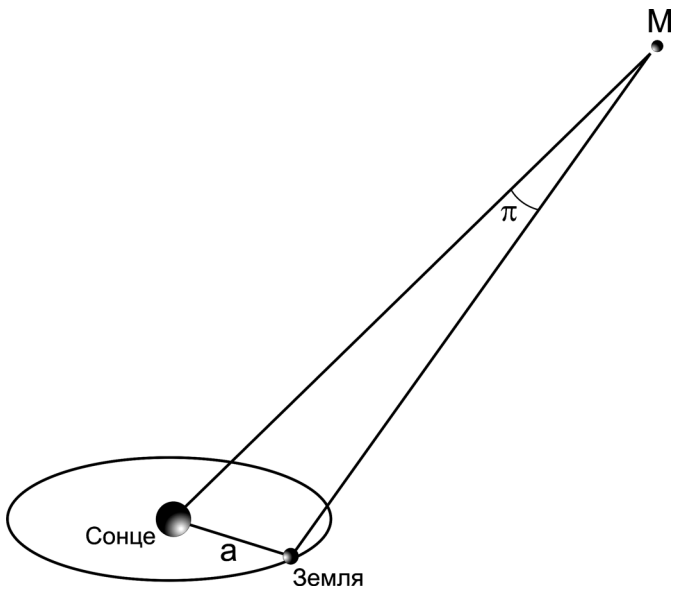


Рис. 4.16. Річний паралакс зорі

Відстань, з якої радіус земної орбіти видно під кутом $\pi = 1"$, називається *парсеком*. 1 парсек (пк) = 3,26 св. року = $3{,}09 \cdot 10^{16}$ м = 206 265 а. о.

Наприкінці 1725 р. англійський астроном Брадлей вирішив перевірити результат Гука. Він виявив, що кутова відстань зорі γ Дракона змінюється протягом року при її проходженні через небесний меридіан у верхній кульмінації так: з грудня по березень зоря зміщується на 20" на південь, з березня по вересень — на 40" на північ, а до початку грудня знову, як і в червні, повертається на своє середнє місце. При цьому аналіз показав, що це не може бути пов'язане з річним паралаксом. У даному випадку зоря мала б досягати найбільшого зміщення в будь-який бік на три місяці раніше.

Так Брадлей відкрив явище *аберації* — зміщення положення зорі на небесній сфері, зумовлене зміщенням телескопа за час проходження світлового променя від об'єктива до окуляра (рис. 4.17). Тому, щоб обране світило залишалося в центрі поля зору, інструмент треба дещо нахилити в напрямі руху Землі. Це явище і стало першим доказом правильності геліоцентричної моделі світу.

Унаслідок руху Землі зі швидкістю 29,8 км/с зміщення кожної зорі за рік створює певну фігуру. Для тих зір, що знаходяться безпосередньо біля полюса екліптики, — це маленькі кола радіусом $\sigma = 20{,}5"$. Для зір, екліптична широта β яких менша 90°, — це еліпс, велика піввісь якого дорівнює σ, мала — $\sigma\sin\beta$. Центр цього еліпса називається середнім місцем зорі. Якщо ж зоря перебуває на екліптиці ($\beta = 0$), вона протягом року зміщується «вперед-назад» на екліптиці на значення дуги $2 \times 20{,}5" = 41"$. Величина σ називається *аберацiйною сталою*.

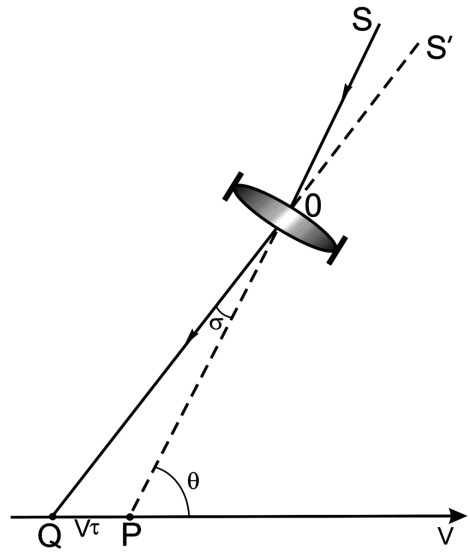


Рис. 4.17. Аберація; спостерігач, який рухається зі швидкістю V, побачить світило не в напрямі SP, а в напрямі $S'Q$

Очевидно, унаслідок річного паралаксу зорі залежно від їхніх широт β також описують на небесній сфері кола, еліпси і дуги з тою лише різницею, що навіть для найближчих зір їхні радіуси і півосі принаймі у 20 разів менші. Однак тут є ще й інша дуже важлива відмінність (рис. 4.18). У випадку річного паралаксу зображення зорі зміщене відносно положення Землі на екліптиці на 180°, відповідно протилежні напрями руху Землі і зорі на небі. Для аберації характерне зміщення зорі до точки, що лежить на екліптиці на 90° у бік заходу відносно Сонця. Порівняно з паралаксом зоря наче відстає на 90°. Треба пам'ятати, що розмір аберраційного еліпса не залежить від відстані до зорі.

Як зазначено вище, Гук не зміг з'ясувати природу явища, яке він перший виявив. Зробив це Брадлей. Річний паралакс виміряв у Росії Василь Якович Струве (1793–1864) у 1835 р. Він визначив, що паралакс зорі Вега (α Ліри) дорівнює 0,13". У тому ж десятиріччі були отримані результати, що стосувалися інших зір. Це стало другим доказом руху Землі навколо Сонця.

Безперервно шукали також доказів обертання Землі навколо своєї осі. Одне з міркувань було таким: якщо Земля справді обертається, то тіло, що падає з башти висотою h, зберігаючи свою колову швидкість, повинно обганяти основу башти і впасти на схід від неї. Адже як вершина, так і основа башти мають одну і ту ж кутову швидкість обертання ω, тоді як лінійна швидкість вершини $V = \omega(R_{\oplus} + h)$ більша. Теоретичний аналіз показав, що для широти $\varphi = 48°$ при $h = 68$ м відхилення тіла у бік сходу $l = 8{,}1$ мм (значення хоч і досить мале, однак все ж цілком конкретне). За деякими дани-

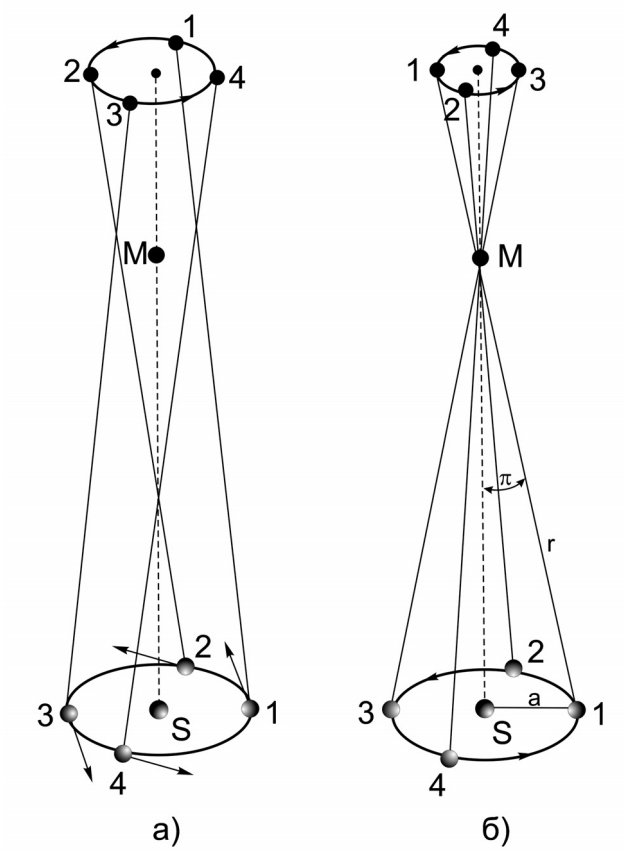


Рис. 4.18. Абераційне (*а*) і паралактичне (*б*) зміщення зорі протягом року; *S* — положення Сонця

ми, перший достовірний результат вимірювання отримав італійський учений Гульєльміні у 1792 р.

У своїй «Астрономії» французький популяризатор науки Каміл Фламмаріон (1842–1925) розповідає, як ще у XVII ст. монах Мерсен і військовий артилерист Пті вистрілювали з гармати ядра догори, цікавлячись, чи впаде воно назад. Експеримент закінчився невдачею: ядра, як їм здавалося, взагалі назад не падали. Фламмаріон же твердив, що ядро мало б повертатися точно у жерло гармати. Насправді, зберігаючи лінійну швидкість обертання Землі, але збільшуючи свою відстань від її центра (від осі обертання), ядро за час піднімання вгору і подальшого падіння донизу відстає від гармати і тому падає на захід від неї. Відповідні формули для опису цього руху виведені у теоретичній механіці. Зокрема, якщо початкова швидкість ядра догори дорівнює 300 м/с, то на широті 48° ядро впаде на відстані 18 м від гармати.

Найпереконливішим і найнаочнішим доказом обертання Землі є маятник Фуко, перша демонстрація якого відбулася у 1851 р. Під час ко-

ливання маятника площина його руху на полюсі зберігає своє положення відносно зір. На широті $\varphi < 90^\circ$ ця площина повільно з кутовою швидкістю $15^\circ \sin\varphi$ повертається за годинниковою стрілкою. При $\varphi = 50^\circ$ площина маятника повертається на 11,5° за годину. Інші ефекти обертання Землі — підмивання правого берега ріки тощо — відомі з курсу фізичної географії.

Розділ 5

РУХ МІСЯЦЯ. ЗАТЕМНЕННЯ

5.1. Видимий рух, конфігурації і фази Місяця

Місяць — найближче до нас небесне тіло, природний супутник Землі. Зміною його зовнішнього вигляду (своїх фаз) він звертав на себе увагу людей з найдавніших часів. Таке явище, як зміну фаз Місяця, використовували для лічби часу календарними місяцями. Тому не випадково у багатьох мовах світу слово «місяць» має спільний корінь, співзвучний з коренями слів «міряти» і «небесний Місяць». Наприклад, латинські *mensis* — місяць і *mensura* — міра. В українській мові назва календарної одиниці лічби часу і небесного світила омонімічні.

Спостерігаючи за положенням Місяця на небі упродовж декількох вечорів, переконуємося в тому, що він зміщується на тлі зір із заходу на схід з середньою кутовою швидкістю 13,2° на добу. Проміжок часу, за який Місяць, описавши повне коло на небесній сфері, повертається до початкового положення на тлі зір, називається *сидеричним* періодом обертання Місяця навколо Землі. Він дорівнює $27^{1}/_{3}$ доби, а точніше 27,321661 доби = 27 діб 7 год. 43 хв. 11,5 с.

Поверхня Місяця світиться відбитим сонячним світлом, тому його зовнішній вигляд змінюється залежно від того, яке положення він займає відносно Сонця. Зовнішній вигляд Місяця або його *фазу* можна характеризувати як описово, так і числом. Фазою Ф називається відношення найбільшої ширини освітленої частини d місячного диска до його видимого діаметра D, тобто $\Phi = d/D$ (рис. 5.1).

Положення, при якому Місяць у своєму русі навколо Землі перебуває між Землею і Сонцем, називається *сполученням*. Тоді Місяць повернутий до Землі своїм неосвітленим боком і його взагалі не видно. Ця фаза називається *новим місяцем* (рис. 5.2). Приблизно через сім діб Місяць видно на небі у формі півкруга. Ця фаза називається *першою чвертю*, а відповідна їй конфігурація — *східною квадратурою*. Місяць при цьому перебуває на кутовій від-

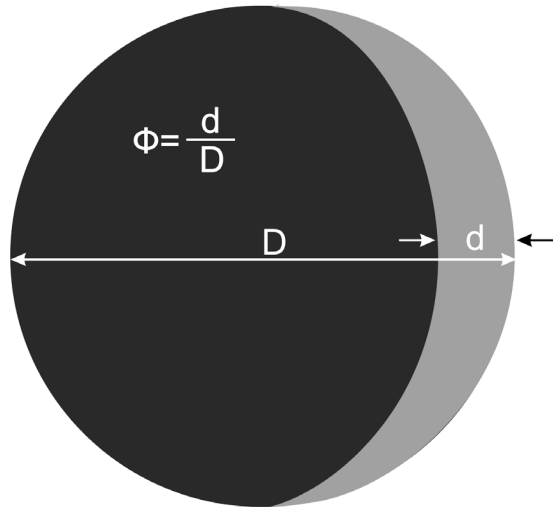


Рис. 5.1. Визначення фази Місяця $\Phi = d/D$

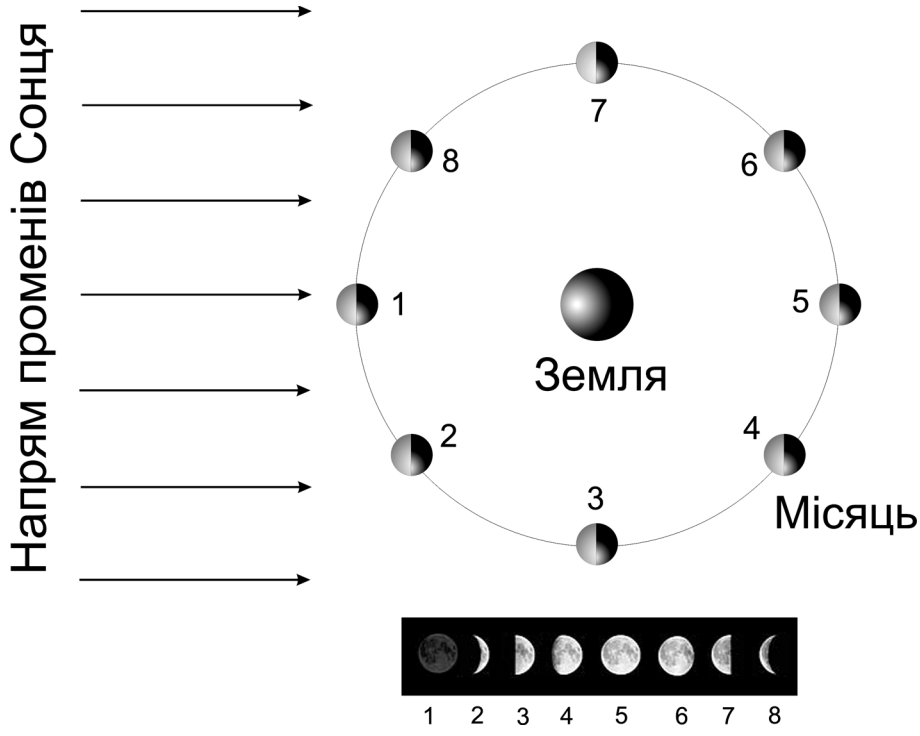


Рис. 5.2. Конфігурації і фази Місяця: 1 — сполучення Місяця з Сонцем (*кон'юнкція*), новий місяць; 3 — східна квадратура, перша чверть, 5 — протистояння Місяця і Сонця, повний місяць (*повня*), 7 — західна квадратура, третя чверть

стані 90° на схід від Сонця. Приблизно у *протистоянні* з Сонцем настає фаза повного Місяця Ф = 1. Ще через сім діб він буде у *західній квадратурі*, відповідна їй фаза — *третя* або *остання чверть*, де, як і в першій, Ф = 0,5.

Проміжок часу, між двома послідовними однойменними фазами Місяця, називається *синодичним місяцем*. Він триває 29,53059 доби = 29 діб 12 год. 44 хв. 2,8 с.

Лінія на диску Місяця, що відділяє його освітлену частину від неосвітленої, називається *термінатором* (від лат. *termino* — обмежую, визначаю).

Неважко з'ясувати причину неоднакової тривалості сидеричного і синодичного місяця. Нехай, для спрощення, в якийсь момент Місяць у повні перебуває на певній кутовій відстані від конкретної зорі. Для земного спостерігача через $27\,^1/_3$ доби він знову був би на такій самій кутовій відстані від вказаної зорі. Однак Земля за цей час зміститься на своїй орбіті на близько $27\,^1/_3{}^\circ$, і тому, щоб настало протистояння Місяця й Сонця, а, отже, чергова повня, Місяць повинен зміститися на цей же кут по своїй навколоземній орбіті. Оскільки Земля при цьому безперервно рухається, то повня настає тільки через 29,53 доби після попередньої.

Наведені тут періоди обертання Місяця є усередненими значеннями за багато сотень років. Наприклад, реальна тривалість синодичного місяця змінюється від $29^d6^h15^m$ до $29^d19^h12^m$. Тому й моменти настання нового Місяця, обчислені за середньою тривалістю синодичного місяця, можуть істотно (до $\pm$13 год.) відхилятися від передбачених.

Відповідно до цього і середнє зміщення Місяця на небі за добу є лише орієнтовним. Фактично воно змінюється в межах від 11 до 15° за добу. У зв'язку зі зміщенням Місяця в бік сходу він у верхній кульмінації кожного наступного дня буває приблизно на 52 хв. пізніше, ніж попереднього.

І, нарешті, оскільки середня відстань Місяця від Землі складає лише 1/390 а. о., їхні траєкторії відносно Сонця майже однакові (рис. 5.3), причому траєкторія Місяця теж всюди увігнута і не є синусоїдою.

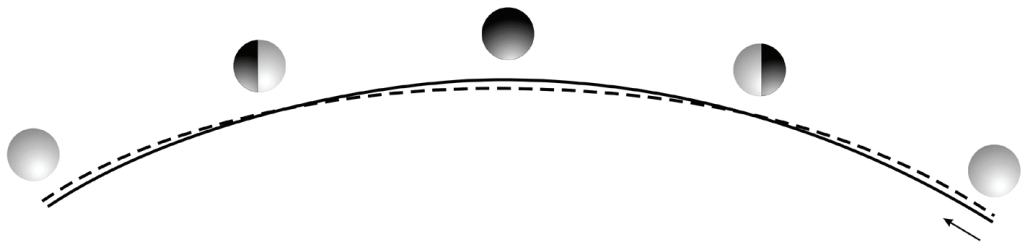


Рис. 5.3. Траєкторія Землі (суцільна лінія) і Місяця (пунктир) відносно Сонця. Вказані фази Місяця

5.2. Орбіта Місяця. Драконічний місяць

Фіксуючи положення центра диска Місяця відносно зір і наносячи їх на карту, можна виявити, що в своєму русі Місяць то перетинає екліптику і, наближаючись до північного полюса світу, відхиляється від неї на 5°9', то на стільки ж опускається під неї, ближче до південного полюса світу. Це значить, що орбіта Місяця нахилена до площини екліптики під кутом $i = 5°9'$, що майже дорівнює 10 видимим кутовим діаметрам Місяця.

Точки перетину місячного орбітального шляху з екліптикою називаються *вузлами місячної орбіти*. У висхідному вузлі (його позначають ☊) Місяць переходить на північ від екліптики, а через *низхідний* (☋) — на південь від неї. Лінія, що з'єднує вузли, називається *лінією вузлів*.

Рух Місяця навколо Землі є надзвичайно складним. Причина — притягання з боку Землі, форма якої не є сферичною, а також притягання з боку Сонця. Такий збурений рух описують рівняннями, в яких налічується близько 1500 доданків, а ефемериди — положення Місяця на декілька днів чи місяців наперед — обчислюють з точністю до 15-го знака після коми. Проте можна говорити про середні елементи місячної орбіти, а також можна вказати межі зміни цих елементів.

Наприклад, велика піввісь місячної орбіти $a = 384\,400$ км (або 60,27 екваторіальних радіусів Землі), ексцентриситет $e = 0{,}0549 \approx 1/18$. Найближча точка місячної орбіти до Землі називається *перигеєм*, найдальша — *апогеєм*. Для незбуреної місячної орбіти відповідно їхні відстані до Землі $Q = 363\,300$ км ($56{,}961\ R_\oplus$) і $q = 405\,500$ км ($68{,}573\ R_\oplus$). За рахунок збурень велика піввісь змінюється від 381 540 до 386 960 км, ексцентриситет — від 0,0435 до 0,0715, нахил орбіти до площини екліптики — від 4°59' до 5°19'. Тому й видимий кутовий діаметр Місяця змінюється від 33'32" у перигеї до 29'20" у апогеї. Найближча відстань до Місяця становить 356 420, найдальша — 406 660 км.

Проміжок часу між двома послідовними проходженнями Місяця через один і той же вузол його орбіти називається *драконічним місяцем*. Його тривалість $S_☊ = 27{,}2122$ доби.

Причина того, що драконічний місяць коротший від сидеричного, стає зрозумілою, якщо спостерігати декілька проходжень Місяця через той самий вузол. Як виявляється, вузли місячної орбіти зміщуються в бік заходу, тобто назустріч рухові Місяця, приблизно на 1,5° за сидеричний місяць, або на 19,3° за рік. Інакше кажучи, лінія вузлів здійснює повний оберт за 18,61 року = 18 років 7 міс = 6798 діб. А це значить, що з таким періодом повертається відносно зір сама площина місячної орбіти.

Не залишається незмінним і положення еліпса місячної орбіти в її площині. Місячна орбіта повертається у своїй площині в прямому напрямі на 41° за рік, здійснюючи повний оберт за 8 років 10 місяців.

Безперервне зміщення лінії вузлів з кожним роком істотно змінює умови видимості Місяця. Наприклад, якщо висхідний вузол співпадає з точкою весняного рівнодення ♈, а низхідний — з точкою осіннього рівнодення ♎, то протягом сидеричного місяця схилення Місяця змінюється в межах $\delta = \pm(\varepsilon + i) = \pm(23^\circ26' + 5^\circ09') = \pm28^\circ35'$. Таке співпадання траплялося, наприклад, в моменти 1950,6, 1969,2 і 1987,8 рр. У межах двох-трьох років біля вказаних моментів весною Місяць у першій чверті перебував у верхній кульмінації на кутовій висоті над горизонтом $h_{вк} = (90^\circ - \varphi) + \delta$, що для $\varphi = 50^\circ$ дає $h_{вк} = 68,5^\circ$, а у третій чверті — на кутовій висоті усього 11,5°. Восени картина змінюється: увечері Місяць дуже низько над горизонтом, уранці — високо. Якщо ж із точкою весняного рівнодення співпадає низхідний вузол (це було в моменти 1978,5 і 1997,1 рр.), схилення Місяця змінюється в межах $\delta = \pm(\varepsilon - i)$ і найбільша висота Місяця весною при $\varphi = 50^\circ$ становила усього 58,5°.

5.3. Власне обертання Місяця. Лібрації

Для спостерігача, який вивчає поверхню Місяця з Землі, створюється враження, нібито Місяць навколо своєї осі не обертається, оскільки він повернутий до Землі одним і тим самим боком. Насправді це означає, що відносно далеких зір Місяць обертається навколо осі з тим самим періодом, що й навколо Землі, тобто за $27^1/_3$ доби. Таке обертання називається *синхронним*.

Як виявлено, площина місячного екватора утворює з площиною екліптики кут 1°30', а з площиною орбіти Місяця — кут 6°41', тобто вісь обертання Місяця нахилена до площини його орбіти на кут 83°19'. При цьому площина екліптики лежить між площинами місячного екватора й орбіти Місяця, і всі три площини перетинаються по лінії місячних вузлів. Цю особливість відкрив французький астроном Жак Кассіні (1677–1756) у 1721 р. Це так званий *закон Кассіні*. Разом із лінією вузлів вісь обертання Місяця повертається в просторі, описуючи за 18,61 року конічну поверхню. З Землі позмінно видно то північний, то південний полюс Місяця (рис. 5.4). Це створює ілюзію погойдування Місяця на 6°39' у напрямі меридіанів. Таке явище ілюзорного погойдування називається *оптичною лібрацією по широті* (від лат. *libro* — розгойдую), його період — 27,21 доби — співпадає з тривалістю драконічного місяця.

Спостерігається також *лібрація по довготі* (рис. 5.5). Вона зумовлена тим, що навколо осі Місяць обертається рівномірно, практично зі сталою кутовою швидкістю, тоді як по своїй еліптичній орбіті він рухається нерівномірно: відповідно до другого закону Кеплера поблизу перигею він рухається швидше, а поблизу апогею — повільніше. Тому за чверть періо-

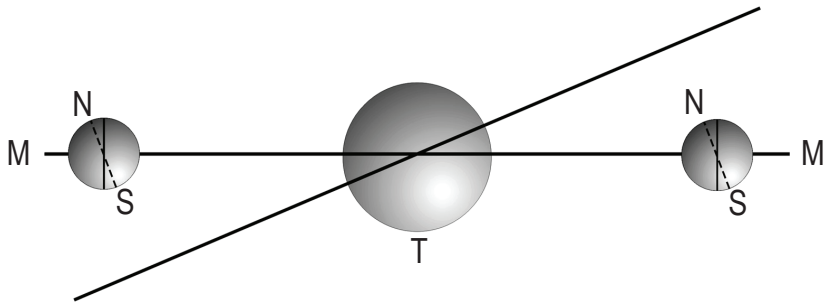


Рис. 5.4. Лібрація Місяця по широті

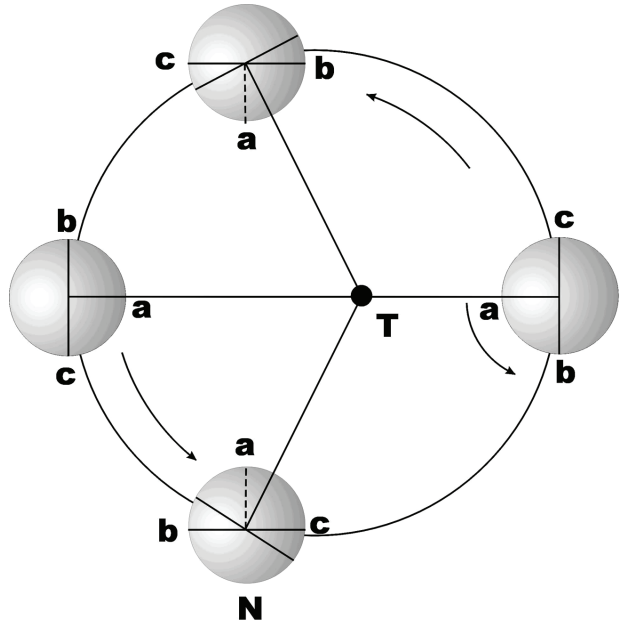


Рис. 5.5. Лібрація Місяця по довготі

ду обертання Місяць після проходження перигею *П* пройде шлях, більший за чверть своєї орбіти, а навколо осі він повернеться на 90°. Точка *a*, що для земного спостерігача в перигеї Місяця проектувалася на центр його диска, тепер дещо відхилиться в бік сходу. Туди ж зміститься і точка *b*, що раніше була на самому краю диска. Так стає видимою частина поверхні Місяця, що знаходиться за західним краєм видимої півкулі. В апогеї Місяць має такий самий вигляд, як і в перигеї. За наступну чверть періоду Місяць пройде менше ніж четверту частину своєї орбіти, однак навколо осі повернеться на 90°. Тепер із Землі буде видно частину його поверхні за східним краєм диска. Період лібрації по довготі дорівнює *аномалістичному місяцю* — проміжку в 27,55 доби, за який Місяць, здійснив-

ши один оберт на орбіті, знову повертається в перигей. Найбільше значення лібрації по довготі становить 7°54'.

Існує також *добова*, або *паралактична лібрація*, яка виникає внаслідок того, що Місяць знаходиться досить близько до Землі, і два спостерігача з різних точок Землі мають змогу в один і той же момент бачити дещо різні частини місячної поверхні. Паралактична лібрація становить приблизно 1°. *Фізична лібрація* зумовлена відхиленням великої півосі еліпса місячної орбіти від напряму на Землю, її значення усього 2".

Унаслідок спільної дії усіх типів лібрацій Місяця з поверхні Землі видно не 50, а майже 60% місячної поверхні.

5.4. Покриття світил Місяцем. Сонячні і місячні затемнення

Рухаючись навколо Землі, Місяць увесь час проходить перед дальшими світилами і своїм диском може їх заступати. Якщо це трапляється, то настає *покриття світила Місяцем*. При покритті Місяцем зорі вона зникає за його диском раптово (початок покриття) і так само раптово з'являється з-за диска (кінець покриття) у повному блиску. З цього задовго до польотів у бік Місяця космічних апаратів зроблено висновок, що Місяць практично не має атмосфери. Така раптовість згасання і спалаху світла зір свідчить також про дуже малі їхні кутові розміри.

Покриття Місяцем Сонця називається *сонячним затемненням*. *Затемнення Місяця* трапляється тоді, коли Місяць під час руху навколо Землі входить у її тінь.

У момент нового Місяця, коли тінь від Місяця падає на Землю, в окремих пунктах її поверхні спостерігається сонячне затемнення. Там, де падає півтінь Місяця, затемнення часткове (рис. 5.6). Унаслідок орбітального руху Місяця з заходу на схід, а також унаслідок добового обертання Землі тінь і півтінь Місяця зміщуються з середньою швидкістю близько 0,5 км/с приблизно в бік сходу. Смуга на поверхні Землі, по якій перебігає тінь, називається *смугою повної фази*. Її ширина здебільшого становить 40–100 км, а при найменшій відстані Місяця від Землі сягає 270 км. Діаметр місячної півтіні тоді близький до 6750 км.

При середніх відстанях Місяця від Землі і Землі від Сонця кутовий діаметр Місяця (31,1') менший від сонячного (32,0'), тому конус місячної тіні обривається приблизно на висоті 4700 км над земною поверхнею. Спостерігач, який потрапив на продовження осі згаданого конуса, побачить кільцеподібне затемнення Сонця, при якому навколо темного місячного диска видно вузьке яскраве кільце диска Сонця. Повні і кільцеподібні сонячні затемнення називаються *центральними*. Якщо ж на поверхню Землі потрапляє лише півтінь Місяця, то настає *часткове сонячне затемнення*.

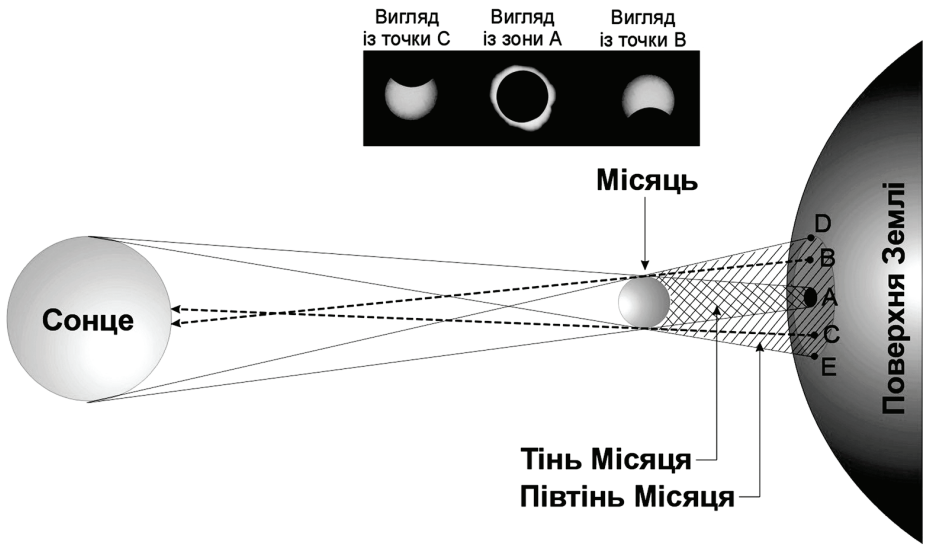


Рис. 5.6. Схема повного сонячного затемнення; затемнення видно як повне у зоні *A*, у точках *B* і *C* воно часткове

Як вже було сказано, орбітальний рух Місяця відбувається із заходу на схід, тому сонячне затемнення починається з правого, західного краю сонячного диска. На ньому з'являється темна виїмка (ущерб), яка поступово зростає, так що з часом Сонце набирає форми все вужчого серпа. У момент, коли настає фаза повного затемнення, яка може тривати до 7 хв. 31 с, спалахує сріблясто-білим сяйвом сонячна корона. Небо різко темніє, на ньому можна побачити яскраві зорі, уздовж горизонту видно червонувате сяйво. Невдовзі справа від темного диска Місяця засвічуються сонячні промені і часткові фази затемнення повторюються у зворотному порядку. Усе явище від першого контакту до розходження дисків Місяця і Сонця триває дещо більше двох годин.

Під час місячного затемнення Місяць проходить через тінь Землі (рис. 5.7). Вона простягається на відстань близько 1400 тис. км, що в 3,5 рази переви-

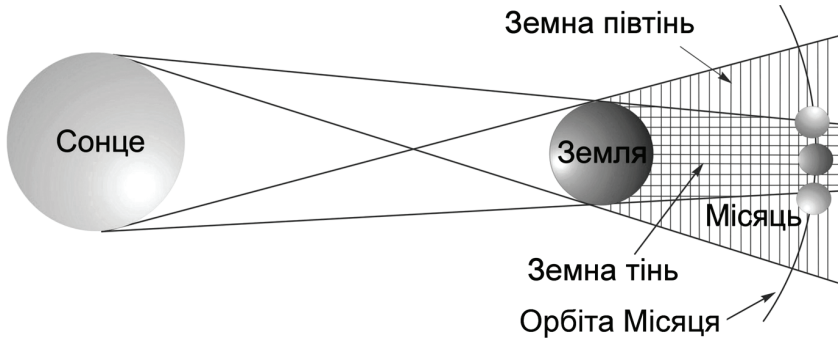


Рис. 5.7. Схема місячного затемнення

щує відстань від Землі до Місяця. Тому й середній кутовий радіус тіні Землі, в яку може зануритися Місяць, рухаючись по своїй орбіті, становить 42'. В її переріз диск Місяця вкладається 2,5 рази. Тому повне місячне затемнення (доки Місяць рухається у межах конуса тіні Землі) може тривати до 1,8 год., а загалом, включаючи часткові фази, — до 3,8 год.

Якби площина місячної орбіти співпадала с площиною екліптики, то сонячні затемнення траплялися б під час кожного нового Місяця, а затемнення Місяця — через приблизно половину синодичного періоду після цього. Оскільки ж вказані площини перетинаються під кутом $i = 5^\circ09'$, то здебільшого сполучення Місяця з Сонцем настає при положенні Місяця вище або нижче від сонячного диска (рис. 5.8, положення 1, 7, 8, 13). Лише коли відстань Місяця і Сонця від вузла місячної орбіти менша від 16–18°, тобто коли для земного спостерігача їхні диски дотикаються або перетинаються, затемнення Сонця можливе (положення 2–6, 9–12).

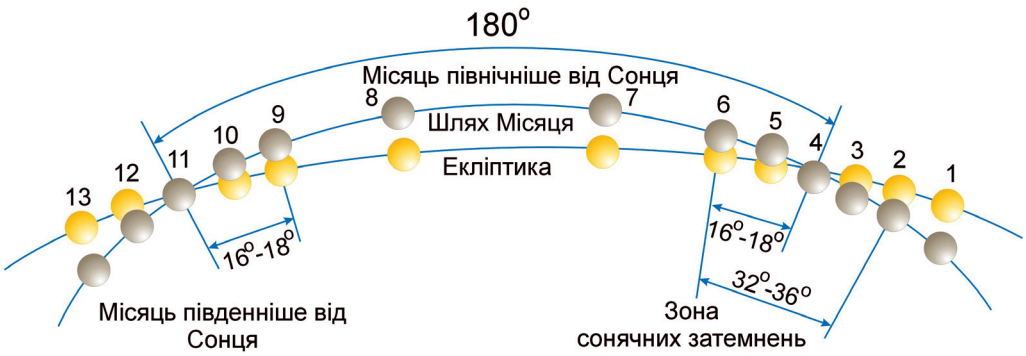


Рис. 5.8. Положення Місяця і Сонця у різні новомісяччя

Тому можна сказати, що поблизу обох вузлів місячної орбіти є зони *сонячних затемнень* загальною протяжністю від 32° до 36°. Сонце зміщується по екліптиці до сходу на 1° за добу. У свою чергу вузли місячної орбіти пересуваються в бік заходу на 0,053° за добу. Тому зону затемнень диск Сонця проходить за 31–34 доби. Фаза ж нового місяця повторюється через кожні 29,53 доби. Отже, як тільки Сонце наблизиться до будь-якого вузла місячної орбіти, затемнення Сонця відбудеться обов'язково. Якщо воно трапилося безпосередньо відразу після входження Сонця у зону затемнень (тоді затемнення часткове, а центральне настає при відстані Сонця від вузла не більше 11,5°), то воно повториться при наступному новому місяці.

Зона місячних затемнень вужча: має ширину всього 24°, причому повним затемнення буде при відстані Сонця від вузла, меншій від 5,6°. Оскільки це менше за дугу, яку описує на екліптиці центр диска Сонця за синодичний місяць, то затемнення не обов'язково відбудеться, хоча Сонце і проходить через вузол місячної орбіти.

5.5. Частота і періодичність затемнень

Як зазначалося, вузли місячної орбіти зміщуються назустріч рухові Сонця по екліптиці на 19,3° за рік. Отже, Сонце повертається до одного і того ж вузла не через 365,3 (зоряний рік), а через кожні $T_{☊} = 346{,}62$ доби. Цей проміжок часу називається *драконічним роком*. Пройшовши один місячний вузол, Сонце досягає протилежного через 173 доби. Унаслідок цього сезони затемнень кожного наступного року мали б наставати приблизно на 20 діб раніше, ніж попереднього.

Проте затемнення бувають у моменти нового місяця (сонячні) або повні (місячні), а ці фази повторюються через проміжки часу $S = 29{,}53$ доби. Оскільки $12S = 12 \times 29{,}53 = 354{,}36$ доби, то це значить, що насправді цикл затемнень мав би повторюватися через кожні 354 дні і 8 год. Звідси випливає два висновки: у кожному наступному році реальні сезони затемнень настають на 10–11 днів раніше, ніж попереднього; умови затемнення істотно змінюються, оскільки Сонце на момент нового місяця (чи повні) опинилося на 10–11° ближче (або далі) до (від) вузла місячної орбіти.

У кожній зоні затемнень може не трапитися місячного затемнення, однак обов'язково відбудеться сонячне. Тому найменша кількість затемнень у році — два сонячних. Найбільше затемнень — сім (п'ять затемнень Сонця і два Місяця або чотири Сонця і три Місяця). Ось ілюстративна схема таких подій. На початку січня Сонце входить у зону затемнень і при фазі нового місяця настає часткове сонячне затемнення, а ще через синодичний місяць — знову часткове сонячне затемнення, а між ними — повне місячне затемнення. Через 173 доби, як тільки Сонце опиниться поблизу протилежного вузла, знову відбудуться ті ж явища — два часткових сонячних і одне повне місячне затемнення. Оскільки до кінця грудня Сонце знову наблизиться до зони затемнень, то при черговому новому місяці відбудеться п'яте часткове затемнення Сонця. І навпаки, якщо на початку року відбулося повне місячне затемнення, то після нього настає часткове сонячне, через менш ніж півроку — часткове сонячне, повне місячне і ще раз часткове сонячне, а в грудні — часткове сонячне і повне місячне. Ця друга комбінація затемнень спостерігалася, наприклад, у 1982 р.

У середньому в певній місцевості Землі повне сонячне затемнення трапляється один раз на 300 років. Якщо ж говорити про кількість затемнень узагалі, які можна побачити з певного пункту Землі за певний інтервал часу, то більше спостерігається місячних. Це тому, що місячне затемнення видно з усієї півкулі Землі, де в цей момент ніч, тоді як сонячні затемнення спостерігаються лише з зон місячної тіні і півтіні, що в різні роки перебігають по різних частинах земної поверхні.

Настання затемнень визначається трьома періодами: синодичного місяця $S = 29{,}5306^d$, драконічного місяця $S_{☊} = 27{,}2122^d$ і драконічного року $T_{☊} = 346{,}6200^d$. Можна знайти певну кількість днів, в яку з достатньою то-

чністю вкладеться кожен із згаданих тут періодів. Це означатиме, що через такий проміжок часу та ж фаза Місяця настане на тій же відстані Сонця від вузла місячної орбіти. Отже, повторяться такі ж затемнення, що й у попередньому циклі.

Одним з таких циклів є *сарос* (від єгипетського слова, що означає «повторення»), який був відомий ще вавілонським астрономам. Він базується на співвідношенні $223S = 242S_{\leftmoon} = 19T_{\leftmoon}$. Справді,

$$223S = 223\times29{,}5306^d = 6585{,}32^d;$$

$$242S_{\leftmoon} = 242\times27{,}2122^d = 6585{,}35^d;$$

$$19T_{\leftmoon} = 19\times346{,}6200^d = 6585{,}78^d.$$

Отже, через кожні 6585,3 доби = 18 років 11,3 доби (або 10,3 доби, якщо у цьому проміжку часу було п'ять високосних років) затемнення повторюються. Проте умови цих затемнень уже будуть інакшими, бо ж за 0,3 доби (близько 8 год.) Земля повернеться майже на 120° навколо осі обертання, а затемнення настане майже на 8 год. пізніше. Крім того, відбувається зміщення смуги затемнення в напрямі до північного полюса Землі, якщо затемнення відбувається поблизу низхідного вузла, і навпаки.

Протягом кожного саросу (тобто за 18,03 року) відбувається 70–71 затемнення, з них 42–43 сонячних і 28 місячних. Тривалість дії цього циклу для конкретного затемнення близько 1250 років. Наприклад, часткове сонячне затемнення відбулося 23 червня 727 року у південній півкулі. Ритмічно повторюючись через кожні 18,03 року, воно спостерігалося останній раз 22 липня 1971 р. у Магаданській області.

Моменти затемнень тепер обчислюють завчасно з точністю до одної секунди. Це відповідає похибці у положенні Місяця на небі 0,5" або в його положенні у просторі в 1 км. У фундаментальній праці австрійського астронома Теодора Оппольцера (1841–1886) «Канон затемнень» (1887 р.) наведено дані про затемнення Сонця і Місяця з 1208 р. до н. е. до 2163 р. н. е. — усього близько 8000 сонячних і 5000 місячних затемнень. Продовженням «Канону» Оппольцера є новий «Канон затемнень» (1966 р.), складений бельгійськими астрономами. У ньому є відомості про 1449 затемнень з 1898 р. по 2510 р. У наш час обчисленням затемнень займається Фред Еспенак (США).

Частина III

ЕЛЕМЕНТИ НЕБЕСНОЇ МЕХАНІКИ І ДИНАМІКИ КОСМІЧНИХ ПОЛЬОТІВ

У цій частині пояснено особливості руху і взаємодії небесних тіл під дією сили гравітації, зокрема планет Сонячної системи та їхніх супутників, що випливають з закону всесвітнього тяжіння. Нагадаємо, що цю задачу Ісаак Ньютон розв'язав шляхом громіздких геометричних побудов. Загальноприйнятою тепер мовою диференціального та інтегрального числення результати Ньютона описав Леонард Ейлер (1707–1783) у праці «Механіка» (1736 р.) через 49 років після виходу в світ «Математичних основ природознавства» Ньютона.

Розділ 6

ОСНОВИ НЕБЕСНОЇ МЕХАНІКИ

6.1. Закон всесвітнього тяжіння

Як згадувалося, Коперник висловив припущення, за яким тяжіння властиве усім небесним світилам. Галілей, виявивши супутники Юпітера, переконливо довів, що в навколишньому Всесвіті, крім Землі, є й інші центри тяжіння. Кеплер, визначивши кінематику Сонячної системи, вперше спробував з'ясувати причину рухів планет. Він припустив, що від Сонця до планет простягається певна рушійна сила, подібна до променів світла і тепла, яка і втягує планету в рух навколо Сонця. Її напрям мав би бути перпендикулярним до напряму «Сонце — планета». Це співпадало з поглядами Арістотеля та його послідовників: рух триває доти, поки діє сила, що спричиняє цей рух. Щоб пояснити рух планет по еліптичних орбітах, Кеплер припускав, що всі планети є магнітами, сили яких складаються з дією Сонця.

Після того як Галілей встановив закон інерції, стало очевидним таке: у русі планет треба шукати силу, що змінює їхній прямолінійний шлях на криволінійний. Мова, отже, йде про силу, що утримує планету на її орбіті. Невдовзі голландський фізик Хрістіан Гюйгенс (1629–1695) дослідив коловий рух, увів поняття доцентрової сили й отримав формулу, опубліковану в книжці «Маятникові годинники» (1673 р.): під час руху матеріальної частинки (планети) навколо силового центра (Сонце) на неї діє *відцентрова сила*:

$$F_{\text{В}} = \frac{mV^2}{r}, \tag{6.1}$$

де m — маса частинки; V — швидкість її руху по колу радіусом r. З цього часу стало ясно, що планета рухається навколо Сонця по еліптичній (майже коловій) орбіті під дією двох сил: відцентрової $F_{\text{в}}$ і певної доцентрової сили $F_{\text{д}}$, залежність якої від відстані ще була невідома.

Щоправда, в 1645 р. французький учений Ісмаїл Буйо (1605–1694) стверджував, що сила, яка діє на планету і спрямована до центра світу, змінюється обернено квадрату відстані. У 1666 р. італійський математик Джованні Бореллі (1608–1679) визначив, що на планету, крім сили притягання, діє ще й відцентрова сила, значення якої зумовлене швидкістю руху планети. Ряд важливих думок про закономірність руху планет висловив англійський вчений Роберт Гук (1635–1703). Ніхто однак не зауважив, що принаймні для колового руху планети залежність доцентрової сили від відстані можна визначити з третього закону Кеплера (4.3) та співвідношення (6.1).

Справді, якщо T — період обертання планети навколо Сонця, то її колова швидкість $V = 2\pi r/T$. З третього закону Кеплера випливає, що для кожної з планет $T^2/a^3 = \text{const} = A$. Замінивши a на r, знаходимо, що $V^2 = 4\pi^2/Ar$. Оскільки виконується рівність $F_в = F_д$, то з формули (6.1) отримуємо, що $F_д = 4\pi^2 m/Ar^2$: сила обернено пропорційна квадрату відстані до силового центра — Сонця.

Як знаємо, Ньютон відкрив *закон всесвітнього тяжіння* шляхом певних геометричних міркувань, розглядаючи спочатку відхилення тіла від прямолінійного шляху та використовуючи другий закон Кеплера. Це в сукупності дало змогу вилучити з подальшого розгляду час і звести все до розв'язування трикутників і співвідношень між їхніми сторонами. У підсумку він сформулював таку теорему: «Сили, з якими планети постійно відхиляються від прямолінійного руху й утримуються на своїх орбітах, спрямовані до Сонця й обернено пропорційні квадратам відстаней від його центра; усі тіла тяжіють одне до одного... пропорційно кількості матерії кожного з них». Цей закон всесвітнього тяжіння записують у такому вигляді:

$$F = \frac{G\mathrm{M}_1\mathrm{M}_2}{r^2}, \tag{6.2}$$

де G — гравітаційна стала; M_1 і M_2 — маси тіл; r — відстань між ними.

Ньютон довів, що сила, яка керує рухом планет, є тією ж силою тяжіння, яка змушує тіла падати на Землю. Припустивши, що ця сила поширюється до орбіти Місяця, Ньютон отримав числове підтвердження ідентичності обох сил. Справді, якщо $g = 9{,}8$ м/с^2 — прискорення сили тяжіння на поверхні Землі (при $r = R_\oplus$), а g_1 — прискорення сили тяжіння на відстані $r = 60\ R_\oplus$, що дорівнює радіусу орбіти Місяця, то, очевидно, $g_1 = g/60^2$ або $g_1 = 0{,}27$ см/с^2.

З іншого боку, неважко обчислити відцентрове прискорення, яке діє на Місяць під час його руху по коловій орбіті з кутовою швидкістю ω:

$$g_1 = \frac{V^2}{r} = \omega^2 r = \frac{4\pi^2}{T^2} r. \tag{6.3}$$

Підставивши числові значення, отримуємо, що $g_1 = 0{,}27$ см/с^2.

6.2. Задача двох тіл

Задачу про рух двох небесних тіл, що притягують одне одного відповідно до закону всесвітнього тяжіння, прийнято називати *задачею двох тіл*. Її частковий розв'язок визначається рівнянням Кеплера, оскільки рух по еліптичній траєкторії не є єдино можливим. Залежно від початкових умов (швидкості V_0 у певній точці орбіти r_0) тіло може рухатися по коловій, еліптичній, параболічній або гіперболічній орбіті.

Маси тіл M_1 і M_2 можуть, звичайно, бути довільними, а якщо мова йде про дві зорі, що обертаються навколо спільного центра мас, то і співмірними. Розглянемо випадок, коли $M_2 << M_1$, тобто коли маса силового центра значно перевищує масу супутника: $m << M$. Для спрощення припустимо, що тіло M є нерухомим. Нехай також у початковий момент часу t_0 тіло m займає положення $П$ на відстані r від центра O маси M (рис. 6.1).

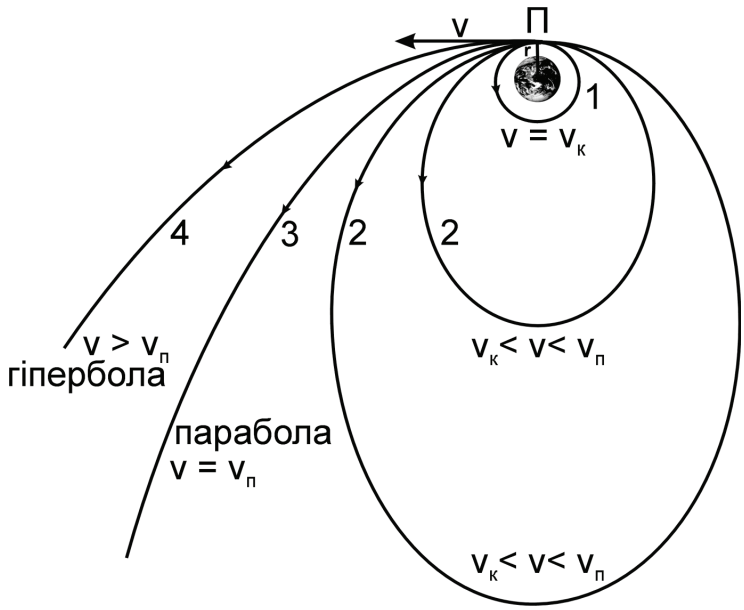


Рис. 6.1. Типи траєкторій у задачі гравітаційної взаємодії двох тіл: 1 — коло; 2 — еліпс; 3 — парабола; 4 — гіпербола.

Нагадаємо, що з рівнянь руху, які описують зміщення маси m у полі тяжіння маси M, випливає один із розв'язків, що називається *інтегралом енергії*:

$$\frac{V^2}{2} - \frac{GM}{r} = K, \tag{6.4}$$

де перший доданок — кінетична енергія частинки; другий — потенціальна енергія в розрахунку на одиницю маси; K — стала:

$$K = -\frac{G\mathrm{M}}{2a}, \tag{6.5}$$

де a — велика піввісь орбіти. З (6.4) і (6.5) знайдемо швидкість тіла як функцію маси силового центра, положення тіла на орбіті і значення її великої півосі:

$$V^2 = G\mathrm{M}\left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a}\right). \tag{6.6}$$

В окремому випадку колової орбіти ($r = a$) маємо вираз для *колової* або *першої космічної швидкості*:

$$V_{\mathrm{K}} = \sqrt{\frac{G\mathrm{M}}{r}}. \tag{6.7}$$

При $a = \infty$ з формули (6.6) випливає формула для *параболічної*, або *другої космічної швидкості*:

$$V_{\mathrm{П}} = \sqrt{\frac{2G\mathrm{M}}{r}}. \tag{6.8}$$

Якщо ж швидкість тіла відносно силового центра $V > V_{\mathrm{п}}$, то рухатися воно буде по *гіперболічній орбіті*.

6.3. Узагальнений закон Кеплера. Визначення мас небесних тіл

Вище було прийнято, що маса силового центра значно більша від маси пробної частинки ($m << \mathrm{M}$). У цьому випадку центр інерції системи співпадає з центром маси М. Насправді ж центральне тіло М має прискорення $g_M = Gm/r^2$ у напрямі до маси m, тоді як пробна маса — прискорення $g_m = G\mathrm{M}/r^2$ у напрямі до маси М. Значення прискорень обернено пропорційні масам: $g_{\mathrm{M}}/g_m = m/\mathrm{M}$. Якщо сумістити початок відліку координат з центром маси М, то відносно нього повне прискорення $g = g_{\mathrm{M}} + g_m$. Тому в рівняннях руху та їхніх розв'язках стоїть сума мас $\mathrm{M} + m$. Зокрема, третій, узагальнений Ньютоном, закон Кеплера має вигляд:

$$\frac{(\mathrm{M} + m_1)}{(\mathrm{M} + m_2)}\frac{T_1^2}{T_2^2} = \frac{a_1^3}{a_2^3}. \tag{6.9}$$

Це співвідношення дає змогу визначати маси планет, якщо в них є супутники, маси подвійних зір, якщо відомі періоди їхнього обертання і великі півосі їхніх орбіт. Фактично розв'язком тут є співвідношення:

$$\frac{(\mathrm{M}+m)T^2}{a^3}=\frac{4\pi^2}{G}. \tag{6.10}$$

Знаючи період обертання зір у подвійній системі T та велику піввісь a, з нього можна визначити суму мас її компонентів. Проте числове значення сталої гравітації G обчислено лише у 1798 р. Генрі Кавендішом (1731–1810). Ньютон його не знав. Тому масу Сонця, Юпітера і Сатурна він визначив, зіставляючи дані про обертання супутників навколо Землі, Юпітера і Сатурна, а також Венери навколо Сонця. Масу Місяця він обчислив за висотою припливних горбів (див. підрозділ 6.7), применшивши її удвічі.

Масу Сонця в одиницях маси Землі $\mathrm{M}_\oplus$ можна визначити так. Нехай $T_\oplus$ і T_M — зоряний рік і сидеричний місяць; $a_\oplus$ і a_M — відповідно велика піввісь орбіти Землі й орбіти Місяця; $\mathrm{M}_\odot$, $\mathrm{M}_\oplus$ та M_M — маси Сонця, Землі і Місяця. Записавши рівняння (6.10) спочатку для системи Земля-Сонце, а потім для системи Місяць-Земля та виключаючи з них праву сталу частину, отримуємо, що:

$$\frac{(\mathrm{M}_\odot+M_\oplus)T_\oplus^2}{(\mathrm{M}_\oplus+\mathrm{M}_\mathrm{M})T_\mathrm{M}^2}=\frac{a_\oplus^3}{a_\mathrm{M}^3}. \tag{6.11}$$

Нехтуючи масою Землі порівняно з масою Сонця та масою Місяця порівняно з масою Землі, знаходимо, що:

$$\frac{M_\odot}{M_\oplus}=\left(\frac{T_\mathrm{M}}{T_\oplus}\right)^2\left(\frac{a_\oplus}{a_\mathrm{M}}\right)^3. \tag{6.12}$$

При $T_\oplus$ = 365,256 доби, T_M = 27,32 доби, $a_\oplus = 149{,}6\cdot10^6$ км, a_M = 384 400 км отримуємо $\mathrm{M}_\odot$ = 332 958 $\mathrm{M}_\oplus$, або наближено 330 000 $\mathrm{M}_\oplus$.

Масу Землі обчислюють, зокрема, і за значенням прискорення сили тяжіння на її поверхні: $g = G\mathrm{M}/R_\oplus^2$. При відомому радіусі Землі $R_\oplus$ і гравітаційній сталій G знаходимо $\mathrm{M}_\oplus = 5{,}98\cdot10^{24}$ кг. Тоді $\mathrm{M}_\odot \approx 2\cdot10^{30}$ кг.

До речі, центр маси системи Земля-Місяць розташований на відстані 4635 км від центра Землі.

6.4. Задача трьох і більше тіл

Якщо говорити про планети Сонячної системи, то кожна з них зазнає притягання не лише з боку Сонця, а й з боку інших планет. Найбільшою

з них є Юпітер. Його маса у 314 разів більша від маси Землі. Неважко обчислити, що у протистоянні з Сонцем сила притягання, яка діє з боку цієї планети на Землю, у 17 000 разів менша від сили притягання з боку Сонця.

Інакшою є ситуація в системі Земля-Місяць-Сонце, якщо це стосується Місяця. Хоч Місяць обертається навколо Землі, однак, як неважко обчислити, Сонце притягує його удвічі сильніше, ніж Земля ($F_\odot/F_\oplus = 2{,}18$). Проте на рух Місяця навколо Землі впливає не сила притягання його Сонцем, а різниця притягання Сонцем Землі і Місяця. Справді, нехай $g_{\text{ЗМ}} = G\text{M}_\oplus/r^2_{\text{ЗМ}}$ і $g_{\text{СМ}} = G\text{M}_\odot/r^2_{\text{СМ}}$ — прискорення, якого надають Місяцеві відповідно Земля і Сонце; $g_{\text{СЗ}} = G\text{M}_\odot/r^2_{\text{СЗ}}$ — прискорення, що його Сонце надає Землі. У момент, коли Місяць перебуває між Землею і Сонцем і, відповідно, з іншого боку від Землі, його відстань від Сонця $r_{\text{СМ}} = a \pm r \approx a$, а різниця прискорень $g_{\text{СМ}} - g_{\text{СЗ}}$ набуває вигляду:

$$\Delta g \approx \frac{2G\text{M}_\odot r}{a^3}. \tag{6.13}$$

Звідси випливає, що:

$$\frac{\Delta g}{g_{\text{ЗМ}}} \approx \frac{2\text{M}_\odot}{\text{M}_\oplus}\left(\frac{r}{a}\right)^3 \tag{6.14}$$

або $\Delta g/g_{\text{ЗМ}} \approx 1/90$. Це значення ще менше, коли Місяць знаходиться поза лінією Земля-Сонце. Взаємний вплив Землі і Місяця описаний у 6.7.

З огляду на чималу кількість ефектів взаємного впливу система Сонце-Земля-Місяць не є типовою у задачі трьох тіл. *Задача трьох тіл* — це проблема з'ясування руху трьох тіл, які взаємно притягуються з силою, обернено пропорційною квадратам відстаней між ними. При цьому звичайно вважають, що ці маси є точковими.

Ще в 1887 р. доведено, що загальний розв'язок цієї задачі не можна отримати у вигляді певного алгебраїчного виразу. І все ж у 1912 р. фінський математик Карл Зундман (1873–1949) знайшов теоретичний розв'язок у вигляді нескінченних рядів, які, однак, збігаються настільки повільно, що для забезпечення потрібної для астрономії точності довелося б узяти $10^{80\,000}$ членів, тому формули Зундмана поки що практичного значення не мають.

Слід зауважити: ще у 1772 р. французький математик Жозеф Луї де Лагранж (1736–1813) з'ясував, що у двох випадках задача трьох тіл все ж має точний розв'язок: 1) якщо всі три тіла знаходяться на одній прямій, причому третє тіло перебуває в точці L_1, L_2 або L_3 (рис. 6.2), і 2) якщо всі три тіла утворюють рівносторонній трикутник (рис. 6.3).

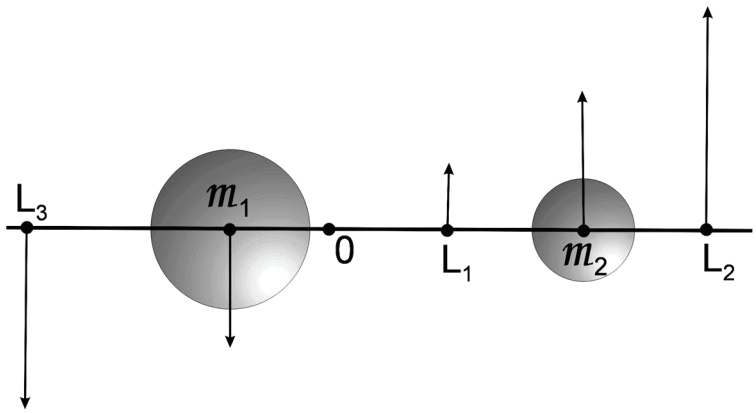


Рис. 6.2. Розв'язок задачі трьох тіл, якщо усі тіла перебувають на одній прямій, причому третє (пробна частинка) — в одній з трьох колінеарних точок лібрації L_1, L_2 або L_3

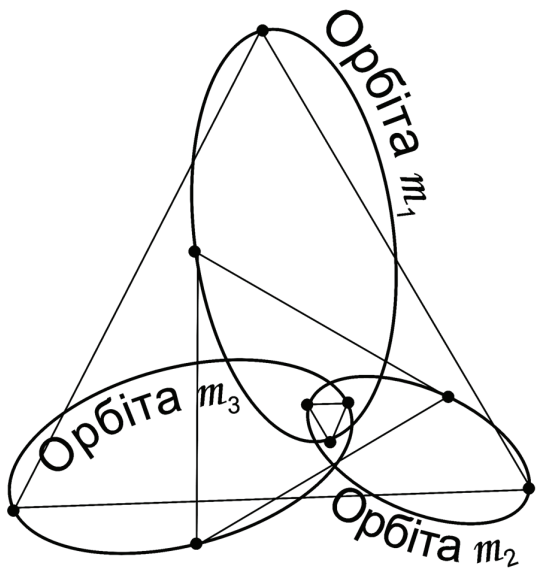


Рис. 6.3. Матеріальні точки M_1, M_2 і M_3 розташовані у вершинах рівностороннього трикутника, зберігають форму фігури при взаємному русі по еліптичних орбітах навколо спільного центра мас

П'ять точок називаються *центрами лібрації*, або *точками Лагранжа*. Перші три — *колінеарні*, наступні дві — *тригональні точки лібрації*. У другому випадку, якщо в одну з точок Лагранжа помістити (з певною швидкістю руху!) третє тіло, то всі три тіла M_1, M_2 і M_3 будуть рухатись в площині, в якій вони перебувають, причому відношення між їхніми взаємними відстанями завжди будуть однаковими. А якщо маса другого тіла не перевищує $0{,}04M_1$, а масою M_3 можна знехтувати, то під час руху їх навко-

ло спільного центра мас вони цілком зберігають своє розташування одне відносно одного.

Цей останній варіант зустрічається в природі, мабуть, досить часто. Наприклад, разом з Юпітером на його орбіті на 60° попереду і на 60° позаду нього навколо Сонця обертаються дві групи невеликих небесних тіл (астероїдів, див. підрозділ 13.1) — «греки» і «троянці» (рис. 6.4). У 1961 р. польський астроном К. Кордилевський виявив, що разом з Місяцем навколо Землі рухаються дві розріджені пилові хмари. Тригональні точки лібрації системи Земля-Місяць показані на рис. 6.5 (точки L_4 і L_5). Якщо r — велика піввісь місячної орбіти (r = 384 400 км), то відстань точки L_1 від Місяця $r_{L1} = 0{,}15r$ = 57 600 км, відстань точки L_2 від Місяця $r_{L2} = 0{,}17r$ = 65 300 км, відстань точки L_3 від Землі $r_{L3} = 0{,}99r$ = 380 000 км. Перебування матеріальної точки m у будь-якій з них можливе лише за умови, що вона має цілком конкретну швидкість. Якщо V = 1,02 км/с — середня орбітальна швидкість Місяця, то відповідні швидкості третього тіла такі: $V_{L1} = 0{,}85V$, $V_{L2} = 1{,}17V$ і $V_{L3} = 0{,}99V$. Зауважимо, що положення тіла у цих колінеарних точках лібрації нестійке, тоді як у тригональних точках L_4 і L_5 воно є стійким.

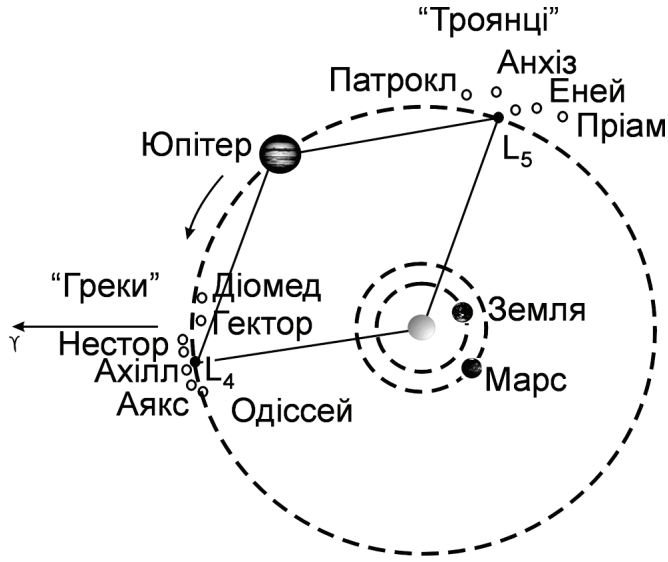


Рис. 6.4. «Греки» і «троянці» в системі Сонце-Юпітер

Під нестійкістю положення розуміють наступне. Система трьох тіл обертається навколо спільного центра мас. Якщо лише швидкість третього тіла за значенням або за напрямом дещо відхиляється від конкретної для даної системи, то конфігурація останньої порушується. При цьому третє тіло (матеріальна точка m) зміщується по поверхні однакового потенціалу. Тригональні точки лібрації є точками найменшого (за абсолютним значенням) потенціалу, своєрідною потенціальною ямою, куди й може потрапити матеріальна частинка m.

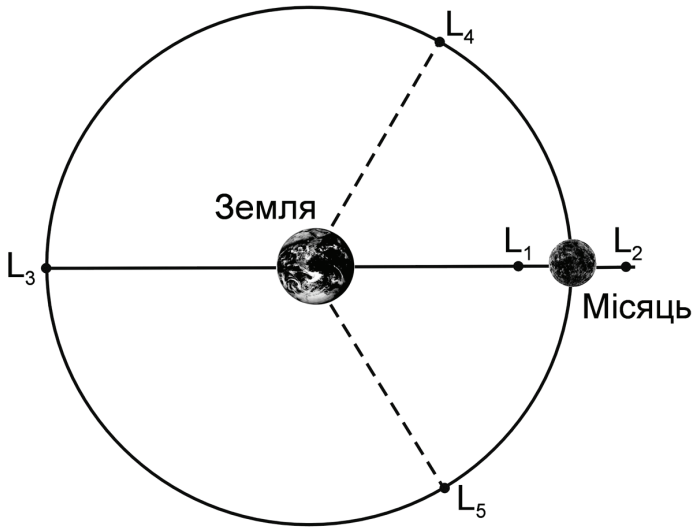


Рис. 6.5. Точки лібрації в системі Земля-Місяць

При збільшенні відстані від кожної з мас при певних r_1 та r_2 поверхні однакового потенціалу (відповідно $\varphi_1 = GM_1/r_1$ і $\varphi_2 = GM_2/r_2$), що їх можна описати навколо кожної маси, стикаються в точці лібрації L_1. Створюється деяка спільна поверхня (має вигляд пісочного годинника), яка в перерізі площиною, що проходить через центр мас, нагадує цифру вісім. Точка лібрації L_1 називається *внутрішньою точкою Лагранжа*. Пробна матеріальна частинка m, виведена на цю поверхню біля одної маси, з відповідною швидкістю $V_{кр}$ пройде через точку L_1 та опиниться у полі тяжіння іншої маси, описуючи «вісімки» як завгодно довго.

Ця спільна еквіпотенціальна поверхня називається *критичною поверхнею Роша*, а охоплений нею простір — *порожниною Роша*. Назва походить від імені французького астронома Едуарда А. Роша (1820–1883), який одним з перших дослідив особливості такого руху. Як побачимо далі (див. розділ 21), під час свого розвитку зоря, що входить до подвійної системи, на певному еволюційному етапі розширюється і заповнює свою порожнину Роша, після чого починається перетікання зоряної речовини від неї до її супутника.

6.5. Поняття про збурений рух. Відкриття нових планет

Рух тіла по еліптичній орбіті навколо силового центра (маси M), що відповідає розв'язкові задачі двох тіл, називається *незбуреним*. Проте, як уже знаємо, рух кожного небесного тіла ускладнюється притяганням інших,

сусідніх тіл. У Сонячній системі на кожну з планет гравітаційно діють інші планети, які дещо пришвидшують або сповільнюють її рух навколо Сонця, це призводить до зміни параметрів орбіти кожної планети. Відхилення від руху по еліпсу (параболі чи гіперболі) називається *збуренням*. Збурення ще називають *нерівностями*, а силу, яка це збурення спричинює, — *збурювальною*, або *пертурбаційною* (від. лат. *perturbatio* — розлад). Отже, можна стверджувати, що в кожний момент часу планета (чи інше тіло) рухається по еліптичній орбіті, однак її параметри — розміри, форма, положення у просторі — безперервно змінюються. Така орбіта називається *оскулюючою*.

Унаслідок дії збурювальних сил виникають три типи залежності збурень елементів орбіт планет від часу: періодичні, вікові та змішані. При *періодичних збуреннях* величина конкретного елемента орбіти змінюється з часом то в один, то в інший бік, коливаючись навколо деякого середнього значення. У формулі, якою задають, наприклад, залежність ексцентриситету від часу, періодичні збурення записують у вигляді $\mu^n A_n \sin \nu_n t$ або $\mu^n B_n \cos \nu_n t$, тобто час є під знаком тригонометричної функції. За наявності *вікових збурень* елемент орбіти змінюється увесь час в один і той самий бік, наприклад, збільшується. У формулах ці збурення позначають $a_n t^n$, де A_n, B_n, a_n — сталі; t — час. У загальному, кожен з параметрів орбіти планети записують у вигляді ряду:

$$\Pi = \Pi_0 + \mu \Pi_1(t) + \mu^2 \Pi_2(t) + \ldots + \mu^n \Pi_n(t) + \ldots, \qquad (6.15)$$

де μ — маса збурюючої планети, виражена у масах Сонця (для Юпітера $\mu = 0{,}001$). Якщо планета рухається лише під дією сонячного притягання, то $\mu = 0$. Малі доданки $\mu\Pi_1(t)$ називаються *збуреннями першого порядку*, доданки $\mu^2\Pi_2(t)$ — *збурення другого порядку* і т. д. Згадані вище змішані нерівності мають вигляд $\mu^n C_n t^n \sin \nu_n t$, де C_n і ν_n — сталі. Зокрема, якщо ν_n мале, то період $T_n = 2\pi/\nu_n$ буде дуже великим, таке збурення називається *довгоперіодичним*.

Після того, як у 1781 р. В. Гершель відкрив планету Уран, почали досліджувати збурення її орбіти, оскільки з кожним наступним десятиліттям розходження між положенням планети на небі та її наперед обчисленими ефемеридами почало зростати (до 1820 р. Уран випереджував по довготі розрахункові положення на 10", після 1832 р. уже відставав від них на 30"; ця різниця щороку зростала на 6", похибки спостережень у той час не перевищували 7"). Виникло припущення, за яким ці ефекти зумовлені притяганням Урана з боку невідомої планети, що знаходиться за орбітою Урана. Незалежно один від одного англійський астроном Джон К. Адамс (1819–1892) та французький — Урбен Ж.-Ж. Левер'є (1811–1877) провели відповідні обчислення. У вересні 1846 р. німецький астроном Йоганн Г. Галле (1812–1910) за даними Левер'є знайшов нову планету Нептун на кутовій відстані усього 52' від точки, яку вказав Левер'є.

Однак до 1875 р. виявили, що повного узгодження спостережень Урана з теорією його руху немає. Виник здогад, що за орбітою Нептуна є ще одна планета, пошук якої фотографічним методом розпочали у 1915 р. Відкрив ще одне тіло Сонячної системи, яке отримало назву Плутон, американський астроном Клайд У. Томбо (1906–1996) у лютому 1930 р. на відстані 6° від наперед обчисленого положення. За 7000 робочих годин Томбо переглянув і зіставив положення на небі понад 90 млн. об'єктів.

Неодноразово висловлювалася гіпотеза про існування десятої планети («трансплутонової», яка мала б знаходитися ще далі від Сонця). Як виявилося, насправді може йтися про цілу сім'ю невеликих за розмірами об'єктів, названих плутіно (на початок 2000 р. їх вже було виявлено 40), і що Плутон і плутіно входять в друге астероїдне кільце — пояс Койпера.

6.6. Проблема стійкості Сонячної системи

Як тільки виявили збурення планетних орбіт, виникло питання: наскільки є стійкою планетна система в цілому, тобто чи завжди збурення елементів орбіти будь-якої планети будуть малими, чи не нагромадяться вони з часом так, що це могло б призвести до виходу планети з системи або, навпаки, її падіння на Сонце?

Теоретично дослідили ці питання Лагранж і П'єр С. Лаплас (1749–1827). З їхніх обчислень випливало, що більшість збурень елементів планетних орбіт мають періодичний характер, зокрема це стосується величини півосей та ексцентриситетів їхніх орбіт. Лише довготи вузлів і довготи перигеліїв мають вікові збурення (вище це проілюстровано на прикладі орбіти Місяця та її площини). Завдяки взаємодії планет можуть виникати ефекти резонансів. Наприклад, у русі Юпітера і Сатурна їхні сидеричні періоди обертання $T_{\text{Ю}}$ і $T_{\text{С}}$ такі, що виконується співвідношення $5T_{\text{Ю}} \approx 2T_{\text{С}}$ (≈ 59 років). Тому завдяки резонансу виникають великі збурення з періодом близько 900 років. У русі Юпітера відхилення по довготі досягають 21', у русі Сатурна — до 49'. Ці відхилення планет від їхнього руху по еліптичних орбітах зауважив ще Кеплер.

У 1784 р. Лаплас сформулював дві теореми про стійкість планетної системи. Перша з них така: *якщо масу кожної планети помножити на квадратний корінь з великої півосі її орбіти і на квадрат ексцентриситету, то сума таких добутків після вилучення періодичних членів є сталою*:

$$m_1 e_1^2 \sqrt{a_1} + m_2 e_2^2 \sqrt{a_2} + \ldots + m_n e_n^2 \sqrt{a_n} = const. \qquad (6.16)$$

Друга теорема: *якщо масу кожної планети помножити на квадратний корінь з великої півосі її орбіти і на квадрат тангенса нахилу площини орбі-*

ти до площини екліптики, то сума цих добутків для всіх планет після вилучення періодичних нерівностей є сталою:

$$m_1 \operatorname{tg}^2 i_1 \sqrt{a_1} + m_2 \operatorname{tg}^2 i_2 \sqrt{a_2} + \ldots + m_n \operatorname{tg}^2 i_n \sqrt{a_n} = const. \qquad (6.17)$$

Звідси випливає наступне: якщо ексцентриситет одної орбіти збільшується, то ексцентриситет іншої повинен зменшуватися. Це стосується і величини нахилу i.

Питання про стійкість планетної системи неодноразово переглядалося. Повного розв'язку цієї проблеми немає, однак імовірність стійкості, як прийнято вважати, дуже висока. Що ж стосується конкретно змін параметрів орбіти Землі, то в масштабах сотень тисяч років вони мають чітко окреслені межі (рис. 6.6).

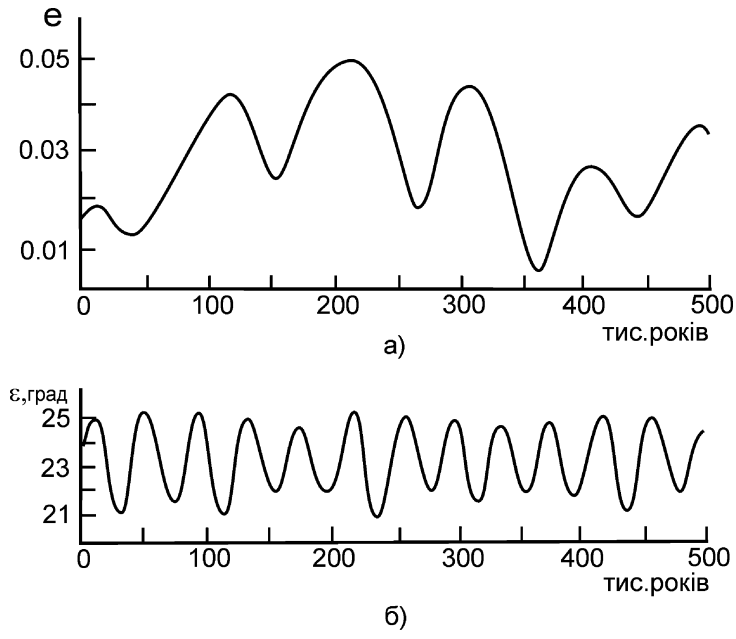


Рис. 6.6. Зміна з часом ексцентриситету (*а*) і нахилу земної орбіти відносно екватора (*б*); $t = 0$ відповідає 1850 р.

6.7. Система Земля-Місяць: припливні ефекти

Вище (див. підрозділ 1.12) описано явище прецесії — зміщення точки весняного рівнодення ♈ назустріч видимому річному рухові Сонця по екліптиці. Ньютон з'ясував, що причиною цього явища є відхилення форми Зем-

лі від сферичної. Землю можна розглядати як кулю, до якої у вигляді кільця додано деяку масу (рис. 6.7). Цей екваторіальний шар нахилений до площини екліптики під кутом 23,5°. Задачу про положення осі добового обертання Землі у просторі можна розглядати так. Якби Земля мала форму кулі, то сумарний момент усіх сил, що діють з боку Місяця на кожен елемент її маси, практично дорівнював би нулеві. Тому й вісь її добового обертання не змінювала б свого положення у просторі. Обертання Землі і наявність додаткового приекваторіального шару речовини призводить до появи пари сил (з точками прикладання їх відповідно Q і Q'), завдяки чому її вісь обертання описує конус (на рис. 6.7 північний полюс нахиляється до читача, південний — від нього). Аналогічна пара сил виникає внаслідок дії сонячного притягання. Тому в загальному ефекту прецесії (50") 34" обумовлено впливом з боку Місяця і 16" — Сонця.

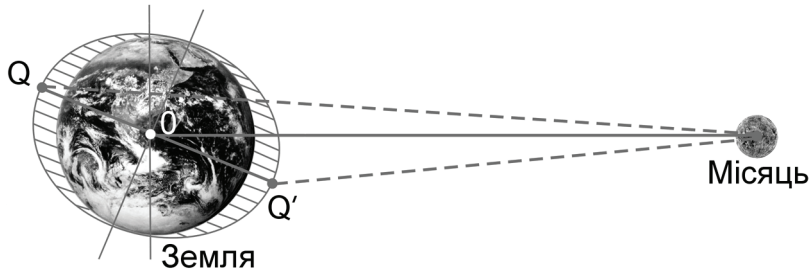


Рис. 6.7. Пояснення прецесії

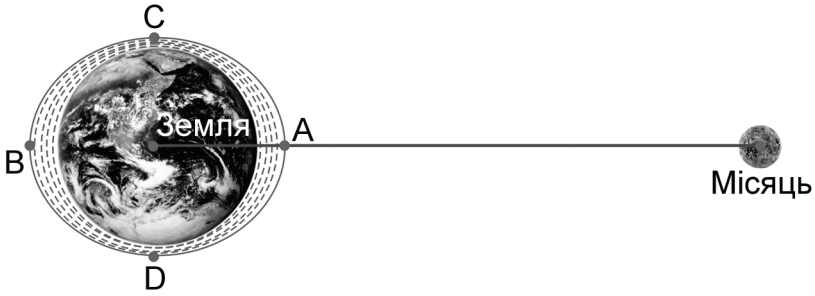


Рис. 6.8. Утворення припливних горбів у точках A і B на поверхні Землі внаслідок притягання Місяцем. Для спрощення прийнято, що вся поверхня Землі вкрита океаном

Здавна зауважено, що двічі на добу, точніше через кожні 12 год. 26 хв., рівень води в океані піднімається, а через 6 год. 13 хв. після кожного підйому спадає. Тобто вода біля берега то прибуває (настає *приплив*), то поступово спадає (*відплив*). У затоці Фанді на східній межі між Канадою і

США коливання рівня води досягають 18 м. Біля Мурманська коливання припливу — 4 м, на сході Кольського півострова — близько 7 м.

Існує легенда, за якою Арістотель, не зумівши з'ясувати причини цих явищ, кинувся зі скелі у море. Однак уже Василій Великий (IV ст. н. е.) правильно пояснив припливи і відпливи дією Місяця. Галілей намагався дати інше пояснення (він уважав, що це результат складання добового обертання Землі з її рухом навколо Сонця, так що горби спрямовані завжди у напрямі цього руху і відповідно в зворотний бік). Повністю пояснив явище припливів Ньютон.

На зв'язок припливів і відпливів з Місяцем вказує те, що повторення цих явищ відбувається через такий же проміжок часу, через який відбуваються кульмінації Місяця. Як знаємо, кожної наступної доби у верхній кульмінації Місяць в середньому буває через 24 год. 52 хв. після попередньої. Зрозумілим є і механізм формування припливних горбів: частинки води в точці *A*, найближчі до Місяця, притягуються ним сильніше, ніж центр Землі, а він, у свою чергу, — сильніше, ніж частинки води в точці *B* (рис. 6.8). Тому одночасно на Землі виникає два припливні горби. Натомість у точках, зміщених на 90° відносно *A*, *B* буде відплив. Унаслідок обертання Землі припливні горби в кожний наступний момент формуються вже в нових пунктах її поверхні.

Проте з огляду на складну форму морського дна, тертя води об дно берега, в'язкість, інерцію та інтерференцію хвиль, що виникають, момент найвищої води в окремому пункті не співпадає зі спостережуваним тут моментом проходження Місяця через небесний меридіан. Це запізнення припливу буває різним у різних місцях (зокрема в портах) і в різні пори року. Його називають *прикладною годиною* цього пункту (порту). У кожному порту є розклад моментів високої води, його враховують у навігації.

Там, де є для цього сприятливі умови, будують *припливні електростанції*. У моменти високої води вона заповнює штучні басейни, звідки після певного перепаду рівнів повертається назад у Світовий океан, однак уже через турбіни електростанції. Щоправда, оскільки кожного наступного дня приплив запізнюється, то використати це явище для отримання електроенергії у потрібний час (скажімо, при настанні присмерків, на початок робочого дня) можна не завжди. Тому явище припливу й одну з ланок електростанції використовують для того, щоб заповнювати ще один резервуар, розташований вище, подавати воду з якого в турбіну можна при потребі.

У свою чергу, Земля спричинює припливні явища в тілі Місяця. Це призвело, по-перше, до того, що Місяць має форму, злегка витягнуту в бік Землі, і, по-друге, його обертання навколо власної осі сповільнилося. Тому він тепер повернутий до Землі одним і тим же боком (див. детальніше обговорення у розділі 21).

Як виявив Рош, якщо супутник перебуває на відстані від планети, меншій від певної *межі Роша*, то припливна сила може призвести до його руй-

нування. При однаковій густині планети та її супутника межа Роша становить $2{,}5R_{п}$, де $R_{п}$ — радіус планети. Однак сказане стосується передусім газоподібного або рідкого супутника. Руйнування твердого об'єкта настає лише у випадку, якщо його розміри перевищують певне значення. Наприклад, близький твердий супутник був би розірваний притяганням Юпітера, якби діаметр супутника перевищував 400 км.

Цікаво, що для Сатурна межа Роша становить 148 000 км, а радіус краю його зовнішнього кільця — 140 000 км. Отже, усе кільце знаходиться всередині межі Роша. Тут, однак, можна вважати, що кільце не є наслідком руйнування гіпотетичного супутника, а, навпаки, припливні сили перешкодили речовині кільця сконденсуватися в один або декілька супутників. До того ж три з відкритих у 1980 р. невеличких супутників Сатурна рухаються навколо нього всередині кільця (їхні середні відстані від планети 136,7, 139,4 і 141,7 тис. км).

Розділ 7

ЕЛЕМЕНТИ КОСМОНАВТИКИ

7.1. Космічні швидкості

Із запуском 4 жовтня 1957 р. в СРСР першого штучного супутника Землі (ШСЗ) розпочалася нова ера в історії людства — ера вивчення небесних тіл за допомогою космічних зондів, прямої їх посадки на Місяць та ближчі планети, досліджень, що їх проводять космонавти з борту орбітальних кораблів. Зокрема, 12 астронавтів США у 1969–1972 рр. побували на поверхні Місяця і доставили на Землю загалом 400 кг місячного грунту.

Штучні супутники Землі, як і автоматичні міжпланетні станції (АМС), під час руху підлягають дії тих самих законів, що й природні небесні тіла. Зокрема, якщо нехтувати впливом інших небесних тіл, то для ШСЗ можна застосовувати розв'язки задачі двох тіл, рух ШСЗ можна описувати за допомогою законів Кеплера. Орбіту ШСЗ та її орієнтацію в просторі характеризують ті ж шість параметрів. Прийнято, однак, задавати кут нахилу i площини орбіти ШСЗ не до площини екліптики, а до площини земного екватора. Відповідно відлічуються довгота висхідного вузла та довгота перигею. Виводять ШСЗ на ту чи іншу орбіту за допомогою *багатоступеневої ракети* (див. підрозділ 7.2).

Одним із основних у космонавтиці є поняття про першу космічну швидкість, яку визначають за формулою (6.7), див. також рис. 7.1. Якщо R і H — відповідно радіус Землі і відстань ШСЗ до її поверхні, то формулу (6.7) можна записати:

$$V_{\text{к}} = \sqrt{\frac{G\text{M}}{R+H}} = 7{,}91\sqrt{\frac{R}{R+H}} \text{ км/с.} \qquad (7.1)$$

Отже, для виведення ШСЗ на стійку орбіту його потрібно підняти за межі густих шарів земної атмосфери (на висоту $H \geq 200$ км) і надати йому горизонтальну швидкість $V \geq V_{\text{к}}$. При $V > V_{\text{к}}$ супутник рухається по еліптичній орбіті, найближча точка якої до Землі називається *перигеєм*, найдаль-

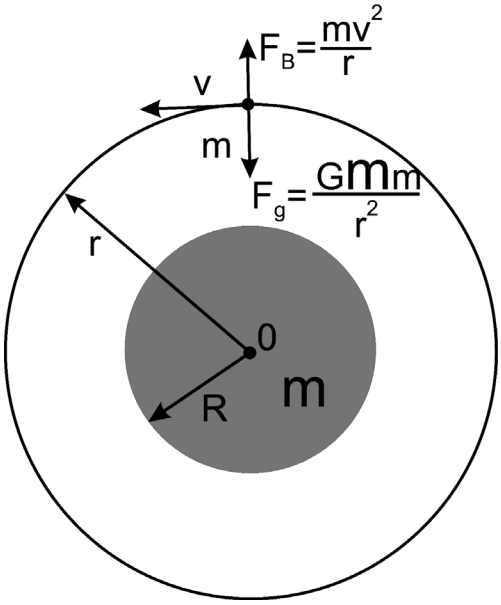


Рис. 7.1. Зіставлення відцентрової сили $F_в$ і сили тяжіння F_g, з якого випливає формула для колової або першої космічної швидкості тіла маси m

ша — *апогеєм*. Якщо a — велика піввісь орбіти ШСЗ (його середня відстань від центра Землі), то неважко знайти час T, за який супутник, рухаючись зі швидкістю $V_к$, проходить шлях $2\pi a$:

$$T = \frac{2\pi a}{V_к} = 84{,}4\left(\frac{R+H}{R}\right)^{\frac{3}{2}} \text{ хв.} \qquad (7.2)$$

Наприклад, при $H = 200$ км $T = 88$ хв. 25 с, при $H = 500$ км $T = 94$ хв. 52 с (див. табл. 7.1). Якщо ж висота супутника над поверхнею Землі дорівнює 35 800 км, то його період обертання становить 23 год. 56 хв. 04 с. За цей час Земля здійснює повний оберт навколо своєї осі відносно зір. Тому, якщо орбіта супутника лежить у площині земного екватора, то він, обертаючись навколо Землі з тією ж кутовою швидкістю 15° за годину, як і Земля, увесь час перебуватиме «нерухомо» над певною точкою її поверхні. Таку орбіту називають *геостаціонарною*.

Аналіз показує, що штучний супутник буде обертатися навколо Землі, навіть перебуваючи на відстанях до 1,5 млн. км від неї, тобто радіус його орбіти може майже в чотири рази перевищувати відстань від Землі до Місяця. При більших розмірах великої півосі орбіти збурення з боку Сонця призводять або до переходу ШСЗ на орбіту з меншою відстанню до Землі, або ж він стає штучною планетою, яка обертається навколо Сонця. Сфера навколо планети, усередині якої супутник може перебувати у стані орбітального руху як завгодно довго, незважаючи на збурення з боку Сонця, називається *сферою Хілла*. Радіус сфери Хілла Землі відносно Сонця дорівнює 1,5 млн. км.

Таблиця 7.1

Параметри колових орбіт штучного супутника Землі

Період, T, хв.	Висота, H, км	Колова швидкість $V_к$, км/с	Зміщення по довготі за виток, ψ, град.	Кількість витків за добу n	Випередження (–) або запізнення (+) за добу, Δt, хв.	Зміщення по довготі за добу, Δl, град.
88	175	7,80	22,1	16,36	– 32	– 7,0
89	225	7,87	22,3	16,18	– 16	– 3,0
90	274	7,74	22,6	16,00	0	+1,0
91	324	7,71	22,8	15,82	+16	+5,0
92	373	7,68	23,1	15,65	+32	+9,0
94	470	7,63	23,6	15,52	– 30	– 6,5
96	567	7,58	24,1	15,00	0	+1,0
100	758	7,47	25,1	14,40	– 40	– 9,0
106	1041	7,33	26,6	13,58	+44	+12,0
112	1319	7,20	28,1	12,86	+16	+5,0
120	1681	7,03	30,1	12,00	0	+1,0

Примітка. Зміщення траєкторії ШСЗ за добу по довготі Δl обчислено без урахування повороту площини орбіти ШСЗ, зумовленого сплюснутістю Землі.

Як вже було сказано у розділі 6, існує також поняття другої космічної швидкості — швидкості, яку слід надати тілу маси m, щоб воно перебороло силу тяжіння центрального тіла маси M. Зіставлення формул (6.7) і (6.8) показує, що $V_п = \sqrt{2}V_к$. Визначити другу космічну (параболічну) швидкість можна з таких міркувань. Пробну частинку m, що перебуває на поверхні кулі радіуса R і маси M, треба кинути вгору з такою швидкістю $V_п$, щоб ця частинка перебороля силу тяжіння, тобто щоб її кінетична енергія $E_к = mV_п^2/2$ дорівнювала потенціальній енергії $E_п = G\,\mathrm{M}m/R$ (рис. 7.2). Прирівнявши ці вирази, знаходимо наведену вище формулу (6.8) для другої космічної швидкості. Підставивши в неї $\mathrm{M} = \mathrm{M}_\oplus$ та $R = R_\oplus$, обчислюємо, що для виходу за межі гравітаційного впливу Землі тіло повинно мати мінімальну швидкість $V_п = 11{,}2$ км/с.

Співвідношення $V_п = \sqrt{2}V_к$ можна використати для оцінки швидкості, потрібної для подолання сонячного тяжіння і виходу космічного зонда у міжзоряний простір. За допомогою формули (6.7) знаходимо, що колова швидкість Землі на її навколосонячній орбіті $V_к = 29{,}8$ км/с. Тоді параболічна швидкість відносно Сонця на відстані Землі від нього $V_п = \sqrt{2} \times 29{,}8$ км/с $= 42{,}1$ км/с. Отже, при виході зонда зі сфери притягання Землі його швидкість повинна перевищувати швидкість

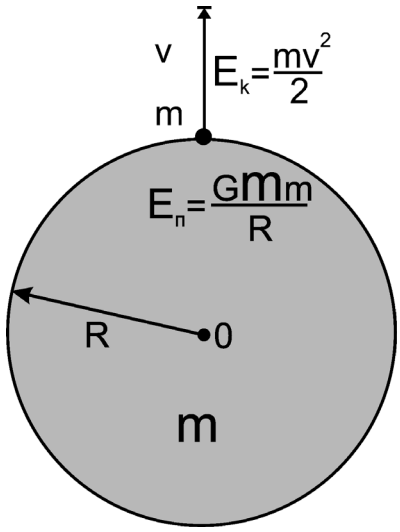


Рис. 7.2. Зіставлення потенціальної енергії $E_п$ маси m та її кінетичної енергії $E_к$, з якого випливає формула для другої космічної швидкості

руху Землі по її орбіті на значення додаткової швидкості (якщо запуск здійснюється у напрямі руху Землі) $V_{дод} = (42{,}1 - 29{,}8)$ км/с = 12,3 км/с.

Оскільки зонд запускають з поверхні Землі, то для визначення його стартової швидкості $V_{ст}$ (стартової кінетичної енергії $E_{ст} = mV_{ст}^2/2$) знаходять кінетичну енергію $E_п = mV_п^2/2$, потрібну для виведення зонда за межі земного притягання, і кінетичну енергію $E_{дод} = mV_{дод}^2/2$, завдяки якій зонд виходить за межі притягання Сонця. Так знаходять формулу для *третьої космічної швидкості* відносно Землі

$$V_{ст} = V_{III} = \sqrt{V_п^2 + V_{дод}^2}. \qquad (7.3)$$

При вказаних вище значеннях швидкостей $V_п$ і $V_{дод}$ обчислюємо, що $V_{III} = \sqrt{(11{,}2)^2 + (12{,}3)^2}$ км/с = 16,6 км/с.

При запуску зонда під кутом до площини екліптики реальне значення швидкості зростає. Для запуску зонда назустріч руху Землі йому слід надати стартову швидкість 72,8 км/с.

На практиці треба враховувати добове обертання Землі. При цьому лінійна швидкість точки запуску залежить від географічної широти і максимальна на екваторі (0,46 км/с).

7.2. Елементи практичної космонавтики

Основоположником космонавтики — науки про методи і засоби польотів людини у навколишній міжпланетний простір — вважають російського

ученого Костянтина Едуардовича Ціолковського (1875–1935), який розробив загальну теорію польоту у космічний простір за допомогою багатоступеневих ракет. Згодом вагомі внески в цю галузь науки здійснили і наші співвітчизники Юрій Васильович Кондратюк (1900–1942), Валентин Петрович Глушко (1908–1989) та Сергій Павлович Корольов (1907–1966).

Доцільно нагадати, що в основі розрахунків космічного польоту є рівняння руху тіла змінної маси

$$\frac{d(mV)}{dt} = (V - u)\frac{dm}{dt}, \tag{7.4}$$

де m — маса ракети; V — її швидкість; u — швидкість вилітання продуктів згоряння з сопла ракети; t — час. Рівняння зводять до вигляду:

$$m\frac{dV}{dt} = -u\frac{dm}{dt}, \tag{7.5}$$

а його розв'язок названо *формулою Ціолковського*

$$V = u\ln z, \tag{7.6}$$

де $z = Q_{ст}/Q_к$ — число Ціолковського — відношення початкової (стартової) маси ракети $Q_{ст}$ до кінцевої $Q_к$. $Q_{ст}$ — це маса самої ракети, пального і корисного вантажу, $Q_к$ — маса ракети і корисного вантажу q. Введені ще такі дві характеристики: $Q_{ст}/q = p$ — відношення стартової маси ракети з пальним і корисним вантажем до маси корисного вантажу q, а також технічну характеристику ракети s, що є відношенням маси ракети з пальним до маси ракети без пального. Підставляючи ці параметри у формулу (7.6), знаходимо, що

$$p = z\frac{s-1}{s-z}. \tag{7.7}$$

Не аналізуючи реальні ракетні системи, зауважимо, що сучасне ракетне пальне дає швидкість витоку газів з сопла ракети $u \approx 2{,}5$ км/с, максимальне число Ціолковського $z \approx 6$, для сучасних ракет $s \le 10$ і в середньому можна прийняти $s \approx 5$. Тому й максимально можлива швидкість (7.6) одноступеневої ракети $V \le 4$ км/с. Звідси й потреба у багатоступеневих ракетах. Якщо кількість ступенів ракети n, то формула Ціолковського і співвідношення між характеристиками окремих ступенів p_i, z_i, s_i та u_i такі

$$V = \sum_{i=1}^{n} u_i \ln z_i = u \ln Z, \tag{7.8}$$

де

$$Z = \prod_{i=1}^{n} z_i; \;\; P = \prod_{i=1}^{n} p_i; \tag{7.9}$$

а якщо всі p_i, z_i і s_i однакові, то $Z = z^n$, $P = p^n$, так що:

$$P = Z\left(\frac{s-1}{s-\sqrt[n]{Z}} \right)^n. \tag{7.10}$$

З формули Ціолковського випливає, що:

$$Z = e^{V/u}, \tag{7.11}$$

тому співвідношення для оцінки повної відносної маси (відношення повної стартової маси ракети до корисного вантажу, який вийшов на орбіту) таке:

$$P = e^{V/u}\left(\frac{s-1}{s-e^{V/nu}} \right)^n. \tag{7.12}$$

Ця формула і дає змогу наближено оцінити стартову масу Q ракети при заданій масі корисного вантажу q і кількості ступенів n.

У наведених тут формулах V — певна характеристична швидкість, яку надалі позначимо V_x. При її обчисленні враховують, передусім, роботу виведення супутника на висоту $H = r - R$ (R — радіус Землі), що відповідає різниці потенціальних енергій:

$$A_H = q(g_0 R - gr) = qg_0 R\left(1 - \frac{R}{r} \right), \tag{7.13}$$

де g — прискорення сили тяжіння. Цю роботу можна визначити за деякою швидкістю $V_П$, так що:

$$A_H = \frac{qV_П^2}{2}; \;\; V_П^2 = 2g_0 R\left(1 - \frac{R}{r} \right); \tag{7.14}$$

По-друге, слід врахувати роботу $A_к = qV_к^2/2$, затрачену для надання супутнику колової швидкості $V_к$. Тому $V_x = \sqrt{V_П^2 + V_к^2}$, або $V_x = 11{,}2\sqrt{1 - R/2r}$, км/с, а це якраз і є узагальненням формул (6.7) і (6.8).

Проте насправді затрати енергії при виведенні супутника на орбіту дещо більші (на близько 10%), оскільки при підйомі ракети їй доводиться переборювати опір повітря та змінювати напрям руху.

Прийнявши, що $V = 9$ км/с, $u = 2{,}4$ км/с, $n = 4$, $s = 4{,}7$ для всіх ступенів, знайдемо $Z = 42{,}5$, $P = 372$. Отже, якщо на орбіту супутника виводиться корисний вантаж $q = 300$ кг чотириступеневою ракетою, то стартова вага ракети $Q = 0{,}3 \cdot 372$ т $= 112$ т.

Заслуговує на увагу точність запуску ракет при виведенні на орбіту супутників та автоматичних міжпланетних станцій. У першому випадку похибки у швидкості не можуть перевищувати 10 м/с, а в куті між вектором швидкості і радіус-вектором — $\pm 25'$. При запуску ракети в бік Місяця похибка відповідно декілька метрів за секунду у швидкості, а в куті — $\pm 6'$. Тому часто здійснюють проміжну корекцію орбіти апарата, його маневрування в космічному просторі.

7.3. Умови видимості штучного супутника Землі

Важливою характеристикою орбіти супутника, що визначає умови його перебування над горизонтом спостерігача, є кут i нахилу орбіти до площини земного екватора (рис. 7.3). У той час, коли супутник рухається по орбіті, Земля «під ним» безупинно обертається навколо своєї осі. На поверхні планети можна накреслити проекцію траєкторії супутника — місце точок, в яких спостерігач має можливість у певний момент бачити його у зеніті (рис. 7.4).

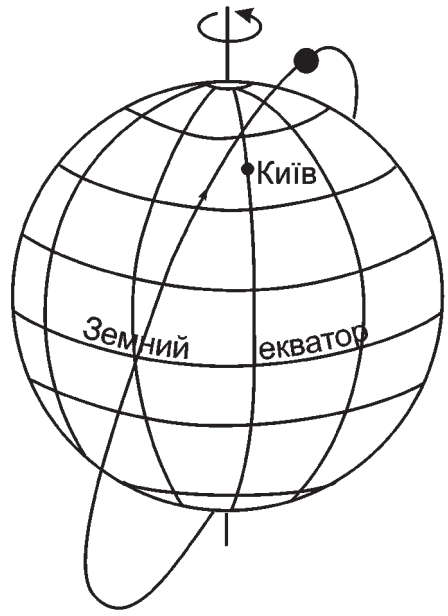


Рис. 7.3. Схема орбіти штучного супутника Землі, запущеного під кутом $i = 65^\circ$ до площини земного екватора

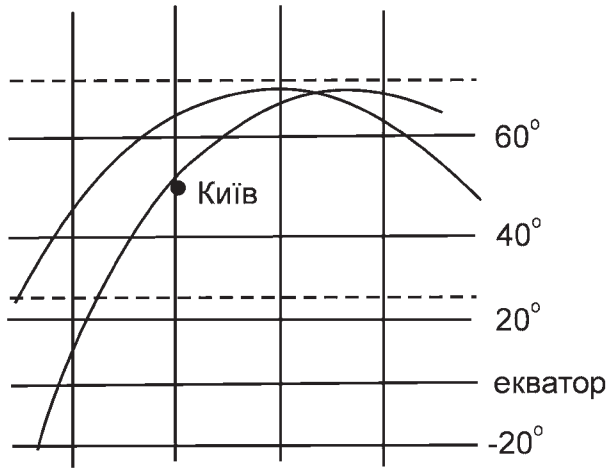


Рис. 7.4. Проекції траєкторії супутника на земну поверхню при $i = 65°$

Слід зважати і на такі дві обставини. У зв'язку з видимим рухом Сонця по екліптиці приблизно на 1° за добу Земля відносно зір за згаданий проміжок часу повертається на 361°. За 1 хв. Земля повернеться на кут 361°/1440 (у добі 1440 хв.), а за період обертання супутника T — на кут $\psi = 0{,}25°T$. Зокрема, при $T = 89$ хв. $\psi = 22{,}3°$, при $T = 92$ хв. $\psi = 23{,}1°$ (див. таб. 7.1). Крім того, оскільки Земля не є кулею, а дещо сплюснута біля полюсів, то за рахунок припливного ефекту за кожен оберт супутника площина його орбіти повертається назустріч рухові супутника на кут $\omega = -0{,}6°\left(\frac{R}{R+H}\right)^2 \times \cos i$. Отже, у цілому за один оберт Земля відносно площини руху супутника повернеться на кут $\Phi \cong 0{,}25°T - \omega$. На стільки ж зміститься на захід проекція траєкторії супутника на поверхню Землі.

Нехай далі φ — географічна широта спостерігача. Очевидно, що при $\varphi < i$ супутник проходить поблизу спостерігача, рухаючись у напрямі з південного заходу на північний схід (так званий *висхідний виток*), або ж з північного заходу на південний схід (*низхідний виток*), перетинаючи напрям меридіана спостерігача під кутом $q = \arcsin[\cos i \cdot \sec\varphi]$ (рис. 7.5). Якщо, припустимо, $\varphi = 49°$, $i = 65°$, то $q = 40°$, при $i = 52°$ для того ж спостерігача $q = 70°$. У випадку $\varphi > i$ спостерігач бачить супутник лише у південній частині неба.

Період обертання супутника здебільшого буває несумірним з тривалістю доби. Наприклад, якщо $T = 89$ хв., то 1440 : 89 = 16,14. Тобто супутник здійснює повних 16 обертів (витків) на орбіті за проміжок часу 89×16 = 1424 хв. і з'являється над горизонтом на $\Delta t = 1440 - 1424 = 16$ хв. раніше, ніж це було попереднього дня. Проекція цього витка зміщена на схід на кут $\Delta l = 361° - 16\Phi$, наступного 17-го — на захід на кут $\Delta l = 17\Phi - 361°$.

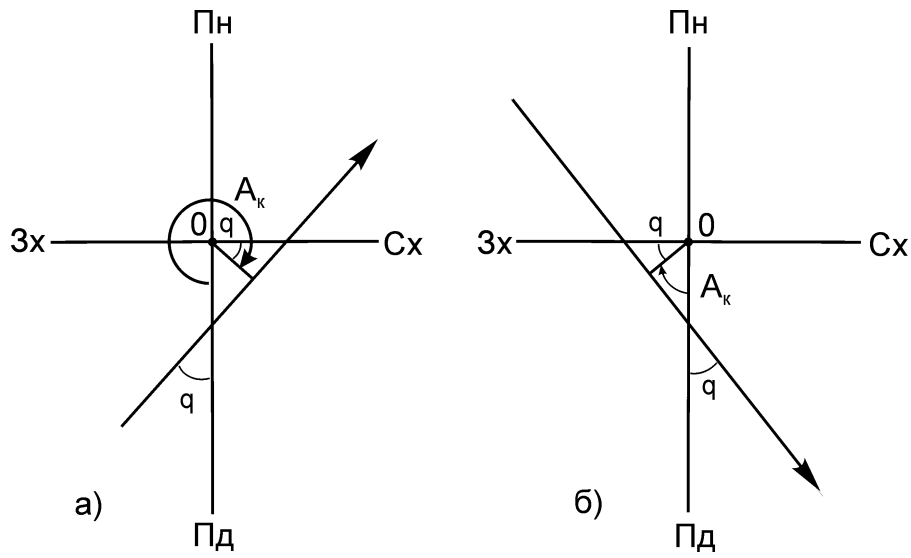


Рис. 7.5. Проекція висхідного (*а*) і низхідного (*б*) витків на поверхню Землі. *О* — положення спостерігача; $A_к$ — азимут точки найкоротшої відстані до супутника

Тому для передбачень появи супутника над горизонтом слід підібрати найближчий східний і західний витки (n_0 та $n_0 + 1$), обчислити поправки Δt і Δl та додати їх до відповідних значень моменту проходження і довготи проекцій орбіти ШСЗ на паралель спостерігача, тобто до t_0 і l_0:

$$t = t_0 + \Delta t; \quad l = l_0 + \Delta l. \tag{7.15}$$

Поправки Δt і Δl доцільно обчислити для цілого набору періодів T за формулами:

— для східного витка

$$\Delta t = Tn_0 - 1440 \text{ хв.};$$

$$\Delta l = (0{,}25^\circ T - \omega)n_0 - 361^\circ; \tag{7.16}$$

— для західного витка

$$\Delta t = T(n_0 + 1) - 1440 \text{ хв.};$$

$$\Delta l = (0{,}25^\circ T - \omega)(n_0 + 1) - 361^\circ \tag{7.17}$$

і зобразити їх графічно (рис. 7.6).

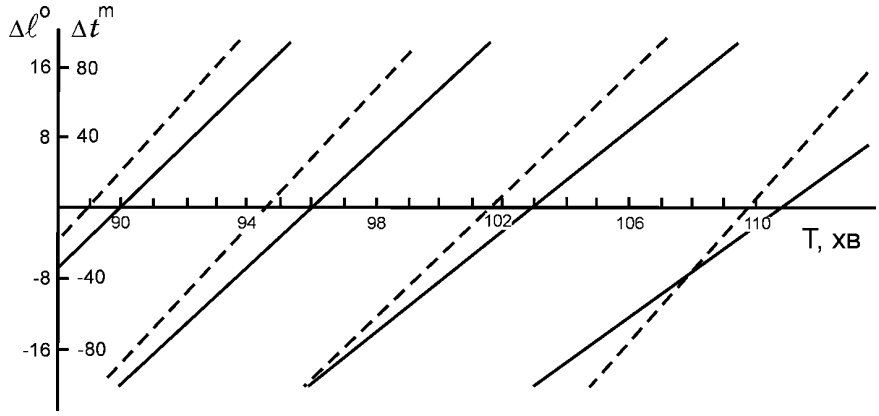


Рис. 7.6. Графік поправок Δt (суцільна лінія) і Δl (штрихова) для обчислення моментів і місця проходження ШСЗ при $i = 52^\circ$

Знаючи висоту ШСЗ H над поверхнею Землі, неважко визначити його очікувану висоту над горизонтом у меридіані та в напрямі найкоротшої відстані до нього $h_м$ і $h_к$. Азимут найкоротшої відстані знаходимо за формулами $A_к = 90^\circ + q$ або $A_к = 270^\circ + q$ для висхідного і $A_к = 90^\circ - q$ або $A_к = 270^\circ - q$ для низхідного витків. Відповідні формули запишемо як:

$$h_м = \operatorname{arctg}\left[\frac{360^\circ H}{2\pi R l \cos\varphi}\operatorname{tg} q\right];$$
$$h_к = \operatorname{arctg}\left[\frac{360^\circ H}{2\pi R l \cos\varphi \cos q}\right], \qquad (7.18)$$

де l — відносна довгота підсупутникової точки на паралелі спостерігача (її слід для конкретності вважати від'ємною, якщо ШСЗ проходить на схід від спостерігача). Її визначають за наведеними тут формулами для кожного проходження; R — радіус Землі. Ці формули придатні, якщо $H < R[\sec(i - \varphi) - 1]$. Результати відповідних обчислень можна навести у вигляді таблиць або графічно (рис. 7.7).

7.4. Польоти космічних апаратів до Місяця і планет

Як знаємо, Місяць знаходиться глибоко у сфері притягання Землі. Тому тут можливі різні варіанти траєкторій польоту. Перші два послані до Місяця апарати (запущені 2 січня та 12 вересня 1959 р.) рухалися по гіперболічних геоцентричних орбітах, перший апарат через 34 год. після старту прой-

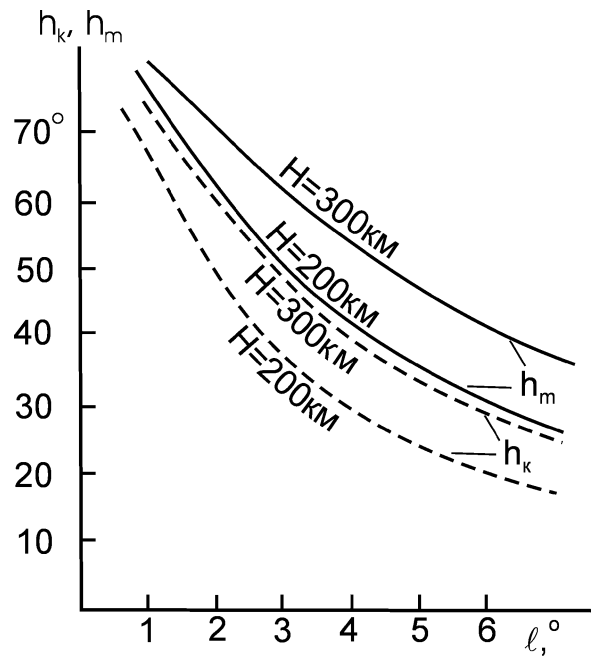


Рис. 7.7. Значення висоти ШСЗ у меридіані $h_м$ (суцільна лінія) і найкоротшої відстані $h_к$ (штрихова) при $i = 65°$ залежно від кутової відстані l підсупутникової точки від спостерігача при $H = 200$ і 300 км, $\varphi = 49°$

шов на відстані близько 6000 км від Місяця, другий через 39 год. досягнув його поверхні.

Більше ніж півсотні космічних апаратів уже запущено в бік Місяця. Одні з них виходили на орбіту супутника Місяця, інші облітали його з поверненням на Землю. За допомогою ракети «Сатурн-5» у США виконано програму «Аполлон», за якою 12 астронавтів побували на поверхні Місяця. Зауважимо, що стартова маса цієї ракети становила 2950 т, маса її першого ступеня — 2280 т (маса пального — 2149 т), другого — 485 т (пального — 444 т), третього — 122 т (107 т пального). Маса корисного вантажу корабля «Аполлон» 49,8 т. Висота ракети при старті 111 м.

Першу автоматичну міжпланетну станцію спрямовано в бік Венери в СРСР у 1961 р., у бік Марса — у 1962 р. Найменші енергетичні зусилля потрібні при запуску АМС по напівеліптичній траєкторії, яка називається *гоманівською* (за іменем німецького вченого В. Гоманa), або *котангенціальною*. Друга назва говорить про те, що орбіти АМС і планети-цілі дотикаються, причому це відбувається в точці, протилежній до положення Землі відносно Сонця (рис. 7.8). У цьому випадку значення великої півосі орбіти АМС дорівнює $a_А = 1/2\cdot(a_Т + a_Р)$, де $a_Т$ і $a_Р$ — відповідно великі півосі орбіти Землі і планети. Тривалість польоту АМС $\Delta t_А$ визначають з третього закону Кеплера (4.4). Оскільки сидеричний період $T_А$ обертання АМС навколо Сонця

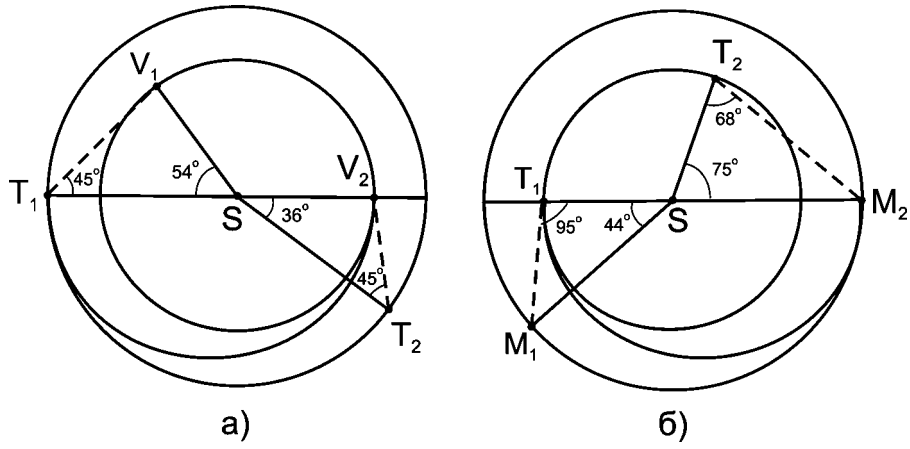


Рис. 7.8. Гоманівські траєкторії польоту автоматичної міжпланетної станції до Венери (*а*) і Марса (*б*). Вказано взаємне положення планет і Землі в момент старту («1») і фінішу («2») АМС

по цій орбіті дорівнював би $a_A^{3/2}$ (де a_A — в астрономічних одиницях), то $\Delta t_A = 1/2T_A$ років (цю величину, зрештою, зручніше вимірювати у добах N_A).

Зокрема, при запуску АМС до Венери $a_A = 1/2\cdot(1{,}00 + 0{,}72) = 0{,}86$ а. о., $T_A = 0{,}797$ року, так що $\Delta t_V = 0{,}399$ року або $N_V = 146$ діб. При запуску АМС до Марса $a_A = 1{,}26$ а. о., $T_A = 1{,}418$ року, $\Delta t_M = 0{,}709$ року і $N_M = 259$ діб.

Ось яким буде взаємне положення планети і Землі в момент старту АМС та її фінішу при знайденій вище тривалості польоту N_P. Передусім беремо до уваги, що кожна з планет рухається по орбіті з певною кутовою швидкістю $\omega = 360^\circ/T$, де T — її сидеричний період обертання навколо Сонця. Для Венери V, Землі T і Марса M відповідно $\omega_V = 1{,}6^\circ$/добу, $\omega_T \approx 1^\circ$/добу, $\omega_M = 0{,}52^\circ$/добу.

Якщо тривалість польоту АМС по гоманівській траєкторії дорівнює N_P діб, то кут між радіус-векторами Землі і планети P у найсприятливіший для старту момент визначають з очевидного співвідношення:

$$\psi = 180^\circ - \omega_P N_P. \tag{7.19}$$

Неважко також визначити взаємне положення планети і Землі в момент фінішу АМС. Оскільки за N_P діб АМС проходить кут 180°, а Земля — $\omega_T N_P$, то за N_P діб планета P випереджує Землю на кут:

$$\varphi = 180^\circ - \omega_T N_P. \tag{7.20}$$

Положення планет Венери і Марса в момент старту і фінішу АМС та кути ψ і φ показано на рис. 7.8. У момент старту АМС відстань від Землі до Венери по прямій близько 120 млн. км, до Марса — 160 млн. км. АМС про-

ходить шлях по гоманівській траєкторії до Венери 350 млн. км, до Марса — 500 млн. км. Визначити наперед сприятливі дати для старту АМС в бік тої чи іншої планети можна за допомогою даних про положення планет з астрономічних щорічників. Зокрема для Венери — це момент її найбільшої східної елонгації.

Тривалість очікування умов, сприятливих для повернення з планети назад до Землі, визначають так. Оскільки в задачах кінематики знак часу t можна замінити на протилежний (поміняти місцями початок і кінець явища), то картина польоту АМС від планети до Землі буде дзеркальним відображенням рис. 7.8 (рис. 7.9). Тобто для старту АМС з планети P треба, щоб різниця геліоцентричних довгот Землі λ_T і планети λ_P дорівнювала φ_P. Таким чином, при старті з Венери Земля у своєму русі навколо Сонця повинна знаходитися попереду неї на кут $\varphi_V = 36^\circ$, при старті з Марса — позаду нього на кут $\varphi_M = 75^\circ$.

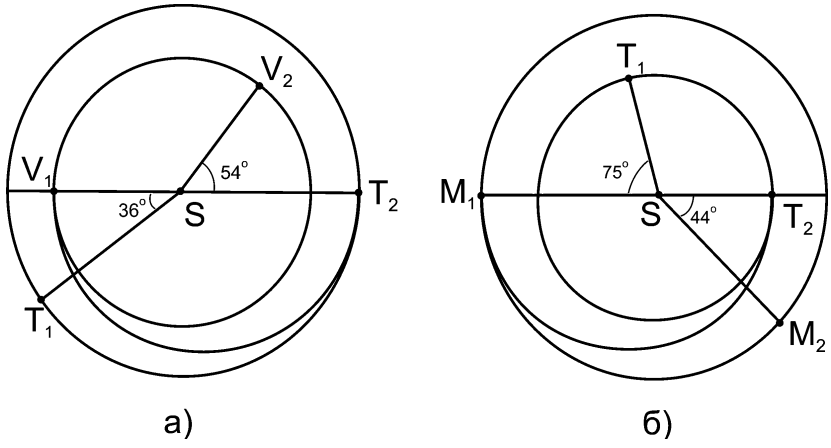


Рис. 7.9. Гоманівські траєкторії для повернення на Землю (порів. з рис. 7.8)

Отже, у випадку експедиції до Венери співвідношення між фінішними значеннями геліоцентричних довгот Венери і Землі $\lambda_V^{(0)} = \lambda_T^{(0)} + 36^\circ$, тоді як у момент старту з Венери $\lambda_V^{(1)} = \lambda_T^{(1)} - 36^\circ$. На момент часу t від якогось вихідного пункту відліку (тут — від прибуття експедиції до планети) довготи планети і Землі визначають через кутові швидкості так:

$$\lambda_V = \lambda_V^{(0)} + \omega_V t - 360^\circ k;$$

$$\lambda_T = \lambda_T^{(0)} + \omega_T t - 360^\circ (k - 1). \qquad (7.21)$$

Тут передбачено, що нижня планета зробить на один оберт більше, щоб через певний момент часу t_P довготи планети і Землі мали відповідні зна-

чення $\lambda_{\text{Р}}^{(1)}$ і $\lambda_{\text{Т}}^{(1)}$. При цьому повні цикли по 360° виключаються, оскільки після досягнення довготи 360° її відлік знову починається від 0°. Так отримуємо загальну формулу для визначення часу очікування на планеті моменту, сприятливого для повернення на Землю,

$$t_{\text{Р}} = \frac{360° - 2\,|\,\varphi_{\text{Р}}\,|}{|\,\omega_{\text{Р}} - \omega_{\text{Т}}\,|}. \qquad (7.22)$$

Тут позначення || вказує на те, що слід узяти модуль числа. Очевидно, повний час експедиції до будь-якої планети від старту до повернення корабля на Землю складається з тривалості польоту до неї $\Delta t_{\text{А}}$, тривалості перебування поблизу планети t_{P} і тривалості польоту по гоманівській траєкторії назад $\Delta t_{\text{А}}$, тобто:

$$t_{експ} = \Delta t_{\text{А}} + t_{\text{Р}} + \Delta t_{\text{А}} = 2\Delta t_{\text{А}} + t_{\text{Р}}. \qquad (7.23)$$

Зокрема, при експедиції до Венери t_{p} = 480 діб, до Марса t_{p} = 438 діб. Отже, повний час мандрівки до Венери з поверненням на Землю триватиме близько 770 діб, до Марса — 956 діб.

Очевидно, якщо плани таких експедицій і будуть реалізовані, то не швидше як через 25–30 років. До того часу планети вивчатимуть за допомогою автоматичних міжпланетних станцій. У зв'язку з цим згадаємо про політ поблизу Юпітера, Сатурна, Урана і Нептуна космічного апарата «Вояджер-2», рух якого по складній траєкторії коригували з використанням збурень його орбіти тою планетою, до якої він у певний момент наближався.

7.5. Практичні здобутки космонавтики

Штучні супутники Землі та автоматичні міжпланетні станції, як правило, мають на борту різноманітну наукову апаратуру. Завдяки цьому істотно змінилися і доповнилися наші уявлення про перебіг процесів в атмосферах зір та в міжпланетному і міжзоряному просторі.

Водночас космічні апарати широко використовують при вирішенні багатьох практичних проблем, що стоять перед людством сьогодні. Ось декілька прикладів.

Космічне землезнавство. Сучасна апаратура дає змогу на невеликій фотографії розміром 6×6 см, зробленій з висоти 250 км, виявити понад 100 млн. окремих деталей. При цьому застосовують багатозональне фотографування — дослідження поверхні Землі в окремих спектральних інтервалах. Тому з космічної висоти вдається виявити такі особливості структури чи стану, які не помітні для спостерігача з поверхні Землі чи з літака. Важливу роль тут відіграють телевізійні методи, що не вимагають повер-

нення космічного апарата на Землю, дослідження в інфрачервоному та мікрохвильовому діапазонах (останні проводять незалежно від наявності хмарного покриву). Оскільки ж мікрохвильове радіовипромінювання (діапазон 0,3–30,0 см) формується у певному шарі грунту, то це дає змогу вивчати фізичний стан земної поверхні до глибини 10 м, виявляти стан вологості грунту тощо.

Космічні методи дають змогу оцінювати товщину снігового покриву і таким чином — наявні запаси вологи, вивчати снігові лавини і гірські льодовики, склад і стан грунтів та форми їх використання, у цілому прогнозувати майбутній урожай, вивчати райони захворювань рослин (наприклад, виявляти ранню стадію захворювання цукрового буряка), за кількістю опалого листя — визначати ступінь ураження лісу комахами. Спостереження з космосу допомагають виявляти спрацьованість шосейних доріг і злітно-посадкових смуг на аеродромах.

Тими ж методами контролюють стан навколишнього середовища; легко виявляють димові шлейфи лісових, торфяних і степових пожеж, визначають розмір і напрям руху пожежі. З космічної висоти добре помітне забруднення атмосфери (пилові бурі, димові факели заводів, теплових електростанцій тощо, можна визначити хімічний склад компонентів диму) і водяних басейнів (розрізняють хімічне і біологічне забруднення). Методи космічної зйомки дають змогу оновлювати та уточнювати географічні карти, оскільки берегова лінія багатьох замкнутих морів (як-от Каспійського, Аральського) пересувається, зміщуються межі лісів і пустель, ростуть міста, створюються нові водоймища. Усе це значно легше зареєструвати з борта ШСЗ.

За допомогою ШСЗ уже ведуться пошуки корисних копалин. З високою точністю визначають координати окремих пунктів Землі, з'ясовують швидкості відносного руху окремих материків, руху земної кори. Саме завдяки спостереженням з космосу уточнено форму Землі (виявлено, що південний полюс Землі знаходиться на 30 м ближче до її центра, ніж північний).

Навігаційні супутники. З розвитком мореплавства розроблялися найрізноманітніші методи навігації з використанням найновіших досягнень науки. Це гірокомпас, радіосекстант (за його допомогою, знаючи положення Сонця над горизонтом, можна визначити місцезнаходження корабля при хмарній погоді). Однак незрівнянно точніше визначають координати океанського лайнера шляхом прийому радіосигналів від ШСЗ (рис. 7.10). Похибка в положенні корабля тут не перевищує 10–15 м. В імпульсних сигналах ШСЗ, що реєструються, зашифровано час передачі кожного імпульсу і відповідне йому знаходження супутника. Невелика електронно-обчислювальна машина, що є на кораблі, проводить всі потрібні обчислення. Визначивши своє положення, штурман за допомогою радіо передає його на борт супутника. Туди надходить інформація і від інших кораблів. Так кожен капітан може мати відомості про те, де перебувають його сусіди, куди і з якою швидкістю вони рухаються.

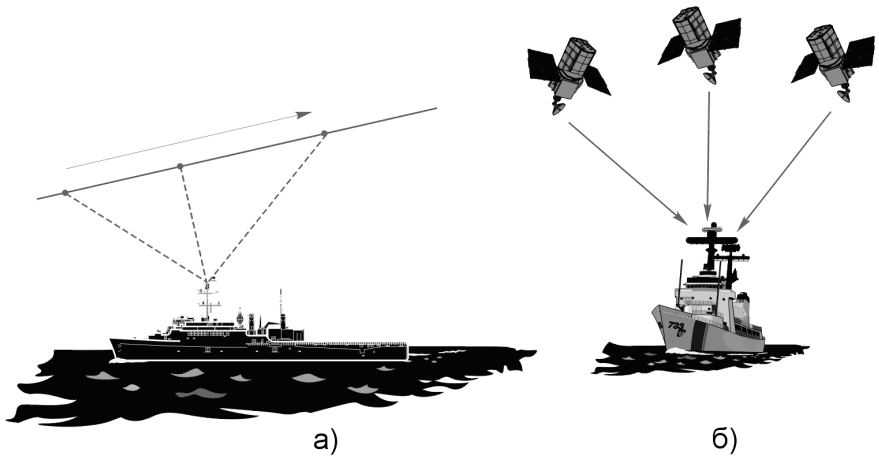


Рис. 7.10. Схема визначення місцезнаходження корабля в океані шляхом прийому радіосигналів від ШСЗ у три моменти часу (*а*) та від трьох ШСЗ одночасно (*б*)

Окремі пароплавні компанії використовують ШСЗ для передачі на берег завчасно усієї документації, що стосується транспортних вантажів. А це значно скорочує час розвантажування (і простою) суден.

Надзвичайно перевантажена служба управління повітряним рухом. Наприклад, у 1968 р. над територією США в повітрі одночасно перебувало близько 13 000 літаків, у 1980 р. — понад 22 000, а в 2000 р. їх було близько 100 000. Кожному з них наземна служба повинна своєчасно надати вільний «коридор польоту» та забезпечити посадку. Значною мірою усі труднощі керування польотами усувають за допомогою стаціонарних ШСЗ. Радіосигнали з літака передаються на декілька супутників, а звідти ретранслюються на наземну станцію керування повітряним рухом. Електронно-обчислювальна машина наземної станції аналізує ситуацію і відповідні команди передає на борт повітряного лайнера (рис. 7.11).

Космічна метеорологія. Прогноз погоди потрібний для всіх галузей господарства кожної країни. Наприклад, за підрахунками вчених США, підвищення точності метеорологічного прогнозу всього на 10% дає для цієї країни щорічну економію у декілька сотень мільйонів доларів.

Систематичні щоденні спостереження за всіма змінами погоди ведуть на Землі 8 тис. метеорологічних станцій, за допомогою понад 3 тис. літаків і 4 тис. спеціальних кораблів. За їхніми даними складають так звані синоптичні карти, які використовують для прогнозів погоди. Проте розташування цих пунктів спостережень за змінами погоди нерівномірне, якщо брати до уваги всю планету. Саме метеорологічні супутники здатні оглядати всю планету і своєчасно передавати на її поверхню потрібну інформацію. Ці супутники вивчають стан земної атмосфери, зміну з висотою в ній температури,

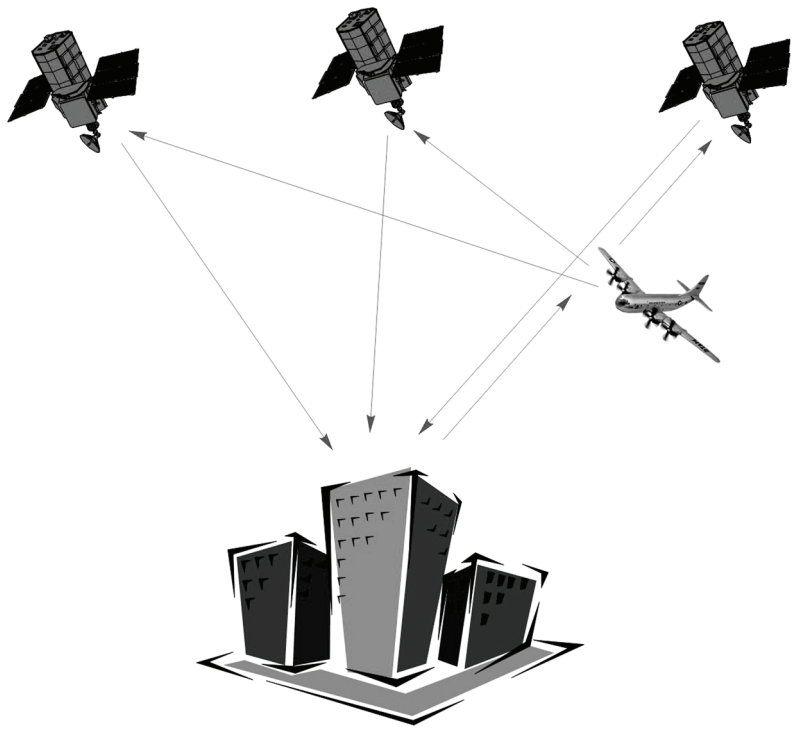


Рис. 7.11. Схема керування польотом літака за допомогою декількох ШСЗ і наземної станції

концентрації водяної пари, детально аналізують особливості хмарного покриву. Зокрема, вони дають змогу своєчасно виявити місце зародження і напрям та швидкість тайфунів, яких в Атлантичному океані щороку зароджується близько 12, а в Тихому — удвічі більше. Потужність однієї такої стихії — 7 млрд. кінських сил. Налітаючи на берег, тайфун піднімає рівень води до 37 м, водночас заливаючи все зверху проливним дощем. Матеріальні збитки від одного урагану досягають 2 млрд. доларів. Тепер за допомогою супутників їх виявляють завчасно, оскільки з висоти орбіти супутника цей велетенський вихор добре помітний. З'ясувавши напрям і швидкість його пересування, можна уникнути чималих втрат.

Супутники зв'язку. У наш час на земній кулі працює близько 10 тис. радіо- і щонайменше 1 тис. телевізійних станцій. Щоденно у світі відбувається понад 2 млрд. телефонних розмов, з них близько 20 млн. міжміських, 200 тис. міжнародних і понад 100 тис. міжконтинентальних. Усі наявні системи наземного зв'язку перевантажені, їх розширення вимагало б величезних затрат.

Проблему вирішують значно дешевше за допомогою супутників зв'язку. На такому апараті встановлюють ретранслятори, які приймають сигнали з Землі, посилюють їх і передають назад на Землю. Наземні станції зв'яз-

ку вловлюють сигнали, підсилюють їх, змінюючи при цьому частоту й усуваючи шуми, і направляють абонентам. Прикладом є супутник зв'язку «Інтелсат-6» — космічний апарат, що належить консорціуму «Інтелсат», послугами якого користуються 117 держав. Такий супутник упродовж більше ніж десяти років забезпечує двобічний радіотелефонний зв'язок на 120 тис. каналів, а також передачу телевізійних програм тощо. Супутники такого типу виводять на геостаціонарну орбіту.

Супутники зв'язку забезпечують і потреби освіти та професійно-технічного навчання, використовуються для передач текстів газет на великі відстані.

Космічно-орбітальна індустрія. Умови на борту штучного супутника Землі істотно відрізняються від тих, що є на земній поверхні. Там відсутня сила тяжіння, а за бортом — глибокий вакуум. Це дає змогу здійснювати там такі технологічні операції та експерименти, які в принципі неможливо виконати в земних лабораторіях.

Наприклад, сьогодні надзвичайно важливе місце в усіх галузях техніки зайняли *сплави* та *монокристали*. Однак у земних умовах, де діє сила тяжіння, при виготовленні сплавів важчі елементи осідають донизу, легші піднімаються догори, тому створити однорідний матеріал дуже важко. Однак їх можна отримувати на борту космічного корабля. Там же можна отримувати *пінометали* — матеріали, що мають, скажімо, 12% сталі і 88% газу (спінюють рідкий метал газом і потім охолоджують). Цей матеріал плаває у воді, наче дерево, однак у декілька разів міцніший від найліпших сортів сталі. Поєднанням матеріалів з легкоплавкої основи, в яку вкраплені зерна або волокна з тугоплавкого матеріалу, можна отримувати довговічні алмазно-абразивні інструменти з високими різальними властивостями, композиції з металу та ниткоподібних кристалів, що витримують навантаження значно більші, ніж залізобетон чи найміцніші сорти сталі. Кристали, вирощені на орбітальній станції, широко застосовують в електроакустичній і високочастотній техніці, у напівпровідниковій мікроелектроніці та обчислювальних машинах, у радіоелектронній та електротехнічній промисловості.

В умовах невагомості можна отримати особливо чисті ліки і вакцини, оскільки забруднення бактеріальної культури усувається завдяки відсутності як осадків із загиблих мікробів, так і піноутворення.

Загалом очікують, що завдяки експериментам на борту орбітальних станцій буде отримано матеріали, які ще не траплялися на Землі, буде виявлено багато несподіваних ефектів і закономірностей.

Частина IV

ОСНОВИ ТЕОРЕТИЧНОЇ ТА ПРАКТИЧНОЇ АСТРОФІЗИКИ

Астрофізика — це розділ астрономії, який вивчає фізичну природу, хімічний склад, походження та еволюцію об'єктів Всесвіту. Становлення астрофізики як науки відноситься до середини XIX століття. Успіхи астрофізики значно зумовлені досягненнями у галузі астроспектроскопії — підрозділу астрофізики, предметом дослідження якого є спектри зір та інших небесних об'єктів. Отримання високоякісного спектрального матеріалу стало можливим завдяки впровадженню у практику наукових досліджень фотографічних, фотоелектричних та твердотільних приймачів випромінювання, яке надходить до спостерігача від певного світила (чи з певної ділянки неба).

Астрофізика поділяється на окремі підрозділи: фізику Сонця, фізику зір і зоряних атмосфер, фізику міжзоряного середовища, фізику планет, фізику метеорних явищ, фізику космічних променів, фізику газових туманностей, релятивістську астрофізику тощо. Наприклад, релятивістська астрофізика вивчає космічні об'єкти, для яких істотними є ефекти теорії відносності (вони стають помітними за великих швидкостей і сильних гравітаційних полів). Типовими об'єктами тут є білі карлики, нейтронні зорі, чорні діри, гравітаційні лінзи, Всесвіт у цілому.

Розділ 8

ЕЛЕМЕНТИ ТЕОРЕТИЧНОЇ АСТРОФІЗИКИ

8.1. Електромагнітне випромінювання

Усю інформацію про явища і процеси, що відбуваються у навколишньому Всесвіті, отримуємо шляхом реєстрації *фотонів* — елементарних частинок, які не мають маси спокою і рухаються зі швидкістю світла $c = 300\,000$ км/с. У фотона найяскравіше виражена подвійність основних рис елементарних частинок: він поширюється як електромагнітна хвиля, але поглинається і випромінюється як окрема частинка. Кожен фотон несе певну порцію (квант) енергії $\varepsilon = h\nu$, де h — *стала Планка*, ν — частота електромагнітного коливання. При необхідності замість частоти використовують довжину хвилі $\lambda = c/\nu$. Дотепер в астрономії довжини хвиль видимого випромінювання, а також випромінювання на коротших хвилях вимірюють в ангстремах ($1\ Å = 10^{-8}$ см $= 10^{-10}$ м $= 0{,}1$ нм). Нагадаємо, що фотони, для яких довжина хвилі $\lambda < 0{,}1$ Å (частота більша за $3\cdot10^{19}$ Гц), називаються *гамма-квантами* (γ-кванти). Випромінювання з довжиною хвилі від 0,1 до 100 Å називається *рентгенівським*. Частота рентгенівського випромінювання знаходиться у діапазоні від $3\cdot10^{19}$ Гц до $3\cdot10^{16}$ Гц. Більш високочастотне випромінювання у цьому діапазоні називається жорстким, а менш високочастотне — м'яким рентгенівським випромінюванням. Діапазон спектру від 100 Å до 3900 Å (частоти від $3{,}0\cdot10^{16}$ Гц до $7{,}7\cdot10^{14}$ Гц) припадає на *ультрафіолетове* випромінювання. *Видиме світло* — це випромінювання з довжинами хвиль від 3900 Å до 7600 Å ($7{,}7\cdot10^{14}$ — $3{,}9\cdot10^{14}$ Гц). Наступним є *інфрачервоне випромінювання* з довжиною хвилі в інтервалі $\lambda = 7{,}6\cdot10^{3} - 10^{7}$ Å (0,10 см), тобто від $3{,}9\cdot10^{14}$ Гц до $3\cdot10^{11}$ Гц. Нарешті, *радіохвилі* з довжинами від 0,1 см до 1000 км і більше замикають спектральний діапазон електромагнітного випромінювання. Частота коливання для радіохвиль менша за $3\cdot10^{11}$ Гц.

Як бачимо, світлове випромінювання, яке ми сприймаємо оком, займає лише незначну частину надзвичайно широкого діапазону електромагнітних

хвиль, що виникають в атмосферах зір і в міжзоряному середовищі. Земна атмосфера неоднаково поглинає хвилі різної довжини. Найбільшого поглинання зазнають гамма-, рентгенівські, ультрафіолетові й інфрачервоні промені, тому телескопи, що призначені для їх реєстрації, доцільно встановлювати на космічних апаратах. Лише у видимому та в радіодіапазоні електромагнітне випромінювання досить вільно проходить земну атмосферу і досягає її поверхні (рис. 8.1). Лінія на цьому рисунку дає уяву про ту мінімальну висоту в атмосфері Землі, до якої ще доходить випромінювання у відповідному спектральному діапазоні.

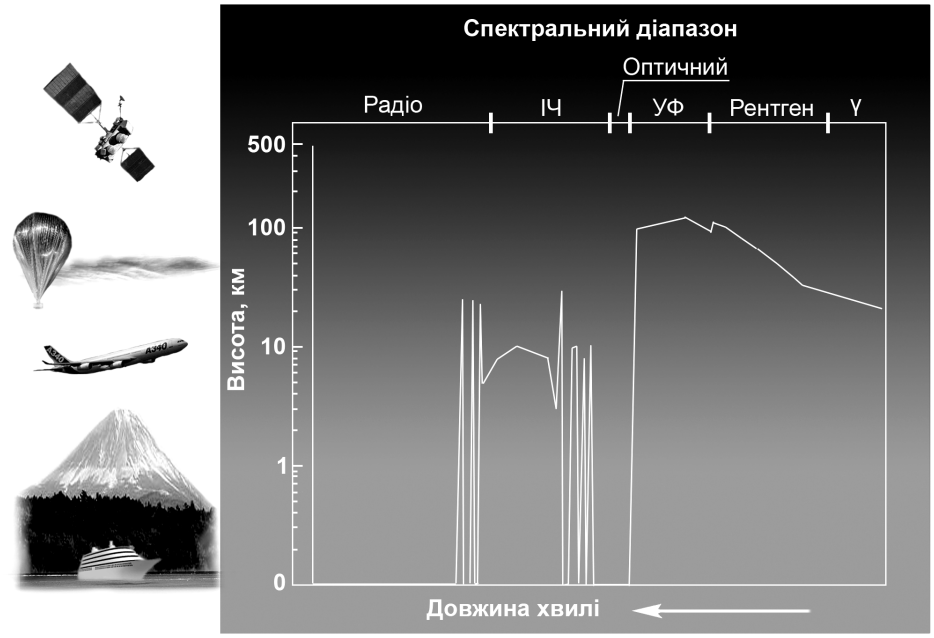


Рис. 8.1. Проходження електромагнітних хвиль через земну атмосферу; ордината кривої зображає висоту в атмосфері, до якої доходить випромінювання певної довжини хвилі

Залежно від того, в якому спектральному діапазоні досліджують небесні світила, розрізняють *гамма-астрономію*, *рентгенівську астрономію, ультрафіолетову, оптичну, інфрачервону астрономію*, *радіоастрономію* тощо.

Проведемо деякі нескладні обчислення. Експериментально встановлено, що від Сонця на кожен квадратний сантиметр земної поверхні, перпендикулярної до сонячних променів, за секунду надходить енергія 0,137 Дж (тобто $q = 0{,}137$ Вт/см^2). Середня довжина хвилі цього випромінювання $\overline{\lambda} = 5000$ Å, середня частота $\overline{\nu} = 6 \cdot 10^{14}$ Гц. Енергія одного «середнього» кванта $\overline{\varepsilon} = h\overline{\nu} = 6{,}63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с $\times\, 6 \cdot 10^{14}$ Гц $= 4 \cdot 10^{-19}$ Дж. Таким чином, за одну секунду на згадану площу 1 см^2 надходить від Сонця $0{,}139/4 \cdot 10^{-19} = 3 \cdot 10^{17}$ квантів.

Як відомо, потік енергії через вибрану площу змінюється обернено пропорційно квадрату відстані до джерела. Відстані до найближчих зір у 300 000 разів перевищують відстань до Сонця. Тому від близької зорі подібної до Сонця, до поверхні Землі находить всього $3 \cdot 10^6$ фотон/(см^2·с). Зі зростанням відстані їхня кількість зменшується. І, якщо від космічного об'єкта (далекої галактики) на 1 см^2 надходить тільки один фотон за 10^3 с, то для вивчення такого об'єкта потрібен потужний телескоп з великою площею збираючої поверхні.

Кванти світла, що вловлюються спостерігачем за допомогою телескопів і реєструючих пристроїв, виникають в атмосферах небесних тіл чи в міжзоряному середовищі завдяки перебігу певних фізичних процесів. Відповідно до цього розрізняють випромінювання: *теплове* і *нетеплове*. Теплове випромінювання зумовлене процесами у газі, частинки якого перебувають у стані теплового руху, а їх швидкості визначаються формулою Максвелла (див. підрозділ 8.8). Прикладом нетеплового випромінювання є синхротронне випромінювання, що виникає під час руху релятивістських електронів у магнітному полі (підрозділ 8.10).

8.2. Закони випромінювання і поглинання світла

Першочергове завдання астрофізики — визначити, при якому стані поверхневих шарів небесного тіла (температурі й густині) можна отримати спостережуваний розподіл за енергіями фотонів, які ця речовина випромінює. Іншими словами, основним завданням астрофізики була і є інтерпретація спектрів космічних об'єктів, що базується на математичному моделюванні їхніх фізико-хімічних характеристик. Природно, що за своїми характеристиками такі об'єкти можуть сильно відрізнятися, тому існує необхідність у введенні в теорію своєрідного «еталона» для дослідження індивідуальних спектрів реальних тіл і порівняння їх між собою. При цьому дуже вдалим виявилося уявлення про *чорне тіло*, тобто про ідеалізоване тіло, яке повністю поглинає випромінювання усіх довжин хвиль, що падають на нього. І хоча чорного тіла в природі не існує, та все ж деякі речовини або спеціально створені пристрої мають відповідні оптичні властивості. Наприклад, в усіх довжинах хвиль сажа поглинає до 95% променів.

При деякій температурі T чорного тіла настає *термодинамічна рівновага* між його речовиною і випромінюванням у ньому, тобто кількість поглинутої тілом енергії зрівноважується з енергією, затраченою на його випромінювання. Однак, що дуже важливо, чорне тіло може поглинати випромінювання одних довжин хвиль, а випромінювати зовсім інші. Тому введено поняття *коефіцієнта поглинання* і *коефіцієнта випромінювання*, кожен з яких залежить від частоти (довжини хвилі). Поглинання кванта світла окремим атомом описується атомним коефіцієнтом поглинання σ_ν, розмірність якого

в системі СГС — см^2. Введено також поняття коефіцієнта поглинання одиницею об'єму α_ν з розмірністю см$^{-1}$ та одиницею маси κ_ν, для якого розмірність є см^2/г. Відповідно речовину характеризують коефіцієнтом випромінювання в розрахунку на одиницю маси (j_ν) та на одиницю об'єму (η_ν).

Найважливіша характеристика випромінювання — це *питома інтенсивність* $I_\nu(T)$, тобто кількість енергії, що її випромінює одиниця поверхні тіла (см^2), нагрітого до температури T, за одиницю часу (с) в одиничному інтервалі частот (наприклад, $\Delta\nu = 1$ Гц) у тілесному куті, що дорівнює одному стерадіану. Для чорного тіла інтенсивність випромінювання є функцією лише одного параметра — його температури T. Загалом це твердження формулюють як *закон Кірхгофа* (1859 р.): при термодинамічній рівновазі відношення коефіцієнта випромінювання η_ν до коефіцієнта поглинання α_ν дорівнює інтенсивності випромінювання і є функцією частоти ν і температури T та не залежить від природи тіла:

$$\frac{\eta_\nu}{\alpha_\nu} = B_\nu(T). \tag{8.1}$$

Зауважимо, що для інтенсивності випромінювання чорного тіла використовують спеціальне позначення $B_\nu(T)$. Вираз для $B_\nu(T)$ отримав Макс Планк (1858–1947) у 1900 р.:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2}\frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1},\ \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{Гц} \cdot \text{ср}}, \tag{8.2}$$

де $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К — *стала Больцмана*; $e = 2{,}718$ — основа натуральних логарифмів. При низьких частотах $h\nu << kT$ (інфрачервоне і мікрохвильове випромінювання, а також радіохвилі) з (8.2) отримуємо формулу *Релея-Джінса* (при цьому вважаємо, що $e^{\frac{h\nu}{kT}} \approx 1 + \frac{h\nu}{kT}$):

$$B_\nu(T) = \frac{2k\nu^2}{c^2}T, \tag{8.3}$$

тоді як при високих частотах ($h\nu >> kT$), нехтуючи одиницею у знаменнику, — *формулу Віна*:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2}e^{-\frac{h\nu}{kT}}. \tag{8.4}$$

Наведені вище співвідношення можна також записати в залежності від довжини хвилі λ. У такому разі замість (8.2)–(8.4) отримуємо наступні формули:

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5}\frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}. \tag{8.5}$$

$$B_\lambda(T) = \frac{2ck}{\lambda^4}T. \tag{8.6}$$

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5}e^{-\frac{hc}{\lambda kT}}. \tag{8.7}$$

Залежність інтенсивності від довжини хвилі λ для декількох значень температури T, а також розподіл енергії у спектрі Сонця показано на рис. 8.2.

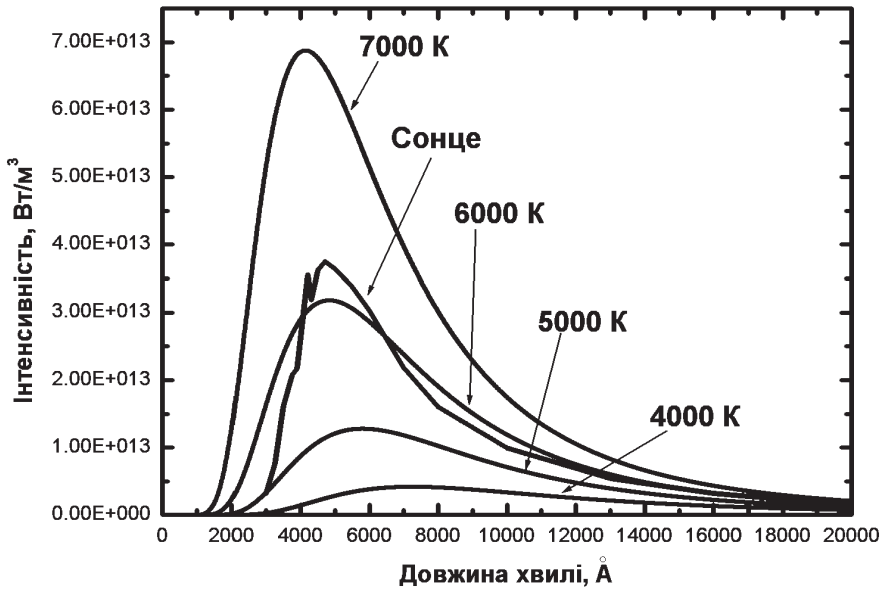


Рис. 8.2. Залежність інтенсивності випромінювання чорного тіла від довжини хвилі для декількох значень температури, а також спостережуваний розподіл енергії у спектрі Сонця

Рис. 8.2 дозволяє зробити два важливих висновки. По-перше, довжина хвилі λ_m, на яку припадає максимум випромінювання чорного тіла, зі збільшенням його температури зміщується у короткохвильовий бік спектра. Сказане формулюють у вигляді закону *зміщення Віна*:

$$\lambda_m = \frac{2{,}9\cdot 10^{-3}}{T}\ \text{м} = \frac{2{,}9\cdot 10^{7}}{T}\ \text{Å}. \tag{8.8}$$

Вираз (8.8) можна одержати, якщо знайти екстремум функції (8.5). По-друге, розподіл енергії з довжиною хвилі для реального джерела випроміню-

вання (тут — Сонця) досить помітно відрізняється за виглядом від спектра ідеалізованого чорного тіла. Незважаючи на останнє зауваження, при спектроскопічному дослідженні поверхневих шарів зір (зоряних атмосфер), з яких спостерігач і одержує основну інформацію, часто приймають спрощуюче припущення про те, що за характеристиками випромінювання ці шари близькі до чорного тіла. Приймаючи таке припущення, треба усвідомлювати, що в поверхневих шарах зір насправді існує відхилення від термодинамічної рівноваги, а, отже, є нескомпенсована втрата енергії з поверхні у міжзоряне середовище. Міра відхилення залежить від густини середовища — чим вона вища, тим ближчим є розподіл енергії в спектрі до чорнотільного. І навпаки, відхилення зростає, якщо густина середовища зменшується. Фізична основа тут така. Встановленню рівноваги між речовиною і випромінюванням сприяють взаємодії між частинками газу і фотонами, це — поглинання квантів атомами та іонами з одного боку, і випромінювання — з другого. Ефективність перерозподілу енергії між частинками газу і квантами електромагнітного поля набагато вища у щільних непрозорих шарах зір, де число взаємодій велике, а довжина вільного пробігу квантів нехтовно мала. Така ситуація має місце глибоко в зоряних надрах. Поблизу поверхні зорі, у зоряній атмосфері, відхилення зростає, а, наприклад, в хромосфері або короні зорі середовище настільки розріджене, що існує помітна імовірність виходу кванту за межі зорі навіть без взаємодії з будь-яким атомом чи іоном.

Інтегруючи інтенсивності з (8.2) або (8.5) за всіма частотами або довжинами хвиль від 0 до ∞, отримуємо повну кількість енергії, яку тіло, нагріте до температури T, випромінює з одиниці своєї поверхні за одиницю часу (формула Стефана-Больцмана):

$$F = \pi I = \sigma T^4, \tag{8.9}$$

де $\sigma = 5{,}67 \cdot 10^{-8}$ Вт/м$^2 \cdot$K^4. Температуру, яка входить до (8.9), називають *ефективною температурою* $T_{\text{еф}}$. Її і визначають, якщо лише зі спостережень відомо значення F. Зокрема, для Сонця $T_{\text{еф}} = 5770$ K. За формулою (8.8) обчислюємо також, що максимальну кількість енергії Сонце випромінює на довжині хвилі $\lambda_m \approx 5 \cdot 10^{-5}$ см = 5000 Å. Це жовто-зелений діапазон видимої ділянки спектра. Тим часом, наприклад, для пилинки сажі при $T = 350$ K максимум випромінювання припадає на $\lambda_m = 8{,}26 \cdot 10^{-4}$ см = 82 900 Å. Це — далека інфрачервона ділянка спектра.

Енергія, яку випромінює зоря зі своєї поверхні, вивільняється глибоко в її надрах (див. підрозділ 14.6). Тому одною з найважливих для астрофізики довгий час була задача про перенос енергії з нижчих шарів зорі у вищі. Для її розв'язання складено *рівняння переносу*, яке можна сформулювати так: зміна інтенсивності випромінювання dI_ν унаслідок проходження через шар речовини товщиною dx визначається різницею між кількістю енергії, яку цей шар випромінює $\eta_\nu dx$, і кількістю енергії, що він її поглинає $\alpha_\nu I_\nu dx$. При

розв'язанні рівняння переносу залежності коефіцієнтів η_ν і α_ν від густини, температури і частоти мусять бути відомими, їх задають звичайно у вигляді таблиць. У простішому випадку, коли товщина поверхневого шару зорі, в якому виникає спостережуване випромінювання, нехтовно мала у порівнянні з її радіусом, рівняння переносу випромінювання має вигляд:

$$\cos\theta \frac{dI_\nu}{dx} = \eta_\nu - \alpha_\nu I_\nu, \tag{8.10}$$

де θ — це кут між нормаллю до поверхні зорі і напрямом розповсюдження випромінювання. Більш зручна форма (8.10) може бути отримана, якщо від геометричної координати x зробити перехід до безрозмірної оптичної координати τ_ν (*оптична глибина, або товща*), яка залежить від частоти (довжини хвилі) випромінювання і вводиться таким чином:

$$d\tau_\nu = -\alpha_\nu dx = -\kappa_\nu \rho dx \tag{8.11}$$

Тут знак «–» вибирається для того, щоб із зростанням геометричної координати (від вибраного внутрішнього шару зорі у напрямі до її поверхні), оптична глибина зменшувалась. З урахуванням (8.11) замість (8.10) можемо записати:

$$\cos\theta \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = I_\nu - \frac{\eta_\nu}{\alpha_\nu}. \tag{8.12}$$

Для знаходження розподілу τ_ν в зоряній атмосфері проводять інтегрування (8.11), при цьому розподіл коефіцієнта поглинання з координатою x має бути відомим. У глибоких шарах зорі коефіцієнт поглинання досягає дуже великих значень, тоді як на поверхні $\alpha_\nu \approx 0$ (формально на поверхні зорі густина стає нехтовно малою, а, отже, стає нехтовно малою її поглинаюча здатність). Таким чином, для зовнішнього спостерігача оптична глибина внутрішніх шарів зорі прямує до безконечності, а оптична глибина зоряної поверхні дорівнює нулю. Загальний розв'язок (8.12) з урахуванням вказаних меж зміни оптичної глибини має вигляд:

$$I_\nu = \int_0^\infty \frac{\eta_\nu}{\alpha_\nu} e^{-\frac{t_\nu}{\cos\theta}} \frac{dt_\nu}{\cos\theta}, \tag{8.13}$$

де t_ν — поточне значення оптичної глибини. Фактично (8.13) визначає питому інтенсивність випромінювання частоти ν, яке виходить з поверхні зорі. А виникає воно завдяки усім процесам поглинання і випромінюванням квантів такої частоти у межах всієї оптичної товщі від $\tau_\nu = \infty$ до $\tau_\nu = 0$.

В окремому випадку можна вважати, що основну роль відіграє лише поглинання квантів, а їх випромінюванням атомами та іонами можна знехтувати. Цей випадок є дуже ідеалізованим, але він дозволяє зробити важливі висновки. Розглянемо такий приклад «абсолютного фільтра», який являє собою пластину кінцевої геометричної товщини x, на яку з одного боку падає випромінювання інтенсивності $I_{\nu,0}$, а інтенсивність випромінювання, яке виходить з другого боку фільтра до спостерігача, є I_ν. Для спрощення прийнято $\theta = 0$. Отже, якщо для такого фільтра $\eta_\nu = 0$ і $\alpha_\nu \neq 0$, а його інтегральна оптична товща на частоті ν є $\Delta\tau_\nu \equiv \tau_\nu - 0 = \int_0^x \alpha_\nu dx$, з (8.10) отримаємо розв'язок задачі у вигляді:

$$I_\nu = I_{\nu,0} e^{-\Delta\tau_\nu}, \tag{8.14}$$

Вираз (8.14) називається *законом Бугера*. Якщо $\Delta\tau_\nu \leq 1$, середовище фільтра вважається оптично тонким (інтенсивність випромінювання при проходженні фільтра зменшується, але не більше, ніж в e разів). Для оптично товстих середовищ ($\Delta\tau_\nu > 1$) зменшення може бути значним. Наприклад, у разі $\Delta\tau_\nu = 100$ маємо $I_\nu / I_{\nu,0} = 3{,}76 \cdot 10^{-44}$.

Ще один простий, але важливий приклад — розповсюдження випромінювання у вакуумі. У такому випадку $\eta_\nu = 0$ і $\alpha_\nu = 0$, тому з (8.10) отримуємо $I_\nu = const$, а отже питома інтенсивність випромінювання джерела не залежить від відстані до нього, якщо середовище між джерелом і спостерігачем можна вважати вакуумом. Наприклад, значення питомої інтенсивності сонячного випромінювання буде практично однаковим, якщо його вимірять на Землі і Плутоні.

8.3. Принципи астрофотометрії. Формула Погсона

Астрофотометрія — розділ астрофізики, завданням якого є вимірювання кількості світлової енергії, що надходить до спостерігача від небесних світил. Основним поняттям фотометрії є *світловий потік* — кількість променистої енергії, що проходить за одиницю часу через задану поверхню. Світлова енергія E, що падає на одиничну площину певної поверхні, називається *освітленістю* цієї поверхні.

Саме освітленість, що її створює на поверхні Землі та чи інша зоря, визначають зі спостережень. Звичайно в астрономії замість виразу «освітленість» використовують поняття *блиск*. Таким чином, блиском небесного світила називається освітленість, яку це світило створює у пункті спостереження на площині, перпендикулярній до його променів. З наведеного вище означення інтенсивності світла I випливає, що на будь-якій відстані

r від джерела виконується рівність $I \sim Er^2$. Так знаходимо, що на будь-яких відстанях від джерела r_1 і r_2 освітленості E_1 і E_2, створені одним і тим же джерелом, змінюються обернено пропорційно квадратам цих відстаней:

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{r_1^2}{r_2^2}. \tag{8.15}$$

У фізиці освітленість вимірюється в люксах. Однак в астрономії традиційно прийнято вживати позасистемну одиницю — *видиму зоряну величину* світила, яку позначають m. Тому замість слів «освітленість від зорі» кажуть — «блиск зорі», а також: «блиск зорі дорівнює стільком-то зоряним величинам».

Точні вимірювання вказують на такий взаємозв'язок між видимою зоряною величиною m зорі та освітленістю E, яку ця зоря створює:

$$m = m_0 - 2{,}5\lg E, \tag{8.16}$$

де $m_0 = -13{,}89^m$ — зоряна величина, що відповідає освітленості в 1 люкс. Ця залежність (через логарифм) є наслідком особливостей сприйняття подразнень органами відчуттів людини: якщо подразнення (тут освітленість зіниці ока) зростають у геометричній прогресії, то зорові відчуття (зоряні величини) — в арифметичній. У цьому полягає суть фізіологічного *закону Вебера-Фехнера*, сформульованого у середині XIX ст.

Тоді ж англійський астроном Норман Погсон (1829–1891), порівнюючи блиск зір різних величин, виявив, що інтервалові у 5 зоряних величин відповідає відношення блиску, що дорівнює 100. Отже, якщо зоряні величини двох зір відрізняються точно на одиницю, то відношення їхніх блисків $E(m)$ і $E(m + 1)$ є:

$$\frac{E(m)}{E(m+1)} = \sqrt[5]{100} = 2{,}512. \tag{8.17}$$

Загальний зв'язок між блиском двох зір E_1 та E_2 і їхніми зоряними величинами m_1 і m_2 запишемо:

$$\frac{E_2}{E_1} = 2{,}512^{m_1 - m_2} = 10^{0{,}4(m_1 - m_2)} \tag{8.18}$$

або

$$m_2 - m_1 = -2{,}5\lg\left(\frac{E_2}{E_1}\right). \tag{8.19}$$

Ця залежність називається *формулою Погсона*.

Поняття видимої зоряної величини використовується для визначення блиску не тільки зір, але й планет, астероїдів, комет, метеорів, природних і штучних супутників Землі і планет тощо. Так, наприклад, видима зоряна величина Сонця в зеніті $m_\odot = -26{,}8^m$, повного Місяця $m_\leftmoon = -12{,}7^m$, найяскравішої зорі неба Сіріуса $m_S = -1{,}5^m$. За формулою (8.18) знаходимо, що при однаковій кутовій висоті над горизонтом повний Місяць освітлює земну поверхню в 437 000 разів слабкіше від Сонця, а Сонце посилає на Землю у 10 млрд. разів більше світлової енергії, ніж Сіріус.

Зауважимо, що видима зоряна величина світила, яке перебуває на кутовій висоті $h = 6^\circ$ над горизонтом, приблизно на $2{,}00^m$ більша, ніж тоді, коли воно перебуває у зеніті. Це значить, що освітленість, яку воно створює у першому положенні, менша, ніж у другому. У цьому проявляється ефект ослаблення світла у земній атмосфері — так звана *атмосферна екстинкція*. Тому при строгих фотометричних спостереженнях застосовують метод *редукції до зеніту* — для урахування поглинання світла земною атмосферою залежно від зенітної відстані світила. З цією метою проводять фотометричні спостереження вибраного світила на декількох зенітних відстанях z_i і знаходять відповідні значення $m_i(z_i)$, які входять до системи рівнянь, де кожне рівняння має наступний виглід:

$$m_i(z_i) = \frac{k}{\cos z_i} + const. \tag{8.20}$$

Множник $\dfrac{1}{\cos z} \equiv \sec z$ носить назву *повітряна маса*. Зауважимо, що повітряна маса в зеніті ($z = 0$) дорівнює одиниці, тобто $\sec z = 1$.

Розв'язання системи рівнянь, наприклад методом найменших квадратів, дозволяє визначити коефіцієнт k, а потім здійснити екстраполяцію видимої зоряної величини на одиничну повітряну масу. Після того, як знайдена зоряна величина для одиничної повітряної маси $m(z = 0)$, від неї віднімають поправку $\Delta m \approx 0{,}23^m$, що дає позаатмосферну зоряну величину світила. Саме ця позаатмосферна зоряна величина заноситься потім у каталоги.

8.4. Колориметрія. Фотометричні системи

Реальний розподіл енергії у спектрі небесного тіла може істотно відрізнятися від планківського. Можна, однак, підібрати параметр T так, щоб у певному спектральному інтервалі обидві криві співпали. Підібраний у такий засіб параметр і буде колірною температурою. *Колірною* або *спектрофотометричною* називається температура такого чорного тіла, випроміню-

вання якого у певному інтервалі довжин хвиль має розподіл інтенсивності, найближчий до спостережуваного. В астрофізиці використовують також поняття яскравісної температури. *Яскравісною* називається температура такого чорного тіла, яке у заданій частоті (довжині хвилі) випромінює з одиниці поверхні таку ж кількість енергії, що й досліджуване тіло.

Як це видно з закону зміщення Віна (8.4) і рис. 8.2, чим вища температура зовнішніх шарів зорі, тим далі в короткохвильову частину спектра зміщений максимум енергії, яка випромінюється зорею. Це значить, що різним температурам відповідає різний спостережуваний *колір* зорі. Наприклад, у червоних зір ця температура близька до 3000 K, у жовтих (як-от Сонце) — 6000 K, у білих — 10 000 K, у голубуватих — понад 25 000 K.

Як буде показано далі (див. підрозділ 10.2), основним при вивченні фізики зір є спектральний метод. Однак, у багатьох випадках важливі результати можна отримати простішим шляхом, порівнюючи між собою потоки випромінювання, які досягають спостерігача, у двох чи більше спектральних інтервалах. Цей метод інколи буває єдино можливим, коли вивченню підлягають дуже слабкі зорі, для яких спектральний матеріал високої якості одержати важко або взагалі неможливо. Тому, якщо за допомогою світлофільтрів (див. підрозділ 10.2) визначити видимі зоряні величини $m_{\lambda 1}$ і $m_{\lambda 2}$ у двох спектральних діапазонах з ефективними довжинами хвиль λ_1 та λ_2, то різниця цих зоряних величин:

$$CI = m_{\lambda 1} - m_{\lambda 2} \tag{8.21}$$

буде цілком конкретною (числовою!) характеристикою кольору зорі. Вона називається *показником кольору* або *колор-індексом*. Метод визначення показників кольору називається *колориметрією*.

Поява колориметрії зумовлена тим, що в XIX столітті поруч із візуальним почали застосовувати і фотографічний метод реєстрації світлових потоків. Було введено поняття фотовізуальної m_{pv} і фотографічної m_{pg} зоряних величин. Як виявилося, ефективна довжина хвилі при візуальних спостереженнях $\lambda_{pv} \approx 5550$ Å (людське око сприймає діапазон хвиль від 3900 до 7700 Å), для звичайної фотографічної емульсії робочий діапазон від 3000 Å до 5500 Å, а ефективна довжина хвилі для неї $\lambda_{pg} \approx 4270$ Å. Тому спочатку й ввели характеристику зорі:

$$CI = m_{pg} - m_{pv} \tag{8.22}$$

— *звичайний показник кольору*. Прийняли, що для зір білого кольору $m_{pg} = m_{pv}$ і $CI = 0$. Для жовтих і червоних зір $m_{pg} > m_{pv}$ і $CI > 0$, для голубих $m_{pg} < m_{pv}$ і $CI < 0$. Конкретно для Сонця (чисто жовта зоря) $CI \approx +0{,}6^m$, для червоних зір $CI \approx +2{,}6^m$. Для голубуватих зір звичайний показник кольору досягає значення $CI = -0{,}47^m$.

З появою більш чутливих фотоелектричних методів реєстрації світлових потоків (див. підрозділ 10.1) у 1955 р. Міжнародний Астрономічний Союз затвердив «систему *UBV*» — фотометричну систему, яка одразу стала популярною і широко використовувалася у минулому столітті. Тут літерою *V* позначено світловий фільтр, що дозволяє отримати зоряну величину m_V (або для скорочення, просто *V*), яка вимірює блиск світила у жовто-зеленому діапазоні спектра. Світлофільтр *V* охоплює спектральну ділянку від 4710 Å до 6780 Å, а ефективна довжина хвилі його пропускання $\lambda_V = 5510$ Å. Зоряна величина у фільтрі *V* близька до візуальної зоряної величини (звідси й назва *V*: *visual* — зоровий). Літерою *B* (*blue* — синій) позначено фільтр, що дозволяє виміряти зоряну величину m_B (або просто *B*) у синій та близькій ультрафіолетовій частині спектра в інтервалі від 3790 Å до 5520 Å при ефективній довжині хвилі $\lambda_B = 4450$ Å. Літера *U* позначає ультрафіолетовий фільтр, який пропускає випромінювання в діапазоні від 2980 Å до 4100 Å, а його ефективна довжина хвилі $\lambda_U = 3650$ Å. Спостереження з таким фільтром дозволяють виміряти зоряну величину m_U. Оскільки спектральні діапазони пропускання фільтрів системи *UBV* є досить широкими, вона називається *широкосмуговою фотометричною системою*. Залежність пропускання світла фільтрами цієї системи від довжини хвилі показана на рис. 8.3а.

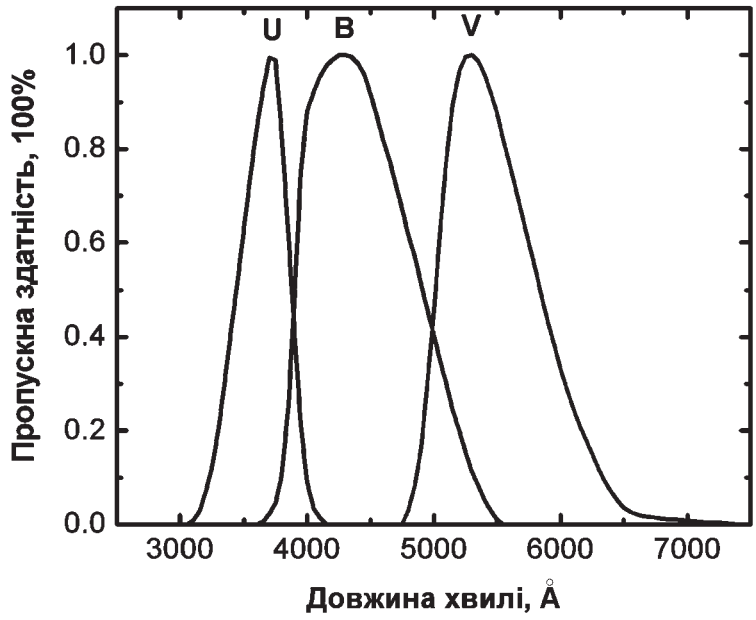
У системі *UBV* вживають два показники кольору: основний, його позначено *B–V*, та ультрафіолетовий: *U–B* або *U–V*. За домовленістю, для зір чисто білого кольору (спектральний клас A0) показники кольору $B-V = 0$, $U-B = 0$. Тоді для зір жовтого і червоного кольорів вони додатні (до $+2{,}6^m$), а для голубих зір — від'ємні (до $-0{,}47^m$).

Тепер в астрофізиці успішно використовують значно розширений варіант системи *UBV,* який налічує одинадцять широкосмугових фільтрів *UBVRIJKLMNQ*, смуги пропускання яких охоплюють не тільки ультрафіолетову та видиму ділянки спектра, а і далеку інфрачервону (до 20 мкм). Тут також використовують показники кольору, що є різницею зоряних величин, виміряних у різних фільтрах.

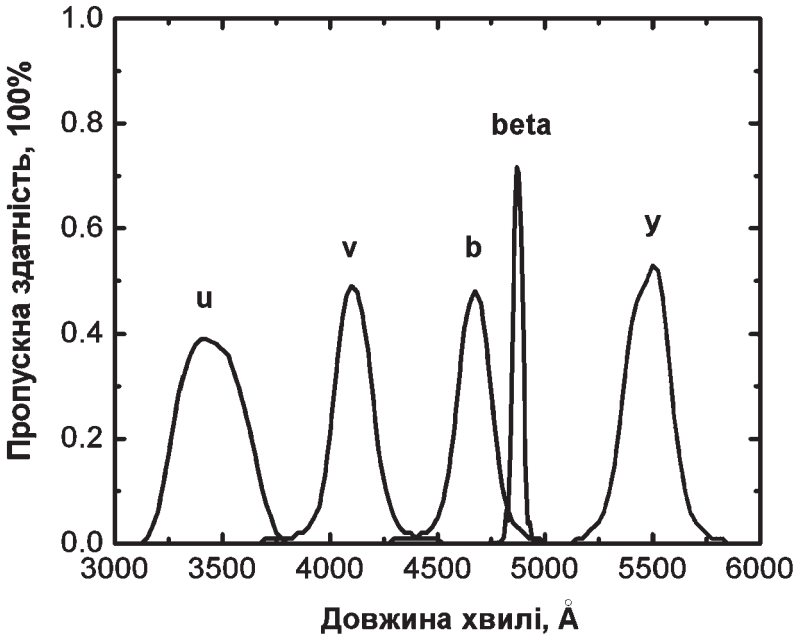
Спеціальні широкосмугові фотометричні системи були розроблені у останні роки, наприклад, для космічних проектів *Гіппаркос*, *Тіхо*, *Хаббл*.

Серед *вузькосмугових фотометричних систем* і систем з проміжною шириною пропускання фільтрів найбільш популярними є системи *DDO* і *uvby*β. Наприклад, в системі *uvby*β (див. рис. 8.3, *б*) ефективні довжини хвиль пропускання фільтрів розподілені наступним чином: 3490 Å (*u*), 4110 Å (*v*), 4670 Å (*b*), 5470 Å (*y*), 4860 Å (β).

Перевага вузькосмугових фотометричних систем над широкосмуговими полягає в тому, що вони дозволяють одержати точніший розподіл енергії в спостережуваному спектрі світила, а їх показники кольору є більш чутливими до таких фундаментальних параметрів зір, як ефективна температура, прискорення сили тяжіння на поверхні та інші; тому вони дозволяють оцінити ці параметри також з більшою точністю.



а



б

Рис. 8.3. Криві пропускання фільтрів системи *UBV* (*а*) і *uvby*β (*б*)

Оскільки між числовими значеннями показника кольору і температурою поверхневих шарів зорі, що світяться, є чітка залежність, в астрофізиці дуже часто замість температури зорі вживають показники кольору, зокрема показник $B-V$, $b-y$ та інші.

Будь-який фільтр фотометричної системи дозволяє зареєструвати лише певну частку всієї енергії, що випромінюється світилом. Ця частка визначається інтервалом довжин хвиль смуги пропускання фільтра. Тому зоряна величина світила, отримана з фільтром, буде завжди більша за ту, яку мало б світило, якби спостереження проводилися у всьому спектральному діапазоні. Зоряна величина m_{bol}, визначена з урахуванням випромінювання на всіх довжинах хвиль, називається *спостережуваною болометричною зоряною величиною*. Для її визначення використовують поняття болометричної поправки BC. Зрозуміло, що болометричну поправку можна визначити як різницю між болометричною зоряною величиною і зоряною величиною, отриманою у заданому фільтрі. Наприклад, для фільтра V фотометричної системи UBV поправка:

$$BC_V = m_{bol} - m_V \tag{8.23}$$

Слід зауважити, що болометрична поправка BC_V має найменше за модулем значення для тих зір, які найбільшу кількість своєї енергії випромінюють у видимому діапазоні спектра (як Сонце). Для червоних зір, що мають найхолоднішу поверхню і більшу частину енергії випромінюють в інфрачервоній частині спектра, при їхній ефективній температурі $T_{еф} < 3000$ K болометрична поправка BC_V може досягати -4^m, для білих зір при $T_{еф} = 10\,000$ K $BC_V = -0{,}4^m$, а для голубих зір при $T_{еф} > 30000$ K (більша частина енергії випромінюється в ультрафіолеті) поправка $BC_V = -4{,}7^m$. Зауважимо, що для Сонця $BC_{V,\odot} = -0{,}08^m$.

8.5. Абсолютна зоряна величина. Світність зорі

Визначена зі спостережень видима зоряна величина m зорі нічого не говорить про справжню потужність її випромінювання — *світність зорі*. Оскільки відстані до зір, їх радіуси і температура поверхні різні, то близька зоря з невеликою світністю може виглядати яскравішою, ніж далека зоря з потужним випромінюванням. Однак після того як знайдено відстані до зір, можна переобчислити і знайти ті зоряні величини, які вони мали б, якби знаходилися на однаковій стандартній відстані. За таку стандартну відстань приймають 10 пк. Тільки після уявного приведення на стандартну відстань, можна проводити порівняння потужностей випромінювання різних зір.

Зоряна величина M, яку мала б зоря, якби вона перебувала на відстані 10 пк, називається *абсолютною зоряною величиною*. Як і видимі, абсолютні зоряні величини можуть бути візуальними, фотографічними тощо.

Зв'язок абсолютної зоряної величини M з видимою величиною світила m при відомій відстані до нього r випливає з формули Погсона (8.18), а також з умови, що освітленості E та E_0, створювані світилом відповідно з відстаней r (дійсна відстань, виміряна у парсеках) і r_0 (стандартна відстань), обернено пропорційні квадратам цих відстаней. Далі приймемо, що $r_0 = 10$ пк, при цій відстані освітленість E_0 і відповідна зоряна величина світила M. Отже,

$$\frac{E_0}{E} = \frac{r^2}{r_0^2} \quad \text{і} \quad \lg\frac{E_0}{E} = 2(\lg r - 1). \tag{8.24}$$

За формулою Погсона $\lg E_0/E = 0{,}4(m - M)$, що й дає шуканий зв'язок величин M, m та r:

$$M = m + 5 - 5\lg r. \tag{8.25}$$

Різниця видимої та абсолютної зоряних величин $m - M = 5(\lg r - 1)$ називається *модулем відстані*.

Як було сказано вище, видима зоряна величина світила може бути визначена для конкретного фільтра вибраної фотометричної системи, а з урахуванням болометричної поправки можна одержати видиму болометричну зоряну величину m_{bol}. В залежності від цього, наприклад з рівняння (8.25), можна визначити відповідну абсолютну зоряну величину: M_{V}, M_{B} тощо, а також абсолютну болометричну зоряну величину M_{bol}. Останню якраз і використовують при обчисленнях світності зір.

Як приклад, знайдемо абсолютну візуальну зоряну величину Сонця, видима візуальна величина якого $m_{\text{V},\odot} = -26{,}73^m$ і яке перебуває на відстані $r_\odot = 1$ а.о. $= 1/206\,265$ пк. Підставляючи ці дані у формулу (8.25), знаходимо $M_{\text{V},\odot} = +4{,}82^m$. Отже, з відстані 10 пк наше Сонце виглядало б досить слабкою зорею приблизно 5-ї зоряної величини. З урахуванням болометричної поправки для Сонця $BC_{\text{V},\odot} = -0{,}08^m$ знаходимо його абсолютну болометричну зоряну величину:

$$M_{\text{bol},\odot} = M_{\text{V},\odot} + BC_{\text{V},\odot} = 4{,}74^m \tag{8.26}$$

Світністю зорі L називається повна кількість енергії, що її випромінює зоря з усієї своєї поверхні за одиницю часу. Її звичайно вимірюють у світностях Сонця $L_\odot$. Одержимо важливе співвідношення між абсолютною зоряною величиною і світністю зорі. Якщо E — освітленість, що її створює зоря за межею земної атмосфери, а r — відстань до цієї зорі, то її світність буде:

$$L = 4\pi r^2 E. \tag{8.27}$$

Записавши таке ж рівняння для Сонця і використавши формулу Погсона (8.18), а також формулу (8.25), знаходимо, що:

$$(M_{\text{bol}} - M_{\text{bol},\odot}) = -2{,}5\lg(L/L_\odot), \tag{8.28}$$

або, умовно прийнявши $L_\odot = 1$,

$$\lg L = 0{,}4(M_{\text{bol},\odot} - M_{\text{bol}}) \tag{8.28'}$$

де M_{bol} — абсолютна болометрична зоряна величина зорі. Таким чином, якщо з деяких міркувань відома величина M_{bol} для досліджуваної зорі, то з (8.28') можна отримати її світність.

8.6. Елементи теорії атомних спектрів

Потік світлової енергії, що потрапляє до ока спостерігача або в об'єктив телескопа, створюється в атмосфері зорі завдяки певним елементарним процесам, в яких одночасно беруть участь мільярди атомів, іонів, електронів, а в деяких випадках молекул і пилових частинок.

Елементарні процеси, що відбуваються у космічній плазмі за участю атомів, іонів, електронів і фотонів, можна класифікувати наступним чином.

Зв'язано-зв'язані переходи. Це переходи електрона атомної оболонки з одного енергетичного рівня на інший (говорять також про перехід атома з одного енергетичного стану у інший). Переходи відбуваються дискретно, з поглинанням або випромінюванням кванта енергії, величина якої дорівнює різниці енергій рівнів, між якими відбувається цей перехід. Ця енергія є *потенціалом збудження* рівня m відносно рівня n, тобто $\varepsilon_{mn} = |W_m| - |W_n|$; вона потрібна для переміщення електрона з одного енергетичного рівня на другий. До переходу і після нього електрон залишається у зв'язаному стані в атомній оболонці, звідки й походить назва розглянутого процесу. Перехід з нижчого енергетичного рівня на вищий називається *збудженням* атома. Кожен акт збудження супроводжується поглинанням певної порції енергії. Якщо поглинається квант електромагнітного поля — процес носить назву *фотозбудження*, а якщо енергія передається атому при його взаємодії з іншою частинкою плазми (другий атом, іон або електрон), то процес називається *ударним збудженням*.

При зворотному зв'язано-зв'язаному переході з вищого рівня на нижчий енергія вивільнюється у вигляді кванта світла. Унаслідок такого випромінювання багатьох атомів утворюються *емісійні спектральні лінії*.

Розглянемо механізм зв'язано-зв'язаних переходів на найпростішому прикладі атома водню. В атомі водню енергію рівнів, що відповідають головному квантовому числу $n = 1, 2, 3,...$, визначають за формулою:

$$W_n = -\frac{13,6}{n^2} \text{ еВ}, \tag{8.29}$$

причому 1 еВ = $1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж.

Рівень з $n = 1$ носить назву *основний*. Легко знайти, що потенціал збудження атома водню на другий рівень $\varepsilon_{12} = 10,2$ еВ. Перехід з другого рівня ($m = 2$) на третій ($n = 3$) потребує витрати енергії $\varepsilon_{23} = 1,9$ еВ.

Під час переходу електрона з рівня m на заданий рівень n, якщо $m > n$, енергія ε_{nm} вивільнюється у вигляді кванта світла, довжину хвилі якого для водню можна знайти з формули:

$$\frac{1}{\lambda_{nm}} = \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \frac{1}{912\text{Å}}. \tag{8.30}$$

Переходи з усіх вищих рівнів на певний рівень n утворюють дискретний емісійний спектр атома водню — серію спектральних емісійних ліній (рис. 8.4). Тут переходи на перший енергетичний рівень утворюють лінії *серії Лаймана*, яка ще називається головною. Лінії цієї серії — в далекій ультрафіолетовій частині спектра. Переходові з другого рівня на перший ($2 \to 1$) відповідає лінія L_α з довжиною хвилі $\lambda = 1215$ Å, а з третього на перший — лінія L_β ($\lambda = 1025$ Å). Переходи на другий рівень (*серія Бальмера*) утворюють лінії у видимій частині спектра: червону H_α ($\lambda = 6562$ Å, перехід $3 \to 2$), голубу H_β ($\lambda = 4861$ Å, перехід $4 \to 2$) і дві фіолетових H_γ ($\lambda = 4340$ Å, перехід $5 \to 2$) і H_δ ($\lambda = 4101$ Å, перехід $6 \to 2$). Усі інші лінії цієї серії знаходяться в ультрафіолеті. Переходи з усіх вищих рівнів на третій утворюють в інфрачервоному діапазоні лінії *серії Пашена*, а на четвертий — відповідно лінії *серії Брекета*.

З теорії випливає, що середній час перебування атома у збудженому стані, коли електрон знаходиться на рівні n, є $t_n \approx 8,4 \cdot 10^{-11} n^5$ с. Зокрема, при $n = 2$, $t_2 \approx 2,7 \cdot 10^{-9}$ с. Після цього електрон переходить на нижчий енергетичний рівень.

Атом водню, що перебуває в основному стані, може також випромінювати квант з частотою $\nu = 1420,4$ МГц ($\lambda = 21,11$ см). Таке випромінювання є результатом переорієнтації спінів протона й електрона, тобто при переході зі стану A (спіни паралельні) у стан B (спіни антипаралельні). Час перебування атома водню у стані A — близько 11 млн. років. Перехід атома зі стану B у стан A здійснюється завдяки його зіткненню з іншою частинкою і наступної передачі необхідної енергії від останньої. Вивчення цього типу радіовипромінювання нейтрального водню зіграло суттєву роль у з'ясуванні будови Галактики (див. підрозділ 19.7).

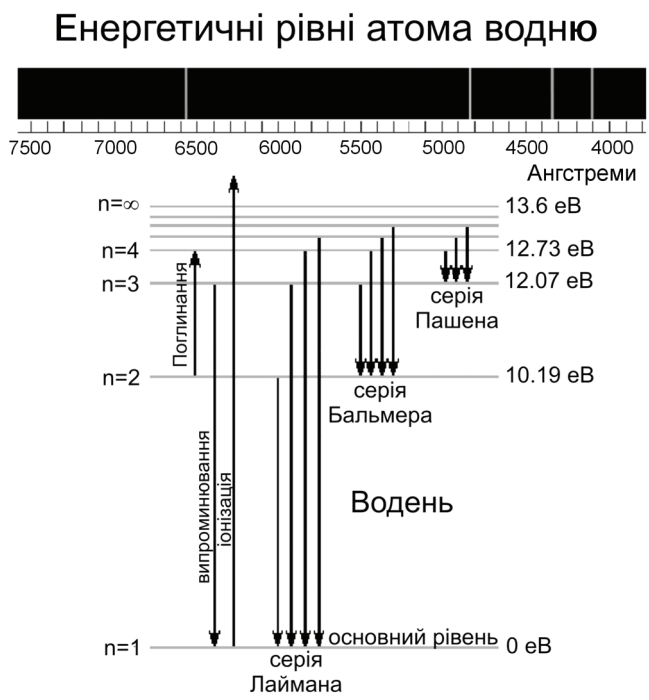


Рис. 8.4. Схема енергетичних рівнів атома водню; переходи електронів з вищих рівнів на основний ($n = 1$) дають емісійні лінії серії Лаймана, переходи на рівень $n = 2$ — серії Бальмера (зверху у спектрі показані перші чотири лінії цієї серії), на рівень $n = 3$ — серії Пашена, на рівень $n = 4$ — серії Брекета

Зв'язано-вільні переходи. Унаслідок зіткнення атома з іншою частинкою або з квантом електромагнітного поля достатньої енергії може відбутися *іонізація* атома — перехід електрона із зв'язаного у вільний стан. Атом, який втратив один чи більше електронів, називається позитивним *іоном*. Мінімальна енергія, яка потрібна для того, щоб відірвати електрон від атома, а іншими словами — здійснити роботу виходу електрона з атомної оболонки, називається *потенціалом іонізації* з рівня n атома: $\chi_n = |W_n|$. Значення потенціалу іонізації залежить від того, з якого енергетичного рівня n відбувається такий перехід. Очевидно, що енергія іонізуючого кванта $\varepsilon = h\nu$ може бути значно більшою за потенціал іонізації χ_n. У цьому випадку відірваний від атома електрон отримає надлишкову кінетичну енергію і буде рухатися в плазмі зі швидкістю V_e, значення якої можна обчислити з *рівняння фотоефекту*:

$$h\nu = \chi_n + \frac{mV_e^2}{2}. \tag{8.31}$$

Отже, загалом процес іонізації атомів веде до поглинання квантів.

Протилежний іонізації процес об'єднання вільного електрона плазми з іоном (тобто його перехід з рівня $m = \infty$ на рівень n іона) називають *рекомбінацією*. Рекомбінації ведуть до випромінювання електромагнітної енергії. Зрозуміло, що ця енергія випромінюється у неперервному спектрі — у *континуумі*. У кожному конкретному випадку частота ν кванта, що випромінюється при рекомбінації, згідно з рівнянням фотоефекту (8.31), визначається швидкістю руху вільного електрона.

Так, для атома водню потенціал іонізації з основного рівня становить 13,6 еВ, тому кожне захоплення вільного електрона на рівень $n = 1$ дає квант у *лайманівському континуумі* з довжиною хвилі $\lambda \le \lambda_{max}$. Легко знайти, що цей континуум обмежений довжиною хвилі $\lambda_{max} = 912$ Å. Потенціал іонізації з другого рівня становить 3,4 еВ, тому *бальмерівський континуум* (рекомбінація на другий рівень) обмежений довжиною хвилі $\lambda_{max} = 3646$ Å.

Час перебування атома в іонізованому стані t_p залежить від концентрації вільних електронів і температури плазми T:

$$t_p \approx \frac{2{,}5 \cdot 10^{12}}{N_e} \left(\frac{T}{10^4} \right)^{\frac{1}{2}}. \qquad (8.32)$$

Наприклад, якщо розглянемо значення температури і концентрації, типові для зоряних атмосфер: $T \approx 10\,000$ К і $N_e \approx 10^{14}$ см$^{-3}$, то одержимо $t_p \approx 0{,}025$ с. Як бачимо, в умовах зоряних атмосфер процеси збудження та іонізації атомів супроводжуються їхніми практично миттєвими переходами в основний стан (див. оцінку часу t_n вище) і рекомбінаціями.

Вільно-вільні переходи. Кулонівська взаємодія вільного електрона з зарядженою частинкою плазми може привести до прискорення або гальмування його руху. Енергетичні затрати, які потрібні для прискорення електрона, компенсуються поглинанням енергії фотонів, а при гальмуванні електрона енергія, навпаки, виділяється у вигляді електромагнітних квантів різних частот. Оскільки електрон до взаємодії з іоном або з іншим електроном і після неї є вільною частинкою, сам процес зміни його енергетичного стану називається вільно-вільним переходом.

Розглянуті вище процеси належать до теплових, тому що їх перебіг веде до встановлення теплової рівноваги між частинками плазми і електромагнітним випромінюванням. Типовий розподіл енергії у спектрі нагрітого тіла є наслідком сумісної дії усіх розглянутих вище процесів.

Один із прикладів космічної плазми, стан якої є досить близьким до рівноважного, — це зоряні атмосфери. Температура поверхневих шарів зорі менша, ніж глибших, тому на шляху випромінювання, яке повільно просочується з гарячих надр зорі до її поверхні, розташовані дещо холодніші шари газу. Газ поглинає випромінювання якраз у тих довжинах хвиль, які він має здатність сам випромінювати. Унаслідок цього на тлі неперервного спектру утворюється дискретний спектр поглинання, що

складається зі спектральних ліній або смуг, які є наслідком процесів фотозбудження атомів та іонів, а також молекул. Саме вивчення спектральних ліній і дає змогу визначити хімічний склад і фізичні параметри зоряних атмосфер. Але слід зауважити, що справа ця дуже непроста, коли йдеться про аналіз спектрів атомів та іонів різних хімічних елементів, набагато складніших за спектр атома водню. Незважаючи на це, розвинуті у наш час методи дозволяють здійснювати детальний аналіз спектроскопічної інформації навіть у припущенні про відсутність термодинамічної рівноваги.

8.7. Ефекти Доплера, Зеемана і Штарка

В астрофізиці широко використовують *ефект Доплера*: якщо джерело світла рухається уздовж променя зору спостерігача зі швидкістю V_r, що називається *променевою швидкістю*, то замість хвилі довжини λ_0, яку випромінює джерело, спостерігач фіксує хвилю довжиною λ, так що:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{V_r}{c}. \qquad (8.33)$$

Променева швидкість V_r додатна при русі джерела світла від спостерігача ($\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 > 0$) і від'ємна, якщо воно наближається до нього (тоді $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 < 0$).

Ефект Доплера використовують також для аналізу внутрішніх рухів речовини у джерелі світла.

Вивчаючи спектр небесного тіла, можна визначити наявність у нього магнітного та електричного полів. Відомо, якщо атом перебуває в однорідному магнітному полі напруженістю H, то випромінювана ним енергія у конкретній спектральній лінії з довжиною хвилі λ розподіляється між декількома компонентами лінії. У найпростішому випадку замість одної лінії на довжині хвилі λ виникають два або три її компоненти $\lambda - \Delta\lambda$, (λ), $\lambda + \Delta\lambda$, у такому випадку говорять, що лінія розщеплюється. Це явище розщеплення спектральних ліній у магнітному полі називано *ефектом Зеемана*. Відстань між крайніми поляризованими компонентами:

$$2\Delta\lambda = 9{,}4 \cdot 10^{-13}\, g\lambda^2 H. \qquad (8.34)$$

Тут λ виміряна в Å, напруженість магнітного поля H — в ерстедах, *фактор Ланде* g розраховують окремо для кожної спектральної лінії. За спостереженням ефекту Зеемана вдалося виміряти магнітні поля на Сонці та у багатьох зір.

Ефект Штарка полягає у розщепленні і зсуві рівнів енергії атомів і молекул під дією зовнішнього електричного поля. В атмосферах зір цей ефект виникає, зокрема, при проходженні зарядженої частинки біля поглинаючого (або випромінюючого) атома. Виміри зумовленого ефектом Штарка розширення спектральної лінії дають змогу визначити концентрацію заряджених частинок в атмосферах зір.

8.8. Газові закони

При вивченні зір і туманностей використовують співвідношення фізики, які описують газоподібний стан речовини, тобто *рівняння стану*, *рівняння Максвелла* тощо.

Рівняння стану. Для дослідження атмосфер більшості зір і міжзоряного середовища використовують рівняння стану ідеального газу (*рівняння Клапейрона-Менделєєва*). Ідеальним називається газ, для якого енергія взаємодії між частинками нехтовно мала у порівнянні з їх кінетичною енергією. У рівнянні стану ідеального газу тиск p, температура T і густина ρ зв'язані між собою наступним чином:

$$p = \frac{\Re T}{\mu}\rho, \tag{8.35}$$

де $\Re$ — універсальна газова стала (8,31 Дж/(моль·К), або $8{,}31\cdot10^7$ ерг/(моль·К)), μ — середня молекулярна маса речовини.

Для практичного використання (8.35) необхідно знати значення μ, яке залежить від хімічного складу зоряного газу. Повне число частинок газу в одиниці об'єму дорівнює сумі чисел ядер атомів різних хімічних елементів та числа електронів. Якщо позначити масову частку елемента з атомним номером i через x_i, ступінь j-кратної іонізації i-го елемента через y_{ij}, масу ядра атома з номером i через m_i ($m_i \approx A_i m_p$, де A_i — атомна маса у а. о. м., m_p — маса протона), то можна записати вираз для концентрації іонів i-го хімічного елементу в j-ій стадії іонізації:

$$N_{ij} = \frac{x_i \rho y_{ij}}{m_i}. \tag{8.36}$$

Для концентрації електронів, що виникають при іонізації різних атомів, будемо мати:

$$N_e = \sum_i \sum_{j=1}^{i} j N_{ij}. \tag{8.37}$$

Повна концентрація частинок газу:

$$N = \sum_i \frac{x_i \rho}{m_i} \sum_{j=1}^{i} (1 + j) y_{ij}. \tag{8.38}$$

За визначенням, молекулярна маса дорівнює відношенню кількості важких частинок (нуклонів) в одиниці об'єму до повної концентрації частинок газу (з урахуванням електронів, якщо газ частково, або повністю іонізований):

$$\mu = \frac{\rho / m_p}{N} = \left(\sum_i \frac{x_i}{A_i} \sum_{j=0}^{i} (1 + j) y_{ij} \right)^{-1}. \tag{8.39}$$

Розглянемо приклад. Плазма складається з водню ($x_1 = X$), гелію ($x_2 = Y$) та інших атомів з масою, більшою ніж у гелію ($x_3 = Z$). У випадку повної іонізації атомів кожний атом водню втрачає один електрон, кожний атом гелію — два електрони. Число електронів, що їх втрачають важчі атоми при їх повній іонізації, приблизно у два рази менше їхньої атомної маси (наприклад, маса атома вуглецю $A = 12$ а.о., а число електронів в оболонці дорівнює 6; для важчих атомів це відношення може дещо відрізнятися від двох). Тоді:

$$\mu = \left(\frac{X}{1} \cdot (1+1) \cdot 1 + \frac{Y}{4} (1+2) \cdot 1 + \frac{Z}{2} \right)^{-1} = \left(2X + \frac{3}{4} Y + \frac{Z}{2} \right)^{-1}. \tag{8.40}$$

Як правило, за високих температур, що є в надрах зір, речовина виявляється повністю іонізованою, і формула (8.40) дає цілком задовільну оцінку μ. При досить низьких температурах, які типові для зоряних атмосфер, іонізація є неповною, і розрахунок середньої молекулярної маси для складної суміші атомів та іонів всіляких хімічних елементів значно ускладнюється.

Для Сонця вміст водню за масою $X = 0{,}70$, гелію $Y = 0{,}28$ та $Z = 0{,}02$. Відповідно з цим для сонячних надр $\mu \approx 0{,}62$.

Якщо взаємодія частинок газу істотно впливає на його фізичні властивості, то такий газ є *виродженим*. Тиск виродженого газу не залежить від його температури. Ця обставина відіграє важливу роль на заключних етапах еволюції зір, коли збільшення густини в їх надрах перетворює ідеальний газ електронів на вироджений. Для опису нерелятивістського виродженого електронного газу використовують таке рівняння стану:

$$p = 1{,}0 \cdot 10^{13} \left(\frac{\rho}{\mu_e} \right)^{5/3}, \tag{8.41}$$

а для релятивістського —

$$p = 1{,}2 \cdot 10^{15} \left(\frac{\rho}{\mu_e} \right)^{4/3}, \tag{8.42}$$

де μ_e — середня молекулярна маса в розрахунку на один електрон ($\mu_e = A/Z$), тут Z — заряд ядра. Саме тиск виродженого електронного газу і підтримує стабільність зір білих карликів, в яких густина сягає значення 10^6 г/см^3. При ще більшій густині процес виродження охоплює більш важкі частинки газу, наприклад, нейтрони. З вироджених нейтронів складаються нейтронні зорі.

Розподіл частинок за швидкостями. Як видно з рівняння (8.31), частота кванта світла, випроміненого, наприклад, у бальмерівському континуумі при рекомбінації електрона на другий енергетичний рівень, залежить від попереднього значення швидкості цього електрона у вільному стані. Аналіз показує, що частинки газу, який при заданій температурі T перебуває в стані статистичної рівноваги, мають різні швидкості V, які розподілені від нуля до дуже значних. Сам розподіл частинок газу за швидкостями описується *формулою Максвелла*:

$$dN = 4\pi N \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{mV^2}{2kT}} V^2 dV, \tag{8.43}$$

де N — загальна кількість частинок в одиниці об'єму; m — маса частинки; dN — кількість частинок, що мають швидкість в інтервалі від V до $V + dV$. З рис. 8.5 видно, що розподіл частинок за швидкостями істотно залежить від температури. Найбільше частинок рухається зі швидкістю V^*, що відповідає максимуму кривої розподілу. Ця швидкість називається найімовірнішою. Її числове значення знаходять за формулою:

$$V^* = \sqrt{\frac{2kT}{m}}. \tag{8.44}$$

Маса частинки $m = \mu m_н$, причому маса атома водню $m_н = 1{,}67 \cdot 10^{-27}$ кг. Для нейтрального водню при $\mu = 1$ і $T = 6000$ К знайдемо $V^* = 10$ км/с.

Статистичний розподіл Максвелла встановлюється внаслідок співударів частинок, в яких *довжина вільного пробігу* $l \approx 1/(N\sigma)$, де σ — ефективний переріз взаємодії двох частинок (для грубої оцінки його можна прийняти рівним площі перерізу частинки). *Типовий час пробігу* частинки між зіткненнями $t \approx l/V^* \approx 1/(NV^*\sigma)$.

Зокрема, в умовах сонячної атмосфери при $N = 10^{16}$ см$^{-3}$ і $T = 5770$ К для атомів водню $l \approx 1$ см і $t \approx 10^{-6}$ с. В умовах міжзоряного середовища $N \approx 1$ см$^{-3}$, $T \approx 60$ К, $l \approx 10^{16}$ см і $t \approx 3000$ років.

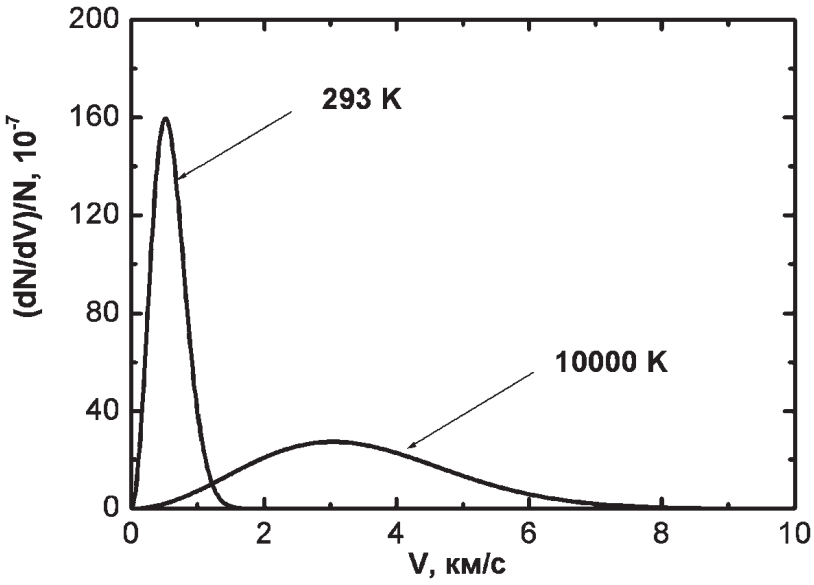


Рис. 8.5. Розподіл атомів фтору за швидкостями при температурах 293 K і 10 000 K; по осі абсцис відкладено швидкості частинок газу, по осі ординат — кількість частинок, що мають певну швидкість при заданій температурі, нормовану на повну кількість частинок фтору

Формула Больцмана. У зоряних атмосферах упродовж багатьох мільйонів років підтримується певна динамічна рівновага між кількістю збуджених і незбуджених, іонізованих і нейтральних атомів. За кожну одиницю часу відбувається збудження на вищі рівні та іонізація певної кількості атомів і стільки ж за цей же час здійснюється рекомбінацій і переходів з вищих рівнів на нижчі. Відносна кількість атомів в одиниці об'єму, що перебувають в енергетичному стані n і m, визначається *формулою Больцмана*:

$$\frac{N_n}{N_m} = \frac{g_n}{g_m} e^{-\frac{\varepsilon_{mn}}{kT}}. \qquad (8.45)$$

У цій формулі g_n і g_m — статистична вага атома у відповідному енергетичному стані, ε_{mn} — різниця енергій для рівнів n і m.

У найпростішому випадку для атома водню ця формула має вигляд:

$$\frac{N_n}{N_1} = n^2 e^{-\frac{\varepsilon_{1n}}{kT}}, \qquad (8.46)$$

де N_1 — кількість атомів, що перебувають на основному, першому рівні.

Тут враховано, що статистична вага для атома водню визначається номером енергетичного рівня: $g_n = 2n^2$. Зокрема, при температурі $T = 5770$ K,

типовій для сонячної атмосфери, $N_2 \approx 6 \cdot 10^{-9} N_1$, тобто відносна кількість збуджених атомів водню нехтовно мала; атоми водню практично цілковито перебувають в основному стані.

Формула Саха. Кількість атомів певного хімічного елемента, що перебувають у стані іонізації при заданій температурі T і концентрації частинок газу N, визначають за формулою Саха. Ця формула пов'язує між собою концентрацію атомів, які знаходяться у сусідніх j-ій і $(j + 1)$-ій стадіях іонізації, і електронну концентрацію N_e з температурою:

$$\frac{N_{j+1}}{N_j} N_e = 2 \frac{(2\pi mkT)^{3/2}}{h^3} \frac{U_{j+1}}{U_j} e^{-\frac{\chi_j}{kT}}. \qquad (8.47)$$

У цій формулі m — маса електрона, k і h — сталі Больцмана і Планка відповідно, χ_j — потенціал іонізації атома, який перебуває у j-ій стадії іонізації (зауважимо, що для нейтрального атома приймають $j = 0$; для іона $j = 1, 2, 3$ і т. д.), U_j і U_{j+1} — так звані суми по станах для атомів у j-ій і $(j + 1)$-ій стадіях іонізації відповідно. Для розрахунку суми по станах використовують наступну формулу:

$$U_j = \sum_n g_n e^{-\frac{\varepsilon_n}{kT}}, \qquad (8.48)$$

де ε_n — потенціал збудження n-го енергетичного рівня атома у j-ій стадії іонізації, g_n — статистична вага рівня, а сама сума береться по усіх енергетичних рівнях.

Для чисто водневої плазми, яка перебуває у стані термодинамічної рівноваги, формула Саха набуває вигляду:

$$\frac{x^2}{1-x} = \frac{2{,}24 \cdot 10^{15}}{N} T^{3/2} e^{-\frac{157200}{T}}, \qquad (8.49)$$

де $x = N_e/N$ — ступінь іонізації водню; $N = N_н + N_p$ — повна кількість частинок водню в одиниці об'єму; $N_н$ — кількість неіонізованих атомів водню, а N_p — кількість іонів. Враховано також, що для водню кількість вільних електронів N_e дорівнює кількості іонізованих атомів — протонів.

Для сонячної атмосфери при $T = 5770$ K і типовому значенні концентрації атомів $N = 10^{16}$ см$^{-3}$ одержимо $N_p = 0{,}0004N$. Отже, у цьому випадку водень практично неіонізований. Однак у вищих, більш розріджених шарах атмосфери, кількість іонізованих атомів значно зростає.

В астрофізиці прийнято позначати атоми римською цифрою: нейтральні — I, однократно іонізовані — II, двократно іонізовані — III і т. д. Наприклад, HI — це нейтральний водень, HII — іонізований водень, CIV — три-

кратно іонізований атом вуглецю (з атомної оболонки відірвано 3 електрони), FeXXIV — атом заліза, від якого відірвано 23 електрони.

Для атомів певного хімічного елемента найвища стадія іонізації визначається максимальною кількістю електронів в атомній оболонці. Наприклад, для атома водню — це стадія II, для гелію — III, літію — IV, і т. д.

Температура, що є у формулі (8.43), називається *кінетичною температурою* частинок $T = T_к$, а якщо під частинками розуміють електрони, то *електронною температурою* T_e. Температура в рівнянні Больцмана і Саха називається відповідно *температурою збудження* $T_з$ і *температурою іонізації* $T_і$, а параметр T у формулі Планка — *температурою випромінювання* $T_в$. У кожному зі згаданих тут рівнянь вона є параметром, який треба визначити зі спостережень.

Стан, при якому $T_к = T_з = T_і = T_в$, називано *повною термодинамічною рівновагою*. Якщо однакові лише перші три значення, то говоримо про *локальну термодинамічну рівновагу*.

8.9. Основи спектрального аналізу та його результати

У спектрах переважної більшості зір на фоні неперервного спектра наявні лінії поглинання (рис. 8.6). Інтенсивність (потік) випромінювання в лініях поглинання менша, ніж у сусідніх ділянках неперервного спектра.

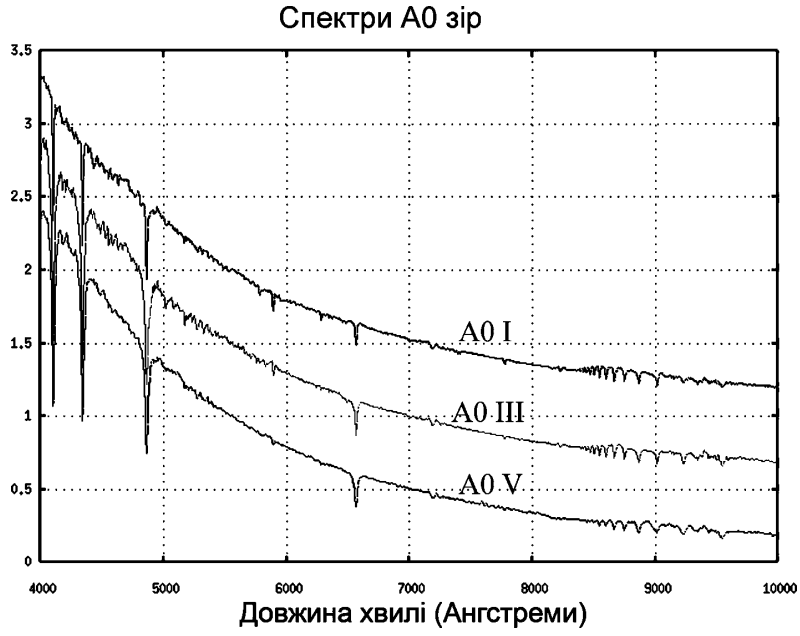


Рис. 8.6. Реєстрограми розподілу потоку випромінювання з довжиною хвилі у видимій і ближній інфрачервоній частині спектра зір спектрального класу *A*0

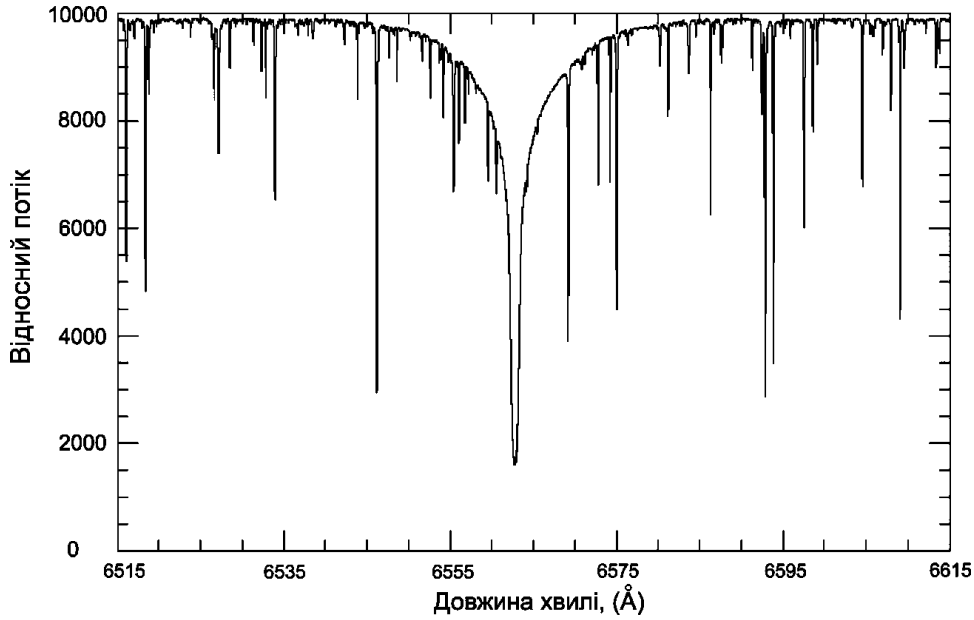


Рис. 8.7. Профіль лінії поглинання нейтрального водню $H\alpha$ у спектрі Сонця. У крилах цієї сильної лінії можна зауважити числені слабкіші лінії інших атомів та іонів

На рис. 8.7 зображений *профіль лінії поглинання*. Лінія поглинання характеризується *шириною* $\Delta\lambda$ на половинній інтенсивності, положенням центра лінії λ_0, *інтенсивністю* $I(\lambda_0)$, або *потоком* $F(\lambda_0)$ *випромінювання в центрі лінії,* та *еквівалентною шириною* W_λ, що вимірюється площею, охопленою профілем лінії. Усі ці параметри підлягають якнайстаранішому аналізові для кожної з ліній, наявних у спектрі будь-якого небесного світила.

Внутрішні частини лінії називаються *ядром*, зовнішні — *крилами*. Уведено також поняття *залишкової інтенсивності* r_λ як відношення інтенсивності I_λ, що спостерігається на довжині хвилі λ, до інтенсивності неперервного спектра I_λ^0, знайденої шляхом інтерполяції до цієї ж довжини хвилі: $r_\lambda = I_\lambda / I_\lambda^0$.

З теорії випливає, що якби атоми зоряної атмосфери не взаємодіяли один з одним і були нерухомими, то ширина спектральної лінії в оптичному діапазоні не перевищувала б $\Delta\lambda \le 0{,}0001$ Å. Однак їхні реальні ширини у тисячі разів більші.

Найважливішим ефектом, який призводить до розширення спектральної лінії, є ефект теплового руху атомів. Атоми в атмосфері зорі рухаються з різними швидкостями відповідно до розподілу Максвелла (8.43). Якщо атом рухається зі швидкістю V до спостерігача, то завдяки ефекту Доплера під час переходу електрона з m-го рівня на n-й поглинається квант енергії з довжиною хвилі $\lambda = \lambda_0 - \dfrac{V}{c}\lambda_0$, а якщо атом рухається від спостерігача, — з довжи-

ною хвилі $\lambda = \lambda_0 + \frac{V}{c}\lambda_0$. Хвилі з довжиною λ_0 поглинаються тими атомами, які в цей момент нерухомі або рухаються перпендикулярно до потоку квантів.

При певній температурі T рух атомів в атмосфері зорі характеризується найімовірнішою швидкістю (8.44). Зміщення $\Delta\lambda_D$, що відповідає цій швидкості V^*, визначає ширину лінії:

$$\Delta\lambda_D = \lambda - \lambda_0 = \frac{\lambda_0}{c}V^* = \frac{\lambda_0}{c}\sqrt{\frac{2kT}{m}}, \qquad (8.50)$$

яка називається *доплерівською шириною спектральної лінії*. Вимірявши її, за формулою (8.50) обчислюють кінетичну температуру газу в атмосфері зорі.

Дуже істотним є також ефект розширення енергетичних рівнів атомів унаслідок їх взаємодії один з одним і з електронами (ефект Штарка). Він тим більший, чим більша концентрація частинок.

Обидва ці ефекти суттєво впливають на еквівалентну ширину лінії W_λ, але вирішальну роль тут відіграє кількість поглинаючих атомів хімічного елемента, якому належить досліджувана лінія. Як приклад, на рис. 8.8 показана зміна профілю і площі спектральної лінії, яка належить однократно іонізованому кремнію. Профіль цієї лінії був синтезований для моделі атмосфери зорі з ефективною температурою 10 000 K і прискоренням сили тяжіння на поверхні 177,83 м/с^2. Найбільш глибокий профіль (найбільша еквівалентна ширина лінії) відповідає нормальному вмісту кремнію. Змен-

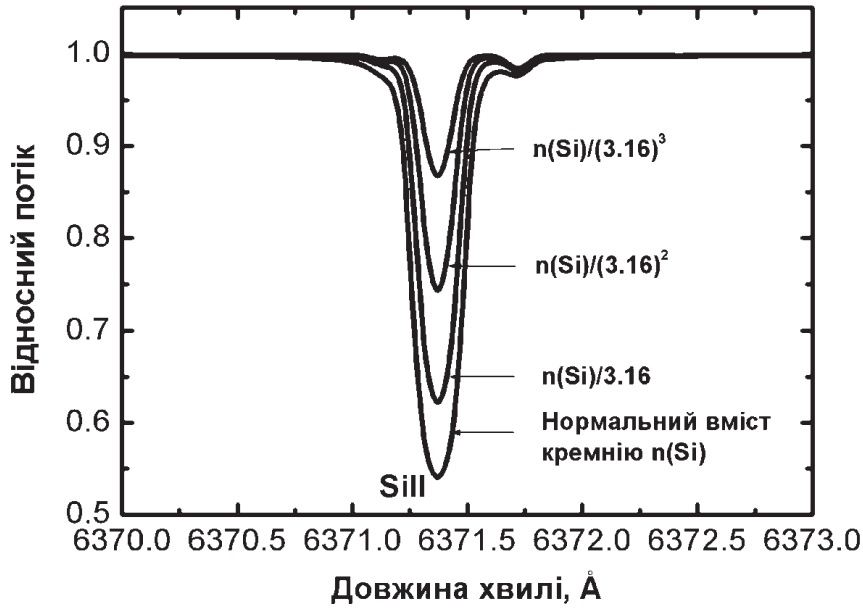


Рис. 8.8. Залежність форми профілю спектральної лінії від кількості поглинаючих частинок

шення еквівалентної ширини лінії було досягнуто шляхом поетапного зниження концентрації поглинаючих атомів кремнію у 3,16 рази.

Узявши до уваги всі механізми розширення ліній та проаналізувавши кожну спектральну лінію кожного хімічного елемента, шляхом математичного моделювання визначають кількість поглинаючих атомів окремих хімічних елементів у зоряній атмосфері — її *хімічний склад*. Детально про це сказано у розділі 14 і відображено в таб. 14.2.

8.10. Нетеплові механізми випромінювання

Упродовж майже ста років астрофізика базувалася на припущенні, за яким спостережуване випромінювання генерується тепловими механізмами — переходами електронів у полі атомних ядер. Однак у середині XX ст. виявилося, що в галактичних просторах є джерела енергії, існування яких у той спосіб пояснити не можна. Наприклад, якщо випромінювання теплове, то інтенсивність його у довгохвильовій частині спектра змінюється з частотою відповідно до закону Релея-Джінса (8.3), тобто чим більша довжина хвилі λ, тим меншою мала б бути зареєстрована інтенсивність: у розрахунку на одиничний інтервал довжин хвиль $\Delta\lambda = 1$ Å мало б бути $I_\lambda \sim 1/\lambda^4$.

Тим часом, наприклад, перші спостереження Юпітера в радіодіапазоні виявили, що на довжині хвилі 70 см він випромінює в 60 разів більшу енергію, ніж на довжині $\lambda = 10$ см. Наочним є і розподіл енергії у спектрі Крабоподібної туманності з сузір'я Тельця (рис. 8.9). Тож «ано-

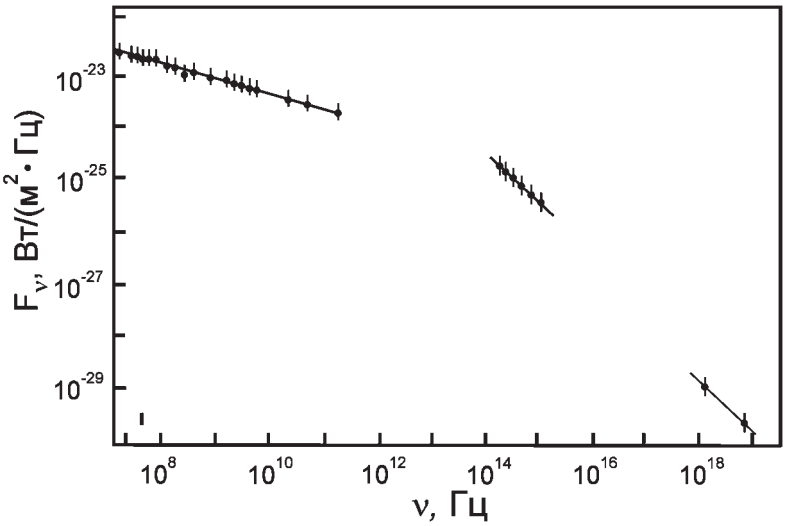


Рис. 8.9. Розподіл енергії у спектрі Крабоподібної туманності (по осі ординат відкладений потік, зареєстрований біля поверхні Землі)

мальний» розподіл енергії спостерігається і в спектрах багатьох так званих активних галактик і квазарів (див. розділ 20). Тому й виникла потреба при інтерпретації таких даних приймати до уваги *нетеплові* види випромінювання. Тут коротко опишемо декілька механізмів такого випромінювання.

Синхротронне випромінювання. *Синхротронним випромінюванням* називається електромагнітне випромінювання *релятивістських* електронів, що рухаються з прискоренням по криволінійних траєкторіях в магнітних полях. Якщо вектор швидкості вільного електрона є перпендикулярним до силової лінії магнітного поля, то після входження у магнітне поле він починає рухатися по коловій траєкторії навколо силової лінії. Радіус такої траєкторії залежить, зокрема, від напруженості магнітного поля: чим більша напруженість, тим менший радіус. У загальному випадку, коли кут між вектором швидкості електрона і напрямом лінії поля менше від 90°, рух зарядженої частинки відбувається по гвинтовій лінії навколо силової лінії. Нагадаємо, що тут у кожен момент часу частинка, що рухається зі швидкістю, близькою до швидкості світла c, випромінює енергію у вузькому конусі в напрямі своєї миттєвої швидкості. Спостереження показують, що в космічному просторі розподіл електронів за енергіями E можна записати як:

$$dN(E) = KE^{-\gamma}(mc^2)^{\gamma-1}\,dE, \tag{8.51}$$

тут $dN(E)$ — кількість релятивістських електронів, що мають енергію від E до $E + dE$; K і γ — сталі. Інтенсивність сумарного випромінювання електронів пов'язана з напруженістю H магнітного поля і частотою ν так:

$$I_\nu = const \cdot H^{\frac{\gamma+1}{2}} \nu^{-\frac{\gamma-1}{2}}. \tag{8.52}$$

Зі спостережень випливає, що $\gamma \approx 2{,}6$ і, отже, $I_\nu \sim \nu^{-0{,}8}$, тоді як за законом Релея-Джінса $I_\nu \sim \nu^2$!

Комптонівське розсіювання. При зіткненні фотона з електроном між ними може відбутися обмін енергією та імпульсом. Цей процес називається *комптонівським розсіюванням*. Якщо при цьому електрон отримує енергію, а фотон її втрачає, то це прямий *ефект Комптона*. Якщо ж фотон збільшує свою енергію за рахунок енергії електрона, то цей процес називається *зворотним комптон-ефектом*.

Нехай ν_0 — початкова частота фотона, E — енергія релятивістського електрона. З теорії комптонівського розсіювання випливає, що частота фотона може збільшуватися до значення:

$$\nu = 2\nu_0\left(\frac{E}{mc^2}\right)^2 >> \nu_0. \tag{8.53}$$

Таким чином, якщо на шляху низькочастотних квантів є хмара релятивістських електронів, то спостерігач зареєструє інтенсивне джерело видимого і навіть рентгенівського випромінювання. Якщо розподіл електронів описується співвідношенням (8.51), то залежність інтенсивності випромінювання від частоти буде такою ж, як і для синхротронного випромінювання: $I_\nu \sim \nu^{-\frac{\gamma-1}{2}}$. Тому для з'ясування справжньої природи джерела потрібні додаткові дослідження, зокрема поляризації випромінювання.

Розсіювання плазмових хвиль на релятивістських електронах. У космічних умовах в іонізованому газі можливі різноманітні хвильові рухи — поздовжні і поперечні плазмові хвилі. Серед них важливу роль відіграють поздовжні плазмони. Вони нагадують звичайні звукові хвилі тим, що збудження електронної густини складається зі згущень і розріджень. Проте саме збудження передається не зіткненням частинок, як це буває у звуковій хвилі, а взаємодією електричних полів. Розсіювання поздовжніх плазмонів на релятивістських частинках призводить до генерації електромагнітного випромінювання. Як випливає з теоретичного аналізу, $I_\nu \sim \nu^{-\frac{\gamma+3}{\sqrt{2}}}$.

Кривотраєкторне (згинне) випромінювання виникає під час руху заряджених частинок уздовж викривлених магнітних силових ліній. Воно відрізняється від синхротронного тим, що радіус кривини траєкторії частинки залежить від геометрії магнітного поля і не залежить від енергії частинки.

Перехідне випромінювання. Як виявилося, при переході електрона, що рухається рівномірно, з одного середовища в інше (наприклад, з вакууму в пилову частинку, а потім з частинки у вакуум) створюване ним електромагнітне поле перебудовується і виникає електромагнітне випромінювання. Енергія висвічується практично в напрямку миттєвої швидкості електрона, а енергія електрона зменшується удвічі після багатьох мільйонів зіткнень електрона з пилинкою. Характерною особливістю перехідного випромінювання є монотонне і дуже повільне зменшення інтенсивності випромінювання при переході від максимуму в бік довгих хвиль.

Усі ці та й інші, досі невідомі механізми, і призводять до великого розмаїття спостережуваних спектральних даних, про що йдеться у наступних розділах.

Розділ 9

ТЕЛЕСКОПИ

9.1. Загальні характеристики телескопів

Упродовж близько двох тисяч років астрономи визначали положення світил на небесній сфері і оцінювали їхній блиск неозброєним оком. З фізіологічної точки зору будова ока дуже складна. Для фізика ж око — простий оптичний прилад. Його головною складовою частиною є *кришталик* — склоподібне тіло, здатне змінювати свою товщину, діаметр і кривину. Кришталик подібний до лінзи зі змінною фокусною відстанню. Діаметр вхідного отвору — *зіниці* — може змінюватися у 10 разів, тим самим регулюється світловий потік, що потрапляє в око. Кришталик будує зображення предметів на дні очного яблука, на сітківці.

Після тривалого перебування у повній темряві, коли наступає *темнова адаптація*, візуально можна зареєструвати потоки світла, що йдуть від зір приблизно 7-ї величини. Отже, якби не потужні телескопи, ніколи не були б виявлені і вивчені мільйони, мільярди далеких зір і галактик, а наше уявлення про навколишній Всесвіт було б дуже убогим.

Образно кажучи, початковим завданням телескопа було збільшити площу зіниці ока, щоб збільшити кількість квантів, які потрапляють на сітківку. Тому передусім телескоп можна характеризувати *діаметром вхідного отвору D* (*діаметром* об'єктива — лінзового або дзеркального) або *апертурою* (від лат. *apertura* — отвір).

Другою важливою характеристикою телескопа *є фокусна відстань F* об'єктива. Відношення:

$$A = D/F \tag{9.1}$$

називається *відносним отвором*, а величина A^2 — *геометричною світлосилою* об'єктива. Від неї залежить освітленість у фокальній площині, яку

створює протяжний об'єкт. Відносний отвір старовинних телескопів був дуже малий (десь 1/100 і менше). У сучасних телескопів він звичайно більший за 1/10.

Найпростіший телескоп для візуальних спостережень складається з *об'єктива* (лінзового, дзеркального або дзеркально-лінзового) і *окуляра*. Об'єктив будує зображення певного об'єкта (Місяця чи планети) або ділянки зоряного неба у фокальній площині. Окуляр, який виконує роль лупи, дає змогу наблизитися до зображення цього об'єкта ближче, ніж на відстань найліпшого бачення (25 см), і розглядати його під більшим кутом зору.

Тому, якщо за допомогою окуляра із фокусною відстанню f розглядати в телескоп дві зорі, які на небі перебувають на кутовій відстані α одна від одної, то їх буде видно на кутовій відстані:

$$\beta = \frac{F}{f}\alpha = \Gamma\alpha. \tag{9.2}$$

Відношення $\Gamma = F/f$ — *кутове збільшення телескопічної системи*. Його записують як число з навскісним хрестом у вигляді індексу справа зверху, наприклад $70^{\times}$, $250^{\times}$.

Здатність телескопа розділяти дві світні точки характеризується *роздільною здатністю*. Унаслідок огинання світловою хвилею оправи об'єктива (дифракції) у фокальній площині телескопа утворюється складна дифракційна картина — яскравий диск, оточений темними і світлими кільцями. Кутовий радіус центрального дифракційного зображення:

$$\alpha = 1{,}22\lambda/D, \tag{9.3}$$

де кут α вимірюють у радіанах. Переходячи до секунд дуги, для видимих довжин хвиль при $\lambda = 5500$ Å $= 0{,}000055$ см, обчислюємо:

$$\alpha'' = 14/D, \tag{9.4}$$

D у см.

Якщо кутова відстань між двома об'єктами менша від α, то їхні дифракційні диски будуть накладатися один на один. Тоді з телескопом такого діаметра не можна виявити, одинарний цей об'єкт чи подвійний.

Роздільна здатність ока оцінюється в 1', а телескопа з діаметром об'єктива $D = 10$ м — близько 0,01". Зауважимо, що наведений вище вираз для роздільної здатності дає *теоретичну* оцінку α'', на практиці ця величина не досягається.

Гранична величина зорі $m_г$, яку ще видно в телескоп у зеніті, визначає його *проникну силу*. Загалом для телескопа з діаметром вхідного отвору D її можна знайти за формулою:

$$m_г \approx 7{,}0^m + 5\lg D, \tag{9.5}$$

якщо D вимірюється у сантиметрах.

Встановивши у фокальній площині телескопа фотопластинку, можна отримати знімок ділянки неба. У цьому випадку характеристикою є масштаб зображення. Якщо кутова відстань між двома об'єктами на небі α, то їй відповідає лінійна відстань на пластинці:

$$l = \frac{F}{57{,}3^\circ}\alpha^\circ \text{ або } l = \frac{F}{206265''}\alpha'', \tag{9.6}$$

де F і l виміряні в міліметрах. Масштаб зображення:

$$\xi = \frac{3438'}{F}\left['/\text{мм}\right] \text{ або } \xi = \frac{206265''}{F}\left[''/\text{мм}\right]. \tag{9.7}$$

Якщо в телескопічній системі використовують декілька дзеркал, то говорять про її *еквівалентну фокусну відстань*. Чисельно вона дорівнює фокусній відстані простої системи (одного дзеркала), при якій лінійні масштаби обох систем у фокальній площині однакові.

Для зручності при спостереженнях за світилами, які змінюють своє положення відносно спостерігача внаслідок добового обертання небесної сфери, телескоп встановлюють на спеціальне *монтування*. Це — механічна си-

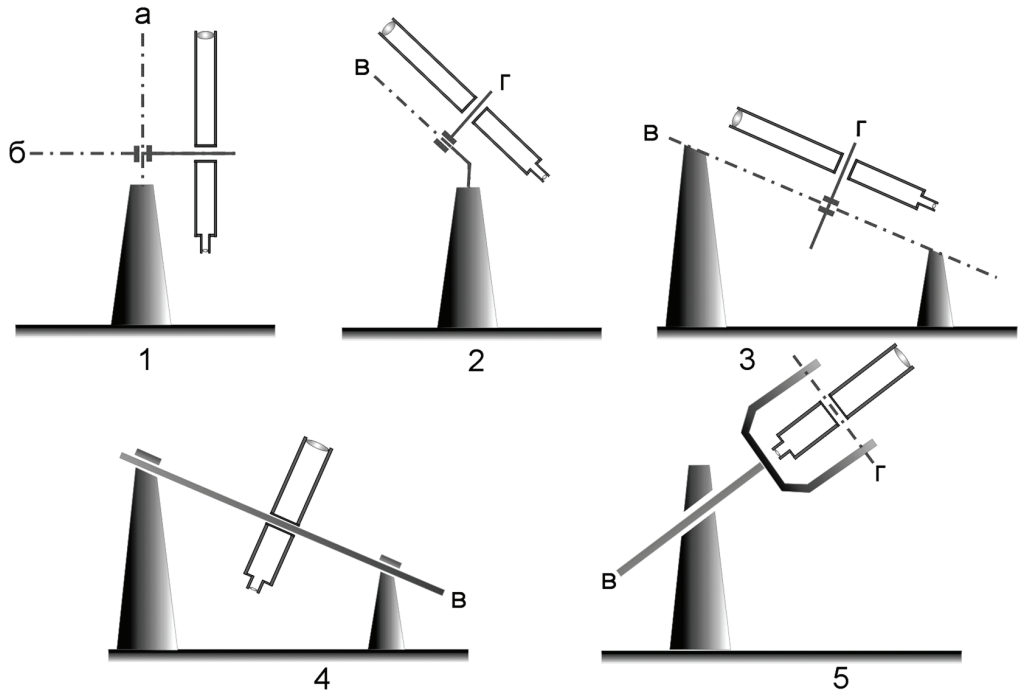


Рис. 9.1. Схеми типів монтування телескопів

стема, що забезпечує можливість наведення труби телескопа на довільну ділянку неба і повертання труби услід за світилом. Виділяють декілька типів монтувань (рис. 9.1), кожне з яких має дві взаємно перпендикулярні осі. В *азимутальному монтуванні* (1) одна з осей вертикальна (*а*), друга (*б*) горизонтальна. В *екваторіальному монтуванні* (2–5) одна вісь спрямована на полюс світу (*полярна вісь*, *в*), друга лежить у площині небесного екватора (*вісь схилень*, *г*). Порівняно невеликі телескопи встановлюють на *німецькому монтуванні* (2). В *англійському монтуванні* полярна вісь закріплена обома кінцями (3), причому іноді її виготовляють у вигляді чотирикутної рами, усередині якої закріплена сама труба (4). В *американському* або *вилковому монтуванні* (5) рама закріплена лише одним кінцем.

В азимутальному монтуванні, повертаючи трубу телескопа навколо вертикальної осі, визначають азимут A світила, а повертаючи трубу навколо горизонтальної осі, — його кутову висоту над горизонтом h. При екваторіальному монтуванні поворот навколо осі світу забезпечує відлік годинного кута світила t, тоді як поворот навколо осі схилень — визначення схилення світила δ.

9.2. Системи оптичних телескопів

Сьогоднішні системи оптичних телескопів об'єднують у три групи: лінзові телескопи або *рефрактори*, дзеркальні або *рефлектори* і дзеркально-лінзові. У рефракторах роль об'єктива виконує система лінз, у рефлекторах — увігнуте (*головне*) дзеркало.

Як згадано, перший телескоп-рефрактор побудував Галілей. Однак його оптична система мала ряд недоліків. Дуже швидко Кеплер запропонував інший варіант оптичної схеми (рис. 9.2). Діаметр найбільшої з лінз теле-

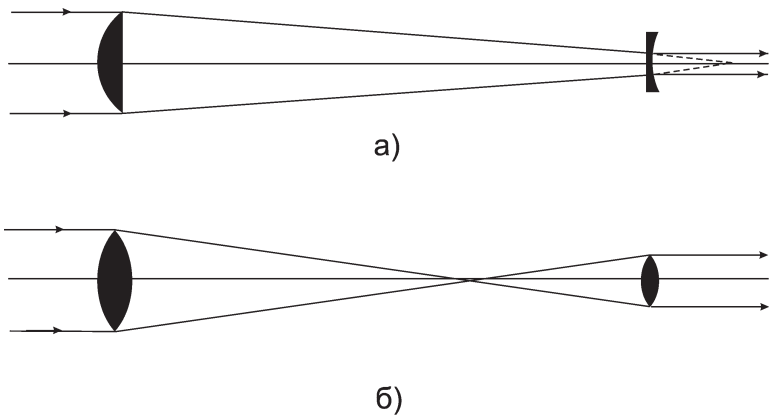


Рис. 9.2. Оптичні схеми телескопів Галілея (*а*) і Кеплера (*б*)

скопів Галілея — 5,8 см, фокусна відстань — 169 см, збільшення — 34,6×. Дзеркальний телескоп Ньютона мав діаметр дзеркала усього 2,5 см.

Оптичним телескопам властиві внутрішні недоліки — *аберації* (спотворення зображення). Передовсім це — *сферична* і *хроматична аберації*. Істотно зменшити ці недоліки вдалося лише тоді, коли розробили системи з декількох лінз, виготовлених зі стекол з різними коефіцієнтами заломлення. Однак виникали інші труднощі, пов'язані з прогинанням лінз, оскільки в трубі телескопа вони кріпляться лише за край. Тому найбільший з існуючих у світі лінзових об'єктивів має діаметр лише 102 см (Йєркська обсерваторія, США).

Якість дзеркальних телескопів, якщо мати на увазі аберації, суттєво поліпшилася після того, як почали шліфувати параболічні дзеркала (рис. 9.3). Однак тут була ще одна не менш важлива проблема. Спочатку телескопічні дзеркала виготовляли з дзеркальної бронзи, поверхня якої, свіжо відшліфована, відбивала до 90% світла, але вона дуже швидко тьмяніла (буквально через декілька місяців), її коефіцієнт відбивання різко зменшувався навіть до 10% (як прийнято говорити, дзеркало «сліпло»).

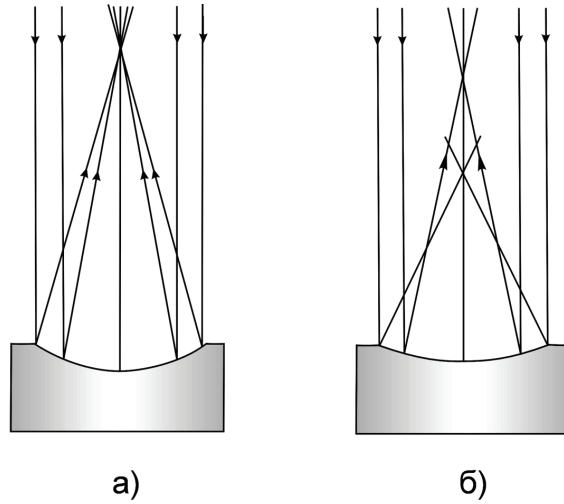


Рис. 9.3. Відбивання паралельних променів від дзеркала: *а* —параболічного, *б* — сферичного дзеркала

Телескоп-рефлектор ніби заново народився в другій половині XIX ст., коли розробили метод зовнішнього сріблення скляних дзеркал. Свіжа срібна плівка у видимих променях відбиває до 96% видимого світла, її можна відновлювати по декілька разів. А з 1930 р. скляні дзеркала почали алюмінювати.

Залежно від поставленого завдання використовують декілька оптичних систем. Наприклад, окремі ділянки неба, галактики і туманності у дзеркальних телескопах спостерігають за допомогою реєстраційних приладів безпо-

середньо у фокусі головного дзеркала. Для виконання інших досліджень використовують системи, що складаються з головного і допоміжного дзеркала. Найвідомішими є *система Ньютона* і система *Кассегрена* (рис. 9.4). У другій системі головне дзеркало — увігнуте параболічне, а допоміжне — опукле гіперболічне.

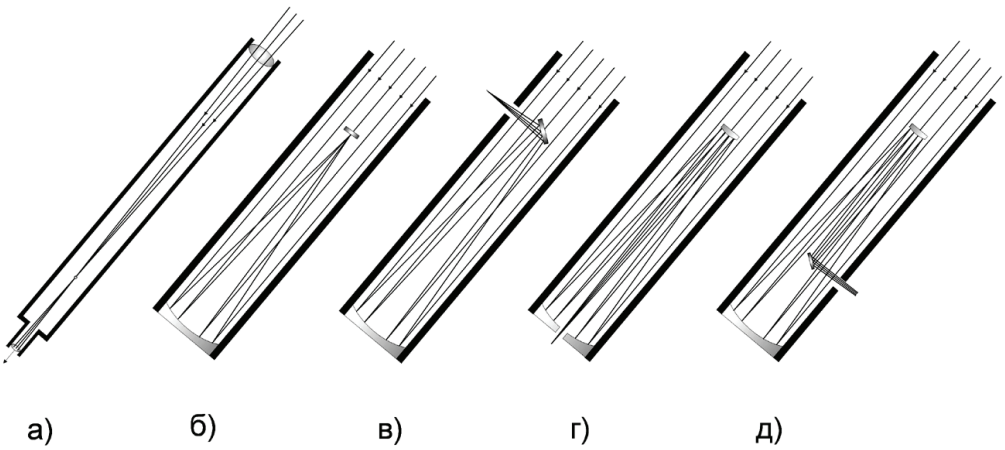


Рис. 9.4. Деякі оптичні схеми телескопів: *а* — рефрактор, *б* — рефлектор з прямим (головним) фокусом; *в* — рефлектор системи Ньютона; *г* — рефлектор системи Кассегрена, *д* — рефлектор системи куде

Система *куде* (з фр. *coude* — ламаний) — це комбінація системи Кассегрена з декількома плоскими дзеркалами, встановленими всередині труби і на перетині осей обертання телескопа, завдяки яким зображення об'єкта спрямовується вздовж полярної осі та реєструється нерухомим приладом, незважаючи на зміну напряму труби телескопа протягом експозиції. Це — важлива перевага цієї системи.

В останні роки при побудові великих телескопів-рефлекторів успішно використовують *систему Річі-Кретьєна*. Тут головне дзеркало за формою дещо відрізняється від параболоїда, а допоміжне — від гіперболоїда. Це дає змогу істотно зменшити довжину труби телескопа, водночас збільшуючи у декілька разів його поле зору.

Застосовують також ширококутні світлосильні системи Шмідта і Максутова (рис. 9.5). У телескопах системи Шмідта перед сферичним дзеркалом поміщають спеціальну скляну корекційну пластинку, внутрішня поверхня якої має складний розрахований профіль для усунення сферичної аберації. У менісковій системі Д. Д. Максутова (1896–1964) перед фокусом дзеркала встановлюють сферичний лінзовий меніск (рис. 9.5). На його центральній частині розташоване опукле дзеркало, відбиваючись від якого промені світла змінюють свій напрям і фокусуються позаду головного дзеркала, пройшовши через отвір у ньому. Одним з варіантів цієї системи є шкільний телескоп.

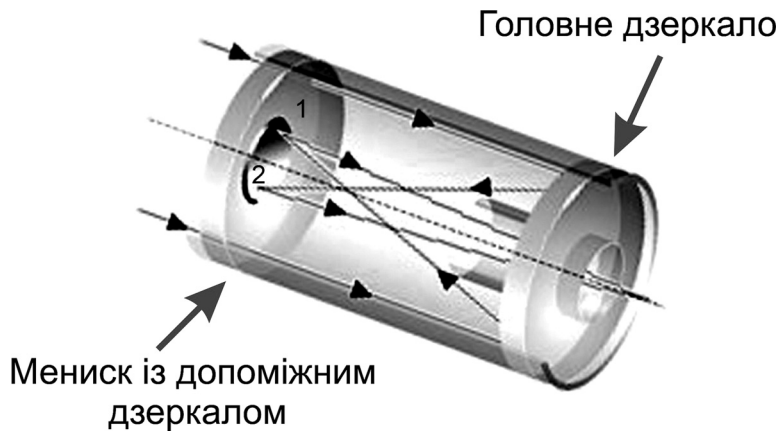


Рис. 9.5. Схема меніскової системи Максутова: 1 — сферичний меніск; 2 — опукле дзеркало

Для того, щоб мати змогу зібрати якомога більше квантів світла від слабких космічних джерел, треба будувати телескопи з великою площею поверхні головного дзеркала (більшого діаметра). До 1980 р. оптичні телескопи з діаметром головного дзеркала D від двох до шести метрів були найпотужнішими. Виготовлення таких дзеркал було вкрай складною справою, оскільки оптичні спостереження потребують дуже високої якості обробки робочої поверхні дзеркала. Тому кількість великих телескопів була невеликою. Побудова телескопів наступного покоління стала можливою завдяки вдосконаленню матеріалів і технологій. Тепер телескопічні дзеркала виготовляють не зі скла, а з кварцу і ситалу. Маса дзеркал істотно зменшилася. Якщо раніше для збереження міцності дзеркала відношення його діаметра D до товщини d повинно було дорівнювати 5–8, то тепер, наприклад, при $D = 2$ м досягають товщини $d = 7{,}5$ см, а загалом $D/d = 10–20$.

Зараз у світі вже налічуються десятки телескопів з $D \geq 2$ м. Серед них одинадцять мають діаметр дзеркала від 8 до 11 м. Кількість великих телескопів безумовно буде зростати у наступні роки, як буде зростати діаметр головного дзеркала. Вже є проекти побудови оптичних телескопів з $D \approx 20–100$ м. Для того, щоб зменшити витрати на виготовлення великих телескопічних дзеркал, їх можна зробити комбінованими. Дзеркало тут складається з невеликих фрагментів гексагональної форми, підігнаних одне до одного і розташованих у формі бджолиних сотів. Наприклад, телескопи *Кек I* і *Кек II* в обсерваторії Мауна-Кеа (Гавайї) мають головні дзеркала діаметром 10 м, але кожне з них складається з 36 фрагментів згаданої форми (рис. 9.6).

Під час роботи телескоп повертається, а просторова орієнтація його головного дзеркала безперервно змінюється. Це, в свою чергу, спричиняє деяку його внутрішню деформацію, що впливає на якість зображення об'єкта. Такий же ефект виникає при зміні температурного режиму упродовж спостережень. Для подолання цих проблем використовують *активну оптику*. Суть методу поля-

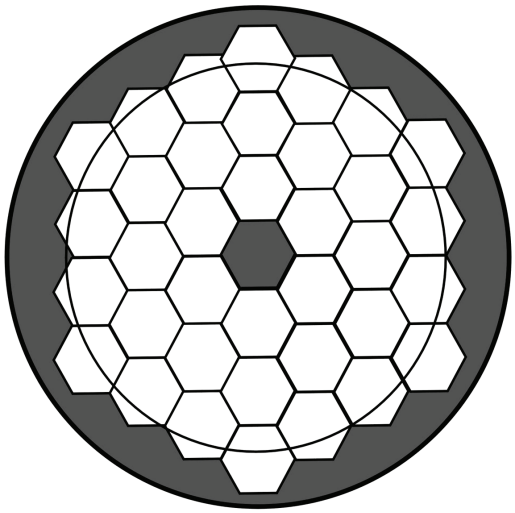


Рис. 9.6. Схематичне зображення комбінованого дзеркала одного із телескопів Кек

гає в тому, щоб за допомогою потужного комп'ютера і системи з'єднаних з ним датчиків, контролювати розподіл навантаження на зворотній поверхні головного дзеркала. При відхиленні форми дзеркала від правильної параболічної (або сферичної), спеціальні пристрої локального розвантаження головного дзеркала — так звані актуатори — миттєво коригують його форму.

Інша проблема, яка погіршує якість наземних оптичних спостережень — це мерехтіння земної атмосфери. Адже турбулентний рух повітря супроводжується безперервними локальними коливаннями коефіцієнта заломлення, а це спричиняє стохастичну зміну напряму розповсюдження хвильового фронту. Як наслідок, зображення об'єкта у фокусі стає нечітким. Для усунення цього недоліку застосовують *адаптивну оптику*: завдяки комп'ютерному контролю з частотою у сотні разів за секунду змінюється відповідним чином форма головного або допоміжного дзеркала, що і компенсує мерехтіння атмосфери. На рис. 9.7 показано, як відрізняються між

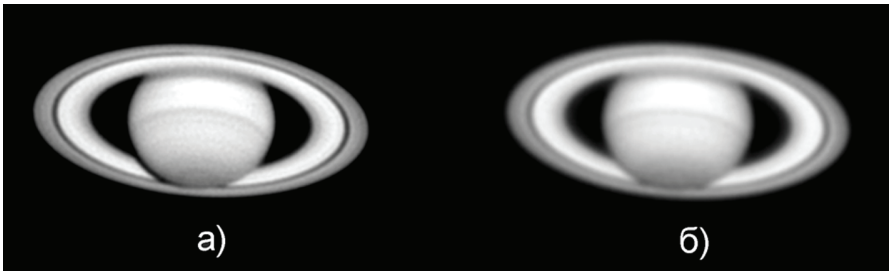


Рис. 9.7. Знімок Сатурна із Землі: *а* — з адаптивною оптикою, *б* — зроблений традиційним способом

собою два зображення Сатурна, отримані звичайним засобом, а також за допомогою адаптивної оптики.

9.3. Сонячні телескопи

Велика яскравість Сонця дає змогу будувати довгофокусні телескопи, які дають його зображення діаметром 50 см і навіть понад 1 м. Це потрібно для дослідження поверхні Сонця, її окремих деталей. Тому за конструктивним вирішенням сонячні телескопи істотно відрізняються від зоряних.

Важливою вимогою тут є те, щоб зображення Сонця при русі оптичної системи телескопа залишалося нерухомим. Це досягається за допомогою *целостата*, який складається з двох плоских дзеркал — целостатного і додаткового (рис. 9.8). Целостатне дзеркало обертається навколо полярної осі з кутовою швидкістю один оберт за 48 год. Завдяки цьому відбитий ним промінь світла зберігає свій напрям у просторі. Додаткове дзеркало спрямовує цей промінь у власне телескоп — об'єктив або дзеркало, яке встановлено нерухомо.

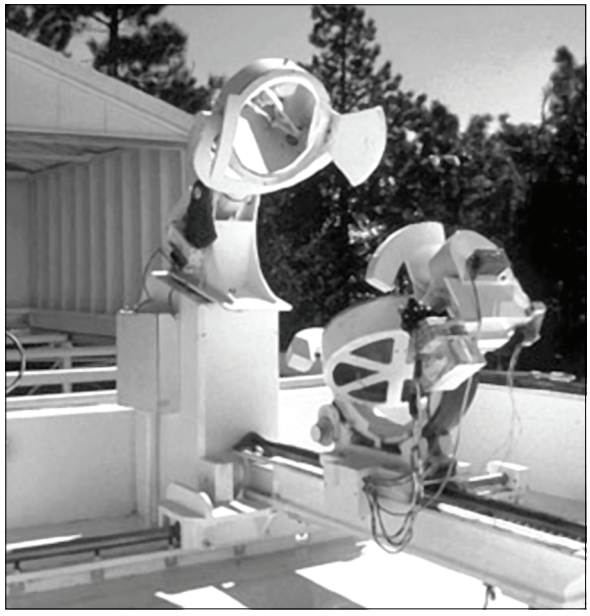


Рис. 9.8. Целостат сонячного телескопа

Сонячні телескопи бувають горизонтальні і вертикальні. Горизонтальні сонячні телескопи будувати легше. Однак таку систему можна використати на високих широтах, де упродовж дня грунт прогрівається

мало, і спотворення зображення конвективними потоками порівняно незначне.

Один із найбільших баштових сонячних телескопів є в науково-дослідницькому інституті «Кримська астрофізична обсерваторія». Тут на верхній площадці, на висоті 25 м встановлене целостатне дзеркало діаметром 120 см і допоміжне дзеркало діаметром 110 см. Сонячні промені, відбиті від додаткового дзеркала, спрямовуються через трубу вниз в оптичну систему. Головне дзеркало телескопа та два касегренівських дзеркала дають змогу отримати у фокальних площинах зображення Сонця діаметром 48 або 70 см. Телескоп оснащений приймальними пристроями (спектрограф, магнітограф, спектрогеліограф та ін.), які дають змогу детально вивчати окремі ділянки сонячної поверхні, вимірювати їхні магнітні поля, яскравість, променеві швидкості руху газу тощо. Багато параметрів тут реєструється одночасно.

Проте отримати ідеальне зображення Сонця з поверхні Землі не можна. Тому зараз сонячні телескопи піднімають у верхні шари земної атмосфери або ж виносять за її межі, зокрема за допомогою стратостатів або орбітальних космічних обсерваторій.

Раніше сонячну корону можна було побачити лише під час повного сонячного затемнення. У наш час її спостерігають також за допомогою *позазатемнюваних коронографів*. Щоб отримати зображення корони, у фокусі однолінзового об'єктива встановлюють «штучний місяць» — круглий диск, діаметр якого дещо перевищує розмір зображення Сонця. Створюване цим диском штучне сонячне затемнення фотографують спеціальною камерою.

Для регулярних спостережень за Сонцем та вивчення процесів, що відбуваються на його поверхні, використовують *фотогеліографи і хромосферні телескопи*. Ці другі оснащені спеціальними вузькосмуговими світлофільтрами, в яких ширина смуги пропускання не перевищує 0,5 Å. Саме так, наприклад, на довжинах хвилі лінії $H\alpha$ вивчають активні процеси, зокрема сонячні спалахи, що трапляються у верхніх шарах сонячної атмосфери.

9.4. Радіотелескопи і радіоінтерферометри

Через атмосферу Землі до її поверхні доходять хвилі радіодіапазону з довжиною від 1 до 4 мм і від 8 мм до 20 м. Увесь цей інтервал довжин хвиль прийнято ділити на шість діапазонів: *декаметровий* ($\lambda > 10$ м), *метровий* (1 м $< \lambda <$ 10 м), *дециметровий* (10 см $< \lambda <$ 1м), *сантиметровий* (1 см $< \lambda <$ 10см), *міліметровий* (1 мм $< \lambda <$ 1см) і *субміліметровий* ($\lambda < 1$ мм). Космічне радіовипромінювання реєструють за допомогою радіотелескопів, що істотно відрізняються між собою залежно від того, в яких діапазонах їх використовують.

Складовими частинами радіотелескопа є *антена*, *фідерна лінія* (електрична лінія, по якій передається енергія), *радіоприймач* та *реєстратор*. Залежно від вирішуваних проблем у радіоастрономії використовують різні типи антен: дипольні антени, параболічні рефлектори, рупори, спіралі тощо.

Найпростішим прикладом *дипольної антени* є два металеві стрижні, загальна довжина яких дорівнює половині довжини λ реєстрованої хвилі. Потрапляючи на антену, електромагнітна хвиля збуджує в ній змінний струм, який по фідерній лінії передається у приймач. Чутливість антени істотно залежить від її орієнтації відносно фронту падаючої хвилі. Графічне зображення цієї залежності називається *діаграмою направленності* антени (рис. 9.9). Наприклад, якщо диполь встановлено вертикально, то потужність сигналу буде найбільшою тоді, коли джерело перебуває біля горизонту ($\varphi = 0°$). Якщо ж кут φ між перпендикуляром до осі антени і напрямом поширення хвилі 45°, то потужність прийнятого сигналу удвічі менша, а при $\varphi = 90°$ — дорівнює нулю. Однак інтенсивність зареєстрованого сигналу не залежить від азимута джерела.

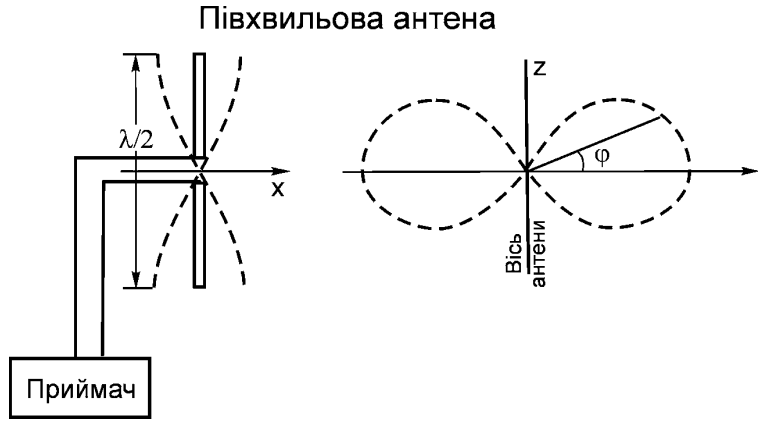


Рис. 9.9. Півхвильовий диполь і його діаграма напрямленості

Звичайно використовують не один, а декілька диполів, розташованих в одній площині на відстані $\lambda/2$ один від одного. Диполі поєднують з приймачем так, щоб коливання струму, який туди надходить від кожного з них, мали одну і ту ж фазу. Така *синфазна антена*, як і дзеркало телескопа, збирає у приймачі всю енергію, що на неї потрапляє. Синфазна багатодипольна антена найчутливіша до випромінювання, яке падає перпендикулярно до площини розташування диполів. Діаграма, що показує залежність зареєстрованої потужності від кута φ, — діаграма направленності — для багатодипольної антени має форму пелюстки, що зветься головною, збоку від неї є ще невеличкі бокові пелюстки, поява яких зумовлена дифракцією радіохвиль. Якщо синфазна антена складається з N диполів, то

ширина головної пелюстки у напрямі, перпендикулярному до осей диполів, $\varphi_N \approx 120^\circ/N$. Цей кут визначає *роздільну здатність* радіотелескопа: два точкові об'єкти на небі можна розрізнити лише у випадку, якщо кутова відстань між ними більша від φ_N.

Параболічна антена (рис. 9.10) збирає у фокусі випромінювання усіх довжин хвиль радіодіапазону. Принцип дії такої антени такий самий, що і в головного дзеркала оптичного телескопа. У фокусі антени (прямому чи кассегренівському) встановлений *опромінювач* — півхвильовий диполь або рупор, який і приймає випромінювання певної довжини хвилі, відбите антеною. Щоб зареєструвати випромінювання іншої довжини хвилі, досить замінити цей опромінювач. Роздільна здатність параболічного радіотелескопа характеризується кутом:

$$\varphi_D \approx \lambda/D \text{ радіан} \approx 57{,}3^\circ\ \lambda/D. \qquad (9.8)$$

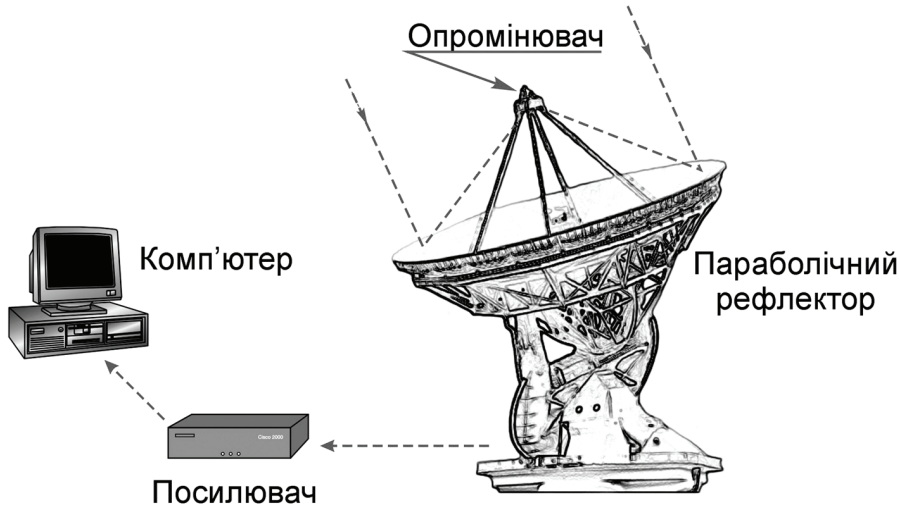


Рис. 9.10. Параболічна антена

Чим більший діаметр параболічної антени радіотелескопа, тим краща його роздільна здатність. Тому сучасні радіотелескопи мають діаметр антени, який перевищує 25 м.

Наприклад, при $D = 60$ м і $\lambda = 1$ м роздільна здатність радіотелескопа $\varphi_D \approx 1^\circ$. Приблизно з такою ж точністю будуть визначені координати радіоджерела.

Роздільна здатність істотно підвищується при застосуванні *радіоінтерферометрів* (рис. 9.11). Фактично радіоінтерферометром є вже згадана синфазна антена, бо при значній кількості диполів роздільна здатність уздовж довжини антени може бути як завгодно високою (тобто кут φ_N може бути

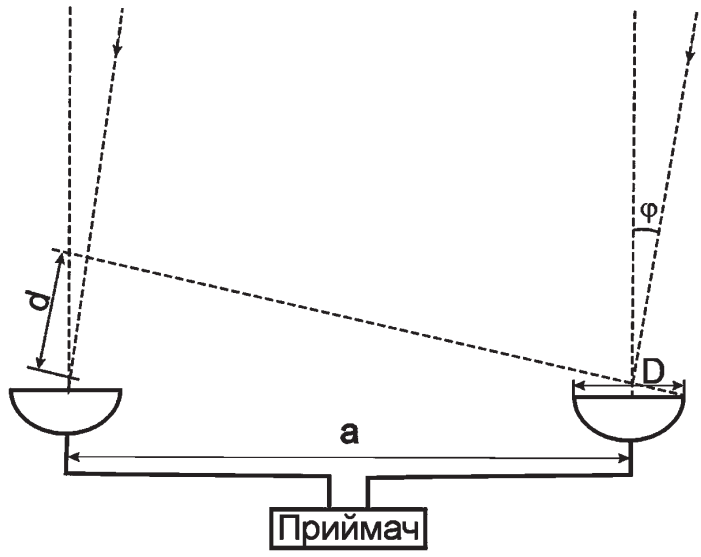


Рис. 9.11. Схема двохантенного радіоінтерферометра

дуже малий). Не обов'язково включати усі N антен. Достатньо взяти два диполі або дзеркала, віддалити їх на відстань a і з'єднати з приймачем фідерними лініями однакової довжини. Такий тип радіотелескопа називається *двохантенним* або двопроменевим *інтерферометром*.

Принцип роботи інтерферометра відомий. Якщо радіоджерело перебуває на кутовій відстані φ від осі інструмента, то виникає різниця ходу променів $d = a\sin\varphi$. Оскільки при великих відстанях a (базі інтерферометра) різниця ходу $d = \lambda/2$ досягається вже при дуже малих кутах φ, то можна прийняти, що $\sin\varphi \approx \varphi$ і $d = a\varphi$. Отже, при $\varphi = \lambda/2a$ (радіан) різниця фаз дорівнюватиме $\lambda/2$. Тут струми від обох антен будуть у протифазі, і внаслідок інтерференції інтенсивність сумарного сигналу становитиме нуль. При φ, що дорівнює або кратне λ/a, фази струмів збігаються. Тому діаграма направленності інтерферометра складається з вузьких пелюсток шириною $\varphi_\alpha = \lambda/a$.

При малих базах як фідерну лінію використовують коаксіальний або ж екранований двопровідний кабель. Для передачі енергії хвиль, коротших від 10 см, застосовують хвилеводи. Якщо ж база інтерферометра сягає декількох десятків кілометрів, то застосовують радіорелейні лінії. У наш час для вивчення Всесвіту та його окремих об'єктів використовують методи радіоінтерферометрії з наддовгою базою. При цьому сигнали від кожної з антен, розташованих на протилежних точках Землі, записують в електронному форматі, а згодом їх зіставляють за допомогою спеціального корелятора. Так досягають роздільної здатності до 0,0001", що набагато перевищує сучасні можливості оптичної астрономії.

З 1957 р. найбільшим параболічним рефлектором був радіотелескоп обсерваторії Джодрелл Бенк (Англія). Його дзеркало має діаметр 76 м і масу 750 т. Сьогодні вже є рухомі дзеркала діаметром 100 м (наприклад, радіотелескоп в обсерваторії Грін Бенк, (рис. 9.12), а найбільша з параболічних антен — нерухомий телескоп, встановлений в Аресібо у кратері згаслого вулкана на острові Пуерто-Ріко (діаметр дзеркала — 305 м).

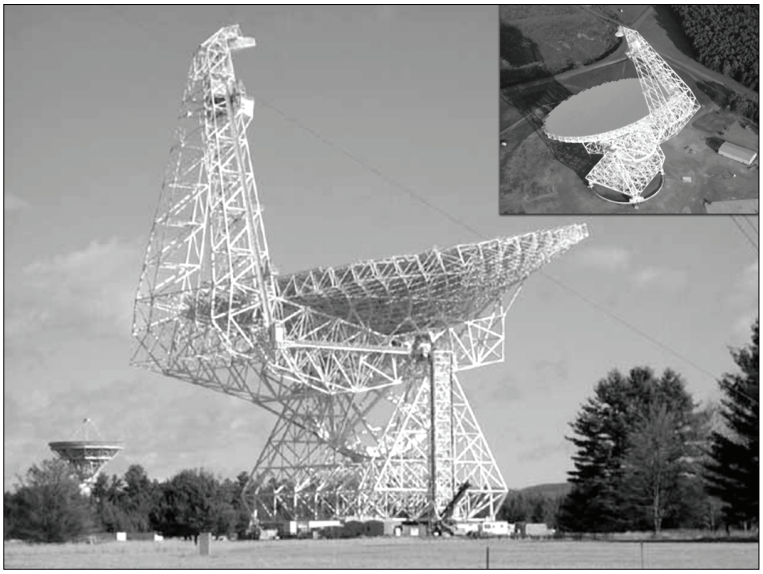


Рис. 9.12. Радіотелескоп обсерваторії Грін Бенк

Зрозуміло, що чим більша відстань між телескопами, які поєднані єдиною комп'ютерною мережею, тим чіткішим є радіозображення досліджуваного джерела. Прикладом ефективного інтерферометра є система з 27 параболічних антен в Нью-Мексико — *VLA* (*Very Large Array*). Діаметр кожної антени 25 м, а розмір усієї системи досягає 30 км. Роздільна здатність цього інтерферометра — 0,1".

Набагато кращу роздільну здатність має система *VLBI* (*Very Long Baseline Interferometry*), яка поєднує між собою десять радіотелескопів з діаметром антени 25 м, кожний з яких знаходиться на відстані в тисячі кілометрів, що і забезпечує спостереження радіоджерел з роздільною здатністю $\alpha = 0{,}0001"$, а це майже в 100 разів перевищує значення роздільної здатності потужних оптичних телескопів. Але навіть це значення не є граничним. Так, космічний радіотелескоп на японській станції *HALCA*, виведений на навколоземну орбіту в 1997 р., має базу 56 000 км і дозволяє досягнути ще вищої роздільної здатності, ніж *VLBI*.

В Україні є два досить великих параболічних радіотелескопи — *РТ-22* ($D = 22$ м), який знаходиться поблизу Сімеїза, і радіотелескоп з $D = 70$ м, встановлений недалеко від Євпаторії.

9.5. Телескопи ІЧ-, УФ- та Х-діапазону

У наш час реєструють і вивчають випромінювання усіх частот, зокрема в інфрачервоному (ІЧ), ультрафіолетовому (УФ) та рентгенівському (Х) діапазонах. Для кожного випадку розроблені певні типи телескопів та методи реєстрації.

Інфрачервона астрономія. Інтервал хвиль від 7500 Å до 1 мм називається інфрачервоною частиною спектра. Він поділяється на чотири окремі ділянки: близька (0,75–1,50 мкм), середня (1,5–20,0 мкм), далека (20–300 мкм) і дуже далека (300–1000 мкм). Останню ще називають субміліметровою ділянкою спектра і вивчають також за допомогою радіоастрономічних приладів (див. підрозділ 9.4).

При дослідженнях у близькій і середній інфрачервоних ділянках використовують звичайні телескопічні системи — рефрактори і рефлектори. Проте об'єктиви виготовляють зі спеціальних сортів скла, які є достатньо прозорими для ІЧ-випромінювання.

Оскільки земна атмосфера істотно поглинає інфрачервоне випромінювання (тут є усього шість ділянок, де прозорість досягає 70–80%), то для спостережень, зокрема в діапазонах з $\lambda > 13$ мкм, інструменти підіймають у верхні шари атмосфери за допомогою балонів або виводять за її межі ракетно-космічною технікою. Труднощі тут ще й у тому, що більшість приймачів ІЧ-випромінювання (див. розділ 10) працює при температурі зрідженого гелію (4,2 K). Це є необхідним для того, щоб теплове випромінювання матеріалу самого приймача не заважало реєстрації слабкого сигналу від космічного інфрачервоного джерела.

Сьогодні у світі активно працюють декілька великих наземних телескопів, які спеціально були спроектовані для ІЧ спостережень. Усі вони встановлені високо в горах, щоб уникати сильного поглинання ІЧ випромінювання водяною парою, яка є в густих приземних шарах атмосфери. Проте найкращі результати одержують, встановлюючи телескопи за межами земної атмосфери. Перший космічний ІЧ телескоп (діаметр дзеркала 57 см, станція *IRAS*), розпочав свою роботу на навколоземній орбіті в 1983 р. Починаючи з 1995 р., упродовж двох років такі спостереження проводили за допомогою європейської космічної обсерваторії *ISO* (телескоп з діаметром дзеркала 60 см). Починаючи з 2003 року на орбіті працював ІЧ телескоп *SPITZER*.

Ультрафіолетова астрономія. Для спостережень у середньому та близькому ультрафіолеті ($1200 \text{ Å} \le \lambda \le 3900 \text{ Å}$) використовують звичайні телескопи з алюмінійованими дзеркалами, але тому, що при зменшенні довжини хвилі коефіцієнт відбивання алюмінієвого шару різко зменшується, випромінювання з довжинами хвиль $\lambda < 1600$ Å реєструються за допомогою *лічильників Гейгера-Мюллера*. Для виділення окремих спектральних діапазонів пе-

ред лічильником фотонів встановлюють спеціальний фільтр з фтористого літію або фтористого кальцію.

Для спостережень в УФ діапазоні на довжинах 100 Å ≤ λ ≤ 3000 Å телескоп необхідно виносити за межі атмосфери. Так, у 1999 р. космічна обсерваторія *FUSE* розпочала обстеження неба в інтервалі довжин хвиль 900–1200 Å. А перший космічний ультрафіолетовий телескоп виведено на орбіту у 1962 р.

З 1990 р. існує універсальний інструмент, за допомогою якого проводять оптичні, УФ і ІЧ спостереження. Це *HST — космічний телескоп Хаббла*, діаметр дзеркала 2.4 м. Бортова приймальна апаратура забезпечує проведення спостережень на довжинах хвиль від 1150 Å до 1 мм.

Рентгенівська астрономія. Зображення рентгенівських джерел у діапазоні від 120 Å до 0,1 Å отримують за допомогою камери-обскури або *дзеркального телескопа* з *ковзними променями* (рис. 9.13), в якому поглинання рентгенівських променів матеріалом дзеркала порівняно невелике. Такий телескоп є поєднанням двох дзеркал — параболоїда обертання і гіперболоїда обертання. Промінь відбивається від першого дзеркала під кутом усього близько 1° до відбивної поверхні, потрапляє на друге дзеркало, а після цього — у фокальну площину, де і будується зображення (наприклад, Сонця). Усі ж інші промені, що ідуть ближче до головної осі дзеркала, затримуються діафрагмою (непрозорим екраном).

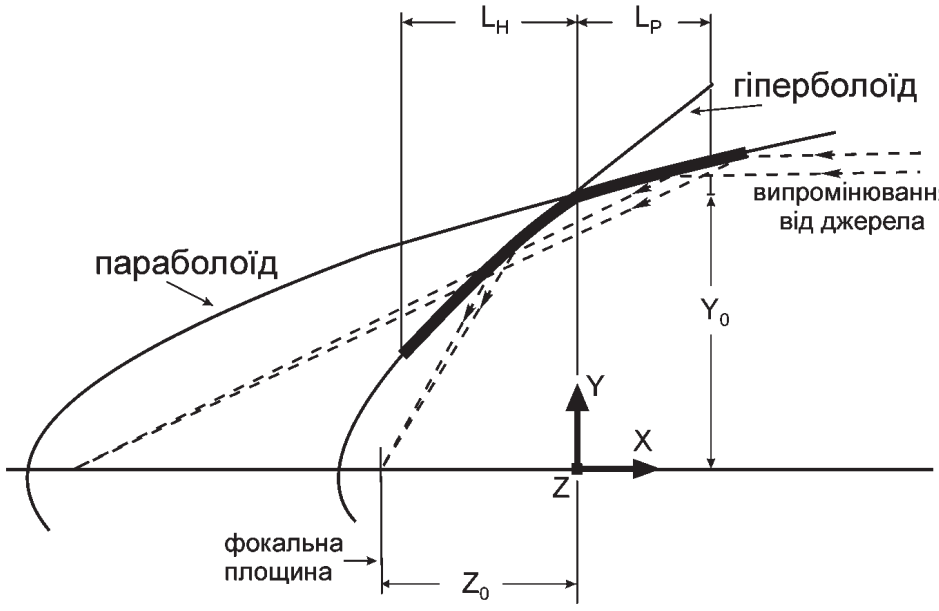


Рис. 9.13. Схема комбінованого дзеркала рентгенівського телескопа-рефлектора; L_P і L_H — геометричні розміри параболічної і гіперболічної частин дзеркала відповідно

Ефективним приймачем рентгенівського випромінювання є *трубчастий коліматор*. Тут перед лічильником рентгенівських квантів встановлюють батарею тонких трубок, стінки яких відіграють роль екранів, що обмежують досліджувану ділянку неба. І якщо довжина трубки у 57 разів більша від її діаметра, то коліматор виділяє на небесній сфері поле радіусом 1°.

Рентгенівське випромінювання Сонця та інших космічних об'єктів інтенсивно вивчають, починаючи з 1970 р., за допомогою одинадцяти космічних рентгенівських обсерваторій. Уперше рентгенівське випромінювання Сонця зареєстровано у 1948 р.

Діапазон $\lambda < 0{,}1$ Å (енергія квантів $E > 0{,}12$ МеВ) — царина *гамма-астрономії*. Реєстрація космічних гамма-квантів — дуже складна проблема, оскільки детектори γ-квантів здатні також реєструвати і потоки заряджених частинок — космічних променів, фон яких у 10^4 разів перевищує фон γ-випромінювання. Тут використовують три типи детекторів γ-випромінювання: *сцинтиляційні* і *черенківські лічильники*, *ядерні емульсії* та *іскрові камери*.

Розділ 10

МЕТОДИ РЕЄСТРАЦІЇ ВИПРОМІНЮВАННЯ НЕБЕСНИХ ТІЛ

10.1. Приймачі випромінювання

Для реєстрації зображення, що будується у фокальній площині телескопа його оптичною системою, а також для всебічного вивчення потоків випромінювання від далеких світил у сучасній астрономії розроблено ряд приймачів випромінювання і допоміжних приладів.

Серед загальних характеристик приймача випромінювання виділяють такі:

1. *Чутливість* — інтенсивність реакції або відгук на світловий сигнал.

2. *Поріг чутливості* — мінімальне значення потоку (освітленості), яке ще можна зареєструвати.

3. *Спектральна характеристика* — залежність чутливості від довжини хвилі.

4. *Шум* — флуктуації на виході приймача, які знижують поріг його чутливості.

5. *Світлова характеристика* — залежність величини корисного сигналу на виході приймача від потоку (освітленості). Така залежність може бути лінійною, логарифмічною тощо.

6. *Динамічний діапазон* — відношення максимального потоку (освітленості) до мінімального, які можуть бути виміряні приймачем.

7. *Квантовий вихід* — величина, обернена найменшій кількості квантів світла, потрібних для реєстрації мінімального світлового сигналу.

Природним приймачем енергії є *око*. Як виявилося, з кожних 33 фотонів, що потрапляють у нього, у середньому лише один створює зорове відчуття, тобто квантовий вихід ока становить усього 3%. Поріг його чутливості — близько 10^3 квантів/с. Око є чутливим лише до квантів видимої частини спектрального діапазону. Максимум чутливості знаходиться біля 5550 Å. Оком можна помітити зменшення потоку випромінювання на одну соту його ве-

личини ($\Delta E/E = 0{,}01$). У зоряних величинах це відповідає амплітуді близько $0{,}01^m$. Важливою властивістю ока є його здатність до *адаптації* — зміни світлової характеристики залежно від рівня освітленості.

Фотографічна емульсія. Систематично використовувати фотографію в астрономії почали приблизно з 1880 р. Майже до кінця XX століття переважну більшість усіх астрономічних спостережень здійснювали шляхом фотографування об'єктів (або їхніх спектрів) на фотоемульсію. Саме цей метод дав першу змогу вивчати об'єкти, недосяжні для візуальних спостережень. Можна без перебільшення сказати, що використання фотоемульсії в астрономії зробило переворот. Фотографічна емульсія, на відміну від ока, здатна накопичувати кванти світла; на ній одночасно можуть бути зафіксовані сотні і тисячі світил. Отримане ж зображення певної ділянки неба або об'єкта може зберігатися багато років.

Ось декілька конкретних цифр. При спостереженнях на телескопі-рефлекторі з діаметром дзеркала 5 метрів на приймач від зорі, що має зоряну величину 24^m, надходить усього 54 кванти світла за секунду. Фотоемульсія у змозі реєструвати такі потоки. Вона має унікальну інформаційну місткість. Наприклад, ділянка фотопластинки розміром 1 см^2 здатна зареєструвати 3000 зір і за обчисленнями несе $3{\cdot}10^5$ біт інформації. Оскільки на камерах Шмідта використовувалися пластинки розміром 35,6×35,6 см, то один такий астрономічний негатив зберігає таку ж інформацію, як і 2000 книг по 100 сторінок кожна.

Більша частина світла, яке потрапляє на емульсію, відбивається (до 40%) або проходить наскрізь (до 58%) і лише 2% поглинається в ній. Тому квантовий вихід фотоемульсії є відносно невеликим. Динамічний діапазон фотографічних емульсій також є досить малий — близько 100.

Світло джерела спричиняє почорніння фотоемульсії. З фізичної точки зору почорніння D визначається функцією двох змінних — освітленості E, яку створює джерело, і тривалості експозиції t. За допомогою характеристичної кривої фотоемульсії, тобто графічної залежності D від E, можна від почорніння фотоемульсії перейти до освітленості, яка створюється небесним світилом на фотопластинці. Саму ж характеристичну криву будують за допомогою спеціального штучного калібрувального джерела. Суттєвий недолік характеристичної кривої фотоемульсії — її нелінійність.

Звичайна (бромосрібна) фотоемульсія найчутливіша до фіолетової ділянки спектра з ефективною довжиною хвилі близько 4300 Å. Щоб зробити її чутливою до довших хвиль, до неї домішують барвники, здатні поглинати кванти світла. Такий процес називається оптичною *сенсибілізацією*. Сенсибілізовані емульсії, які мають вдосконалену спектральну характеристику і є чутливими до випромінювання у ділянці 4000–6500 Å, називаються *панхроматичними*. В астрономії використовують також *інфрахроматичні емульсії*, чутливі до інфрачервоних хвиль з довжиною до 9000–16 000 Å. Для підвищення світлочутливості фотоемульсій у декілька

разів було розроблено методи їх *гіперсенсибілізації*. Це дало змогу скоротити тривалість експозицій.

Широко в астрономії застосовувалася і кольорова емульсія, що дало змогу виявляти особливості структури газових туманностей тощо.

Фотоелектронні помножувачі (ФЕП). Потік фотонів, що надходить від небесного світила, можна перетворити в електричний струм. На цьому і грунтується принцип роботи фотоелектронних приймачів випромінювання або *фотопомножувачів*, які використовують в астрономії з середини 40-х років XX ст. На базі фотопомножувачів конструюють *зоряні електрофотометри* і *лічильники* фотонів. Якраз вони здатні вимірювати потоки світла з високою точністю. Наприклад, за їх допомогою блиск зорі оцінюють з похибкою $0{,}005^m$, тоді як для фотоемульсії похибка сягає $0{,}1^m$. Недоліком є те, що електрофотометри мають мале поле зору: як правило, у кожен момент можна спостерігати лише одну конкретну зорю.

Як відомо, фотопомножувач — складова частина *фотоелектричного фотометра*. Це скляний прозорий балон, в якому створено високе розрідження і в який вмонтовано фотокатод, загалом до 20 емітерів (динодів) і анод. Усі вони мають виводи, до яких подаються зростаючі електричні потенціали. Електрон, вирваний унаслідок фотоефекту з фотокатода, прискорюється в електричному полі, співударяється з поверхню першого емітера і вибиває з нього декілька електронів, які, у свою чергу, рухаються в напрямі до другого емітера і т. д. У підсумку кількість електронів, що потрапляє на анод, буде у 10^6–10^9 разів більша від початкової кількості електронів, вирваних із катода. Таким чином, кожному кванту, який надходить від джерела до фотометра, відповідає певна величина електричного струму. Шляхом вимірювання останнього можна визначити характеристики випромінювання джерела. Важлива перевага фотоелектронних помножувачів, що відрізняє їх від фотоемульсій, — це їх лінійність. Квантовий вихід є теж набагато більшим — він становить 10–30 %.

Спектральна характеристика фотоелектронного помножувача залежить від матеріалу, з якого виготовлено фотокатод. Найбільш розповсюдженими є сурм'яно-цезієві, мультилужні та киснево-цезієві катоди. Вони є чутливими у блакитній та ІЧ ділянках спектра.

Одна з серйозних вимог до фотопомножувачів така: темновий струм (він виникає внаслідок термоемісії — самовільного випаровування електронів з емітерів при досить високій температурі останніх) повинен бути якомога меншим. Лише тоді корисний сигнал від джерела буде сильніший за тепловий шум самого фотокатода. Для цього деякі типи фотопомножувачів під час роботи охолоджують сухим льодом до температури 203 K.

Твердотільні фотоприймачі. З початку 70-х років в астрономії почали застосовувати твердотільні приймачі випромінювання, дія яких грунтується на притаманному усім напівпровідникам явищі внутрішнього фотоефекту.

Квантовий вихід тут перевищує 50 %. Робочий спектральний діапазон простягається від УФ до ІЧ ділянки спектра. Для зниження шумів прилад охолоджують до температури рідкого азоту (77 К).

Найпоширенішими стали прилади, в яких використовується структура МОН (метал-оксид-напівпровідник), причому напівпровідником є кремнієва кристалічна пластинка. Між металом (електродом) і напівпровідником (підкладкою) прикладається зворотна різниця потенціалів — на електроді мінус, на підкладці плюс. Завдяки цьому під електродом виникає шар, збіднений вільними носіями зарядів. Фотони, що поглинаються у товщині кремнію, породжують носіїв зарядів — електрони і дірки, причому другі відходять через підкладку на землю. Електрони ж накопичуються в МОН-конденсаторах під тими фазовими електродами, на які подано додатну напругу. Переважно спосіб реєстрації такий, що кожен з цих елементів (МОН-конденсатор) формує елемент зображення, який називається *піксель* (від англ. *pixel — picture element*).

За особливостями зчитування інформації твердотільні приймачі поділяються на три типи. У *приладах з інжекцією заряду* (ПЗІ) при зчитуванні знімається напруга, унаслідок чого носії (дірки) переходять (інжектуються) від поверхні контакту між підкладкою та оксидом у підкладку. При цьому в зовнішньому колі виникає імпульс струму, пропорційний величині накопиченого заряду. У *приладах із зарядовим зв'язком* (ПЗЗ) накопичення і зберігання заряду такі ж, однак зчитувальний пристрій видає назовні величину реального заряду. Це досягається за допомогою провідних каналів (регістрів зсуву). Третім типом є *ретикони* — фотодіодні матриці з індивідуальним підключенням діодів, на які подана зворотна напруга.

Сучасні ПЗЗ (рис. 10.1) налічують більше 16 млн. пікселів, що забезпечує високу роздільну здатність і недосяжну для інших приймачів якість зображення.

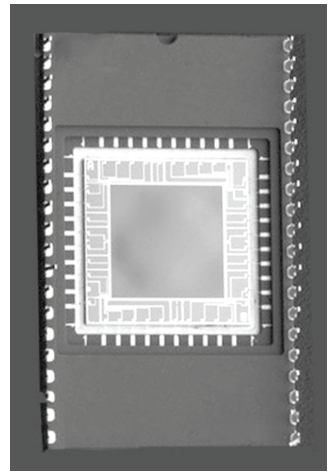


Рис. 10.1. Сучасний ПЗЗ для реєстрації світла

10.2. Допоміжні прилади

Світлофільтри. *Світлофільтром* називається оптичне середовище (ним може бути пластинка, виготовлена із спеціального скла з кольоровими домішками, зафарбований розчин тощо), яке пропускає випромінювання лише в певній спектральній ділянці довжин хвиль. Для кожного світлофільтра можна побудувати криву пропускання, за якою визначають прозорість фільтра залежно від його товщини і довжини хвилі випромінювання (рис. 10.2 і рис. 8.3). Однією з характеристик світлофільтра є *півширина кривої пропускання* $\Delta\lambda$ — ширина смуги між точками кривої пропускання, для яких коефіцієнт пропускання $\varphi(\lambda)$ дорівнює половині його максимального значення.

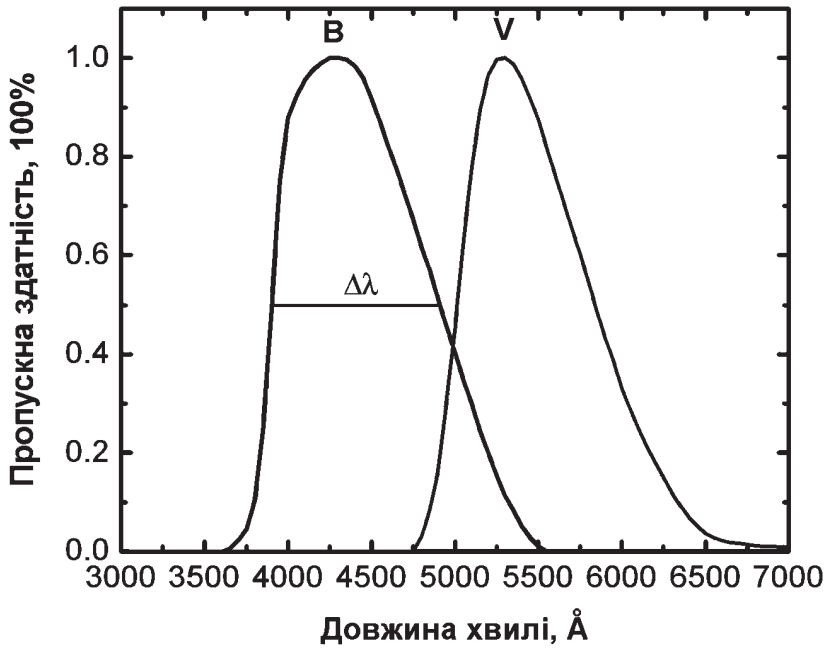


Рис. 10.2. Криві пропускання скляних світлофільтрів: жовто-зеленого (*V*) і синього (*B*)

Світлофільтри, для яких $\Delta\lambda > 300$ Å, називаються *широкосмуговими*, при $\Delta\lambda = 100–300$ Å — *середньосмуговими* і при $\Delta\lambda < 100$ Å — *вузькосмуговими*. За вузькосмуговий фільтр іноді беруть *інтерферометри Фабрі-Перо*, для яких спектральна ширина пропускання випромінювання усього близько 20 Å.

Ще вужчі смуги пропускання мають інтерференційно-поляризаційні фільтри, в яких півширина смуги пропускання досягає 0,5 Å і навіть 0,1 Å. Вони складаються з декількох (8–14) тонких пластинок (товщиною від одного до десяти міліметрів), виготовлених з кристалів кварцу (ісландського шпату), що чергуються з поляроїдами.

Спектрографи. За допомогою призми або дифракційної гратки паралельний пучок світла можна розкласти у спектр. У першому випадку спектральний апарат називається *призмовим*, у другому — *дифракційним спектрографом*.

Промені світла, які будують зображення небесного світила у фокальній площині, не паралельні. Тому обов'язковим елементом спектрального апарата є *коліматор* — об'єктив або дзеркало, яке встановлюють перед призмою (граткою) і яке перетворює розбіжний пучок світла, що йде від щілини, у паралельний. Другий об'єктив будує зображення щілини (фактично — цілого спектра) у фокальній площині спектрографа (рис. 10.3).

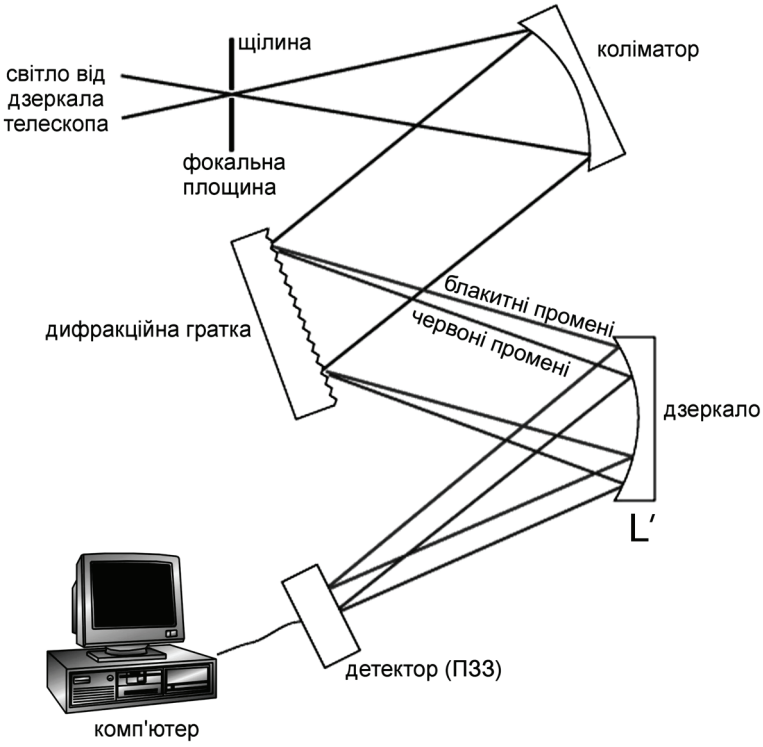


Рис. 10.3. Принципова схема дифракційного спектрографа

Одною з найважливіших характеристик спектрографа є його *роздільна здатність* $R = \lambda/\Delta\lambda$, де $\Delta\lambda$ — відстань між двома лініями, які в спектрі вже видно як окремі. Чим вищою є роздільна здатність спектрографа, тим детальнішим є спектр і тим більше інформації можна одержати з його аналізу.

Іншою характеристикою є *лінійна дисперсія* — довжина спектра (у мм), що відповідає одиниці довжин хвиль (1 Å). На практиці користуються зворотною мірою — визначають кількість ангстремів, які вміщуються в 1 мм

(*зворотна лінійна дисперсія*). Роздільна здатність звичайного призмового спектрографа дорівнює 20 000–50 000 (поблизу $\lambda = 4000$ Å), зворотна лінійна дисперсія — 15–40 Å/мм. Сучасні дифракційні спектрографи мають роздільну здатність більшу, ніж 100 000. У якості реєструючого приладу спектрографа зараз використовують ПЗЗ.

На рис. 10.4 показаний фрагмент спектра зорі, одержаний за допомогою двох дифракційних спектрографів з різним значенням роздільної здатності *R*.

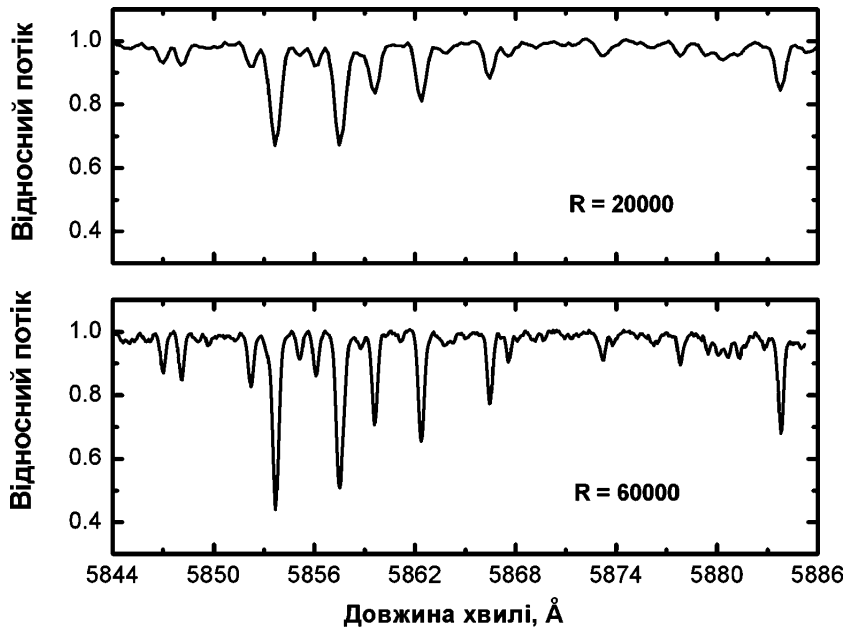


Рис. 10.4. Фрагмент спектра зорі надгіганта μ *Per* для двох значень роздільної здатності спектрографа $R = 20\,000$ і $R = 60\,000$

Прилади фотоелектронного зображення. Для посилення яскравості слабких об'єктів, скорочення експозиції, збільшення проникної здатності, розширення діапазону в ультрафіолетову та інфрачервону частину спектра успішно використовують електронні камери, електронно-оптичні перетворювачі (ЕОП) і телевізійні системи. У цих приладах зображення будується не безпосередньо світлом від джерела, а потоками електронів.

Електронна камера — це вакуумний балон, в якому розташовані фотокатод і пластинка з електронографічною емульсією (чутливою до електронного удару). На напівпрозорому фотокатоді, встановленому у фокальній площині телескопа, будується світлове зображення певної ділянки неба. Під дією світла з фотокатода вириваються фотоелектрони, які завдяки прикладеній напрузі (близько 30 кіловольт) прискорюються у напрямі до емульсії. За допомогою електростатичного або магнітного фокусування тут бу-

дується електронне зображення, яке відповідає світловому зображенню джерела на фотокатоді. Камера під час роботи охолоджується рідким азотом до 77 К. Ефективність електронної камери приблизно у десять разів вища порівняно з прямим фотографуванням на високочутливу емульсію. Наприклад, за допомогою телескопа з діаметром дзеркала 2,2 м за 40 хв. електронна камера дозволяє отримувати зображення зір до $24{,}3^m$.

Сконструйовано електронні камери (зокрема, *спектракони*), в яких електронографічна емульсія встановлена поза вакуумним балоном. Ці прилади виявилися дуже ефективними для реєстрації спектрів гранично слабких зір.

Простий *електронно-оптичний перетворювач* (ЕОП) нагадує однокаскадний фотопомножувач, в якого анод виготовлено у вигляді циліндричної трубки, що виконує функції фокусуючої системи. Фотоелектрони вільно проскакують крізь неї і потрапляють на екран, покритий люмінофором — сульфідом цинку чи кадмію. Ударяючись в екран, електрони різко гальмуються, й екран світиться (*флюоресціює*). Так електронне зображення перетворюється у світлове, яке вже реєструється звичайним способом. Тим самим інфрачервоне зображення завдяки ЕОП трансформується у видиме. Зараз широко використовують *каскадні ЕОП* — об'єднання декількох ЕОП в одному вакуумному балоні. Завдяки цьому досягають посилення освітленості у 10^8 разів.

При конструюванні ЕОП застосовують *волоконну оптику*. У *діджіконах* — приладах з прямим перетворенням підсиленого електронного зображення в електричний сигнал — люмінесцентний екран замінений діодною матрицею. Тут дані реєструються в режимі лічби фотонів, точніше, лічби окремих імпульсів, що утворюються потоками електронів, які виникають внаслідок вибивання фотоелектрона з фотокатода при поглинанні кванта світла.

Великий виграш у часі при спостереженнях слабких об'єктів отримують за допомогою *телевізійних систем*. Телевізійний метод використовують в астрономії з 50-х років XX ст. Він дає змогу значно посилювати блиск слабких об'єктів, передавати зображення від телескопа в лабораторне приміщення, збільшувати масштаб зображення, його контрастність і яскравість, розглядати це зображення або фотографувати його.

Телевізійний телескоп складається з п'яти основних блоків електронної апаратури: передавальної телевізійної трубки, відеопідсилювачів, каналу зв'язку, приймальної телевізійної трубки — кінескопа, блоків живлення та регулювання режиму роботи. В астрономії використовують декілька типів передавальних трубок — *суперортікон*, *відікон* і *супервідікон*. При цьому досягається посилення освітленості у 10^6–10^8 разів. Ефективність телевізійної системи буде значно вищою, якщо її використати разом з каскадним ЕОП. Так, на телескопі з діаметром головного дзеркала усього 0,5 м отримують зображення зорі 20^m при експозиції 4 с.

Завдяки телевізійному методові з'явилася *спекл-інтерферометрія* — метод отримування моментального зображення об'єкта (при експозиціях де-

кілька сотих часток секунди), діаметр якого близький до дифракційного. Тим самим усувається ефект розсіювання світлових променів на неоднорідностях атмосфери. Зіставлення таких окремих зображень досліджуваного об'єкта і їх спеціальна статистична обробка дає змогу визначити його просторову структуру. Так, зокрема, можна виявити неоднорідності на поверхні окремих зір-надгігантів, або «побачити» окремі компоненти у подвійних зоряних системах.

Поляриметри. Як відомо, коливання електричного і магнітного векторів в електромагнітній хвилі відбувається у напрямах, перпендикулярних до напряму поширення хвилі. Для кожної хвилі, випроміненої конкретним атомом, можна вказати площину, в якій відбувається коливання вектора напруженості електричного поля (площину поляризації). Як правило, спостережуване випромінювання у своїй сумі неполяризоване. Якщо площини поляризації усіх хвиль від джерела є паралельними, то його випромінювання є повністю *поляризованим*. Якщо ж у випромінюванні є тільки певний домішок поляризованого світла, то воно називається частково поляризованим. Ефект поляризації виникає при відбиванні неполяризованого світла від середовища, при розсіюванні на пилинках, атомах або електронах. Це використовують при виготовленні *аналізаторів*, що є складовою частиною *поляриметра* — приладу для вимірювання ступеня поляризації світла.

Поляриметр встановлюють перед фокальною площиною телескопа. Повертаючи аналізатор навколо оптичної осі телескопа, визначають інтенсивність поляризованого випромінювання при різній його орієнтації. Для поляризованого світла є деяке положення аналізатора (певний *позиційний кут*), при якому інтенсивність випромінювання найбільша. Це — максимум поляризації $I_{\max}$. У перпендикулярному напрямі інтенсивність випромінювання буде найменшою — $I_{\min}$. Величина $p = \dfrac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$ називається *ступенем поляризації* (вимірюється у відсотках).

Як згадувалося, поляризованим є синхротронне випромінювання: у ньому електричний вектор перпендикулярний до напряму магнітного поля, в якому гальмуються релятивістські електрони.

10.3. Методи реєстрації енергії у позаоптичних діапазонах

Для кожного зі спектральних діапазонів існують специфічні методи реєстрації випромінювання. Коротко опишемо їх.

Радіодіапазон. Потрапляючи на антену, енергія випромінювання у радіодіапазоні через фідерну лінію надходить у радіоприймач та реєстратор. Енергія ця надзвичайно мала. Як висловився один з радіоастрономів, усієї її, зі-

браної за все існування радіотелескопів, замало, щоб зробити зусилля і струсити попіл з цигарки. Основні принципи роботи сучасного радіоприймача — *радіометра* — такі. Антена перетворює енергію випромінювання у слабкий електричний струм, що створює у приймальній апаратурі шум певної потужності, який визначає антенну температуру T_a.

Досить слабке космічне радіовипромінювання приймається на фоні потужного власного шуму приймача. Інтенсивність цього шуму характеризується шумовою температурою T_R. Оскільки на практиці антенна температура T_a набагато менша від шумової T_R, виділення слабкого космічного радіовипромінювання з потужних шумів досягається за допомогою реєструючих пристроїв, які усереднюють сигнали за деякий час τ (що називається *сталою часу* вихідного пристрою). Корисний сигнал за цей час безперервно накопичується, а шумовий струм зазнає неперіодичних коливань, тому його досить легко виявити і врахувати.

Наприклад, стандартний приймач, що працює на довжині хвилі $\lambda = 21$ см, має шумову температуру $T_R = 1000$ K, виявляє сигнал з $T_a = 0{,}3$ K. Сучасні радіометри здатні виявляти сигнал, інтенсивність якого еквівалентна температурі 0,001 K.

Важливою ланкою радіометра є *підсилювач*. Сьогодні використовують три типи підсилювачів, які дають мінімум шумів, — парамагнітні (мазери), параметричні і транзисторні. У *мазерах* (працюють у сантиметровому діапазоні) молекули або атоми збуджуються допоміжним генератором, а сигнали, які поступають з антени, стають поштовхом для результуючого сигналу. Шумова температура мазерів близька до 10 K. Під час роботи підсилювач охолоджується рідким гелієм.

У параметричних підсилювачах застосовують властивість напівпровідникових діодів змінювати свою ємність під впливом зовнішнього електричного поля. Шумова температура цих підсилювачів 80–100 K. Для транзисторних підсилювачів, які охолоджують до температури 20 K і використовують в діапазоні сантиметрових і дециметрових хвиль, $T_R \le 15$–35 K.

Інфрачервоне випромінювання. Приймачі ІЧ-випромінювання прийнято ділити на дві групи: *теплові* (термопари, болометри) і *фотонні* або *квантові* приймачі (їх основою є явище фотоефекту).

Типовим тепловим детектором ІЧ-випромінювання є напівпровідниковий *болометр* (термістор). Він складається з пластинки напівпровідника (оксид або сульфід металу, наприклад свинцю), прикріпленої на підкладці та з'єднаної з металевими електродами. Величину променистої енергії, яка падає на пластинку болометра, вимірюють за зміною її електричного опору.

Чутливість теплових приймачів в 10–100 разів менша, ніж фотонних, проте вони зручніші в експлуатації. Більшість фотонних приймачів може функціонувати лише в умовах глибокого охолодження (до 70 K і навіть до 4,2 K).

Безпосереднє зображення окремих ділянок неба в інфрачервоних променях отримують за допомогою ЕОП. У субміліметровому діапазоні використовують *піроелектричні приймачі*. Їх головною частиною є тонкі пластинки з піроелектричних кристалів (тригліцинсульфату, $BaTiO_3$), на яких з двох боків напилені металеві шари. Випромінювання поглинається металом з одного (робочого) боку пластинки, яка внаслідок цього нагрівається. При нагріві змінюється електрична поляризація кристала і, врешті-решт, напруга на його обкладках, яку й вимірюють.

Довгохвильову частину субміліметрового діапазону реєструють також за допомогою звичайних для радіоастрономії приймачів.

Ультрафіолетове і γ-випромінювання. Крім згаданих уже лічильників Гейгера-Мюллера тут використовують ряд інших пристроїв. Наприклад, для реєстрації електромагнітного випромінювання в діапазоні 1–1500 Å застосовують високочутливі *вторинно-електронні помножувачі* (ВЕП) відкритого типу. Ці прилади відрізняються від звичайних ФЕП тим, що не мають захисного вакуумного балона. У звичайних ФЕП емітуючі поверхні розміщені у вакуумі, і як тільки вони стикаються з повітрям, на них утворюються тонкі оксидні шари, які істотно погіршують характеристики приладу. У ВЕП цього уникають добором матеріалу емітерів, використовуючи напівпровідникові шари з оксидів олова, кремнію, легованого золотом; з алюмінію, активованого молібденом; алюмінієві шари, які внаслідок попереднього прогріву вкриваються дуже тонким захисним шаром оксиду Al_2O_3, що охороняє поверхню від змін при подальшому стиканні з повітрям; шари з оксидів лужноземельних металів (головним чином оксиди берилію BeO). За конструкцією ВЕП поділяють на дві групи: ВЕП з дискретними динодами (коритоподібними або типу жалюзі) і ВЕП з суцільними емітерами. Тут помножувач складається з двох скляних або кварцових трубочок з нанесеними на них шарами робочої речовини.

Для реєстрації УФ-випромінювання успішно застосовують *телевізійні приймачі* і *пристрої з накопиченням зображення*, каналові електронні помножувачі та мікроканальні пластинки.

Як згадувалося, γ-випромінювання реєструють за допомогою сцинтиляційних і черенківських лічильників, ядерних емульсій та іскрових камер. Ці детектори використовують і для реєстрації *космічних променів* — потоків заряджених частинок, що досягають поверхні Землі і навколоземного простору.

10.4. Нейтринні і гравітаційно-хвильові детектори

В останні десятиліття активно обговорюють і здійснюють практичні зусилля для реєстрації принципово нових потоків астрономічної інформації — нейтрино і гравітаційних хвиль.

Нейтринні «телескопи». Як відомо, у надрах зір, де відбувається синтез гелію, реакції супроводжуються перетворенням протонів в нейтрони з випромінюванням нейтрино ($p \to n + e^+ + \nu_e$). Нейтрино вільно пронизують усю товщу зорі і виходять у міжзоряний простір. Уже розроблено декілька методів їх реєстрації і досягнуто в цьому напрямку певних успіхів.

У 1946 р. Б. М. Понтекорво (СРСР) для реєстрації сонячних нейтрино запропонував реакцію, в якій при взаємодії нейтрино з ізотопом хлору ^{37}Cl утворюється радіоактивний ізотоп аргону ^{37}Ar:

$$^{37}Cl + \nu_e \to {}^{37}Ar + e^-. \qquad (10.1)$$

Він розпадається за схемою:

$$^{37}Ar \to {}^{37}Cl + e^+ + \nu_e \qquad (10.2)$$

з періодом піврозпаду, що дорівнює 34 добам. Анігіляція позитрона з електроном призводить до утворення двох-трьох квантів світла, які й можна зареєструвати.

Спроби вловити нейтрино розпочав Р. Девіс (США) у 1955 р. У 1967 р. у штаті Південна Дакота в закинутій шахті на глибині 1455 м змонтували установку (горизонтальний циліндричний бак довжиною близько 14,4 м і діаметром 6 м), що містить 400 000 л (615 т) чотирихлористого вуглецю C_2Cl_4. У згаданій сполуці кожен четвертий атом хлору є ізотопом ^{37}Cl. Порядок спостережень на цьому «телескопі» такий: після кожних 100 днів роботи через бак пропускають 20 000 л газоподібного гелію, що здатний захопити з собою ізотопи аргону ^{37}Ar, які утворилися в баці. Їх, за обчисленнями, у кожний момент часу має бути декілька десятків. Суміш газу (гелій з поодинокими атомами аргону) пропускають через вугільні фільтри, охолоджені до 77 К. Тут атоми аргону поглинаються. Їх розпад за схемою (10.2) реєструють за допомогою лічильників світлових квантів. Результати вимірювань такі: у баці за кожні 2,3 доби утворюється один атом ізотопу ^{37}Ar.

Інший варіант нейтринного «телескопа» — галієвий або літієвий детектор, де використовуються наступні реакції:

$$^{71}Ga + \nu_e \to {}^{71}Ge + e^-, \qquad (10.3)$$

$$^{7}Li + \nu_e \to {}^{7}Be + e^-, \qquad (10.4)$$

причому період піврозпаду ізотопу германія ^{71}Ge становить близько 11 діб, а $^{7}Be \approx 53$ доби. Труднощі полягають у тому, що для отримання надійних результатів детектор повинен містити десятки тонн галію або літію, тоді як видобуток цих металів у світі дуже малий. Детектори на галії працюють,

наприклад, у Італійських Альпах під горою Монблан та в надрах гори Андирчі поблизу Ельбруса (Північний Кавказ).

Існують так звані водяні детектори нейтрино, в яких використовують звичайну воду H_2O або важку воду D_2O (кожний атом водню тут містить окрім протона додатковий нейтрон). Принцип роботи водяних детекторів наступний. Нейтрино, проходячи крізь товщу звичайної води, збуджує електрони в молекулах H_2O, або реагує з нейтроном молекули D_2O з утворенням протона і енергійного електрона. Надлишок енергії швидко висвічується (відомий з фізики ефект *черенковського випромінювання*). Реєстрація цього випромінювання дозволяє не тільки підрахувати кількість нейтрино, які взаємодіють з речовиною детектора за одиницю часу, а ще й вказати напрямок руху нейтрино, а, отже, встановити напрямок на джерело цього випромінювання.

За описаним вище принципом діють такі водяні детектори, як наприклад, *Super-Kamiokande* (Японія) і *Sudbury Neutrino Observatory* (Канада). Перший містить 50 000 тонн звичайної, але дуже чистої (без домішок) води, а другий 1000 тонн важкої води.

Зауважимо, що наведені вище реакції за участю нейтрино, які, власно кажучи, і визначають типи нейтринних детекторів, мають певний поріг чутливості. Так, літієві і галієві детектори здатні зареєструвати нейтрино з енергією не нижче за 0,2 МеВ, хлорний детектор — не нижче 1 МеВ, а водяні — від 8 МеВ і вище.

Оскільки нейтрино низьких енергій дуже слабо взаємодіють зі звичайною речовиною, більшість нейтрино, які виникають в термоядерних реакціях у надрах Сонця, досить легко виходять за його межі у міжпланетний простір. Причина цього полягає у тому, що переріз реакції взаємодії нейтрино низьких енергій з речовиною є нехтовно малим. Але імовірність взаємодії з речовиною значно зростає, якщо нейтрино має велику енергію. Такі високоенергійні нейтрино виникають у великій кількості, наприклад, у земній атмосфері внаслідок бомбардування молекул повітря космічними променями. Щоб захистити нейтринний приймач (телескоп) від впливу таких високоенергійних нейтрино земного походження, які не становлять безпосереднього інтересу для астрофізики, його встановлюють глибоко під землею, куди можуть проникнути тільки нейтрино низьких енергій, зокрема сонячного походження.

Детектори гравітаційних хвиль. У 1916 р. було з'ясовано, що в природі можуть існувати слабкі збурення поля тяжіння, які, як і електромагнітні хвилі, є поперечними і також поширюються зі швидкістю світла. Під дією гравітаційної хвилі розподіл пробних зарядів (тобто пробних масових часток) періодично зазнає певної деформації, яка залежить від енергії хвилі.

Отже, гравітаційна хвиля, проходячи через певний розподіл мас, спричинює в ньому збурення сили тяжіння. Тому найпростішим детектором гравітаційних хвиль можуть бути дві кулі, з'єднані пружиною. Якщо на них

перпендикулярно до осі, що з'єднує центри куль, падає гравітаційна хвиля, то відстань між кулями буде позмінно збільшуватися і зменшуватися.

Джерелом гравітаційних хвиль є будь-який асиметричний рух речовини. Це може бути зоря, якщо вона здійснює так звані квадрупольні пульсації, тобто стискається і розтягується, наприклад, уздовж осі її обертання. Джерелами гравітаційних хвиль є подвійні зорі, а також зоря, яка зазнає різкого стиску — колапсу, якщо лише внаслідок дії певних причин (обертання, дія магнітних сил) цей колапс не є сферично-симетричним.

З 1958 р. Дж. Вебер (США) пробував зареєструвати гравітаційні хвилі. Його детектор — алюмінієвий циліндр довжиною 1,54 м, діаметром 0,6 м і масою 1,5 т, підвішений на спеціальній тонкій нитці в рамі зі сталевих блоків і поміщений у вакуумну камеру, оточену чутливими акустичними фільтрами. Розтяг і стиск циліндра під дією гравітаційної хвилі датчики можуть реєструвати з величезною точністю.

Щоб уникнути похибок, пов'язаних, наприклад, з коливанням земної кори або електричним розрядом в атмосфері, Вебер встановив два аналогічні детектори на відстані 1000 км. Система реєструє лише ті сигнали, початки яких співпадають з точністю до 0,2 с. Ці детектори і справді упродовж багатьох місяців реєстрували в середньому один імпульс на кожні п'ять діб. Однак дотепер жодна інша лабораторія цього не підтвердила, і питання про природу зареєстрованих Вебером сигналів залишається нез'ясованим.

Зараз розробляють інші методи реєстрації гравітаційних хвиль, зокрема, за допомогою гетеродинних антен, подібних на велику гантель, яка обертається з частотою ν_0 навколо осі, що проходить через її центр. Якщо на таку гантель паралельно її осі падає гравітаційна хвиля, частота якої удвічі більша за ν_0, то обертання гантелі буде прискорюватися.

Уже розроблені твердотільні гравітаційні антени другого покоління, в яких п'ятитонні алюмінієві циліндри охолоджуються до 2 К, а датчики яких здатні реєструвати амплітуди коливань до $2 \cdot 10^{-17}$ см. У США введено в дію велику лазерно-інтерференційну гравітаційно-хвильову обсерваторію ЛІГО, один інтерферометр якої з базою 4 км встановлено у штаті Луізіана, другий з такою ж базою — у штаті Вашингтон. Інструменти об'єднані за допомогою ЕОМ. Є плани будівництва великих інтерферометрів для цієї ж мети і в інших країнах, а також встановлення супутникових гравітаційних антен, в яких база досягала б сотень мільйонів кілометрів.

І хоча безпосередньо гравітаційні хвилі з певністю не зареєстровано, є спостережувані дані, які підтверджують їхнє існування. Прикладом може бути зменшення періоду обертання системи двох нейтронних зір із сузір'я Орла навколо спільного центра мас. Одна з них є пульсаром (див. підрозділ 17.4), який проходить через періастр з випередженням. Як показав аналіз, спостережувані втрати енергії системи, знайдені за зменшенням періоду її обертання, з точністю до 10% узгоджуються з втратами, передбаченими на випромінювання гравітаційних хвиль.

Частина V

ФІЗИЧНА ПРИРОДА ТІЛ СОНЯЧНОЇ СИСТЕМИ

Розділ 11

СОНЦЕ

11.1. Основні параметри Сонця. Сонячна стала

Сонце — єдина зоря, яка знаходиться настільки близько до Землі, що на ній видно окремі деталі її поверхні. Вивчаючи їх, можна глибше з'ясувати природу інших зір, які перебувають на значно більших відстанях.

Спостережуване випромінювання Сонця формується в його відносно тонкому зовнішньому шарі, який називається *фотосферою* (тобто «сферою світла»). При цьому хоча в газовій кулі тиск і густина з відстанню від центра зменшуються поступово, ми бачимо Сонце у вигляді круга з різко окресленим краєм (лімбом). Пояснюється це так. При вивченні краю сонячного диска спостерігач приймає випромінювання, яке формується у стовпчику газу з оптичною товщиною $\tau \approx 1$. Сюди ж кванти світла надходять з глибших шарів, тут вони поглинаються і перевипромінюються у всіх напрямах, частково — саме в напрямі до спостерігача. Очевидно, що чим далі від центра Сонця, тим менша кількість атомів налічується в одиниці об'єму, тим меншою є його оптична товщина, тим менше квантів буде розсіяно в напрямі до спостерігача. Розрахунок показує, що зміна інтенсивності від $I = I_{max}$ до $I \approx 0$ відбувається у шарі товщиною 300 км. Із Землі цей шар видно під кутом усього 0,4". Він і сприймається спостерігачем як різкий край сонячного диска.

Знаючи видимий кутовий радіус Сонця (у середньому це 16') і відстань до Сонця, неважко знайти його лінійний радіус $R_\odot = 696\,000$ км, що у 109 разів перевищує радіус Землі і майже удвічі — відстань від Землі до Місяця. Як знаємо (див. підрозділ 6.3), з третього узагальненого закону Кеплера випливає, що маса Сонця $M_\odot = 330\,000 M_З$, тобто $M_\odot = 2 \cdot 10^{30}$ кг. Звідси легко обчислити, що середня густина Сонця $\rho_\odot = 1{,}41$ г/см^3, а це в 4 рази менше від середньої густини Землі.

На поверхні Сонця прискорення сили тяжіння $g_\odot = 274$ м/с^2, що в 28 разів більше земного. Параболічна швидкість $V_п = 618$ км/с.

Одною з найважливіших характеристик Сонця є його *світність* $L_\odot$ — повний потік енергії з усієї поверхні Сонця за одну секунду. Її визначили після того, як виміряли *сонячну сталу* — енергію q, що находить від Сонця на одиницю поверхні за одиницю часу за межами земної атмосфери:

$$q = 1{,}95 \text{ кал}/(\text{см}^2\cdot\text{хв}) = 1{,}37\cdot10^3 \text{ Вт}/\text{м}^2.$$

Уся ж енергія, яка проходить за одиницю часу через сферу радіусом в одну а. о. ($149{,}6\cdot10^9$ м) і яка, власне кажучи, і є світністю Сонця:

$$L_\odot = 4\pi a^2 q = 3{,}83\cdot10^{26} \text{ Вт}. \tag{11.1}$$

Неважко обчислити, що Земля отримує лише одну двохмільярдну частину цієї енергії.

Знаючи світність Сонця, можна визначити кількість енергії, яку випромінює Сонце з одиниці своєї поверхні за секунду:

$$\varepsilon_0 = L_\odot/4\pi R_0^2 = 6{,}3\cdot10^7 \text{ Вт}/\text{м}^2. \tag{11.2}$$

Уважаючи, що Сонце випромінює як чорне тіло, неважко за формулою (8.9) обчислити температуру його поверхні:

$$T_{еф} = \sqrt[4]{\varepsilon_0/\sigma} \approx 5770 \text{ К}. \tag{11.3}$$

Тут доречно зауважити таке. В інших джерелах можна знайти дещо відмінні від наведеного вище значення *ефективної температури* Сонця. Річ у тім, що хоча параметр q і називається сонячною сталою, він (і це вже можна вважати доведеним) змінюється принаймні на 1,5% за довгий час і не менш як на $\pm0{,}4\%$ з короткими періодами. Наприклад, у 1968 р. приймали (на підставі тодішніх вимірів), що $q = 1{,}96$ кал/(см^2·хв). Тому й тепер значення ефективної температури Сонця дають з похибкою ±29 К.

Сонце — стаціонарна зоря, тобто можна вважати, що в будь-якій точці всередині його температура, тиск, густина не змінюється з часом. Крім того, фізичні параметри залежать тільки від відстані від центра r (сферично-симетричне наближення). За цих умов справедливе *рівняння гідростатичної рівноваги*:

$$\frac{dp(r)}{dr} = -\rho\frac{Gm(r)}{r^2}, \tag{11.4}$$

де p — тиск, ρ — густина, G — гравітаційна стала, $m(r)$ — маса в об'ємі, обмеженому відстанню r від центра. Рівняння констатує той факт, що сила гравітації всюди врівноважена градієнтом тиску (детальніше див. підрозділ 14.6).

Для Сонця, як і для інших зір нормального складу (не дуже великі густини, відсутність виродження газу), можна використовувати наближення

ідеального газу (підрозділ 8.8) і на основі рівняння гідростатичної рівноваги зробити досить приблизні оцінки фізичних характеристик у його надрах.

Замінюючи ρ в (11.4) його середнім значенням і поділяючи змінні, одержимо:

$$\int_{p_C}^{p_0} dp(r) = -\int_0^R \rho \frac{Gm(r)}{r^2} dr. \tag{11.5}$$

Інтеграл зліва дає тиск у центрі p_C (на поверхні $p_0 \approx 0$). Інтеграл праворуч прямує до безконечності в центрі, тому від (11.5) можна перейти до нерівності (враховуючи, що $m(R) = M$ — повна маса зорі):

$$p_C > \frac{3GM^2}{16\pi R^4}. \tag{11.6}$$

Для Сонця ($M = M_\odot$, $R = R_\odot$) маємо таку нижню межу центрального тиску:

$$p_C^{INF} \approx 10^{15} \text{ дин/см}^2 \approx 10^9 \text{ атм}. \tag{11.7}$$

Приймаючи густину незмінною, з (11.4) та (8.35) одержимо:

$$\int_{T_C}^{T_0} dT(r) = -\frac{\mu}{\Re}\int_0^R \frac{Gm(r)}{r^2} dr. \tag{11.8}$$

На поверхні значення T_0 мале порівняльно з центральним T_C, тому можна знехтувати T_0. Тоді маємо:

$$T_C > \frac{\mu GM}{\Re R}. \tag{11.9}$$

Звідси нижня межа центральної температури Сонця:

$$T_C^{INF} \approx 10^7 K. \tag{11.10}$$

Спостереження за положенням плям на поверхні Сонця показують, що плями зміщуються від одного краю видимого сонячного диска до іншого. Це є свідченням того, що Сонце обертається навколо своєї осі у напрямі орбітального руху планет навколо нього, тобто проти годинникової стрілки, якщо розглядати цей рух з боку північного полюса екліптики. Площина сонячного екватора нахилена до площини екліптики під кутом 7°15'. Тому положення осі обертання Сонця відносно земного спостерігача в різні місяці є неоднаковим (рис. 11.1).

Як виявилося за даними спостережень англійського астронома Річарда Керрінгтона (1859 р.), Сонце обертається не як тверде тіло. У такому випадку говорять про *диференційне обертання*. Кутова швидкість обе-

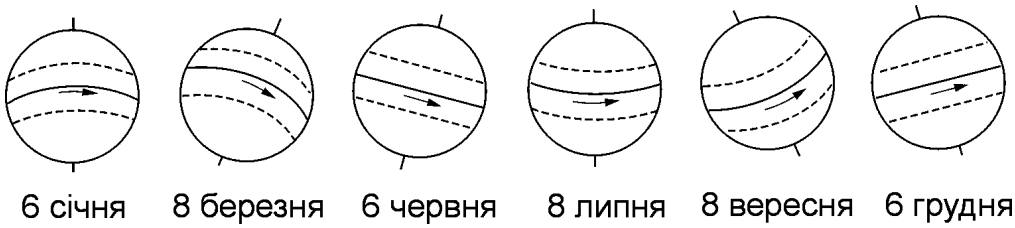


Рис. 11.1. Положення осі обертання Сонця і сонячного екватора в різні моменти року

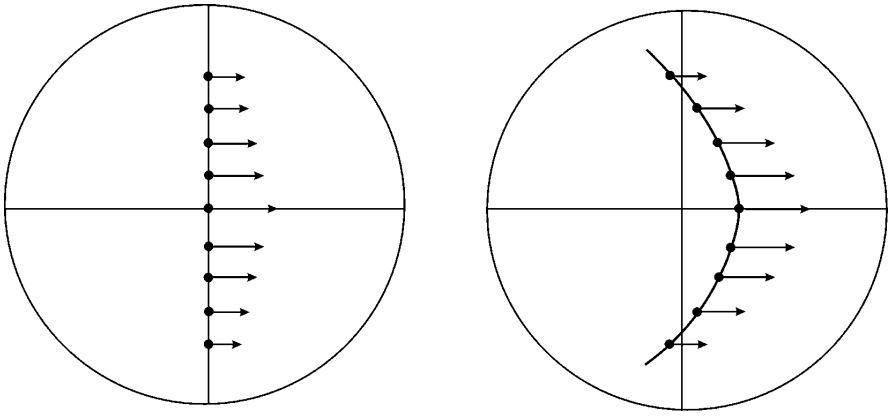


Рис. 11.2. Схема обертання Сонця. Зліва — «плями», розташовані уздовж центрального меридіана, справа — їхнє положення після одного оберту Сонця. Стрілками вказано напрям і величину швидкості обертання сонячної поверхні

ртання зменшується з віддаленням від екватора (рис. 11.2). Лінійна швидкість обертання на екваторі близька до 2 км/с. Кутова ж швидкість залежить від геліографічної широти B так: $\omega = 14{,}4^\circ - 3{,}0^\circ \sin^2 B$. У цілому період обертання Сонця змінюється від 25 діб на екваторі до 30 діб поблизу його полюсів. Ці числа вказують *сидеричні* періоди, вони описують обертання Сонця відносно далеких зір. Для спостерігача, який разом з Землею рухається навколо Сонця, вони відповідно дорівнюють 27 і 33 доби.

11.2. Спектр і хімічний склад Сонця

У видимій ділянці спектр Сонця складається з яскравого неперервного фону, посіченого понад 10 000 ліній поглинання, які названо *фраунго-*

феровими. Усього цих ліній від 0,3 до 25,0 мкм налічують близько 30 000. Однак значна їх частина, особливо в інфрачервоній частині спектра, — це *телуричні* лінії (від лат. *telluris* — Земля), які утворюються внаслідок поглинання світла Сонця молекулами газів земної атмосфери (водяної пари тощо).

За останні 30 років добре вивчено спектр Сонця в ультрафіолеті і рентгенівській частині спектра. Тут інтенсивність неперервного випромінювання істотно зменшується, особливо при $\lambda < 1700$ Å, і темні фраунгоферові лінії змінюються тисячами емісійних. Серед них особливо виділяється своєю яскравістю резонансна лінія водню L_α ($\lambda = 1216$ Å). У далекій ультрафіолетовій частині спектра зареєстровано лінії випромінювання заліза, які відповідають високим станам іонізації (*Fe*X–*Fe*XIV), а також лінії інших високоіонізованих елементів.

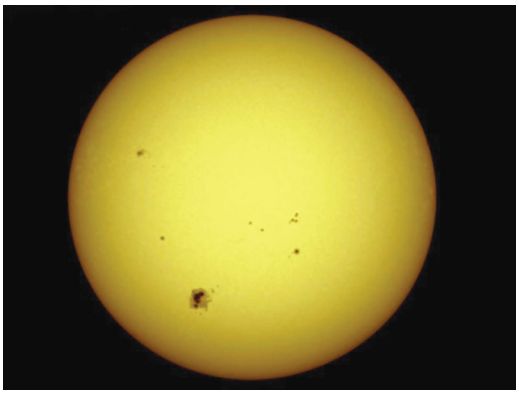
Найінтенсивнішими у видимій частині спектра є лінії *K* і *H* іонізованого кальцію (відповідно 3933 Å і 3968 Å). Далі за зменшенням інтенсивності йдуть лінії бальмерівської серії водню, лінії магнію, заліза та інших елементів. Усього в спектрі Сонця ототожнено лінії 72 хімічних елементів.

Зауважимо, що хоча гелій спочатку виявили якраз в атмосфері Сонця (це сталося у 1868 р.), у видимій частині спектра ліній поглинання цього елемента практично не видно. Наявність гелію на Сонці визначили за його лініями випромінювання, у першу чергу за лінією 5876 Å, при спостереженнях крайових частин диска Сонця.

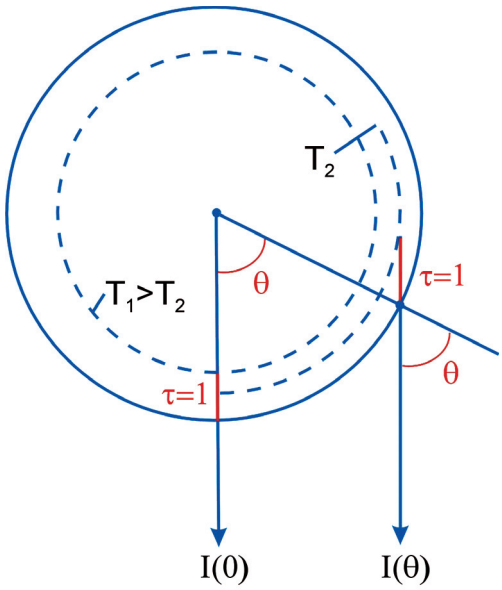
Аналіз інтенсивностей спектральних ліній показав, що за кількістю частинок в одиниці об'єму відношення водню до гелію в сонячній атмосфері становить $N(H) : N(He) \approx 10 : 1$. Відношення кількості атомів водню до загальної кількості атомів інших елементів, важчих за гелій, близьке до 1000. Детальніше вміст хімічних елементів в атмосфері Сонця розглянуто в підрозділі 14.5.

11.3. Фотосфера

Як знаємо, фотосфера — це нижня частина атмосфери Сонця, в якій формується його неперервний спектр. Одним із важливих ефектів, що виявляється при її вивченні, є ефект *потемніння сонячного диска до його краю* (рис. 11.3, *а*). Зменшення яскравості до краю вказує на те, що температура газу, який висвічує енергію і випромінювання якого досягає спостерігача, зростає з глибиною. Справді, згадане випромінювання формується в шарі з оптичною товщиною $\tau = 1$. Якщо розглядаємо край диска, то температура $T_н$ основи стовпчика з $\tau = 1$ менша від температури основи стовпчика з такою ж оптичною товщиною у центрі диска. Ефект потемніння диска Сонця до його краю графічно пояснено на рис. 11.3, *б*.



а)



б)

Рис. 11.3. Потемніння диска Сонця до його краю: *а* — фотографія Сонця, *б* — схематичне пояснення потемніння видимого диску до його краю

Товщина фотосфери не перевищує $0{,}001R_\odot$. Як визначено, густина речовини на її нижній межі становить приблизно $3\cdot10^{-7}$ г/см^3 (концентрація частинок $N \approx 2\cdot10^{17}$ см$^{-3}$), тоді як на верхній вона в тисячі разів менша. Рівень, де оптична товщина у довжині хвилі $\lambda = 5000$ Å дорівнює одиниці, умовно називають *поверхнею Сонця*. Від цього рівня відлічують *висоту h*, причому від'ємну — униз, у напрямі до центра Сонця.

Ще одним не менш важливим ефектом, який найкраще проявляється при спостереженнях Сонця зі стратостатних або космічних станцій, є *грануляція* — неоднорідна за яскравістю структура сонячної поверхні, яка в цілому нагадує розсипані рисові зерна (рис. 11.4). Кожен з таких світлих утворів називається *гранулою*. У середньому видимі кутові розміри гранул дорівнюють 1", що відповідає поперечникові 700–1000 км. Їхня яскравість більша, ніж у проміжках між ними. Це значить, що температура в гранулі вища, ніж у навколишньому середовищі (приблизно на 200–300 К). Середня тривалість життя гранули 7 хв. Після цього гранула розпадається і на її місці виникають нові.

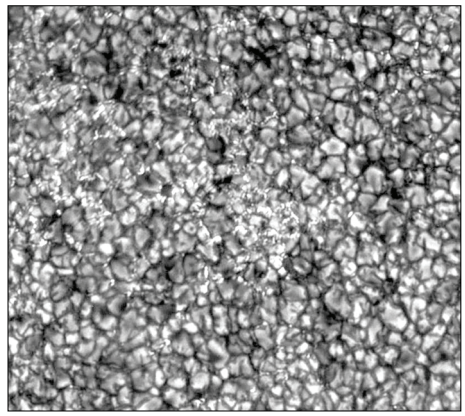


Рис. 11.4. Ділянка фотосфери з чітко вираженою грануляцією

Дослідження швидкостей газу в гранулах та навколо них показало, що гранули — це потоки гарячого газу, які підіймаються вгору з середніми швидкостями 0,5 км/с, тоді як темні проміжки між ними — це холодніший газ, який опускається вниз. В кожен момент на поверхні Сонця можна налічити близько 4 млн. конвективних гранул.

Крім гранул, розподілених по поверхні Сонця практично рівномірно, тут існує ще й *супергрануляція* — великомасштабна конвективна структура з розмірами комірок близько 35 000 км, для якої властиві рухи супергранул з глибоких шарів до периферії зі швидкостями 0,1–0,5 км/с. Час життя супергранули близько доби, загальна їхня кількість на поверхні Сонця досягає 5000.

Явище грануляції свідчить про те, що в глибших шарах Сонця речовина перебуває у стані безперервного конвективного руху, тобто тут відбувається підіймання й опускання окремих мас газу (*елементів конвекції*). Пройшовши шлях в атмосфері, упродовж якого газовий тиск змінюється приблизно у 2,7 рази, вони ніби розчиняються у навколишньому середовищі, породжуючи нові неоднорідності. Процес відокремлення конвективних елементів закінчується якраз у фотосфері, оскільки тут мала оптична товщина вже сприяє їх значному охолодженню завдяки висвічуванню внутрішньої енергії і швидкої дисипації.

Кожен конвективний елемент виносить з глибини назовні не лише теплову, а й кінетичну енергію. У фотосферу від гранул у вигляді кінетичної енергії щосекунди надходить близько $8 \cdot 10^{22}$ Дж. Ця енергія переноситься звуковими та магнітогідродинамічними хвилями, які рухаються вгору через середовище, густина якого спадає в напрямі до поверхні, і врешті-решт перетворюються на ударні хвилі. Дисипація енергії останніх витрачається на нагрівання верхніх шарів сонячної атмосфери — *хромосфери* і *корони*. Тому їх температура виявляється значно вищою, ніж температура фотосфери, яка розташована нижче.

Як виявилося, на поверхні Сонця є складна структура магнітного поля. Його вимірювання, здійснені на основі вивчення зеєманівського розщеплення спектральних ліній, вказують на те, що в центральних частинах грануляційних комірок напруженість поля менша, ніж на периферії. Наприклад, у комірках супергрануляції магнітна індукція $B \leq 1$ Гс, тоді як на периферії вона досягає 20 Гс. У цілому на поверхні Сонця утворюється сітка з вертикальним магнітним полем, в якій є окремі ділянки з індукцією $B \approx 2000$ Гс. Розміри цих ділянок не перевищують 100–300 км.

Незайвим буде зауваження: ніколи не використовуйте оптичні пристрої для безпосередніх спостережень Сонця оком, оскільки це може викликати стійку втрату зору, і навіть темний фільтр між окуляром і оком тріскається від сильного нагрівання.

11.4. Хромосфера і корона Сонця. Сонячний вітер

Під час повних сонячних затемнень, коли диск Місяця повністю закриває сонячний і тим самим екранує випромінювання фотосфери, навколо цього диска спостерігається вузький, товщиною 16–20" (що в лінійній мірі становить 12–15 тис. км), ореол рожевого кольору. Це — хромосфера. Над нею простягається до декількох радіусів Сонця сріблясто-біля корона.

Випромінювання хромосфери і корони відповідно в сотні і мільйони разів слабкіше від фотосферного. Тому довгий час їх вивчали тільки під час сонячних затемнень. У наш час це стало можливим завдяки таким приладам, як позазатемнюваний *коронограф* та інтерференційно-поляризаційні фільтри.

Структура хромосфери. Як випливає зі спостережень, яскравість хромосфери зменшується у 8 разів на висоті близько 12 000 км. Важливою особливістю спектра хромосфери є наявність у ньому ліній нейтрального та іонізованого гелію з високими потенціалами збудження енергетичних рівнів. За теорією це можливе, якщо температура в хромосфері перевищує 25 000 К. Водночас у спектрі хромосфери видно також лінії бальмерівської серії водню, що можуть утворюватися лише при достатньо низькій температурі газу, який випромінює. Загалом це дає змогу зробити такі висновки: по-перше, температура в хромосфері з висотою зростає (на відміну від фотосфери, де вона з висотою спадає),

і, по-друге, сама хромосфера є дуже неоднорідна. І справді, тут спостерігаються *спікули* — своєрідні колони порівняно холодного газу, оточеного гарячішою речовиною, які простягаються вгору на висоту 7–12 тис. км (де вони вже фактично проникають в нижню корону). Спікули добре помітні на краю диска Сонця. Поперечник спікули 1000 км, температура менша від 20 000 К. У більшості випадків спікули локалізуються над окраїнами супергранул. І хоча тут атмосферний газ рухається вниз, спікули, як правило, рухаються догори зі швидкостями близько 20 км/с. Тривалість життя спікули 8–15 хв. Кожної хвилини у хромосфері налічують до 300 000 спікул.

Модель хромосфери виглядає так (рис. 11.5). У нижній її частині температура дорівнює 4500–4800 К. На висоті близько 240 км від основи хромосфери температура досягає найменшого значення 4180 К і з подальшим зростанням висоти знову збільшується. При h = 2000 км з'являються спікули. Сукупність спікул утворює *хромосферну сітку*.

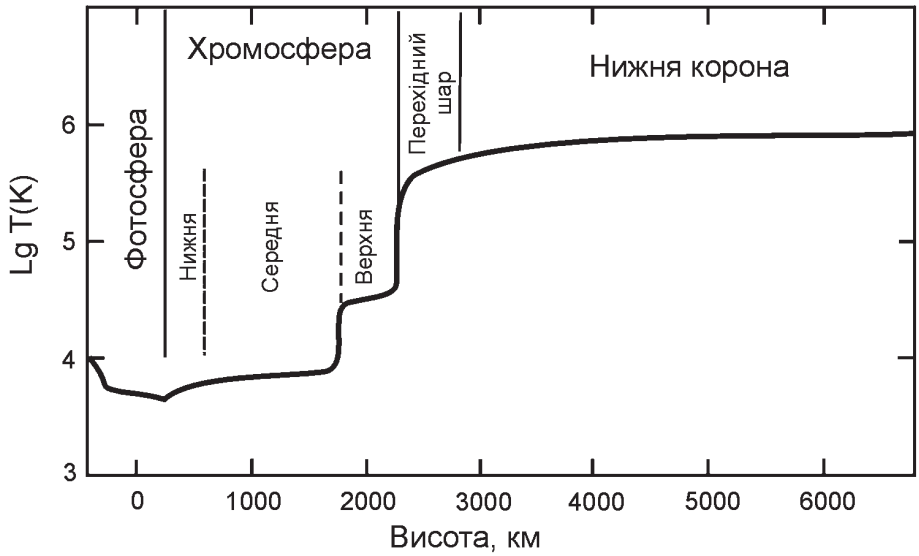


Рис. 11.5. Модель верхніх шарів сонячної атмосфери

Корона. Корона — це зовнішня частина сонячної атмосфери. Побачити її можна під час повного сонячного затемнення. Форма корони істотно залежить від того, є в цей час на Сонці плями чи їх нема або, як прийнято говорити, від фази сонячної активності (рис. 11.6). Якщо плям багато (максимум активності), то корона виглядає досить симетричною, коли ж їх немає (мінімум активності) — вона стиснута біля сонячних полюсів і простягається головним чином уздовж екватора. Корону прийнято поділяти на внутрішню, середню і зовнішню. Протяжність першої становить 0,2-0,3$R_\odot$. Характерною ознакою внутрішньої корони є її емісійний спектр, в якому наявні лінії випромінювання високоіонізованих металів. Наприклад, тут

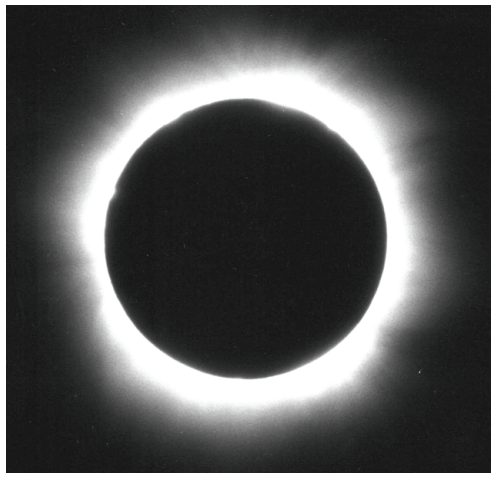


Рис. 11.6. Фотографія сонячної корони, зроблена одеськими астрономами під час повного сонячного затемнення 1999 року

виділяється яскрава лінія, яка належить атомам заліза, кожний з яких втратив 13 електронів з оболонки — *Fe*XIV ($\lambda = 5303$ Å).

Наявність у короні іонів такої високої стадії іонізації означає, що її середня температура повинна дорівнювати близько $1–2 \cdot 10^6$ К. І хоча речовина корони розігріта ударними хвилями до такої високої температури, кількість енергії, яка запасена в ній, є порівняно невеликою. Адже корона містить лише 10^{-13} повної маси Сонця, а концентрація частинок тут не перевищує 10^{10} см$^{-3}$ (порівняйте з їхньою концентрацією у фотосфері). Тонкий шар сонячної атмосфери, який відділяє хромосферу від корони названо *перехідною зоною*, або перехідним шаром. Тут градієнт температури особливо великий. Розподіл температури з висотою в перехідній зоні і короні показаний на рис. 11.5.

Детальне вивчення профілів спектральних ліній і спостереження корональних ліній на краю сонячного диска під час затемнень дало змогу зробити висновок, що корона фактично починається вже в хромосфері на висоті близько 2000 км. Тут між спікулами та іншими хромосферними утворами вже є корональна речовина, температура якої у 100 разів вища від температури хромосферного газу.

У середній короні, яка закінчується на відстані $1{,}3R_\odot$ від поверхні Сонця, головну роль відіграють процеси розсіювання випромінювання фотосфери на вільних електронах корональної плазми. Що ж стосується зовнішньої корони, яка простягається на мільйони кілометрів від поверхні Сонця, то її неперервний спектр повторює спектр фотосфери, у ньому є лінії поглинання, типові для хромосфери. Це вказує на те, що тут випромінювання розсіюється на пилових частинках.

Сонячний вітер. Як було сказано вище, хромосфера і корона нагріваються завдяки хвильовим рухам, які переносять догори механічну енер-

гію конвективних елементів і трансформують її в теплову. Нагріта ж до високих температур речовина сонячної корони безперервно розширюється у навколосонячний простір. Особливість тут та, що з віддаленням кожної із частинок від Сонця її швидкість зростає. Так виникає спрямований від Сонця безперервний розріджений потік речовини, який названо *сонячним вітром*. Інакше кажучи, сонячний вітер — це потоки іонізованої плазми і вмороженого в них магнітного поля, які рухаються від Сонця. Щосекунди з сонячним вітром Сонце втрачає приблизно мільйон тонн своєї речовини.

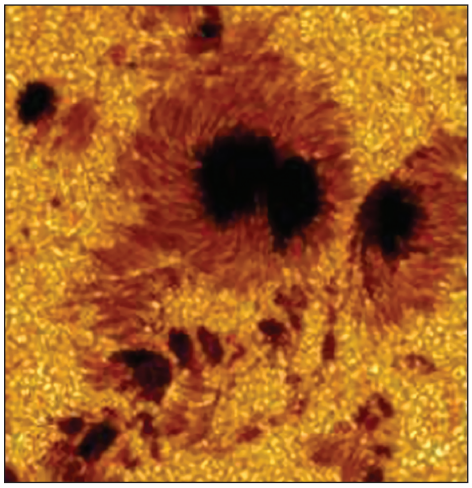
При основі корони на відстані близько 20 000 км від поверхні Сонця швидкість частинок становить усього декілька сотень метрів за секунду. При $r = 0{,}5$ млн. км швидкість $V = 8$ км/с, а при $r = 1{,}5$ млн. км $V = 50$ км/с. На відстані орбіти Землі середні параметри сонячного вітру такі: швидкість $V = 400$ км/с, температура $T = 5 \cdot 10^4 – 2 \cdot 10^5$ К, концентрація частинок $N = 1–10$ см$^{-3}$. Напруженість поля у сонячному вітрі тут становить $6 \cdot 10^{-6}$ Е. Хімічний склад сонячного вітру відповідає вмісту хімічних елементів у сонячній короні.

11.5. Сонячна активність

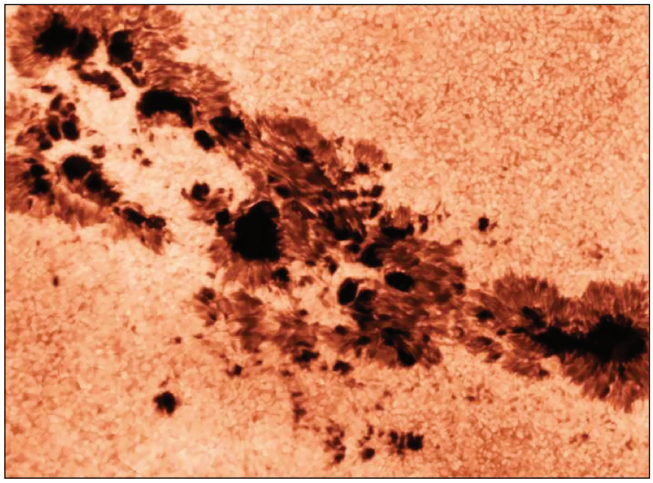
На сонячній поверхні спостерігаються деякі явища, що в сукупності своїй характеризують міру сонячної активності. До них належать *сонячні плями*, *факели*, *протуберанці*, *спалахи*. Місця, де їх спостерігають, названо активними зонами.

Сонячні плями. Дослідження спектру сонячних плям показало, що температура речовини в них нижча від температури незбуреної фотосфери у сусідніх з плямами ділянках іноді навіть на 1500 К. Тому за контрастом з незбуреною фотосферою вони виглядають як темні утвори на ній. Трапляються як поодинокі плями, так і їхні *групи*. Невеличкі утвори з видимим кутовим діаметром 3–4" називаються *порами*. Середні кутові розміри плям ≈ 1', тобто близько 40 000 км. Траплялися, однак, плями діаметром до 180 000 км. У великій плямі виділяють темне *ядро* (температура близько 4300 К) і світлішу облямівку — *півтінь*, де температура газу становить 5000 К (рис. 11.7). У групах плям одна з них є *ведучою* або *головною* (розташована попереду в напрямі обертання Сонця), інша — *хвостовою*. Час життя одиноких плям сягає чотирьох місяців, для груп плям він іноді обмежений декількома годинами.

Положення плям щодо сонячного екватора істотно залежить від фази циклу активності. У мінімумі активності плями виникають на широтах $B = \pm 35°$, з часом зона плямоутворення поступово опускається до екватора (біля максимуму активності плями групуються при $B = \pm 15°$), останні



а)



б)

Рис. 11.7. *а* — структура сонячної плями, *б* — фрагмент поверхні Сонця з великою групою плям

ж плями циклу з'являються на широтах близько ±8°: у цьому полягає суть *закону Шперера*. Якщо залежність геліографічної широти формування плям від часу зобразити на діаграмі, то зони активності утворюють на ній своєрідні за виглядом «*метелики Маундера*».

Досліджуючи розщеплення ліній у спектрах сонячних плям, Джордж Е. Хейл (1868–1939, США) у 1908 р. виявив, що в плямах є сильні магнітні поля. Як було знайдено, напруженість магнітного поля у більшості плям дорівнює 1000–2000 Е, у деяких випадках вона сягає 4500 Е. Поле ведучої і хвостової плям завжди має різну полярність. Тому такі групи називають *бі-*

полярними. Поля головних плям з північної і південної півкулі Сонця мають різну полярність. Знак поля головних плям у кожній півкулі співпадає зі знаком глобального поля півкулі.

Оскільки густина і температура речовини у плямі менші, ніж поза нею, то рівень поверхні з оптичною товщиною $\tau = 1$ знаходиться в ній нижче. Тому пляма має вигляд тарілки або кратера, дно якого утворює ядро, а похилі стінки — півтінь. Глибина кратера для невеликих плям може сягати 1500–2000 км. Це — *ефект Вільсона*. Було зауважено також, що на рівні фотосфери газ зі швидкістю близько 2 км/с рухається в напрямі від центра плями назовні, тоді як у хромосфері над плямою газ рухається до центра плями зі швидкістю до 5 км/с. У цьому полягає суть *ефекту Евершеда*.

Разом із С. Б. Ніколсоном Дж.Е. Хейл виявив, що зміна полярності магнітного поля Сонця відбувається приблизно за 11 років (див. детальніше наступний розділ).

Факели і флокули. Спостереження поверхні Сонця дозволяє виявити ділянки, в яких яскравість дещо вища, ніж у навколишній фотосфері. Такі зони підвищеної яскравості одержали назву — *факели* (*факельні поля*). Локалізовані вони навколо сонячних плям (рис. 11.8). Іноді факели з'являються раніше, ніж утворюється пляма, передвіщаючи таким чином її появу, і зберігаються протягом декількох десятків днів після того, як плями зникли.

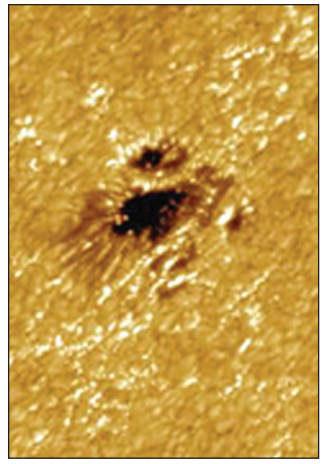


Рис. 11.8. Світлі факели навколо сонячної плями

Гарячі і яскраві ділянки в хромосфері, які перебувають безпосередньо над фотосферними факелами, названо *флокулами*.

Протуберанці. На фотографіях Сонця, зроблених у довжині хвилі лінії $H\alpha$, на краю диска видно своєрідні викиди речовини — *протуберанці* (рис. 11.9). Бачимо їх саме тому, що вони світяться в лінії $H\alpha$. Це значить, що речовина протуберанця інтенсивно перевипромінює кванти, які надходять

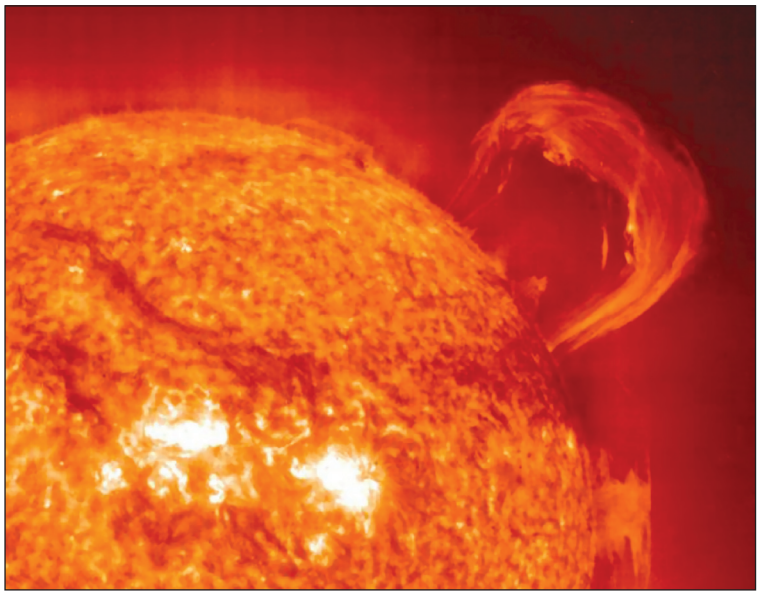


Рис. 11.9. Сонячний протуберанець

до нього від фотосфери. І навпаки, коли протуберанець проектується на сонячний диск, його видно як *темне волокно*.

Форма протуберанців з часом істотно змінюється: іноді їхня довжина сягає навіть 200 000 км, товщина — декількох тисяч кілометрів. Середня густина речовини в них у сотні разів більша від щільності навколишньої корональної речовини, а температура не перевищує 6000–8000 К. Напруженість магнітного поля в цих об'єктах сягає в середньому 20–200 Е, в окремих випадках — 1000 Е.

Завдяки протуберанцям, очевидно, відбувається обмін речовиною між хромосферою і короною. Самі ж ці об'єкти виникають при підійманні трубок магнітного поля (див. підрозділ 11.7) над поверхнею Сонця. Іонізований газ може рухатися лише разом з магнітними силовими лініями, адже, він «вморожений» у магнітне поле і підіймається разом з ним. Водночас, спостереження показують, що частина газу повільно стікає донизу уздовж магнітних силових ліній.

За активністю протуберанці поділяють на спокійні та еруптивні. Перші не змінюють своєї конфігурації упродовж багатьох тижнів, другі зі швидкостями, що сягають 700 км/с, підіймаються догори до висоти 1 500 000 км.

Корональні діри. Ці утвори в короні мають відносно низьку температуру ($0{,}8 \cdot 10^6$ К), тут силові лінії магнітного поля Сонця спрямовані радіально, що й забезпечує вільне витікання плазми у міжпланетний простір. Таким чином, корональні діри є джерелом швидких потоків речовини у сонячному вітрі.

Сонячні спалахи. Одним із найпотужніших і швидких у часі проявів сонячної активності є *сонячні спалахи*, які проявляють себе у вигляді облас-

тей підвищеної яскравості (рис. 11.10). Їх найкраще видно в лінії $H\alpha$, хоча в окремих випадках — і в білому світлі. У роки максимумів сонячної активності може трапитися до десяти спалахів за добу, тоді як у мінімумі протягом багатьох місяців може не бути жодного.

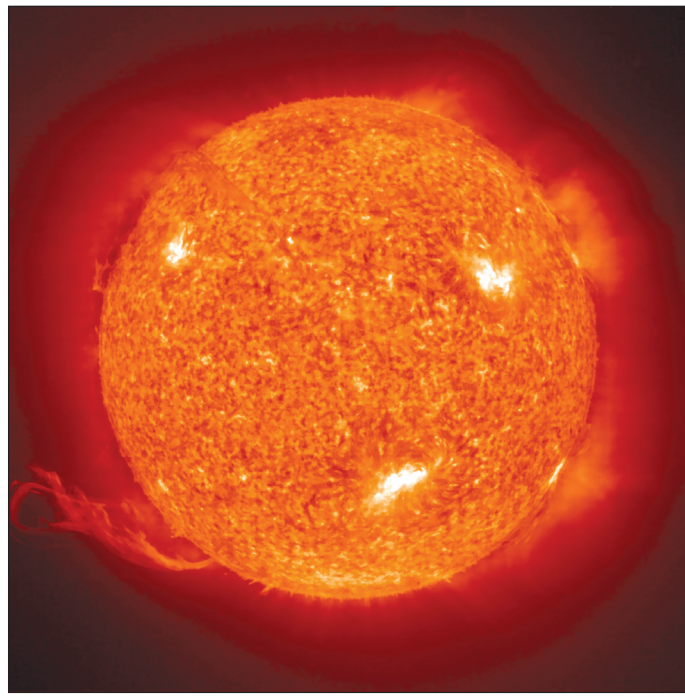


Рис. 11.10. Сонячні спалахи. У лівій нижній частині фотографії помітний великий протуберанець

Найчастіше спалахи виникають у нейтральних зонах між плямами, що мають протилежні полярності. Розмір зони, охопленої спалахом, досягає десятків тис. км. Процес розвитку невеликого спалаху триває 5-10 хв., найпотужніших — декілька годин. За цей час у зоні спалаху температура зростає до $5 \cdot 10^6$ К і виділяється енергія близько 10^{21}–10^{25} Дж, а це сумірне з енергією, що її Сонце випромінює з усієї своєї поверхні за 1 с. Під час спалаху виникає потужне випромінювання в радіо-, ультрафіолетовому, рентгенівському, а інколи навіть в гамма-діапазоні. З'являються також *сонячні космічні промені* — потоки електронів, протонів і важчих ядер, які рухаються зі швидкостями 0,01–0,10 від швидкості світла.

В окремих випадках при спалахах утворюються зворотні викиди — *серджі* і невеликі бризки — *спреї*. Серджі подібні до велетенських струменів, що вилітають із зони спалаху зі швидкостями 200–300 км/с. Рухаючись похилими траєкторіями, речовина досягає висоти 20–100 тис. км і повертається назад тим же шляхом.

11.6. Циклічність сонячної активності

Головним проявом сонячної активності є наявність на його поверхні плям. Статистичний аналіз їх кількості від року до року дає змогу скласти певні уявлення щодо існування окремих *циклів сонячної активності*. За міру плямотворної діяльності Сонця прийнято число Вольфа:

$$W = 10g + f, \tag{11.11}$$

де g — кількість груп плям; $f = \Sigma f_i$ — загальна кількість усіх плям, які є в цей момент на диску Сонця; f_i — кількість їх у конкретній i-й групі.

Наприклад, якщо на сонячному диску немає жодної плями, то $W = 0$. Коли ж на диску є одна пряма, то $W = 11$, бо її враховують двічі: перший раз як окрему пляму, другий — як групу. Такі обчислення проводять на кожен день, після чого, усереднюючи, знаходять середньомісячне і середнє за рік число Вольфа. Після цього можна зіставити його зміну від року до року.

Систематичні обчислення чисел Вольфа були започатковані у 1749 р. у обсерваторії м. Цюріх. Як видно (рис. 11.11), з того часу кількість плям на Сонці змінюється в середньому з періодом 11,1 року. Однак, проміжки між двома максимумами можуть коливатися в межах від 7,5 до 16 років. Тому передбачити настання конкретного максимуму нелегко.

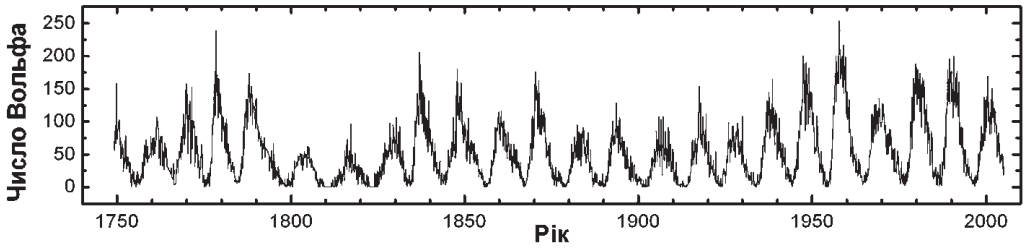


Рис. 11.11. Зміна чисел Вольфа за останні два з половиною століття

Для зручності при характеристиках того чи іншого циклу введено їхню умовну нумерацію. Першим названо той цикл, який розпочався у 1755 р. У 1997 р. закінчився 22-й і розпочався 23-й цикл. Перші ознаки завершення 23-го циклу з'явилися у 2007 р.

У кожному 11-річному циклі головні плями у всіх груп мають магнітне поле однієї полярності, а наступні за ними — протилежної. А ще через 11 років картина полярності магнітного поля змінюється на протилежну. Тому часто говорять не про 11-річний, а 22-річний *цикл Хейла*.

Зіставлення числа Вольфа у різних максимумах сонячної активності вказує на існування *вікового циклу* — певної повторюваності найбільших максимумів через 100 років. Проаналізовано записи у хроніках за останні 2000

років як щодо спостережень полярних сяйв, так і плям, побачених неозброєним оком. З цього аналізу випливає, що віковий цикл триває 80–90 років. Підозрюють, що є і тисячолітній цикл сонячної активності з періодом близько 1800 років.

11.7. Причина сонячної активності

Описані вище явища, які визначають сонячну активність, виникають як наслідок змін з боку магнітного поля Сонця. Основну роль у цьому процесі відіграє його диференційне обертання. Модель, яка описує процес зростання напруженості поля і виникнення на сонячній поверхні локальних магнітних неоднорідностей, була запропонована американським астрономом Х. Бебкоком у 1961 р. В моделі розглянуто еволюцію досить слабкого *полоїдального компонента* поля Сонця, силові лінії якого знаходяться у меридіональних площинах під сонячною фотосферою. Оскільки поле є «вмороженим» в плазму, воно бере участь у загальному обертальному русі таким чином, що кожна ділянка його силової лінії, яка є ближчою до сонячного екватора, за одиницю часу проходить більший шлях, ніж ті частини, які є віддаленими від екватора. За декілька обертів Сонця неперервна силова лінія полоїдального поля намотується так, як це показано на рис. 11.12, а вся сукупність силових ліній у підфотосферному шарі згодом утворює *тороїдальний компонент* магнітного поля Сонця. Тут окремі силові лінії збираються у джгути, або трубки магнітних силових ліній, які є паралельними до лінії сонячного екватора. З плином часу напруженість поля значно зростає. Оскільки густина газу в трубці менша, ніж поза нею (тиск є однаковий з обох боків, а в самій трубці, окрім газового, ще діє додатковий тиск з боку магнітного поля), то частина трубки може сплити на поверхню Сон-

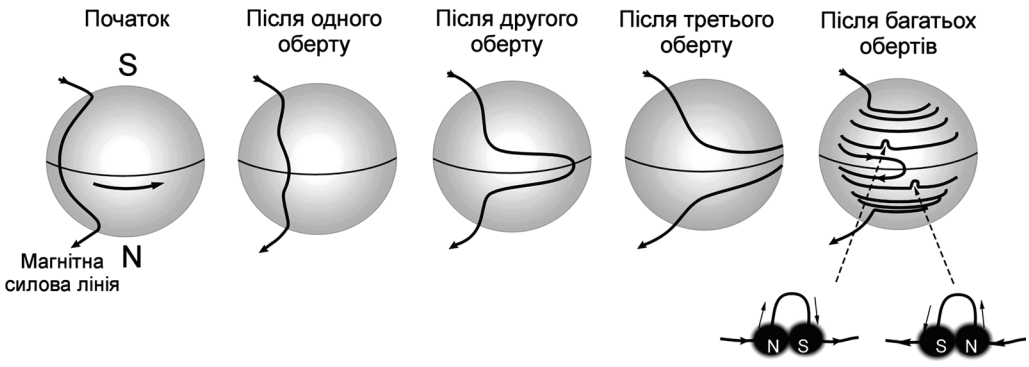


Рис. 11.12. Схема генерації магнітного поля Сонця, виходу на його поверхню трубок магнітних силових ліній і утворення плям

ця, утворюючи при цьому магнітну петлю. Саме плями і є наслідком виходу на поверхню Сонця потужних магнітних трубок. Пляма, в якій магнітні силові лінії виходять з-під поверхні, має північну полярність *N*, якщо ж лінії йдуть під поверхню — південну *S*. У межах плями рух газу поперек силових ліній поля сильно утруднений, тому конвективний винос гарячого газу з підфотосферних шарів на поверхню практично заблокований, що приводить до локального зниження температури в межах плями. Тому плями виглядають темнішими від навколишнього середовища.

Після досягнення максиму активності Сонця у його підфотосферному шарі набуває темпу процес *анігіляції* (знищення) тороїдального компонента магнітного поля. Це відбувається при зближенні і перез'єднанні трубок силових ліній, в яких поле має протилежний напрям. Внаслідок такого процесу енергія магнітного поля трансформується в тепло. Через декілька років активність Сонця стає найменшою; на його поверхні плям немає навіть упродовж місяців. Згодом диференційне обертання замотує силові лінії полоїдального компонента поля, утворюючи з них магнітні трубки тороїдального компонента великої напруженості, і активність Сонця знову зростає. Окрім цього, з таким же періодом відбувається і зміна полярності полоїдального компонента — якщо протягом певного n-го за рахунком 11-річного циклу у північній півкулі був північний магнітний полюс, то наступного (n + 1)-го циклу тут буде південний магнітний полюс. І тільки через приблизно 22 роки після початку n-го циклу полярність знову стане північною. Останнього разу зміна полярності полоїдального компонента магнітного поля Сонця відбулася у 2000 р. Слід зауважити, що процес зміни полярності є значно складнішим. Іноді така зміна спочатку відбувається тільки з одним з полюсів, і тоді Сонце на протязі декількох тижнів або навіть місяців має два північних, або ж два південних магнітних полюси!

Утворення факельних полів в рамках розглянутої моделі пояснюється як початковий етап процесу спливання магнітних силових трубок з підфотосферного шару. Спливаючий фрагмент трубки стискує фотосферний газ над собою, що приводить до локального підвищення температури, а, отже, й яскравості. Як тільки процес спливання закінчується, на цьому місці з'являється пляма.

Протуберанці утворюються в короні внаслідок підйому газу з нижньої частини сонячної атмосфери вздовж магнітних силових ліній, які мають петлеподібну форму. Оскільки плазма не може вільно рухатися поперек силових ліній поля, протуберанець врешті-решт зависає на них високо над фотосферою.

Перез'єднання магнітних силових ліній, якщо воно відбувається над фотосферою (в хромосфері, або короні), є причиною сонячних спалахів.

Ритмічно зі зміною кількості плям на поверхні Сонця, з 11-річним циклом змінюється також і число факелів, протуберанців, корональних викидів тощо.

11.8. Зв'язок між рівнем сонячної активності і земними явищами

Нестаціонарні явища, які відбуваються на Сонці, є справді великомасштабними. Зокрема, за даними рентгенівських спостережень, при спалахах температура в короні над активними зонами зростає до 20–40 млн. кельвінів. Визначено, що потік випромінювання в окремих рентгенівських діапазонах при спалахах зростає у 100–400 разів. Завдяки активним процесам на фоні теплового радіовипромінювання на Сонці виникають ще й різні типи радіосплесків. Усі ці активні процеси так чи інакше впливають на Землю, на стан її атмосфери, на її магнітне поле і на біосферу, зокрема на організм людини.

Наприклад, ще в XIX ст. зауважили, що амплітуда добових коливань магнітного поля Землі змінюється від року до року в ритмі з кількістю плям на Сонці. Спостереження показали, що через 1–2 доби після проходження через центральний меридіан Сонця великих плям або їхніх груп виникають особливо сильні неправильні коливання величини магнітного поля Землі — *магнітні бурі*. І вони, і полярні сяйва пов'язані з корпускулярними потоками, що рухаються від Сонця.

Безпосередньо під час спалахів відбувається порушення радіозв'язку, особливо це помітно на довжинах хвиль від 15 до 60 м. Вони зумовлені різким зростанням іонізації в іоносфері Землі під дією підвищеного випромінювання Сонця в ультрафіолетовому та рентгенівському діапазонах. Згустки плазми і потоки заряджених частинок, викинуті з поверхні Сонця під час спалахів, можуть вивести з дії електронне обладанання штучних супутників, привести до короткого замикання в системах електромереж.

Вивчення історичних документів показало, що спалахи чуми, холери, скарлатини і дифтериту припадали переважно на роки максимумів активності Сонця. Сучасні статистичні дані вказують на те, що кількість загострень серцево-судинних захворювань, травматизм на виробництві, кількість шляхово-транспортних пригод найбільші в роки і дні, коли на Сонці трапляються спалахи.

Очевидно, у ритмі з сонячними явищами змінюються певні функції людського організму. За деякими даними, чим більше число Вольфа, тим меншою є середня концентрація соляної кислоти у шлунку. У максимумі активності здатність крові розчиняти тромби, сторонні частинки і мікроби приблизно на 30% менша, ніж у мінімумі. Тому і знижується бар'єр, яким організм захищає себе від хвороботворних мікробів.

Таким чином, вплив сонячної активності на людину багатогранний. Один із шляхів буквально миттєвого впливу — через збурення магнітного поля Землі під час спалахів. При цьому спостерігаються дві хвилі: перша — через 8,5 хв. після спалаху, друга — через дві доби. У першому випадку цей вплив зумовлений влітанням у земну атмосферу потоків рентгенівських

квантів, що виникли внаслідок спалаху, у другому — потоків корпускулярного випромінювання. Як перші, так і другі спричиняють у ній появу додаткових електричних зарядів і тим самим призводять до збурення загального магнітного поля Землі, яке й передається на людський організм. Настає спазм кровоносних судин, підвищується тиск, а звідси інфаркти та інсульти. Унаслідок зменшення припливу крові до мозку з'являється млявість, сонливість, а отже, неуважність, сповільнення реакції робітника на підприємстві чи водія автотранспорту.

З метою безперервного вивчення процесів, які відбуваються на Сонці, створено всесвітню *службу Сонця*, завданням якої є визначення і прогнозування рівня його активності. Для цього встановлюють наукову апаратуру на штучних супутниках Землі, на стратостатах тощо. За даними на кожен день складають карту сонячної поверхні, на яку наносять плями, факели, волокна, протуберанці, інтенсивності у зеленій та червоній корональних лініях, що належать залізу. Ці карти, як і індекси сонячної активності, зокрема числа Вольфа, регулярно публікують у «Сонячних бюлетенях».

З процесами, які відбуваються на Сонці, зокрема з можливим коливанням сонячної сталої, пов'язують зміни клімату Землі (див. розділ 12). Так, виявлена кореляція між середнім числом плям протягом циклу сонячної активності і кліматичними характеристиками. Зокрема, британський астроном Е. В. Маундер, використовуючи історичні свідоцтва, виявив, що у проміжку часу з 1645 р. до 1715 р. на Сонці майже не було плям (так званий *маундерівський мінімум* сонячної активності). У ті часи погода, зокрема, у Європі була дуже холодною, тому їх навіть називають Малим льодовиковим періодом.

11.9. Безпосереднє використання сонячної енергії

Одна з проблем, що з нею стикається людство вже сьогодні — поступове виснаження земних ресурсів, зменшення родючості грунтів, зменшення запасів органічного палива. Як уважають, запасів вугілля на планеті достатньо для забезпечення потреб світової енергетики лише на найближчі 200 років. Проте на цьому шляху виникла інша перепона — прогресуюче забруднення навколишнього середовища. Адже щорічно в атмосферу Землі надходить 20 млрд. тонн вуглекислого газу, значна кількість чадного газу, оксиду сірки, азоту, твердих частинок, які згубно впливають на живу природу.

Тому принаймні з 50-х років XX ст. уже якнайсерйозніше розглядають питання про використання для технологічних і побутових потреб енергії Сонця.

За обчисленнями, при коефіцієнті корисної дії усього 5%, сонячної енергії, зібраної у тропічних районах з 6 м^2 горизонтальної поверхні, цілком достатньо для задоволення сучасної енергетичної потреби одної людини. Уже тепер у багатьох країнах сонячну енергію успішно використовують для опріснювання води, нагрівання й охолодження приміщень тощо. Сонячні електростанції, що вже діють у деяких країнах, у своїй роботі повторюють принцип звичайної теплової електростанції: вода нагрівається у спеціальних котлах, і пара, що там утворюється, спрямовується на турбіну, яка й обертає з'єднаний з нею електричний генератор. Завдяки об'єднанню потоків світлової енергії від багатьох дзеркал — *геліостатів* — пара в котлі нагрівається до температури близько 1000°С. Вартість електроенергії у США у пустелі Мохаве на одній з перших комерційних наземних сонячних електростанцій вдалося довести до 8 центів за кіловат-годину. Це співмірне з вартістю електроенергії, яку виробляють атомні електростанції.

За одним з варіантів приймача сонячної енергії його панель розташована на вершині 60-метрової башти. Сонячна енергія концентрується на ній за допомогою 222 дзеркал, що забезпечує потужність близько 5 МВт.

У Піренеях встановлено плавильні печі, в яких завдяки концентрації сонячної енергії досягається температура близько 3000°С. Річ ясна, тут можна отримати чисті, без небажаних домішок продукти плавлення.

Обговорюють питання побудови космічних сонячних електростанцій за межами земної атмосфери. Два основні елементи такої станції мали б бути такими: сонячна енергоустановка, яка вловлювала б променисту енергію Сонця і перетворювала її в електричну; система напрямленої передачі енергії з космосу на Землю у мікрохвильовому діапазоні. Обчислено, що при потужності енергосистеми 5 млн. кВт електростанція повинна мати масу 20–50 тис. т. Площа сонячного колектора при використанні фотоелектричного способу перетворення енергії сягала б 50 км^2. Приймають, що діаметр передавальної антени дорівнює 1 км, приймальної — не менше 10 км. Тут ця енергія мала б перетворюватися в електричний струм і далі спрямовуватися в енергосистему країни. Усі такі проекти, однак, виглядають сумнівними як щодо їх вартості, так і можливостей передачі енергії на поверхню Землі без загрози для навколишнього середовища.

Розділ 12

ПЛАНЕТИ ТА ЇХНІ СУПУТНИКИ

12.1. Елементи фізики планет

Виходячи з уявлень про гідростатичну рівновагу планети, а отже, використовуючи рівняння (11.4) та певне рівняння стану (для твердих тіл зв'язок тиску і густини наближено задається співвідношенням $p \sim \rho^2$), при відомій масі планети обчислюють її радіус та розподіл параметрів від її центра до поверхні. Задача ця досить складна. Зокрема, слід враховувати, що при збільшенні тиску водень переходить у газорідкий стан (при цьому зникає відмінність між воднем газоподібним і твердим), а потім у твердий металічний водень і рідкий металічний водень. Аналогічно при високих тисках металізуються й інші речовини. Їхні властивості у всіх агрегатних станах вивчає квантова механіка та статистична фізика.

Усе це дає змогу розрахувати діаграму маса — радіус для небесних тіл, побудованих з холодного водню, гелію і льоду (12.1). Як виявилося, кожній заданій масі відповідає цілком конкретне значення радіуса тіла. Зі зро-

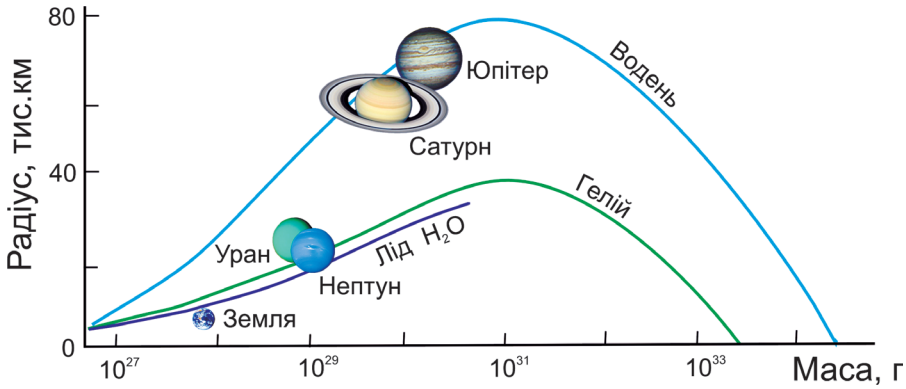


Рис. 12.1. Діаграма маса — радіус для холодних небесних тіл

станням маси радіус планети спочатку зростає, а потім зменшується. У цьому проявляється зростаюче самопритягання речовини та її здатність переходити у щільніші агрегатні стани. Найбільший радіус чисто водневої планети не може перевищувати 80 000 км.

На цій діаграмі Юпітер і Сатурн знаходяться недалеко від кривої тіл з чистого водню. Очевидно, ці планети справді складаються з водню з невеликою домішкою гелію. Планети Уран і Нептун розташовані поблизу кривої чисто гелієвих тіл. Очевидно, їхня речовина містить значну кількість елементів, важчих за гелій. За одною з моделей у ній міститься близько 50% води, 20% водню, стільки ж метану і близько 5% аміаку. Як видно, невизначеність щодо хімічного складу планет велика.

Перебуваючи на відомій відстані від Сонця, кожна з планет отримує від нього певну кількість енергії:

$$E = \pi R^2 (1 - A) q, \tag{12.1}$$

де R — радіус планети; $S = \pi R^2$ — площа її поперечного перерізу; q — сонячна стала для цієї планети; A — так зване *альбедо*, яким визначається відносна частина сонячної енергії, що відбивається (розсіюється) поверхнею у міжпланетний простір. Параметр q для Землі відомий; для інших планет, згідно з формулою (11.1), він змінюється обернено пропорційно квадрату їхніх відстаней від Сонця. Це дає змогу визначити температуру поверхні планети T. Обчислюють її з умови динамічної рівноваги $E_+ = E_-$. Тобто записана вище величина E дорівнює енергії, що її планета випромінює з усієї своєї площі:

$$E = 4\pi R^2 \sigma T^4. \tag{12.2}$$

Для Землі обчислене $T = 256$ K, тобто $t = -17^\circ$C. Для всіх інших планет мало б бути $T = 256K/\sqrt{a}$. Насправді середня температура Землі $T = 288$ K (+15°C), що зумовлене парниковим ефектом. З іншого боку, якби Земля взагалі не мала атмосфери, то у підсонячній точці температура досягала б близько 390 K і більше, тоді як на протилежній частині Землі — приблизно на 300 K менше. Є певна неозначеність і в альбедо тієї чи іншої планети.

Ще одне важливе питання, яке стосується всіх планет, — це стійкість їхніх атмосфер з часом. Для кожної з планет можна обчислити параболічну швидкість $V_п$ на її поверхні, а за формулою (8.44) — середню швидкість молекули в її атмосфері V^*. І хоча, як правило, $V^* < V_п$, проте атмосфера планети може втрачати молекули того чи іншого газу. По-перше, тому, що у верхніх шарах атмосфери (в екзосфері) температура досягає 1000 K і, отже, швидкості молекул і атомів більші. По-друге, формула (8.44) дає середню швидкість частинки, тоді як згідно з розподілом Максвелла (8.43) у «хвості» цього розподілу завжди є певна кількість частинок, швидкості яких перевищують $V_п$.

З обчислень випливає, що характерний час дисипації водню з атмосфери Землі становить 36 тис. років, тоді як гелію — $4 \cdot 10^{13}$ років. Для атмосфери Марса це відповідно 900 і 11 000 років. Важкі елементи, такі як азот і кисень, дисипувати з атмосфери Землі не можуть. Для Марса це може статися в масштабах мільярдів років. Що ж стосується планет-гігантів, то їхні атмосфери є цілком стійкими завдяки великим $V_{\text{п}}$ і низьким температурам верхніх хмарових шарів (тоді мале V^*).

12.2. Загальні характеристики планет

За фізичними характеристиками планети Сонячної системи можна поділити на дві групи: *планети типу Землі* та *планети-гіганти*. До першої належить Меркурій, Венера, Земля і Марс, до другої — Юпітер, Сатурн, Уран і Нептун.

Планетам земної групи властиві порівняно невеликі розміри і маси, велика середня густина (визначається як відношення маси планети до її об'єму), тверда поверхня. Їм притаманне також повільне обертання навколо своїх осей, невелика кількість супутників або взагалі їх відсутність. Планети-гіганти перебувають на більших відстанях від Сонця, мають великі радіуси і маси, малу середню густину. Для цих планет типовим є швидке осьове обертання, вони мають протяжні воднево-гелієві атмосфери з домішками водневих сполук. Очевидно, вони взагалі не мають твердих поверхонь. Детальніші числові дані про планети наведено нижче. Описуючи характеристики планет, будемо використовувати наступні позначення: M — маса планети (кг), R — екваторіальний радіус (км), ρ — середня густина планети (г/см^3), g — прискорення сили тяжіння поблизу її поверхні (м/с^2), P — період осьового обертання (д. — у добах або год. — у годинах), T — сидеричний період обертання навколо Сонця (р. — у роках або д. — у добах), ε — нахил площини екватора планети до площини її орбіти (градуси), a — середня відстань від Сонця (велика піввісь орбіти, а. о.), e — ексцентриситет орбіти.

12.2.1. Меркурій

M	R	ρ	g	P	T	ε	a	e
$3{,}30 \cdot 10^{23}$	2439	5,43	3,72	58,6 д.	87,97 д.	7,0	0,387	0,206

Меркурій — найближча до Сонця планета сонячної системи (рис. 12.2). Середня відстань Меркурія від Сонця складає 0,39 а. о. Внаслідок



Рис. 12.2. Меркурій

значної еліптичності орбіти (e = 0,206) Меркурій може наблизитися до Сонця на відстань $r_{П} = a(1 - e)$ = 0,31 а. о. і віддалитися від Сонця на відстань $r_{А} = a\ (1 + e)$ = 0,47 а. о. З цієї причини температура екваторіальної зони денної півкулі Меркурія може коливатися від 700 К у перигелії до 600 К в афелії.

За своїми розмірами Меркурій ненабагато перевищує Місяць. Невелике значення прискорення сили тяжіння і достатньо висока температура його поверхні є факторами, які перешкоджають утриманню щільної газової атмосфери. Виявлено, що атмосфера Меркурія дуже розріджена. За концентрацією частинок $N \approx 10^6$ см$^{-3}$ вона відповідає щільності земної атмосфери на висоті 700 км. Основні складові меркуріанської атмосфери — водень і гелій. Атоми цих елементів Меркурій захоплює з сонячного вітру. В середньому через 200 днів атоми водню і гелію відриваються від нього, але на їхнє місце безперервно надходять інші. Разом з тим в атмосфері Меркурія є також атоми кисню, натрію, калію та ін. Останні постачаються меркуріанським грунтом. Подібно до атомів водню і гелію, вони теж через деякий час залишають планету.

Відсутність щільної атмосфери зумовлює значний температурний перепад між денною і нічною півкулями цієї планети. Меркуріанська доба дорівнює 176 земних, і з настанням меркуріанської ночі температура поверхні швидко знижується до 100 К. Оскільки вісь обертання планети майже перпенди-

кулярна до площині її орбіти, навколополярні ділянки поверхні Меркурія мають низьку температуру, і як випливає з проведених у 1992 р. радарних спостережень, тут у глибині полярних кратерів може бути замерзла вода.

Спостереження Меркурія з Землі з допомогою телескопа утруднені через його близькість до Сонця, тому поверхня цієї планети довгий час залишалася вивченою слабо. У 1974 р. космічний апарат *Марінер*-10 (США) зміг наблизитися до планети на відстань всього 320 км і сфотографувати приблизно 40% її поверхні. Аналіз знімків показав, що досліджена частина поверхні Меркурія суцільно вкрита кратерами ударного походження, а меркуріанський ландшафт дуже нагадує місячний. Однак на ній зустрічаються і цілком нові деталі — *ескарпи* — обриви протяжністю в сотні і навіть тисячі кілометрів і висотою 2–3 км. Висота гір на Меркурії сягає 4 км. Ударні кратери на поверхні Меркурія мають давнє походження, їхній вік оцінюється в 3–4 мільярди років. На дослідженій частині поверхні немає слідів недавньої вулканічної або тектонічної активності.

Внутрішня будова Меркурія, імовірно, нагадує будову Землі. Про це свідчить і достатньо близьке значення середньої густини обох планет. Меркурій має масивне залізо-нікелеве ядро, радіус якого складає 75% радіуса планети, та відносно тонку оболонку, яка оточує ядро, — мантію, що складається із більш легких сполук кремнію.

Напруженість магнітного поля Меркурія у 10 разів менша, ніж у Землі.

Меркурій здійснює три оберти навколо своєї осі протягом двох повних обертів навколо Сонця (тобто за два меркуріанських роки), тому доба на Меркурії триває два меркуріанських роки! Природних супутників у Меркурія немає.

12.2.2. Венера

M	R	ρ	g	P	T	ε	a	e
$4{,}87 \cdot 10^{24}$	6052	5,24	8,92	243,0 д.	224,70 д.	177,3	0,723	0,007

Венера — друга за віддаленням від Сонця планета Сонячної системи (рис. 12.3). За своїми розмірами вона нагадує Землю. Ще одна загальна риса — наявність у Венери потужної атмосфери. Поверхня Венери завжди прихована від зовнішнього спостерігача густим хмарним покровом. Що являє собою венеріанська поверхня, довгий час залишалось загадкою, і це породжувало іноді найнеймовірніші гіпотези. Наприклад, колись вважали, що на Венері повинна бути рідка вода, а, отже, там існують сприятливі умови для виникнення і розвитку різноманітних форм життя.

В середині XX ст. погляди на таку можливість зазнали радикальних змін. Ще перед запуском космічних апаратів до Венери за допомогою спеціаль-

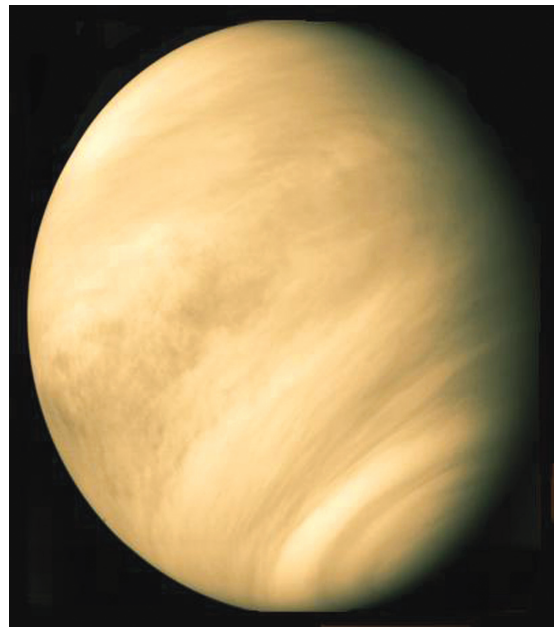


Рис. 12.3. Венера

них радіоспостережень було встановлено, що поверхня Венери розігріта до температури 750 К! Такої температури достатньо, щоб розплавився свинець. Було також визначено хімічний склад венеріанської атмосфери. Виявилось, що вона складається, в основному, із вуглекислого газу (96%), невеликої кількості азоту (близько 4%) та домішку краплинок концентрованої сірчаної кислоти. Поєднання сірки надають венеріанським хмарам жовтувато-оранжевого кольору. Сама ж наявність цього хімічного елемента свідчить про те, що на Венері повинні бути діючі вулкани.

Упродовж наступних десятиліть до Венери спрямовувались космічні апарати типу *Венера* (СРСР), *Марінер* (США), *Піонер Венера* (США), *Магелан* (США). Вони підтвердили отримані раніше результати про хімічний склад атмосфери та її температуру. Крім того, було встановлено, що тиск поблизу поверхні складає 90 атм. Причина, через яку нижній шар атмосфери Венери має таку високу температуру і тиск, полягає у так званому *парниковому ефекті*. Парниковий (*тепличний* чи *оранжерейний*) ефект в атмосфері планети — це підвищення температури нижніх шарів її атмосфери та поверхні, зумовлене здатністю атмосфери затримувати інфрачервоне випромінювання і частково повертати його назад до її поверхні. Це пов'язане з оксидом вуглецю та водяною парою, молекули яких є в атмосфері. Венера перебуває достатньо близько до Сонця і тому отримує багато енергії від нього. Вуглекислий газ, основна складова атмосфери Венери, досить добре пропускає сонячне випромінювання у видимій та ультрафіолетовій ділянці спектра, яке, досягаючи твердої поверхні, поглинається.

Поглинання призводить до нагрівання грунту планети. Нагріта поверхня перевипромінює енергію в інфрачервоному діапазоні довжин хвиль, але для такого випромінювання вуглекислий газ є непрозорим і інфрачервоне випромінювання виявляється начебто «запертим» в атмосфері. Тож тут відбувається поступове накопичення надмірної енергії, поступовий розігрів атмосфери та підвищення тиску. Чим більше вуглекислоти в атмосфері, тим сильніший парниковий ефект.

Необхідно відмітити, що загроза парникового ефекту існує також і для Землі (див. далі). Нерозумна господарська діяльність людини, а також природні геологічні процеси ведуть до підвищення концентрації CO_2 в земній атмосфері, що неминуче тягне за собою глобальне підвищення її температури.

Не виключено, що колись вода входила до складу венеріанської атмосфери у великій кількості, однак під дією сонячного ультрафіолетового випромінювання молекули води дисоціюють на атоми водню та кисню. Ці атоми, як дуже легкі частинки, мають високі теплові швидкості і, достатньо просто долаючи силу тяжіння Венери, залишали планету. Діючи упродовж тривалого часу, цей процес, імовірно, призвів до майже повного обезводнення атмосфери.

Перші знімки і результати аналізу поверхні Венери були передані на Землю з борта космічного апарата *Венера* (СРСР) у 1981 р. За його даними, кора планети утворена базальтовими і гранітними породами. Найдокладніша карта поверхні Венери була отримана з допомогою радіолокації з борту станції *Магеллан* (США), яка наблизилася до цієї планети у 1990 р. (див. рис. 12.4).

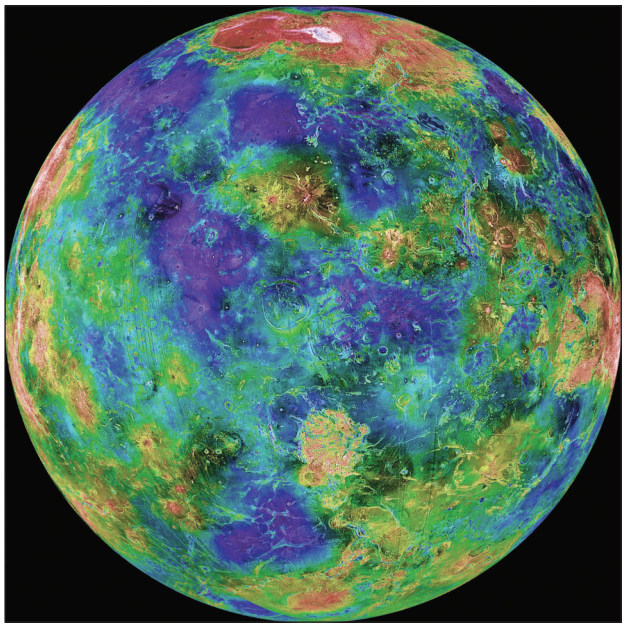


Рис. 12.4. Радіолокаційна карта поверхні Венери

Як виявилося, близько 80% поверхні Венери вкрито вулканічними рівнинами, але місцями на ній добре помітні вулканічні кратери, вулкани, гори і каньйони. Найвища гора на Венері має висоту 11 км. Ядро Венери, що вміщує в себе залізо і нікель, становить біля 12% маси планети. Ядро оточене мантією. Кора планети має товщу близько 300 км.

Одна з особливостей Венери, що відрізняє її від інших планет сонячної системи, — період обертання. Він сягає 243 доби, причому обертається Венера навколо своєї осі у напрямку, протилежному до її руху за орбітою. Венеріанський рік (225 земних діб) за тривалістю коротший від періоду осьового обертання, тому упродовж одного оберту Венери навколо Сонця відбувається два заходи та два сходи, а тривалість доби на Венері складає 116 земних діб. Як і Меркурій, Венера не має природних супутників.

12.2.3. Система Земля-Місяць

Характеристики Землі

M	R	ρ	g	P	T	ε	a	e
$5{,}97\cdot10^{24}$	6378	5,52	9,81	23 год. 56 хв.	365,26 д.	23,44	1,00	0,017

Одне з небесних тіл — планета Земля — у нас під ногами в буквальному розумінні цього слова. Те, що вона є кулястим об'єктом, довели безпосередні її спостереження з борту космічних станцій (рис. 12.5)

Земля — третя за віддаленістю від Сонця планета Сонячної системи — унікальна вже хоча б тому, що на ній існує життя. Це і найбільш вивчена планета Сонячної системи.

Про будову Землі дізнаємося завдяки *сейсмології* — науці про землетруси. Землетруси відбуваються на нашій планеті безперервно: щогодини їх налічують близько десяти. У середньому один раз за рік трапляється землетрус з катастрофічними наслідками. Унаслідок землетрусів виникають *сейсмічні хвилі* двох типів — *поздовжні хвилі* (типу *P*, в яких частинки земної речовини зміщуються в напрямі поширення хвилі) і *поперечні хвилі* (типу *S*). Поздовжні і поперечні хвилі мають різну швидкість розповсюдження в залежності від фізичних характеристик порід, через які вони поширюються. Так, у твердій речовині бувають хвилі *P* і *S*, причому швидкість хвиль *S* становить близько 2/3 швидкості хвиль *P*. У рідинах поширюються лише хвилі *P*. Визначено, що їхня швидкість біля поверхні Землі дорівнює 5 км/с, а на глибині 3000 км вона досягає найбільшого значення — близько 13,5 км/с. Хвильові зміщення земної поверхні реєструють прилади — *сейсмографи*. Інформація, яку можна одержати після розшифрування сейсмограми, дає уяву про особливості внутрішньої будови нашої планети.



Рис. 12.5. Вигляд Землі з космосу

В центрі земної кулі знаходиться ядро, що складається переважно із заліза і нікелю з домішкою інших, переважно важких, елементів. Воно поділяється на *зовнішнє ядро*, радіус якого дорівнює 3400 км (тут у зовнішньому шарі товщиною близько 2150 км речовина перебуває у рідкому стані) і *внутрішнє ядро* радіусом близько 1250 км, в якому речовина перебуває у твердому стані. Температура ядра сягає 5000–7000 К, тиск в ньому 3 млн. атм., а його густина дорівнює 10 г/см^3. Висока температура частково зумовлена дією тиску на ядро з боку вищих шарів, а частково — виділенням енергії у реакціях розпаду урану, концентрація якого в ядрі, напевне, достатньо велика. Незважаючи на високу температуру внутрішнього ядра, достатню для плавлення тугоплавких металів і сполук, воно є твердим завдяки великому тиску. Ще одна особливість внутрішнього ядра — швидкість його обертання. Вона є дещо більшою, ніж швидкість обертання зовнішніх частин Землі.

Ядро оточене шаром мантії, товщина якого сягає 2900 км. Мантія складається із більш легких сполук, як ось силікати. Перебуваючи під високим тиском, речовина мантії стає дуже в'язкою. Відносно тонка земна кора, товщина якої коливається у різних місцях від 10 км (під океанами) до 70 км (під материками), ніби плаває на мантії. Кора і мантія розділені *поверхнею Мохоровичича*, на якій щільність речовини різко зростає від 3,3 до 5,2 г/см^3.

Земля й досі є геологічно активною планетою. Фізичні умови в її надрах обумовлюють структуру і динаміку зовнішніх частин. Земна кора перебуває у неперервному відновленні. Вона складається з приблизно десят-

ка велетенських *тектонічних плит*, які знаходяться у повільному постійному русі, тому упродовж десятків і сотень мільйонів років відбувається розподілення і зміщення континентів, утворення океанів і морів, формування гірських систем. Ці процеси відбуваються і зараз. Переважно вони можуть бути виявлені тільки з допомогою високоточних вимірювань. Наприклад, відомо, що Атлантичний океан невпинно збільшується у розмірах тому, що Північна Америка віддаляється від Європи із швидкістю декілька сантиметрів на рік. Збільшується у розмірах Червоне море в міру того, як розходяться дві сусідні плити, на одній з яких знаходиться Африка, а на другій — Аравійський півострів. Зіткнення Індійсько-австралійської плити з Євразійською є причиною утворення Гімалаїв. Але найвідчутнішим виявом геологічної активності Землі є виверження вулканів і землетруси. Вони, як правило, пов'язані з положенням границь сусідніх тектонічних плит і виникають у разі їх зближення або розходження.

Істотна частина земної поверхні вкрита водою, яка утворює *гідросферу* («сферу води») Землі. Маса гідросфери становить лише 0,024% маси Землі. Головними резервами земної води є океани, які вміщують 97% її світових запасів і займають 71,3% усієї поверхні Землі. Частина води загальним об'ємом понад 30 млн. км^3 перебуває у твердому стані у вигляді льоду і снігу. Лід укриває приблизно 3% земної поверхні (близько 10% суші). Якби ту воду перетворити у рідкий стан, то рівень Світового океану піднявся б більш як на 60 м.

Щорічно снігом укривається значна частина земної поверхні. Сніг і лід відбивають від 45% до 85% енергії сонячних променів, що врешті-решт призводить до істотного охолодження великих ділянок поверхні Землі.

Таким чином, вода відіграє найважливішу роль у тепловому балансі нашої планети. Декілька мільярдів років тому вона стала колискою життя на Землі і дотепер є одним із важливих факторів її підтримування.

Повітряна оболонка Землі — *атмосфера* («сфера повітря») містить в собі лише 0,00009% маси Землі. Густина атмосфери біля земної поверхні становить $1{,}22\cdot10^{-3}$ г/см^3, що відповідає концентрації частинок повітря $N = 2{,}55\cdot10^{19}$ см$^{-3}$. Земна атмосфера унікальна за своїм складом. На 78 відсотків вона складається із молекулярного азоту, 21% складає молекулярний кисень. Решта, приблизно 1% — це аргон, водяна пара та незначні кількості інших газів. Цей склад атмосфери зберігається до висоти 100–150 км. На більших висотах азот і кисень перебувають в атомарному стані. З висоти 800 км переважає гелій, а з 1600 км — водень, який утворює *водневу геокорону*, що простягається на відстань у декілька радіусів Землі.

Теперішній склад земної атмосфери відрізняється від того, який мав місце на ранніх етапах її еволюції, тобто мільярди років тому. Первинна атмосфера Землі складалася з водню та гелію, але ці компоненти швидко дисипували у міжпланетний простір під дією сонячного випромінювання. Пізніше земна атмосфера формувалася з газів, які виділялися з гірських порід завдя-

ки вулканічній активності планети. Тоді вона складалася в основному із вуглекислого газу. З плином часу вуглекислий газ перейшов у зв'язану форму, утворюючи при цьому карбонати, що входять до складу земних порід, частина його розчинилася у воді океанів, а чистий кисень був синтезований у біологічних процесах з участю живої матерії. Таким чином, повітря, яким ми дихаємо сьогодні, — це третя за рахунком атмосфера Землі.

Земна атмосфера за своїми характеристиками ділиться на декілька шарів. Ближчий до поверхні має назву *тропосфера*, його товщина коливається від 10 км до 20 км. Тут міститься понад 80% маси усієї атмосфери Землі. Температура в тропосфері зменшується з висотою приблизно на 6 градусів на кожний кілометр до −55°С, де тиск становить лише 0,026 атм. Вище тропосфери розташована *стратосфера*, яка простягається до висоти 60 км, а температура зростає до 0°С. У межах стратосфери розташований озоновий шар, який захищає усе живе на Землі від згубного впливу ультрафіолетового випромінювання Сонця. На висотах від 60 км до 85 км знаходиться *мезосфера*. Вона відділяє стратосферу від *іоносфери*, межа якої — на висоті 500 км. У мезосфері температура знову знижується до −80°С, щоб вище, в іоносфері, зрости до приблизно 1200°С. Ще вище (від декількох сотень до декількох тисяч кілометрів від земної поверхні) розташовані *радіаційні пояси*. Земля — це велетенський магніт, причому магнітна вісь нахилена до осі обертання під кутом 11°. Напруженість магнітного поля на полюсах досягає 0,63 Е, на екваторі — 0,31 Е. Силові лінії магнітного поля Землі утворюють своєрідні пастки для потоків електронів та протонів, що рухаються до неї з міжпланетного простору. Захоплені магнітним полем Землі, ці частинки утворюють радіаційні пояси, які охоплюють планету уздовж геомагнітного екватора (рис. 12.6). Виявлено три таких пояси радіації: перший на висотах від 2400 до 5600 км, другий — від 12 000 до 20 000 км і третій — на висоті — від 50 до 60 тис. км.

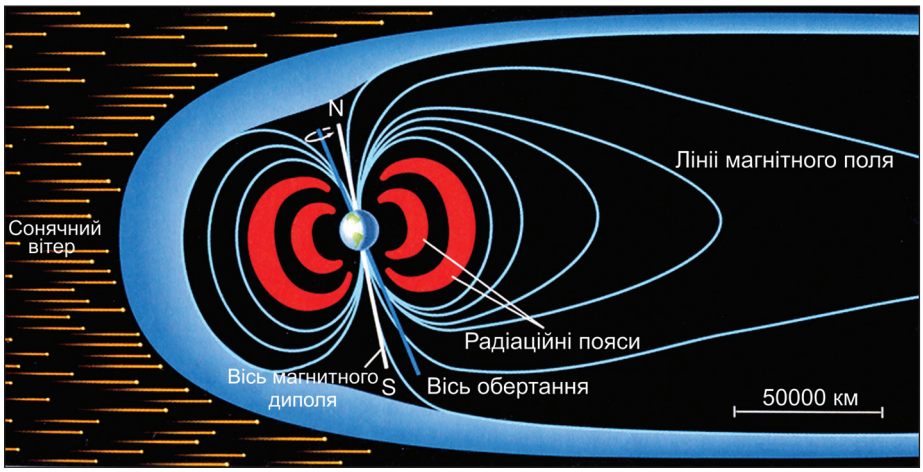


Рис. 12.6. Магнітосфера Землі

Уся зона навколоземного простору, заповнена зарядженими частинками і радіаційними поясами, називається *магнітосферою*. Від міжпланетного простору вона відділена *магнітопаузою*, де частинки сонячного вітру обтікають магнітосферу і, спливаючи у протилежний від Сонця бік, утворюють протяжний (до 1000 R_3) хвіст магнітосфери. Відстань від центра Землі до магнітосфери у підсонячній точці в середньому становить $10R_3$.

У магнітосфері відбуваються надзвичайно складні процеси майже безперервної перебудови конфігурації магнітного поля і супутньої цьому дисипації енергії. Це зумовлено потоками плазми сонячного вітру. Спостережуваними проявами цих явищ є *полярні сяйва*. Вони спостерігаються, коли частинки сонячного вітру проникають в іоносферу, збільшують іонізацію частинок її плазми, а після рекомбінації виникає світіння. Це відбувається на висотах від 400 км до 1000 км над земною поверхнею. Збурення чи порушення структури магнітного поля Землі, які виникають під дією сонячного вітру, проявляються у вигляді магнітних бур.

Саме ж магнітне поле Землі генерується електричними струмами, які виникають у рідкому зовнішньому ядрі завдяки його обертанню. Структура глобального магнітного поля Землі є дипольною. Воно має північний і південний магнітні полюси. Згідно з геологічними даними, магнітні полюси знаходяться у стані безперервної міграції по поверхні Землі, а в наш час вісь магнітного диполя нахилена під кутом 11° до осі обертання. Вважається, що раз у десятки або сотні тисяч років магнітне поле Землі зазнає кардинальної перебудови, наслідком якої може стати зміна його полярності. Є свідоцтва, що останнього разу така перебудова відбулася близько півмільйона років тому.

На особливу увагу заслуговує парниковий ефект в атмосфері нашої планети. Середня температура земної поверхні в наш час рівна +15°С. Насправді вона мала б бути на 30° (при інших, також реальних значеннях альбедо, навіть на 40°) меншою. Встановилася ця підвищена температура, яка зробила Землю дивовижною оазою життя, завдяки парниковому ефекту, який у випадку Венери, як було сказано вище, призвів до значного перегріву її поверхні.

Варте уваги, що саме завдяки парниковому ефекту коливання температури на Землі упродовж доби не перевищують 15°С. В останні роки дуже актуальною стала проблема «озонових дір». Як відомо, молекули *озону* O_3 утворюються в земній атмосфері на висоті від 10 до 100 км, причому найбільша концентрація їх на висоті 25–30 км. Тут встановилася динамічна рівновага: під дією ультрафіолетового випромінювання Сонця молекула O_2 дисоціює на два атоми кисню, кожен з яких при певних умовах може поєднатися з недисоційованою молекулою O_2, утворюючи таким чином молекулу озону O_3. Поглинаючи ж УФ-кванти сонячного світла, молекули озону знову руйнуються. Цей цикл, що безперервно повторюється, дає важливий результат: до поверхні Землі ультрафіолетове випромінювання Сонця, згубне для всього

живого, не доходить. Хоча, якби цей шар озону стиснути до поверхні Землі, то при тиску в одну атмосферу його товщина поблизу екватора була б близько 1,5 мм, а на географічній широті 60° — до 3 мм.

За оцінками, в середньому окрема молекула озону існує близько двох років. А якщо рівновага у його вмісті порушена, то на висотах понад 25 км вона відновлюється за 15 хв., у шарі між 20 і 25 км — за декілька діб і за значно більший проміжок часу нижче 20 км.

Руйнування озону, якщо не брати до уваги ультрафіолетове випромінювання Сонця, відбувається з багатьох причин. Близько 10% його знищує атомарний водень H, радикали OH, H_2O_2, ще близько 50% озону на висоті 20 км руйнують сполуки NO і NO_2, які утворюються тут із молекули N_2O. Остання надходить сюди з поверхні Землі, виділяючись після внесення у грунт азотистих добрив, а також заноситься у стратосферу надзвуковими літаками. Озон руйнується також хлором, що є складовим елементом фреонів — газів, які використовують у холодильниках, у різноманітних розпилювачах аерозолей, в установках кондиціювання повітря тощо. Тривалість життя цих речовин в атмосфері Землі становить 50 (для фреону-11 $CFCl_3$) і 70 (фреон-12 — CF_2Cl_2) років. Наприкінці XX ст. щорічно надходило до атмосфери близько 10 млн. т. фреонів, тоді як світове виробництво їх щорічно зростало на 20%.

Ще одним фактором у руйнуванні озону є космічні промені — заряджені частинки високих енергій, які рухаються від Сонця та з галактичного простору, вриваються в земну атмосферу і відхиляються магнітним полем Землі до її полюсів. Досягаючи висот 30 км і навіть менше, ці частинки призводять до зменшення озону на 25% і більше, причому це зниження концентрації озону (озонна діра) зберігається протягом декількох тижнів і навіть місяців. Найбільші озонні діри спостерігаються над географічними полюсами Землі і охоплюють майже 5% її поверхні.

Звідси бачимо, наскільки вразливим є озоновий компонент земної атмосфери. За оцінками, вміст озону в озоновому шарі зменшується на 4% за кожне десятиліття. Як показують обчислення, скорочення вмісту озону в атмосфері на 5% призводить до збільшення потоку ультрафіолетового випромінювання на 5–10%. Надлишкове ультрафіолетове випромінювання має згубний вплив на все живе, тому тривале перебування, як то кажуть, «на відкритому Сонці» дедалі стає все небезпечнішим для людини.

Співзвучною з обговореним є проблема зміни клімату Землі. Як відомо, приблизно 10 000 років тому закінчився останній льодовиковий період, протягом якого рівень Світового океану був на 100 м нижчим, ніж сьогодні. Очевидно, однією з найважливіших причин коливання клімату є зміна параметрів земної орбіти — її ексцентриситету, нахилу площини небесного екватора до площини екліптики і повільного обертання орбіти Землі у просторі. Проте, як вважають, головним при цьому стає в наш час саме парниковий ефект.

Характеристики Місяця

M	R	ρ	g	P
$7{,}35 \cdot 10^{22}$	1738	3,34	1,62	27,32 д.

Земля має один природний супутник — Місяць (рис. 12.7), який поступається Землі за масою в 81 раз. Таке достатньо велике відношення маси супутника до маси планети нетипове для інших планет Сонячної системи (за виключенням Плутона). Тому систему Земля-Місяць за всіма підставами можна вважати подвійною планетою. Відстань між Землею та Місяцем у середньому рівна 384 000 км — біля 60 земних радіусів. Місяць і Земля гравітаційно взаємодіють одне з одним, і тому вони рухаються навколо спільного центра мас, який знаходиться на відстані 4700 км від центра Землі (іншими словами, всередині тіла Землі). Саме центр мас системи Земля-Місяць рухається по орбіті навколо Сонця (а не центр Землі), тоді як Земля і Місяць обертаються навколо нього.

Місяць достатньо добре досліджений різноманітними методами, як із Землі, так і безпосередньо за допомогою космічних апаратів. Це поки що єдине природне небесне тіло, яке відвідала людина.

Як і Земля, Місяць має ядро, але воно лише частково розплавлене і має дуже скромні розміри. Ядро оточене мантією, зовнішня частина якої знаходиться у твердому стані. Ця *літосфера*, або місячна кора подекуди має

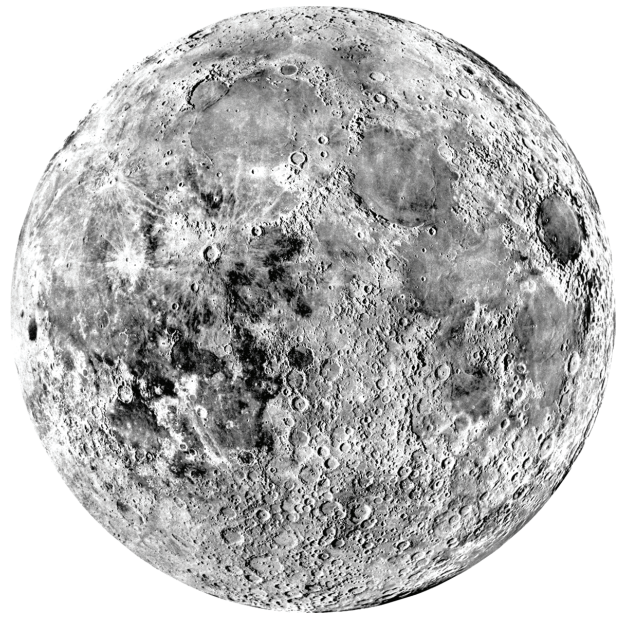


Рис. 12.7. Місяць

товщину до 70 км. Найвищі гори на Місяці піднімаються до висоти 9 км від підніжжя. Місяць не має щільної газової оболонки — атмосфери. З цієї причини тут температурний перепад між денною поверхнею і нічною поверхнею перевищує 200 градусів (від 370 К до 120 К).

Кожен, ймовірно, бачив на місячному диску темні великі ділянки. Вони називаються *морями*, хоча нічого спільного зі знайомим нам поняттям не мають. Утворилися місячні моря мільярди років тому внаслідок випадання на поверхню метеоритів і подальшого заповнення ударних кратерів вулканічною лавою. Площа, яку вони займають, сягає 40%. Найбільше з таких утворень на Місяці має назву Море Дощів. Його діаметр сягає 1100 км. Крайові підвищення на периферії морів називаються *кордильєрами*. Неоднакову яскравість окремих ділянок місячної поверхні пояснюють тим, що материки в середньому відбивають приблизно 9% сонячних променів (світла речовина поблизу деяких кратерів з променями навіть до 20%), тоді як моря — усього близько 4%.

Добре видно також світлі ділянки — *материки*, що займають близько 60% місячного диска. Найбільш ефектно виглядають місячні *кратери* (рис. 12.8). Поверхня Місяця вкрита суцільною мережею кратерів. На видимому боці Місяця їх налічується близько 30 000 з діаметром від 1 до 100 км. П'ять кратерів мають розміри понад 200 км. Загалом кількість кратерів N обернено пропорційна квадрату діаметра кратера D ($N \sim D^{-2}$). Це підтверджує, що практично всі кратери є наслідком випадання на Місяць метеороїдних тіл, для яких розподіл за розмірами має ту ж закономірність.

На поверхні Місяця виділяють *маари* — дрібні (діаметром до 5 км) западини, облямовані дещо вищими валами, *кальдери* — кратери з плоским

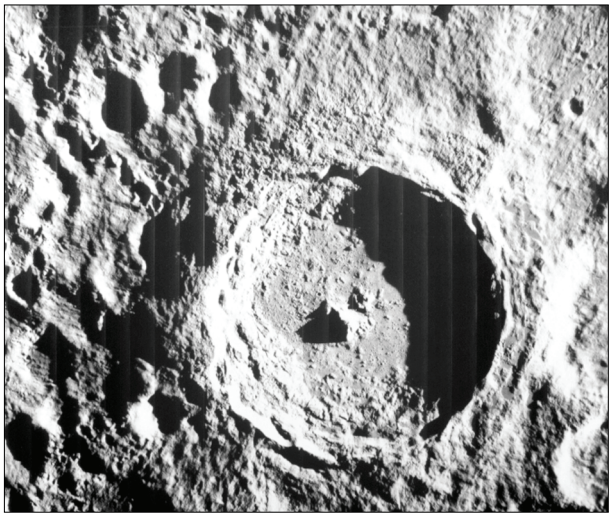


Рис. 12.8. Кратери на поверхні Місяця. Найбільший з кратерів на цьому знимку — кратер Тіхо, який має 85 км у діаметрі

дном, розташовані на вершині гори, і *шатроподібні гори* з невеликими кратерами на вершині. Для місячного ландшафту типові також протяжні системи *променів*, велетенські *тріщини* і *рови*. На видимому боці Місяця налічується близько 500 тріщин, причому деякі з них сягають до 300 км у довжину, до 5 км у ширину і декількох сотень метрів у глибину. Тут же зустрічаються і довгі круті *обриви*. Одним із них є *Пряма стіна*, розташована у південно-східній частині Моря Хмар, довжина її близько 100 км, висота — 300 м.

Загалом сьогодні близько 1300 об'єктів поверхні Місяця мають власні назви. Кратери названі іменами видатних учених, причому з півночі на південь простежується (за деякими винятками) хронологічний порядок від найдавніших часів до XIX ст.: Арістотель, Коперник, Тіхо, Ньютон та ін. Гірські хребти мають такі ж назви, як і на Землі: Карпати, Кавказ, Альпи і т. п. І лише моря мають дещо довільні, екзотичні назви (Море Вологості, Море Хмар, Море Родючості, Море Спокою, Море Криз, Море Холоду). Тієї ж традиції дотримувались при найменуванні об'єктів зворотного боку Місяця.

Місячний ґрунт називається *реголітом*, це — пухкий шар дрібного пилу і кам'янистих уламків. Він сформувався за тривалий період метеоритного бомбардування місячної поверхні. Одна з його фракцій — *брекчія* — є сумішшю дрібних уламків гірських порід, зцементованих склом. Зовнішній шар реголіту — це піщано-пиловий матеріал темно-сірого (або буруватого) кольору товщиною від десятків сантиметрів до 20 метрів. Він укритий наче тоненькою плівкою пилу світло-сірого кольору.

На зворотному боці Місяця виявлено усього три невеличкі моря. Там, однак, є особливі утвори — *талассоїди* — мореподібні, тобто великі западини, поверхня яких є такою ж світлою, як і материки.

Точні спостереження за рухом штучних супутників Місяця виявили, що над різними ділянками місячної поверхні супутник рухається з неоднаковою швидкістю. Тому зроблено висновок, що розподіл маси у підповерхневих шарах Місяця (переважно поблизу екватора) є неоднорідним: на невеликій глибині під кільцеподібними морями є концентрації маси, які й дістали назву *масконів*. Очевидно, там під отверділою лавою є метеорити, падіння яких свого часу і спричинило її викид.

Як виявилося, стале магнітне поле Місяця приблизно у 1000 разів менше від земного. Водночас безпосередні вимірювання вказують на те, що в різних ділянках поверхні воно неоднакове. Очевидно, у минулому відбулося сильне намагнічування окремих ділянок Місяця, причина якого досі ще не з'ясована.

Установлені на Місяці сейсмометри зареєстрували від 600 до 3000 місяцетрусів щороку. Однак сейсмічна енергія, що вивільнялася при цьому, у мільярди разів менша, ніж на Землі: середній місяцетрус оцінювався двома балами за шкалою Ріхтера. За обчисленнями, температура в центральних зонах Місяця не перевищує 1800 К.

Атмосфери як такої Місяць не має, хоча дуже розріджену газову оболонку в нього все ж виявлено. Складається вона з водню, гелію, неону, натрію та аргону. Їхня концентрація в 10^{13} разів менша, ніж у земній атмосфері, однак у 100–1000 разів перевищує концентрацію частинок у сонячному вітрі. Очевидно, Місяць оточений також пиловою хмарою, протяжність якої сумірна з радіусом Місяця, а концентрація пилинок розміром близько 70 мкм у 10^4 разів більша, ніж у міжпланетному просторі.

На Місяці зареєстрована присутність води у формі льоду. Вона була виявлена в глибоких кратерах поблизу південного місячного полюса. Запаси води тут оцінюються у 3 млрд. т.

Як уже згадувалося (див. підрозділ 7.4), починаючи з 1959 року, СРСР і США направили до Місяця для всебічного його вивчення понад 50 космічних апаратів найрізноманітніших типів. Одні проходили мимо Місяця, інші ставали його штучними супутниками, треті опускалися на його поверхню і проводили певні дослідження, четверті брали зразки місячної породи і доставляли їх на Землю. Зокрема, у грудні 1972 р. успішно звершена програма *Аполлон* (США), при реалізації якої 12 дослідників побували на поверхні Місяця загалом близько 300 годин, причому 80 — поза місячною кабіною. На Місяці було встановлено сейсмометри, магнітометри, лазерні відбивачі, зібрано близько 400 кг зразків місячних порід. Першими поверхні Місяця у Морі Спокою досягли 20 липня 1969 р. астронавти Нейл Армстронг та Едвін Олдрін. У кораблі на навколомісячній орбіті їх очікував третій астронавт Майкл Коллінз.

12.2.4. Марс

M	R	ρ	g	P	T	ε	a	e
$6{,}42\cdot10^{23}$	3393	3,94	3,73	24 год. 38 хв.	686,9 д.	25,19	1,524	0,093

Марс (рис. 12.9) — четверта й остання планета земної групи, розташована на відстані 1.5 а. о. від Сонця. Після Землі Марс найбільше детально досліджена планета Сонячної системи.

Радіус Марса приблизно вдвічі менший земного, а за масою він приблизно в десять разів поступається Землі. Близько 10% його маси зосереджено в ядрі, яке, як і в інших планет земної групи, складається в основному з заліза й нікелю. Його радіус дорівнює 1700 км. Ядро оточене розплавленою мантією з кам'янистих порід. Товщина марсіанської кори досягає 40 км у північній частині цієї планети і 70 км у південній.

Дві третини поверхні Марса займають світлі ділянки, які в минулому назвали *материками*, близько третини — темні ділянки, названі *морями*. Темні моря відбивають приблизно утричі менше сонячного світла, ніж ма-

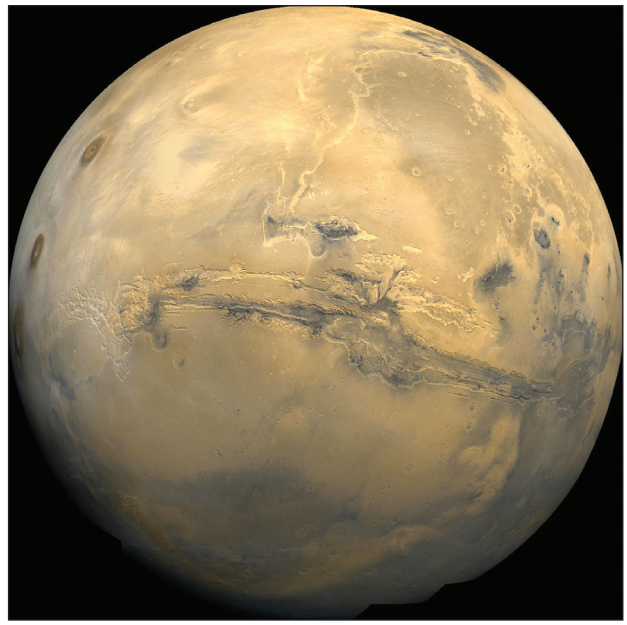


Рис. 12.9. Фото Марса

терики (8–10% проти 30%). Можливо, моря — це ділянки, вкриті якимось мінералом, здатним темніти при зволожуванні.

У поверхневому шарі грунту міститься 21% кремнію, 12,7% заліза, 5% магнію, 4% кальцію, 3,1% сірки (тут її приблизно у 100 разів більше, ніж у земних породах). У ґрунті Марса є багато гідроксидів заліза. Якраз вони і надають планеті червонуватого відтінку.

У 1877 р. італієць Джованні Скіапареллі (1835–1910) зауважив, що «увесь великий простір континентів укритий сіткою тонких ліній... темного кольору..., вони нагадують тонку павутинну сітку, натягнуту на диск». При цьому він ужив також слово «*канали*», яких нібито він налічив 40. Деякі з них мали б простягатися на відстані до 4000 км, маючи ширину до 300 км. Американський астроном Персиваль Ловелл (1855–1916) на поверхні Марса налічив у 1907 р. уже 522 канали. Висловлювали припущення, нібито це — споруди, створені розумними істотами, які заселяють планету.

Після запуску в бік Марса автоматичних міжпланетних станцій виявлено, що з близьких відстаней цих каналів не видно. Тому їх прийнято називати деталями альбедо, тобто ілюзорними утворами, які є наслідком неоднакових відбивних властивостей окремих ділянок планети.

Дослідження Марса зблизька дали змогу виявити, що багато чим його поверхня нагадує місячний пейзаж: вона всіяна кратерами і *круглими басейнами*, перетята широкими і глибокими ровами — *грабенами*, системами вузьких, розташованих паралельно тріщин — *ріллей*, протяжність яких дорівнює 1800 км, ширина 1 км і глибина декілька сотень метрів. На Марсі вияв-

лено *руслоподібні утвори* (рис. 12.10) довжиною іноді понад 1000 км і шириною до 200 км. Можна припустити, що колись на Марсі клімат був значно м'якішим, так що на його поверхні існували ріки і моря. Зокрема, той факт, що рівень поверхні південної марсіанської півкулі у середньому на 5 км вищий за рівень поверхні північної півкулі і розділ між ними нагадує за структурою берегову лінію, можна вважати аргументом на користь того, що північна півкуля колись була вкрита шаром рідкої води — океаном.

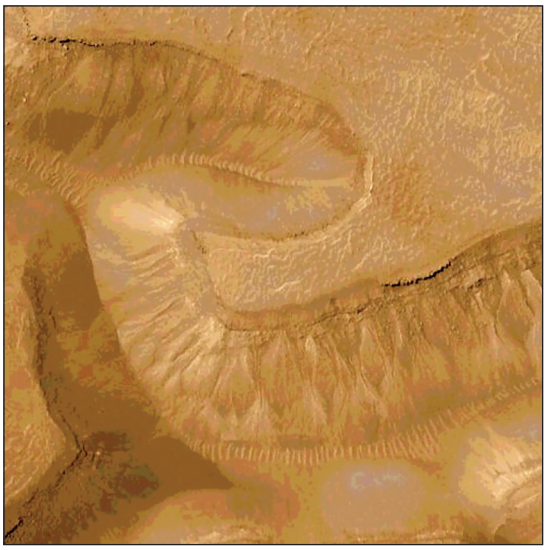


Рис. 12.10. Русло колишньої ріки на Марсі

На поверхні Марса виявлено найвищий вулкан у Сонячній системі — *гора Олімп* (рис. 12.11). Її висота 27,4 км, і вона в два з половиною рази перевищує Еверест, а діаметр її підніжжя близько 600 км.

Ще одна примітна деталь поверхні Марса — широкий каньйон, який простягається більш як на 4000 км приблизно уздовж марсіанського екватора (рис. 12.9). Каньйон має глибину до 6 км і ширину до 200 км. Утворився цей гігантський розрив марсіанської кори невдовзі після того, як молода планета, сильно розігріта астероїдним бомбардуванням наприкінці етапу формування Сонячної системи, почала остигати.

Оскільки прискорення сили тяжіння біля поверхні Маса невелике, він не здатний утримувати щільну атмосферу: тиск поблизу його поверхні сягає усього 0,006 атм. (в середньому у 170 разів менший, ніж на рівні моря для Землі). Марсіанська атмосфера складається на 95% із CO_2, на 2,7% з азоту, на 1,3% з аргону. До її складу також входять близько 0,13% кисню і 0,1% водяної пари. Тонка марсіанська атмосфера лише незначно згладжує температурні коливання. Так, на денній поверхні поблизу екватора температура може сягати 300 К опівдні, а на нічній опускається нижче 190 К, біля

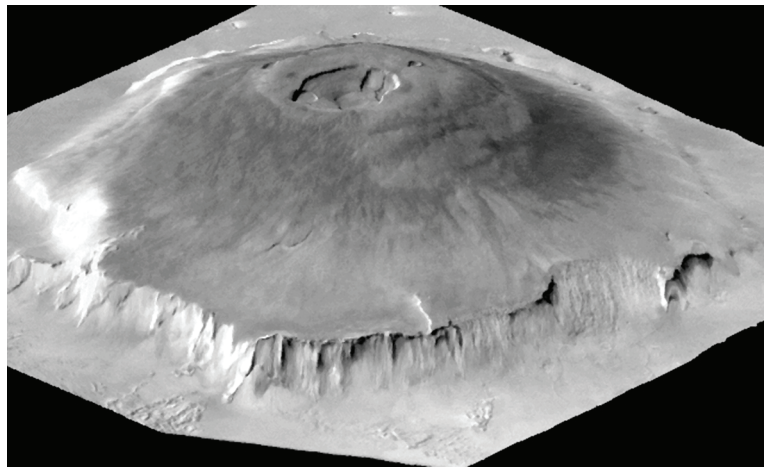


Рис. 12.11. Гора Олімп на Марсі

полюсів вона досягає 130 К. Значний температурний перепад породжує ураганні вітри на Марсі і сильні пилові бурі, що охоплюють майже цілком поверхню планети, і здіймають пісок і пил на багато кілометрів у атмосферу. Швидкість вітру становить 30–150 км/год., іноді досягаючи 360 км/год.

Вісь обертання Марса так само нахилена до площини орбіти, як і в Землі. З цієї причини, як і на Землі, тут відбувається зміна пір року. Найбільш виразною ознакою такої зміни є ріст і танення *полярних шапок* (рис. 12.12). Полярні шапки Марса складаються з замерзлої вуглекислоти і водяного льоду, їхня товщина може бути від 1 м до 1 км. Коли літо настає в північній півкулі — відтає північна полярна шапка, коли в південному — зменшується в розмірах південна.

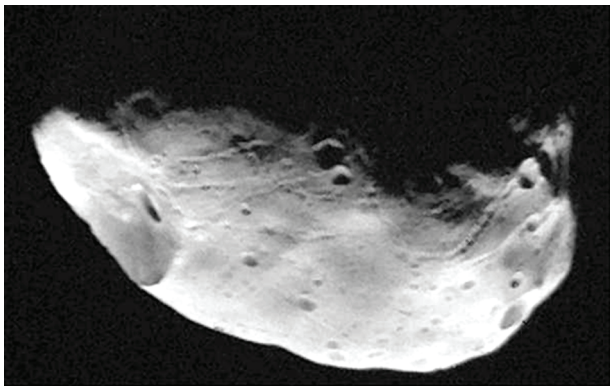


Рис. 12.12. Полярна шапка Марса

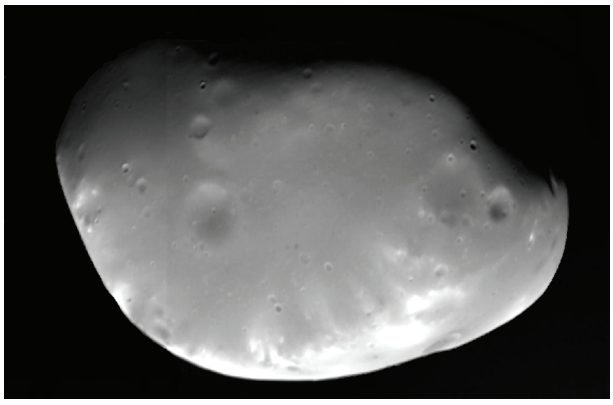
Рік на Марсі за тривалістю близький до двох земних років. Оскільки період обертання планети навколо осі становить близько 24 годин, зміна дня і ночі на Марсі відбувається так само, як і на Землі.

На поверхні Марса працювали кілька автоматичних апаратів. Ще у 1976 р. *Вікінг-1* та *Вікінг-2* (США) провели серію біологічних експериментів у намаганні виявити на ній якісь ознаки життя. Однак досі ніяких форм життя на Марсі не знайдено.

Марс має два природні супутники — Фобос і Деймос. Вони були відкриті у 1877 р. американським астрономом Асафом Холлом (1829–1907). Обидва мають невеликі розміри (Фобос: 28×23×20 км, Деймос: 16×12×10 км) і неправильну форму (рис. 12.13). На отриманих *Вікінгами* знімках Фобоса видно кратери і борозни, відстані між якими 200 — 300 м. Ширина цих утворів від 100 м до 200 м, глибина — від 20 до 30 м. За даними космічної станції *Марс Глобал Сурвейор*, поверхня цього супутника вкрита шаром пилу товщиною 1 м.



а)



б)

Рис. 12.13. Фобос (*а*) і Деймос (*б*)

Супутники рухаються майже в площині екватора планети. Кожен із них обернений до планети одним і тим самим боком. Фобос має період обертання 7 год. 39 хв. і, отже, за марсіанську добу здійснює більш як три оберти навколо планети. Тому він сходить на заході і заходить на сході, змінюючи фази при кожному своєму оберті. Відстань його від центра Марса 9380 км. Деймос рухається навколо планети на відстані 23 460 км від її центра за 1,262 доби або за 30 год. 19 хв., що на 5 год. 41 хв. перевищує період обертання Марса. Поєднання цих двох рухів призводить до того, що Деймос, зійшовши на сході, перебуває над горизонтом близько 65 год., тобто понад 2,5 сонячної (марсіанської) доби.

Найімовірніше, супутники Марса — це два *астероїди*, захоплені ним під час випадкового зближення. З астероїдами ми познайомимося в розділі 13.

12.2.5. Юпітер. Галілейові супутники

M	R	ρ	g	P	T	ε	a	e
$1{,}90 \cdot 10^{27}$	71492	1,33	24,5	9 год. 56 хв.	11,86 р.	3,12	5,203	0,048

Найбільша планета сонячної системи — Юпітер (рис. 12.14). За масою Юпітер усього лише в 1048 разів менший Сонця, але він у 2,5 рази перевищує масу всіх інших планет разом узятих, зокрема він у в 318 раз масивні-

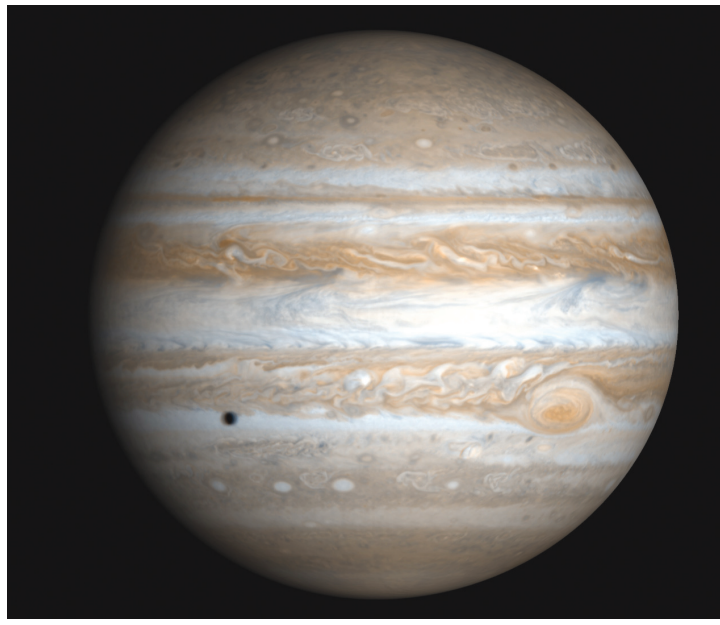


Рис. 12.14. Юпітер

ший за Землю. Доба на екваторі Юпітера триває усього близько 10 годин, тобто Юпітер обертається навколо своєї осі з кутовою швидкістю у 2,5 рази більшою, ніж Земля. Унаслідок великої відцентрової сили полярний радіус планети майже на 2500 км менший від екваторіального.

Як і всі планети-гіганти, Юпітер за своєю структурою відрізняється від планет земної групи. Основні складові Юпітера — водень і гелій. Як випливає з результатів космічної місії *Галілео* (1995 р.), масова частка першого з них у приповерхневих шарах планети — 75%, а другого — близько 24%. Інші складові — це такі сполуки як метан, аміак, водяна пара.

Порівняно невелике ядро Юпітера, радіус якого 10 000 км, вміщує всього 4% від загальної маси планети. Воно складається з тугоплавких елементів (залізо, нікель, силікати), має температуру 25 000 К і знаходиться під тиском 70 млн. атм. Ядро оточено шаром, в якому водень перебуває у металевому стані. Температура цього шару складає 10 000 К, а тиск у ньому досягає декількох мільйонів атмосфер. Саме за таких умов водень за своїми властивостями скоріше нагадує метал, ніж газ. Межа ядра Юпітера знаходиться на відстані $0{,}14R_{Ю}$ від центра, а шар металевого водню простягається до $0{,}8R_{Ю}$. Ближче до поверхні тиск і температура менше, тому водень і гелій тут знаходяться у молекулярній формі. Там при температурі близько 2300 К речовина без чіткої межі переходить у газорідкий стан. Ще вище знаходиться газова юпітеріанська атмосфера, яка має товщину близько 7000 км. Хмари у її зовнішній частині складаються з кристалів замерзлого аміаку. Температура тут близька до 125 К.

Навіть у невеликий телескоп можна розгледіти темні і світлі смуги на диску Юпітера, які простягаються паралельно до екватора планети. Смуги — результат спільної дії могутньої конвекції в його атмосфері і швидкого обертання. У межах темних смуг атмосферний газ опускається всередину, а світлі смуги — зони підйому гарячого газу до поверхні і його наступного охолодження. Конвекція і великий перепад температури породжують сильні вітри в атмосфері Юпітера, швидкість яких перевищує 600 км/год., а на більших висотах — 3500 км/год.

Один із визначних об'єктів Юпітера — *Велика червона пляма* (рис. 12.14), яку видно в південній півкулі планети на широті 20° (була виявлена у 1665 р. Р. Гуком і Д. Кассіні). У минулому розміри плями були удвічі більші від теперішніх, хоча й зараз вони вражають своєю масштабністю. Пляма має еліптичну форму і розміри 12000×25000 км (це перевищує розміри Землі!). Помічено, що середнє положення плями зсувається на декілька градусів то в один, то в інший бік. Речовина у плямі рухається проти годинникової стрілки, здійснюючи повний оберт за шість земних діб.

Ще недавно висловлювали припущення, нібито Велика Червона Пляма — це велетенський острів з гелієвого льоду, який плаває у водневому океані. Згодом — що це потужний діючий вулкан. Зараз найімовірнішою вважають гіпотезу, за якою пляма є великим атмосферним вихором, не пов'я-

заним з поверхнею планети. За підрахунками, час життя таких вихорів в атмосфері Юпітера може вимірюватися тисячоліттями.

Юпітер має потужне магнітне поле, напруженість якого в 14 разів більша, ніж у Землі на рівні її поверхні і в 20 000 більша, ніж на рівні стратосфери. Вісь магнітного поля Юпитера нахилена до осі його добового обертання під кутом 10°. Планета оточена іоносферою і протяжною магнітосферою. З денного боку межа її знаходиться на відстані до 100 радіусів планети, з нічного боку її «хвіст» простягається на сотні мільйонів кілометрів аж за орбіту Сатурна. У ній є декілька радіаційних поясів, причому найпотужніший розташований у зоні від 1,5 до 6,0 радіусів планети. Загалом інтенсивність радіаційних поясів Юпітера в 40 тис. разів більша, ніж земних. Тут генерується потужне радіовипромінювання, виявлене у 1955 р.

У розрахунку на одиницю площі Юпітер отримує від Сонця у 27 разів менше тепла, ніж Земля. Його верхні шари, відбиваючи 50% сонячної енергії, повинні б мати температуру близько 110 К. Насправді температура поблизу видимого хмарового шару планети дорівнює 125 К. Це значить, що Юпітер має додаткове джерело енергії, яким є його гарячі надра.

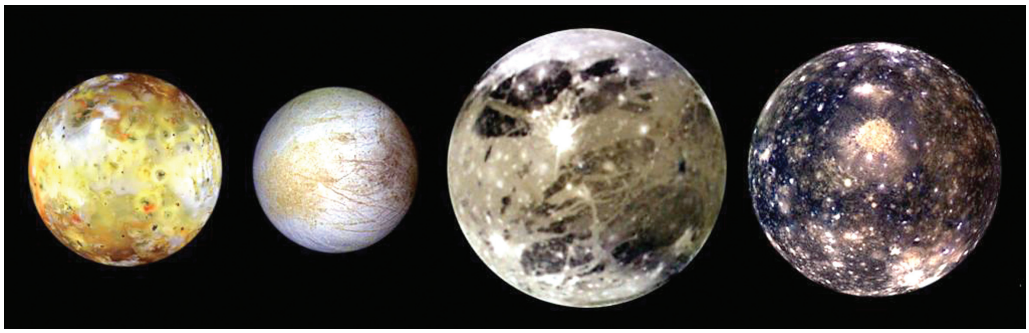
Потужне випромінювання Юпітера на довжинах хвиль 10,3 см, 21 см, 31 см і 68 см, якщо інтерпретувати його за формулою Релея-Джінса (8.3), відповідає температурам 870 К, 3000 К, 5500 К і 50 000 К. Очевидно, тут уже мова йде про нетеплове (синхротронне) радіовипромінювання планети, яке генерується в її потужних радіаційних поясах.

Сьогодні у Юпітера відомо понад 60 природних супутників, чотири з них найбільші — Іо, Європа, Ганімед і Каллісто були відкриті Галілеєм у 1610 році, тому вони називаються *галілейовими*. Їхні середні візуальні зоряні величини дорівнюють $4{,}8^m$; $5{,}2^m$; $4{,}5^m$ і $5{,}5^m$, тому їх добре видно в бінокль, або невеликий телескоп. Сидеричні періоди обертання цих супутників навколо Юпітера становлять відповідно 1,77 д., 3,55 д., 7,16 д. і 16,69 доби.

У 1979 р. поблизу Юпітера пройшли автоматичні міжпланетні станції *Вояджер-1* і *Вояджер-2* (США). Були отримані унікальні зображення планети та її супутників з близьких відстаней, які дозволили дізнатися багато нового про цю систему. Зокрема, встановлено наявність кілець, які складаються з дрібних пилових часток, що рухаються по колових орбітах навколо Юпітера. Варте уваги: існування кільцевої структури навколо Юпітера передбачив задовго до її відкриття київський астроном Сергій Костянтинович Всехсвятський (1905–1984).

Найближчий до Юпітера галілейовий супутник — Іо (рис. 12.15, *а*), за своїми розмірами дещо перевершує Місяць. Його середня густина 3,57 г/см^3. Він має досить велике ядро, яке складається переважно з заліза, розплавлену мантію і кору з гірських порід.

Поверхня Іо суцільно вкрита вулканами (рис. 12.15, *а*), близько трьохсот із них — активні. Вулканічна активність стимулюється сильним припливним гравітаційним збуренням з боку Юпітера. До складу речови-



а *б* *в* *г*

Рис. 12.15. Галілейові супутники (зліва направо) — Іо, Європа, Ганімед, Каллісто

ни, яка безперервно викидається вулканами на поверхню, входять сірчані сполуки, які при охолодженні надають поверхні різноманітного забарвлення. Космічний апарат *Галілео* визначив наявність у цього супутника дуже розрідженої атмосфери. В основному вона складається з кисню, сірки та оксиду сірки.

Другий з галілейових супутників — Європа — за своїми розмірами незначно поступається перед Місяцем. Середня густина дещо менша, ніж в Іо, і становить 2,97 г/см^3. Європа має гладку крижану поверхню (рис. 12.15, *б*). Вважається досить імовірним, що глибоко під крижаним покривом Європи є великий океан рідкої води, який охоплює силікатну мантію, а ще глибше під мантією є ядро, до складу якого входить переважно залізо. Як і Іо, Європа теж має розріджену газову оболонку. Її існування було встановлено у 1995 році. Складається вона переважно з молекулярного кисню.

Найбільший з галілейових супутників — Ганімед (рис. 12.15, *в*) є також найбільшим супутником у Сонячній системі. Своїми розмірами він перевершує навіть планету Меркурій. Середня густина Ганімеда 1,94 г/см^3. Він має багате залізом ядро, потужну мантію і крижану кору. Мантія поділяється на дві частини — внутрішню, яка складається з молекулярних сполук кремнію та інших елементів, і зовнішню. Остання являє собою колосальний резервуар води (рідкої чи у виді льоду). Вода і сполуки кремнію складають половину всієї маси Ганімеда.

Каллісто — четвертий і найдальший від Юпітера галілейовий супутник (рис. 12.15, *г*). Його радіус рівний радіусу Меркурія, а його середня густина — 1,86 г/см^3. Поверхня Каллісто вкрита кратерами, слідів вулканічної активності не виявлено. Як вважають, під льодовою корою є шар рідкої води.

При проведенні навчальних спостережень галілейових супутників Юпітера слід приймати до уваги, що їхні синодичні (спостережувані з рухомої Землі) періоди обертання є відповідно: 1 доба 18,5 год., 3 доби 13,3 год., 7 діб 4,0 год. і 16 діб 18 год. Спостерігаючи Юпітер упродовж декількох

годин, можна побачити, як супутник ховається за диском планети чи входить в її тінь (тоді відбувається затемнення супутника), або ж проходить на фоні диска планети. Ці типові положення галілейових супутників на кожен день місяця публікують в «Астрономічному календарі».

Інші супутники Юпітера малі: від кілометра до 200 кілометрів у поперечнику. Їх загальна кількість — 59.

12.2.6. Сатурн

M	R	ρ	g	P	T	ε	a	e
$5{,}69 \cdot 10^{26}$	60 268	0,70	10,8	10 год. 39 хв.	29,46 р.	26,73	9,540	0,056

Друге місце за розмірами й масою серед планет-гігантів займає Сатурн (рис. 12.16). Його радіус майже в десять разів перевищує радіус Землі, маса в 95 разів більша від маси Землі, а от середня густина навіть менша від густини води. Внутрішня структура Сатурна схожа зі структурою Юпітера, тільки шар металевого водню в нього має бути помітно тонший. За оцінками, його товщина складає близько 10 000 км, тоді як радіус самого ядра дорівнює 12 000 км.

Сатурн майже в два рази далі від Сонця, ніж Юпітер. Температура його поверхневого хмарового шару близька до 100 К. Як і Юпітер, Сатурн швидко обертається навколо осі, внаслідок чого він сплюснутий біля полюсів: полярний радіус планети на 10% (приблизно на 6000 км) менший від екваторіального. Цей стиск добре помітний при спостереженнях планети в телескоп.

Найвизначніша деталь Сатурна — його кільце, точніше — система кілець, які роблять цю планету найпопулярнішим об'єктом неба. Головну частину

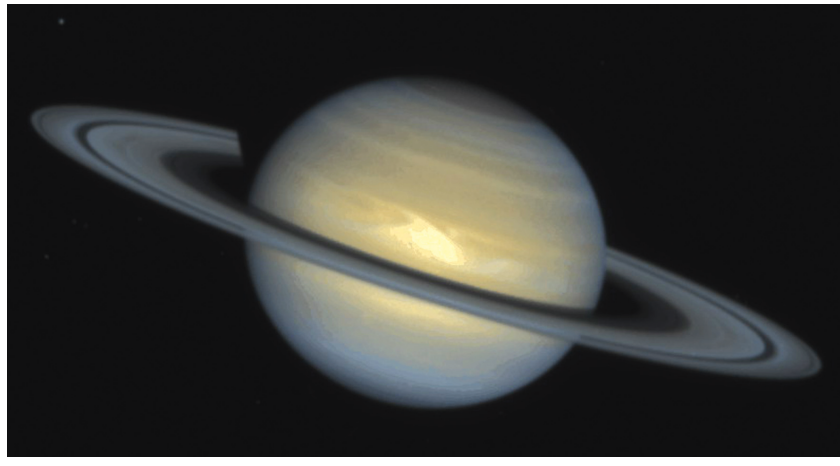


Рис. 12.16. Сатурн

цього утвору вперше спостерігав Галілео Галілей у 1610 р., його можна бачити за допомогою невеликого телескопа. Кільце при спостереженнях у невеликі телескопи здається складеним з двох концентричних кілець, розділених *щілиною Кассіні*. Насправді ж тут є сотні чи навіть тисячі кілець, які мають складну структуру: іноді те чи інше виглядає ніби скрученим з двох компонентів, які переплітаються між собою. Очевидно, важливу роль при цьому відіграють електромагнітні процеси, а також два невеликих супутники, які рухаються по своїх орбітах навколо Сатурна всередині кілець (їхня назва «овечі пастухи»).

Система кілець має ідеально правильну форму. Вона розпочинається безпосередньо біля поверхні Сатурна, а радіус зовнішнього кільця перевищує 500 000 км. При таких колосальних розмірах кільце має товщину не більше, ніж 2 кілометри! Так що в цілому його можна назвати напівпрозорим середовищем: для спостерігача світло зорі, якщо її на деякий час закриває кільце, послаблюється усього в 2–5 разів.

Склад кільця — це крижані частинки, що мають розміри від декількох мікрометрів до метрів. Кільце обертається навколо Сатурна (точніше, кожна з часточок, що утворюють кільце, рухається по своїй кеплерівській орбіті навколо Сатурна). Незважаючи на свої значні розміри, кільце має невелику масу.

З огляду на постійні зіткнення частинок, з яких складається кільце Сатурна, одні з них повинні гальмуватися і переходити на орбіти, ближчі до планети, інші, отримавши більшу швидкість, мали б залишати систему. Тут виникає питання: якщо ця система кілець сформувалася декілька мільярдів років тому (а інших припущень немає), то чому вона існує дотепер? Яким є механізм, що підтримує її стійкість? Відповіді на ці питання ще нема. Умови для спостережень кільця Сатурна з Землі змінюються з періодом 29,5 року (рис. 12.17).

Спостереження Сатурна в радіодіапазоні вказують на певне зростання його яскравісної температури з довжиною хвилі. Це значить, що Сатурн має магнітне поле і радіаційні пояси.

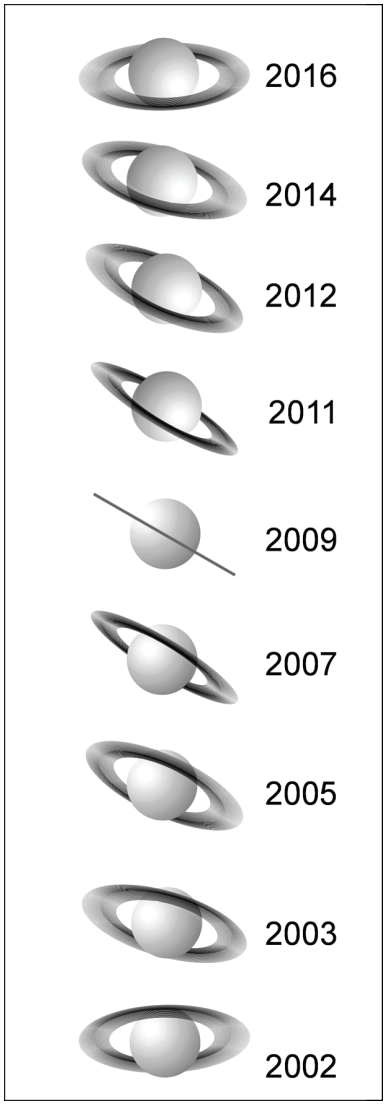


Рис. 12.17. Зміна умов видимості кільця Сатурна за половину періоду обертання

Число відомих (на 2009 р.) природних супутників Сатурна — 62. Найбільшого з них — Титана — відкрив Х. Гюйгенс у 1655 р. Лише цей супутник Сатурна видно в невеликі телескопи (його зоряна величина $8{,}4^m$). Він другий за величиною у Сонячній системі і незначно поступається за розмірами Ганімедові (різниця в радіусах усього 56 км). Примітний він ще й тим, що має атмосферу. 14 січня 2005 р. апарат «Гюйгенс» здійснив м'яку посадку на Титан. На знімках добре видно складний рельєф місцевості, каміння на місці посадки. Апарат записав звуки — шум вітру. Атмосфера складається з азоту та метану з домішками інших газів. Тиск на поверхні 0,5 атм., температура 95 К.

Решта супутників різноманітні за розмірами (від 1500 до кількох кілометрів у поперечнику) і блиском (від $+9{,}5^m$ до $+24^m$). Багато з них обернені до планети одним боком, як Місяць до Землі.

Супутник Сатурна Япет цікавий тим, що має дуже неоднорідне забарвлення: одна з його півкуль відбиває 35% сонячного світла, тоді як друга — усього 7%. Тому блиск супутника під час його орбітального руху змінюється майже на 2^m, тобто приблизно у шість разів. Світла (передня за ходом його руху на орбіті) півсфера Япета покрита, очевидно, льодом, тоді як темна — сильно забрудненим снігом або ж грунтом, що нагадує місячний. Така ж неоднорідність в яскравості півкуль типова і для трьох інших супутників Сатурна — Фетіди, Діони й Енцелада.

Сатурн зі своєю сім'єю супутників робить один оберт навколо Сонця за 29 років.

12.2.7. Уран

M	R	ρ	g	P	T	**ε**	a	e
$8{,}66 \cdot 10^{25}$	25 559	1,29	8,83	17 год. 14 хв.	84,01 р.	97,9	19,19	0,046

Сьома планета Сонячної системи — Уран (рис. 12.18) була відкрита у 1781 році (В. Гершель), а досить детально досліджена у 1986 р., коли космічний апарат *Вояджер-2* пройшов поблизу неї на відстані 120 000 км.

Уран знаходиться на відстані приблизно 19 а.о. від Сонця і робить один оберт навколо нього за 84 роки, при цьому «лежачи на боці»: вісь його обертання нахилена до площини орбіти під кутом 98°, тобто, власне кажучи, він обертається вже у зворотньому напрямі. З цієї причини з Землі десятиліттями можна спостерігати то одну з його навколополярних областей, то приекваторіальні ділянки цієї планети.

Уран — планета-гігант, і його будова така ж, як Юпітера і Сатурна, хоча є і певні відмінності. Насамперед — ядро Урана не залізо-нікелеве, а складається з кам'янистих порід і містить у собі 30% загальної маси планети.

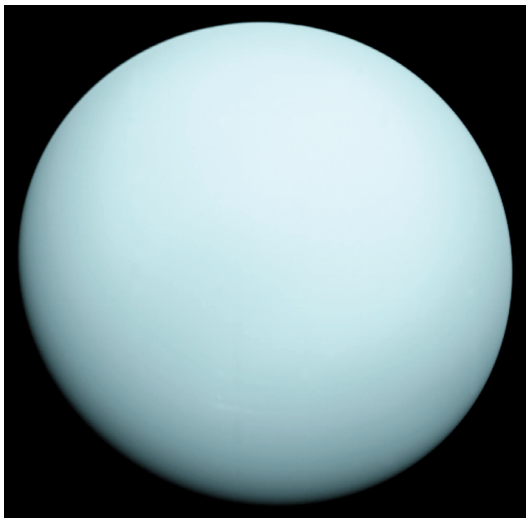


Рис. 12.18. Уран

Воно оточене шаром води, яка знаходиться під високим тиском. Водяний шар, до складу якого входять також метан і аміак, у свою чергу, оточений шаром рідкого водню і гелію.

Атмосфера Урана, яка складається в основному з водню і гелію, має забарвлення, яке обумовлене домішкою метану. Температура зовнішніх шарів планети 73 К, а за цих умов метан уже перебуває у формі кристалів.

Як виявили, Уран має магнітне поле, напруженість якого на верхній межі його атмосферних хмар досягає 0,25 Е. Загадковим є те, що еквівалентний диполь магнітного поля віддалений на 6000 км від центра планети і нахилений до осі обертання під кутом 59°.

У 1977 р. при фотоелектричних спостереженнях покриття Ураном зорі 9-ї величини у цієї планети також виявили кільця, щоправда значно слабкіші, ніж у Сатурна, які також складаються з дрібних частинок.

Число відомих (2009 р.) природних супутників Урана — 27. Найбільші за розмірами супутники — Аріель, Умбріель, Титанія, Оберон й Міранда мають радіуси 230–800 км.

12.2.8. Нептун

M	*R*	ρ	*g*	*P*	*T*	ε	*a*	*e*
$1{,}03 \cdot 10^{26}$	24 765	1,64	10,79	16 год. 07 хв.	164,79 р.	29,56	30,06	0,010

Нептун — восьма планета Сонячної системи і четверта за рахунком планета-гігант (рис. 12.19). Відкритий він був у 1846 р. німецьким астрономом

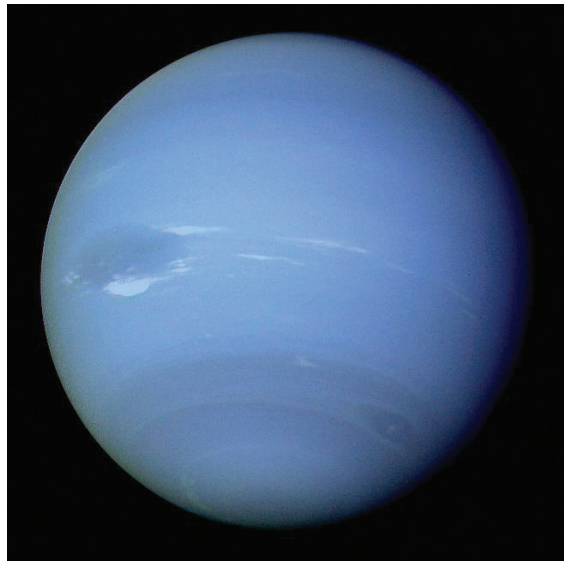


Рис. 12.19. Нептун

Й. Галле за розрахунками імовірного положення тоді ще невідомої планети, які провели незалежно Дж. Адамс (Англія) і У. Левер'є (Франція).

За найбільш вірогідною моделлю, внутрішня будова Нептуна подібна до будови Урана: кам'янисте ядро з включеннями заліза і нікелю, оточене шаром води з домішкою метану й аміаку. Зовнішня оболонка складається переважно з рідкого водню і гелію. Газова атмосфера, яка знаходиться над зовнішнім воднево-гелієвим шаром, включає кристали метану, що надає їй блакитного відтінку. Атмосфера характеризується наявністю турбулентності і сильних вітрів, швидкість яких може досягати 2000 км/год.

Як і в випадку інших планет-гігантів, Нептунові властиве швидке осьове обертання. В атмосфері Нептуна добре проглядається *Велика темна пляма* — аналог Великої червоної плями Юпітера, а також, як і в інших планет-гігантів, система вузьких кілець, які складаються з крижаних частинок, що рухаються по кеплерівських орбітах. Усі ці деталі були зареєстровані на знімках, зроблених з борта космічної станції *Вояджер-2*, яка у серпні 1989 р. пройшла поблизу Нептуна.

Магнітне поле цієї планети дещо слабкіше, ніж у Землі. Вісь магнітного диполя нахилена під кутом 47° відносно осі обертання і, як і в Урана, не проходить крізь центр планети.

Число відомих сьогодні природних супутників Нептуна — 13. Шість невеликих за розмірами відкрили тільки у 1989 р. при проходженні поблизу Нептуна космічної станції *Вояджер*, а ще 5 — в останні роки за допомогою великих телескопів. Найбільший із супутників Нептуна — Тритон (відкритий у 1846 р.). Його радіус лише на 385 км менший за місячний. Тритон має тонку атмосферу з азоту. Оскільки температура його поверхні 36 К, ча-

стина атмосферного азоту перебуває у рідкому стані, а можливо, навіть і в вигляді «снігу», що вкриває поверхню супутника. Зауважимо, що Тритон рухається у зворотний бік відносно напряму обертання Нептуна, а це значить, що припливний вплив з боку Нептуна на Тритон веде до прогресуючого наближення супутника до планети. Через декілька сотень мільйонів років піввісь орбіти Тритона досягне критичного значення, при якому супутник буде зруйнований гравітаційним полем Нептуна.

Нептун робить один оберт навколо Сонця за 165 років.

12.2.10. Система Плутон-Харон

Характеристики Плутона.

M	*R*	ρ	*g*	*P*	*T*	ε	*a*	*e*
$1{,}31 \cdot 10^{22}$	1120	2,03	0,687	6,387 д.	248,50 р.	122,52	39,53	0,248

Найвіддаленіша від Сонця планета сонячної системи, як це донедавна вважали, — Плутон. Щоправда, через великий ексцентриситет своєї орбіти, він іноді буває трохи ближче до Сонця, ніж Нептун.

Плутон не можна віднести до планет-гігантів, тому що за своїми розмірами та масою він набагато поступається навіть планетам земної групи. Плутон був відкритий американським астрономом К. Томбо у 1930 році, а майже через 50 років був виявлений його супутник — Харон. Зробив це відкриття у 1978 р. Дж. Крісті (США), виявивши асиметрію зображення Плутона на знімку і зробивши висновок про те, що ця планета має супутник, який здійснює оберт навколо неї за 6,4 доби (рис. 12.20). Визначено, що Плутон обертається навколо осі, як і Уран, у протилежний бік, а кут нахилу площини його екватора до площини орбіти становить 32° (точніше — 90° + 32° = 122°).

З точністю до 2% радіус орбіти Харона дорівнює 19 640 км. З похибкою до 1% визначили радіус самого Плутона R = 1150 км і радіус Харона R = 595 км. Маса супутника усього лише в 7 разів менша від маси планети, і це дозволяє розглядати систему Плутон-Харон як подвійну планету (аналогічно системі Земля-Місяць). Втім, як виявилося у 2005 р., Плутон має ще й невеликі супутники.

Плутон удвічі менший від Меркурія: його розміри становлять 2/3 розмірів Місяця.

Є підстави стверджувати, що Плутон відрізняється від Харона своїм кольором: Харон значно темніший. Можливо, це пов'язане з тим, що, маючи більшу масу, Плутон зберіг метан, тоді як з поверхні Харона він дисипував. Отже, Плутон може бути вкритий льодом з метану і тому має черво-



Рис. 12.20. Система Плутон-Харон

нуватий відтінок, тоді як Харон вкритий водяним льодом і його колір сіруватий. Методами спектрального аналізу встановлено також, що Плутон має на своїй поверхні замерзлий азот і оксид вуглецю.

19 січня 2006 р. до Плутона відправлено космічний апарат «Нові Горизонти», який, як очікують, наблизиться до цієї далекої планети у 2015 році.

Останнім часом виявлено багато невеликих тіл, ще більш віддалених від Сонця, ніж Плутон. З огляду на це, Генеральна асамблея Міжнародного астрономічного союзу (МАС) у серпні 2006 р. ухвалила такий поділ тіл Сонячної системи: а) планети (від Меркурія до Нептуна включно); б) *карликові планети* (Плутон та інші невеликі тіла, що мають сферичну форму); в) *малі тіла* (мають неправильну форму). Але ми традиційно залишили Плутон у списку головних планет Сонячної системи.

Детальнішу інформацію про фізику планетних атмосфер можна знайти у монографії О. В. Мороженка «Методи і результати дистанційного зондування планетних атмосфер» (2004 р., Київ, Наукова Думка).

Розділ 13

МАЛІ ПЛАНЕТИ, КОМЕТИ, МЕТЕОРИ І МЕТЕОРИТИ

13.1. Малі планети (астероїди)

У 1766 р. німецький астроном Йоганн Тіціус (1729–1796) виявив, що відстані планет від Сонця можна описати такою простою залежністю:

$$r = (0{,}3 \cdot 2^n + 0{,}4) \text{ а. о.} \qquad (13.1)$$

Її опублікував і широко популяризував інший німецький астроном Йоганн Боде (1747–1826), тому цю емпіричну закономірність планетних відстаней назвали *правилом Тіціуса-Боде*.

Наприклад, для Меркурія приймається $n = -\infty$, а отже очікувана відстань $r = 0{,}4$ а. о. (точне значення 0,387 а. о.), для Венери $n = 0$, $r = 0{,}7$ а. о. (насправді 0,723 а. о.), для Землі $n = 1$, $r = 1$ а. о., для Марса $n = 2$, $r = 1{,}6$ а. о. (насправді 1,524 а. о.). При $n = 3$ отримуємо відстань $r = 2{,}8$ а. о., на якій планети немає. При $n = 4$, $r = 5{,}2$ а. о. — це відстань Юпітера, для $n = 5$, $r = 10{,}0$ а. о. (точніше 9,540 а. о.) — положення Сатурна.

У 1781 р. відкрито планету Уран, яка також підлягала цьому правилу: при $n = 6$, $r = 19{,}6$ а. о., тоді як справжня відстань планети від Сонця 19,182 а. о. Тому з 1796 р. розпочали пошуки небесного тіла, яке мало б бути на відстані $r = 2{,}8$ а. о. Новий об'єкт 7-ї величини, який за добу змістився на тлі зір на 6', цілком випадково відкрив італійський астроном Джузеппе Піацці (1746–1826) увечері 1 січня 1801 р., проводячи спостереження, необхідні для складання каталогу зір. Цю першу з *малих планет* або *астероїдів* (тобто зореподібних об'єктів) назвали Церерою за іменем античної богині плодючості.

Зразу ж, у 1802 р. німецький астроном Г. Ольберс відкрив другу малу планету — Палладу, у 1804 р. відкрито астероїд Юнона, у 1807 р. — Веста. Справжня злива відкриттів астероїдів почалася в 1891 р., коли німецький астроном М. Вольф запропонував для цього фотографічний метод. До кінця XIX ст. їх було відомо понад 400, на початку XXI ст. — понад 40 000.

Середня відстань астероїдів від Сонця $r = 2{,}75$ а.о., причому для 97% з них велика піввісь орбіти знаходиться в межах 2,17 а. о. $< r <$ 3,65 а. о. Вони утворюють своєрідний *пояс астероїдів*. Видима величина Вести —найяскравішої з малих планет — при найсприятливішому положенні відносно Землі сягає $5{,}9^m$. Ексцентриситети орбіт астероїдів досягають значення $e \approx 0{,}83$, а кут нахилу орбіти до площини екліптики $i \leq 52^\circ$. Зрештою, лише для 40 з них $e > 0{,}34$ і для 100 $i > 20^\circ$. Як виявилося, кожен з великих астероїдів оточений сімейством із декількох десятків дрібніших тіл. Таких сімейств відомо вже понад 50.

Астероїди мають найрізноманітніші розміри. Найбільшим є астероїд Церера, його діаметр оцінюють у 940 км, другий за розмірами — Паллада ($D = 580$ км), третій — Веста (550 км), четвертий — Давіда (323 км), діаметр Юнони 250 км.

Дослідження показують, що кількість астероїдів з розмірами меншими від 1 км може досягати мільйонів. За підрахунками, усі вони вмістилися б у сфері з радіусом близько 750 км. Тобто об'єм астероїдної речовини досягає 10^9 км^3. При середній густині цієї речовини 3,50 г/см^3 загальна маса астероїдів мала б бути $3{,}5 \cdot 10^{21}$ кг. А це у 20 разів менше від маси Місяця. У наш час до астероїдів відносять тіла з поперечником не менше 1 км. Дрібніші тіла названо *метеороїдами*.

Астероїд, орбіту якого добре вивчено, отримує ім'я. Перша їхня сотня, за деякими винятками, названа іменами богинь грецької і римської міфології. Згодом астрономи звернулися до міфів інших народів, потім — до епосу. Саме так на небі з'явилися герої Троянської війни — «греки» і «троянці» (див. рис. 6.4). У кожній з цих груп налічується до 20 об'єктів з діаметром близько 150 км, тоді як дрібних астероїдів в обох групах більше тисячі.

З борту космічних апаратів отримано знімки астероїдів, виконаних з близької відстані (див. рис. 13.1). З'ясовано, що деякі астероїди утворюють гравітаційно зв'язані системи. Як ось астероїд Іда з її невеликим супутником Дактіль (рис. 13.1, *в*).



Рис. 13.1. Астероїди: Матільда (*а*), Гаспра (*б*), Іда і Дактіль (*в*)

До кінця XIX ст. відкрили декілька астероїдів, орбіти яких проникають усередину орбіти Марса. Їм почали давати чоловічі імена. Зараз відомо близько 80 малих планет, які зближуються з орбітою Землі, а деякі з них навіть проникають усередину орбіти Меркурія (наприклад, Ікар, перигелійна відстань якого від Сонця всього 28 млн. км). Їх ділять на три групи: групу Амура, групу Аполлона і групу Атона. Перші з них у перигелії зближаються з орбітою Землі, однак залишаючись поза нею. Аполлонці в перигелії проникають усередину земної орбіти, в атонців же взагалі великі півосі орбіт $a \leq 1$ а. о. Рухаючись по своїх витягнутих орбітах, деякі з них можуть проходити на невеликій (у масштабах Сонячної системи) відстані від Землі — усього лише кілька десятків мільйонів кілометрів.

До складу астероїдів входить в основному залізо, нікель і сполуки магнію, кремнію, заліза з киснем. Тобто, за своїм складом астероїди близькі до планет земної групи. З початку XIX ст. існує припущення, що астероїди — це уламки планети Фаетон, яка з невідомих причин була зруйнована. Проте у наші дні схиляються до іншої версії: астероїди утворилися одночасно з іншими планетами Сонячної системи, але подальше формування окремої планети на орбіті між Марсом і Юпітером було неможливим, оскільки гравітаційний вплив масивного сусіда, Юпітера, був надто сильний.

Періоди обертання астероїдів навколо своїх осей у середньому рівні 5—20 годин. Для астероїда KY26 він становить лише 11 хвилин, і це, поки що, об'єкт Сонячної системи з найбільш швидким осьовим обертанням.

З огляду на сказане наприкінці попереднього розділу, найбільші з астероїдів належать до карликових планет, решта — до малих тіл Сонячної системи.

13.2. Комети

Як уже встановлено, на відстанях від сотень до десятків тисяч а. о. від Сонця є величезна кількість крижаних брил розміром до декількох десятків кілометрів, які складаються із звичайного льоду, а також із замерзлого вуглекислого газу з домішками льоду з метану, аміаку тощо. У них вморожені тверді кам'янисті фрагменти зі сполук різних елементів — кремнію, магнію, заліза та ін. Ці крижані брили — *кометні ядра*. Частина з них скупчена у широкому поясі, площина якого співпадає з площиною екліптики, а сам він простягається від орбіти Плутона до відстані у декілька сотень а. о. від Сонця. Цей пояс названо *поясом Койпера* (а точніше, Еджеворта — Койпера) — на честь американського астронома Г. Койпера, який у середині XX ст. висловив припущення про існування саме такої структури в Сонячній системі. Вже відомо понад 1000 об'єктів, що перебувають у межах пояса Койпера. Крім кометних ядер, там багато тіл, подібних до астероїдів (карликових планет — див. підрозділ 12.2.10).

Значно більше кометних ядер повинно бути ще далі від Сонця. Там вони формують сферичний шар із середнім радіусом 50 000 а. о., утворюючи *хмару Оорта* кометних тіл (названо на честь нідерландського астронома Я. Оорта). Кожне з них має майже колову орбіту і робить один оберт навколо Сонця за багато мільонів років. Кількість кометних ядер у хмарі Оорта, очевидно, сягає ста мільярдів.

Іноді гравітаційне збурення їхніх орбіт з боку найближчих до Сонця зір спрямовує деякі з цих мас льоду всередину Сонячної системи. При наближенні до Сонця і поступовому розігріві активізується процес випаровування речовини з поверхні крижаної маси. Процес суттєво прискорюється, як тільки відстань кометного ядра від Сонця стане меншою за 20 а. о. Залишаючи крижану поверхню ядра, молекули газу і пилинки утворюють навколо нього *кому*. Під дією тиску сонячного випромінювання частина речовини коми здувається у протилежний від Сонця бік, формуючи протяжний шлейф — *хвіст*, довжина якого може досягати десятків і навіть сотень мільйонів кілометрів.

Так формується явище, яке було відоме з глибокої давнини й одержало назву *комета*. У перекладі з грецької слово «комета» означає «довговолосе», «хвостате» світило (рис. 13.2).

Арістотель вважав, що комети — це згущення найлегшої з чотирьох стихій — вогню, які підіймаються вгору. І лише Тіхо Браге прямими спостереженнями (вимірюваннями добового паралаксу) довів, що ці об'єкти знаходяться далі від Місяця. А сподвижник Ньютона Едмонд Галлей (1656–1742) визначив, що ці світила належать до Сонячної системи.

Навіть у недалекому минулому поява комети на небі спричиняла паніку. Ось що повідомляли газети з Відня у 1910 р.: «Серед населення, особ-



Рис. 13.2. Комета Хейла-Боппа (1997 р.)

ливо у провінції, паніка... Були випадки самогубства зі страху. Деякі селяни в очікуванні кінця світу продали своє майно і безпросвітно пиячать».

Газовий хвіст комети завжди спрямований у бік, протилежний напряму на Сонце (рис. 13.3). Він має прямолінійну форму і голубуватий колір. Концентрація газу в хвості дуже низька, проте його світіння помітне навіть на великих відстанях. Поряд із газовим хвостом формується ще один — пиловий, оскільки пилинки входять до складу кометного ядра. Тиск сонячного випромінювання, який діє на поверхню пилинок, спрямовує їх також у протилежний від Сонця бік. Але динаміка руху пилинок складніша, ніж частинок газового хвоста, тому пиловий хвіст, як правило, має форму вигнутої смуги. Він виявляється розташованим між газовим хвостом і напрямом, з якого надійшла комета, рухаючись по своїй орбіті. Оскільки пилинки розсіюють сонячне світло, пиловий хвіст має жовтуватий колір. В міру віддалення комети від Сонця яскравість її хвоста зменшується.

Слід зауважити, що одночасно з комою навколо ядра формується ще одна дуже розріджена газова оболонка — воднева. Її діаметр досягає 20 млн. км, але спостерігати її можна лише за допомогою спеціального обладнання. Схематично структура комети показана на рис. 13.4.

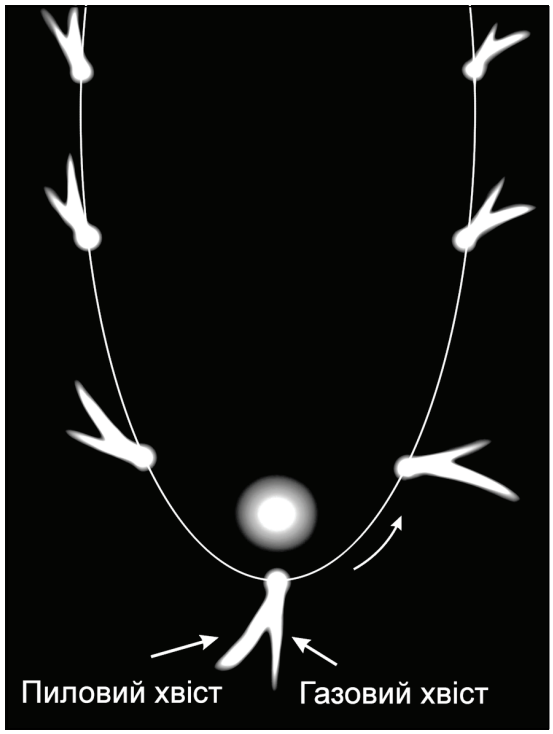


Рис. 13.3. Взаємне розташування газового і пилового хвостів комети відносно напряму на Сонце. Стрілка вказує напрямок руху комети відносно Сонця



Рис. 13.4. Схематична структура комети

Кометне ядро рухається по витягнутій еліптичній орбіті і витрачає на подорож до Сонця, а потім назад до хмари Оорта або поясу Койпера від десятків тисяч до мільйонів років. Комети, які виникають таким чином, називаються *довгоперіодичними кометами*. Але серед комет є і такі, що в своєму русі повертаються до Сонця з періодом меншим двох сотень років. Їх названо *короткоперіодичними кометами*. Це колишні довгоперіодичні комети, які під час свого орбітального руху у центральній частині Сонячної системи зазнали сильного гравітаційного впливу з боку певної планети при їхньому випадковому взаємному зближенні. Такий вплив може істотно змінити характеристики кометної орбіти — наприклад, зменшити величину великої півосі орбіти, а, отже, скоротити період комети. Одна з найбільш відомих короткоперіодичних комет — комета Галлея. Свого часу Е. Галлей обчислив елементи орбіт 24 яскравих комет, які з'являлися на небі з 1337 по 1698 р. і виявив близькість цих елементів для комет 1531, 1607 і 1682 р. Він дійшов висновку, що це — одна і таж комета, яка обертається навколо Сонця по еліптичній орбіті з періодом 76 років. Галлей передбачив її появу у 1758 р., що й підтвердилося. Згодом її — комету Галлея — спостерігали на нічному небі у 1835, 1910 і 1986 роках.

Для дослідження комети Галлея під час її минулого проходження поблизу Сонця були створені декілька космічних станцій. У березні 1986 р. *Вега*-1 і *Вега*-2 (СРСР) пройшли на відстані близько 8000 км від ядра комети, а ще ближче до нього — японська станція *Комета* і спільноєвропейська станція *Джотто*. Визначено, що ядро комети Галлея має розміри 16×8×8 км і обертається навколо своєї осі з періодом 53 год., а його поверхня вкрита темною пористою корою, альбедо якої становить $A = 0{,}04$ — що навіть менше ніж у вугілля. Маса комети Галлея виявилася невеликою:

приблизно $5 \cdot 10^{-11}$ маси Землі. Її наступне проходження через перигелій відбудеться в 2062 році.

У 1996 і 1997 роках можна було спостерігати неозброєним оком дві яскраві комети — комету Хіякутакі і комету Хейла-Боппа.

Короткоперіодичні комети існують протягом певного (досить довгого) проміжку часу. З кожним наближенням до Сонця комета втрачає приблизно 1% своєї маси, тому, зробивши декілька десятків обертів навколо Сонця, льодова складова кометного ядра випаровується майже повністю, і комета зникає. Іноді трапляються і катастрофічні події, як, наприклад, у липні 1994 р., коли комета Шумейкер-Леві 9 зіштовхнулася з Юпітером і назавжди припинила своє існування.

Як було сказано вище, комети виявляють лише тоді, коли вони наближуються до Сонця. Їм за традицією присвоюють ім'я першовідкривача. Тому й тепер їх пошуками займаються багато аматорів. Підраховано, що в середньому на відкриття одної комети затрачаються 200 — 300 год. нічних спостережень. Для цього використовують бінокулярну трубу або добрий призматичний бінокль, встановлений на штативі. Спостерігач повинен мати з собою атлас або карту зоряного неба, на яких вказано зорі до 10^m. Огляд неба розпочинають звечора. У першу половину ночі оглядають західну і південно-західну частину неба. У середині ночі переходять до огляду північної частини неба, а над ранок — східної і південно-східної. Як тільки виявлено підозрілий об'єкт, треба зіставити небо з атласом, замалювати положення об'єкта на небі відносно найближчих зір і перевірити це положення хвилин через 15. Перевіривши, що це не планета чи вже відома комета, слід сповістити телеграмою Головну астрономічну обсерваторію Національної Академії Наук України.

13.3. Метеори і метеорні потоки

Метеором називається світлове явище, яке виникає на висоті від 130 до 80 км при влітанні в земну атмосферу частинки — *метеорного тіла* — з міжпланетного простору. Швидкості руху метеорних тіл відносно Землі можуть бути різні — від 11 до 70 км/с. Вони залежать від того, доганяє метеорне тіло Землю під час її руху навколо Сонця, чи рухається їй назустріч.

У цілому за добу з усієї поверхні Землі можна зареєструвати близько 28 000 яскравих метеорів, видима зоряна величина яких $\leq -3^m$. Маса метеорної частинки, що спричиняє таке явище, є меншою від 5 г. Метеорів, які мають зоряну величину $m + 1$, у середньому в 2,5 рази більше, ніж метеорів m-ї величини, у стільки ж разів менша їхня маса. Загалом за добу спалахує приблизно 100 млн. метеорів, яскравіших за 5^m. Ще більше *телескопічних* метеорів, невидимих неозброєним оком.

Крім поодиноких *спорадичних* метеорів час від часу спостерігають *метеорні потоки* або *зоряні дощі*. І якщо за одну годину звичайно спостерігач реєструє 5–15 метеорів, то під час метеорного дощу — від сотень до тисяч. Завдяки перспективі здається, що метеори одного потоку «вилітають» із певної ділянки неба. Тому потоки носять назву відповідних сузір'їв — Персеїди «із» Персея, Леоніди «із» Лева тощо. Якщо слід кожного метеора з метеорного потоку продовжити назад, то вони перетнуться в одній точці, що називається *радіантом метеорного потоку*.

В останні десятиліття були значно розвинуті методи реєстрації метеорів за допомогою радіолокації метеорного сліду, який складається з іонізованої плазми.

Джерелом метеорних частинок є, в основному, комети. Зв'язок метеорних потоків з ними визначений не менше ніж у десяти випадках. Типовим прикладом є рясні метеорні дощі, які спостерігали в 1832, 1833, 1866, 1872, 1885, 1892, 1899 роках. Їх причиною було проходження Землі через рій метеорних частинок, що рухалися по орбіті комети Темпеля-Туттля (перші три випадки) і комети Бієли (останні чотири з перелічених). Комету Бієли відкрито в 1826 р. У той час вона мала період обертання навколо Сонця 6,8 року, а її орбіта проходила близько до орбіти Землі. У 1845 р. на очах у багатьох спостерігачів комета Бієли розвалилася на дві частини, а після 1852 р. взагалі не спостерігалася. Очевидно, після випаровування льодів, що цементували ядро комети, воно розпалося на дрібні частинки, які при зіткненні з Землею й стали згодом причиною появи метеорних дощів.

Кількість відомих радіантів метеорних потоків досягає 1000, з них близько 60 таких, що їх спостерігали неодноразово. Оскільки ж сузір'їв на небі є всього 88, то в назвах метеорних потоків звичайно вказують зорю, поблизу якої знаходиться радіант того чи іншого потоку. Наприклад, α-Віргініди — потік, радіант якого розташований біля зорі α Діви. Інформацію про дату активності метеорного потоку регулярно публікують в «Астрономічному календарі».

Дуже яскраві метеори з $m < -4^m$ називаються *болідами* (від гр. βολιδος — метальний спис). Їх рух в атмосфері супроводжується оптичними і звуковими ефектами, а їхні сліди видно іноді до 20 хв. Особливо яскраві боліди можна побачити і вдень.

Оскільки Земля рухається по орбіті вперед тим боком, де на ній ранок, то саме вранці і можна зареєструвати найбільшу кількість метеорів. Їх підрахунок потрібний для з'ясування щільності речовини у міжпланетному середовищі. Тому доцільно проводити такі спостереження групами по 4 — 5 чоловік, користуючись спеціальними рамками, що обмежують поле зору кожного спостерігача. Детальні інструкції для цієї роботи публікуються в багатьох навчальних посібниках. Тут обмежимося зауваженням, що передовсім треба оцінити видиму зоряну величину метеора, порівнюючи його з зорями із сусідніх ділянок неба. Потім, користуючись п'ятибальною шкалою, визначають його кутову швидкість: дуже швидкий (5), досить швид-

кий (4), середній (3), повільний (2), дуже повільний (1). Природно, що при цьому необхідно зафіксувати на карті зоряного неба точки появи метеора і його зникнення.

13.4. Метеорити

В окремих випадках велике метеорне тіло (метеороїд) під час руху в атмосфері не встигає випаруватися і досягає поверхні Землі. Такий залишок метеорного тіла називається *метеоритом*. Протягом року на Землю випадає близько 2000 метеоритів. У багатьох музеях світу сьогодні зберігається не менше 500 т метеоритної речовини (метеорити у багатьох країнах є власністю держави). Обчислення показують, що у вигляді метеоритів та метеорного пилу за добу на Землю випадає близько 300 т речовини, що за 4,5 млрд. років дає шар товщиною близько 45 см.

Залежно від хімічного складу метеорити поділяють на *кам'яні хондрити* (відносна кількість 85,7%), *кам'яні ахондрити* (7,1%), *залізні* (5,7%) і *залізокам'яні метеорити* (1,5%). Давньогрецьке слово «хондорос» означає «пшеничне зерно». *Хондрами* називаються дрібні кулясті частинки (розміром від декількох мікронів до сантиметра), сірого кольору, часто з коричневим відтінком, густо вкраплені у кам'яну масу. Іноді хондри займають до 50% об'єму метеорита. Кам'яні метеорити, в яких хондр немає, називаються *ахондритами*.

Аналіз показав, що в хондрах є практично всі хімічні елементи, причому (за невеликими винятками) у тому ж співвідношенні, що й в атмосфері Сонця. Ця узгодженість погіршується, якщо порівнювати хондри з земними породами.

Речовина, що оточує хондри, як і земні породи, складається з силікатних мінералів, а залізні метеорити — майже цілковито з нікелистого заліза. Виявлено, що коли відполіровану поверхню залізного метеорита протравити кислотою, на ній проявляється *відманштеттеновий візерунок* — системи смуг, що перетинаються. Такий характерний візерунок названо на честь керівника австрійського фарфорового заводу К. А. фон Відманштеттена, який у 1808 р. запропонував простий і надійний метод для встановлення метеоритної природи досліджуваного зразка (рис. 13.5). Ці смуги є тонкими пластинами *камациту* $Fe_{93}Ni_7$, в якому міститься 6–7% нікелю. Простір між пластинами камациту заповнений сплавом *тенІту* $Fe_{65}Ni_{35}$, який містить нікель у кількості від 30 до 50%. У цьому полягає одна з великих таємниць Природи, оскільки ці мінерали могли б утворитися тільки внаслідок плавлення первинної речовини, з якої складалося досить масивне тіло, щоб у ньому під дією сили тяжіння метали могли відділитися від легшої силікатної магми.

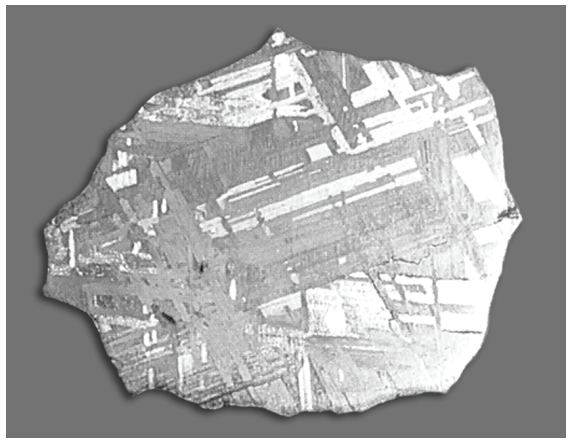


Рис. 13.5. Відманштеттеновий візерунок на зрізі метеорита

Усі спроби створити відманштеттенові фігури в лабораторних умовах закінчувалися невдачею. З теорії випливає, що первісна речовина мала б бути нагрітою до 2300 К, надалі мало б відбуватися повільне охолоджування, причому дуже повільно: на 1–10 К за мільйон років. Для цього, як виявляється, розігріта речовина повинна бути оточена товстим кам'яним шаром, що зіграв би роль теплоізолятора. Хондрити у початковій стадії також мусили бути нагріті до температури 1300 К, а швидкість їх охолодження була такою ж малою, як і для залізних метеоритів. Наявна їхня структура могла утворитися, якщо речовина хондритів перебувала на глибинах 30–50 км.

Як виявлено радіоактивним методом, вік метеоритів досягає 4,5 млрд. років, що цілком узгоджується з даними про вік Землі. Ця дата і є нижньою межею віку Сонячної системи в цілому.

Метеорити мають різноманітну історію. Частина з них походить від метеороїдів, утворених при поступовому руйнуванні кометних ядер, або при зіткненні і наступному дробленні речовини астероїдів. Деякі метеороїди можуть бути уламками гірських порід, викинутими у міжпланетний простір з поверхні Місяця або Марса внаслідок метеоритного бомбардування останніх. Не виключено, що деякі з таких метеороїдів інколи зазнають зіткнень із Землею.

І коли «батьківським» тілом метеорита мав би бути астероїд, то виникає питання: як була розігріта ця первісна речовина до таких високих температур. Джерелом тепла тут не могли бути радіоактивні ізотопи урану чи торію, бо їх мало б бути в чотири рази більше від наявного. Тому вважають, що джерелом тепла в метеоритній речовині були радіоактивні ізотопи, яких сьогодні в Сонячній системі вже немає. Найімовірніше, це був ізотоп ^{26}Al, період напіврозпаду якого дорівнює 720 000 років. Однак виникає нове питання: які процеси призвели до утворення значної кількості цього ізотопу?

Не виключено, що він був синтезований у спалаху Наднової (див. розділ 21), який відбувся поблизу від Сонячної системи якраз перед початком її формування.

Існують дуже рідкісні метеорити, які відносяться до класу *вуглистих хондритів*. Основна їхня особливість полягає в тому, що на відміну від розглянутих вище типів метеоритів, їх структура не виявляє ознак сильного розігріву у далекому минулому. Вуглисті хондрити містять у собі сполуки вуглецю і до 20% зв'язаної води. Серед вуглецевих сполук є навіть органічні молекули. Природно, що при нагріванні такі сполуки повинні були б зруйнуватися. Імовірно, що до складу метеоритів цього класу входить найдревніша матерія, з якої розпочалося формування Сонячної системи.

Якщо в атмосферу Землі влітає дуже велике метеорне тіло, маса якого перевищує 10^5 т, то воно досягає поверхні Землі, заглиблюється в грунт на 4–5 своїх діаметрів, і вся його величезна кінетична енергія перетворюється в тепло. Виникає потужний вибух, при якому метеорне тіло в основному випаровується. На місці вибуху утворюється *кратер* або *астроблема* (у перекладі з грецької — «космічна рана»).

Одним з найефектніших є метеоритний кратер у штаті Арізона (США). Його діаметр сягає 1200 м, глибина — 175 м, вал кратера піднятий над навколишньою пустелею на висоту близько 37 м (рис. 13.6). Утворення кратера з такими розмірами могло статися при зіткненні з Землею залізного метеороїда діаметром 50 м, який рухався відносно нашої планети зі швидкістю 11 км/с. Вік кратера близько 50 000 років. Оскільки подія, яка призвела до утворення цього кратера, сталася відносно недавно, кратер добре зберігся — вітер і вода ще не встигли зруйнувати його обриси.

Для виявлення більш давніх кратерів застосовують спеціальні методи. Так, останнім часом методом гравіметричної розвідки та аерофотозйомки



Рис. 13.6. Арізонський метеоритний кратер

на поверхні Землі виявлено близько 180 великих астроблем, з них понад 10 у Канаді. Наприклад, давніми метеоритними кратерами є озера Східний та Західний Кліруотер з діаметром відповідно близько 20 км і 32 км, а також озеро Манікуаган діаметром 65 км. Давнім метеоритним кратером є, мабуть, Пучеж-Катунська западина біля Нижнього Новгорода.

Один з найбільш відомих метеоритів, знайдених на території України — метеорит «Кримка». Цей кам'яний метеорит впав на поверхню Землі 21 січня 1946 р. у Первомайському районі Миколаївської області поблизу села Кримка. Загальна вага уламків, знайдених на площі 54 кв. км., складає близько 40 кг. Слід зауважити, що речовина метеорита «Кримка» має унікальну за своїми властивостями структуру.

Хоча за відносною кількістю падінь на Землю домінують кам'яні метеорити, знайти їх досить важко. Здебільшого світові колекції метеоритів укомплектовані залізними «пришельцями» з космосу.

13.5. Астероїдна загроза

Вивчення закономірностей руху кометних ядер і астероїдів, а також їх фізичних властивостей сьогодні набуває особливого значення. У наші часи з'явився такий вираз, як *астероїдна загроза* для Землі. Ця загроза полягає у відмінній від нуля імовірності зіткнення Землі з достатньо великим космічним тілом, що може привести до катастрофічних наслідків. Дослідження останніх десятиліть показують, що така загроза є реальною. Наприклад, у 1931 р. астероїд Ерос пройшов на відстані 23 млн. км від Землі (у міжпланетному масштабі ця відстань є дуже малою). У 1937 р. інший астероїд — Гермес наблизився до нашої планети на відстань лише 900 000 км. В середині червня 1968 р. астероїд Ікар пройшов на відстані близько 6 млн. км від Землі. Невеликий космічний уламок навіть зачепив земну атмосферу у 1972 р. У 1994 р. астероїд XM1, діаметр якого близько 10 м, пройшов на відстані 105 000 км від Землі, а у 2002 р. інший космічний уламок наблизився на відстань 375 000 км. Сьогодні відомо близько 1700 астероїдів, які періодично зближуються з Землею.

Розрахунки показують, що приблизно раз у 500 тисяч років Земля зазнає зіткнення з астероїдом. Можна тільки уявити собі, скільки за історію Землі відбулось таких катастрофічних зіткнень, і які наслідки для нашої планети вони мали.

Порівняно недавня подія, що сталася 30 червня 1908 р. в сибірській тайзі у басейні ріки Підкам'яна Тунгуска, і відома як «*Тунгуський метеорит*», сьогодні вважається результатом зіткнення Землі з астероїдом, або ядром невеликої комети. Друга гіпотеза була висловлена ще у 1930 р. Ф. Уіплом (США). Вибух був такої сили, що багатовікові дерева були повалені в ра-

діусі десятків кілометрів, причому на площі близько 250 кв. км ліс був обпалений, а в радіусі 30 км навколо епіцентру відбулося перемагнічення грунтів. За оцінками, енергія вибуху досягала $(4–8)\times10^{16}$ Дж, а це набагато перевищує потужність атомної бомби, скинутої на Хіросіму (тротиловий еквівалент 10–20 Мт). Внаслідок вибуху мільйони тонн пилу здійнялися в атмосферу і вітрами цей пил був перенесений на тисячі кілометрів від епіцентру. На місті катастрофи не було виявлено ніяких слідів залишку космічного тіла. Якщо це було кометне ядро, то імовірніше усього, воно зруйнувалося в атмосфері не досягши поверхні Землі, оскільки кометні ядра складаються в основному з льоду.

Сьогодні вважається, що 65 млн. років тому Земля зазнала зіткнення з астероїдом, діаметр якого був не менше 10 км (астроблема знаходиться на півострові Юкатан, Мексика). Про це свідчить надмірний вміст важкого металу іридію у грунтах, які відносяться до тієї епохи (відомо, що іридій в значній кількості виявляється у метеоритній речовині). Внаслідок зіткнення, наступного викиду в земну атмосферу пилу і сильного погіршання її прозорості, упродовж багатьох років лише невелика частка сонячного випромінювання досягала поверхні Землі. Це, безумовно, мало драматичний вплив на флору, а згодом і на фауну нашої планети. Вважається, що ця космічна подія стала фатальною, наприклад, для динозаврів.

Однак, цілком імовірно, що бомбардування земної поверхні космічними тілами свого часу відіграло і позитивну роль у виникненні живих форм. Згідно з існуючою гіпотезою, кометні ядра стали джерелом води на нашій планеті, а високомолекулярні сполуки, такі як, наприклад, амінокислоти, були занесені на Землю метеоритами. Вони могли стати основою для зародження і подальшої еволюції живої матерії.

13.6. Зодіакальне світло і протисяйво

Весною, темного безмісячного вечора, в західній частині неба можна помітити слабке світіння, яке у вигляді конуса з основою біля горизонту і віссю, що лежить на екліптиці, підіймається над горизонтом. У передранкові часи його видно восени над східним горизонтом. Це *зодіакальне світло*, яке виникає завдяки розсіюванню сонячного світла на пилових частинках міжпланетного середовища, сконцентрованих поблизу площини екліптики. У тропічному поясі Землі яскравість зодіакального світла біля горизонту зрівнюється з яскравістю Молочного Шляху. З тої ж причини виникає і *протисяйво* у протилежній від Сонця точці неба. Діаметр плями протисяйва близько 10°, точніше — це пляма овальної форми з кутовими розмірами 10–13° уздовж екліптики і 6–8° упоперек неї. Іноді пляма буває розтягнута по довготі до 30–40°.

Спектр як зодіакального світла, так і протисяйва цілком подібний до сонячного. Так і повинно бути, адже і те, і друге є наслідком розсіювання сонячного світла. Вивчення цих явищ потрібне для з'ясування балансу пилової складової у міжпланетному середовищі. Значна частина пилу осідає на поверхню Землі. В основному, це наслідок влітання в атмосферу мікрометеорних частинок. Як вважають, тривалість осідання пилинок від верхніх шарів атмосфери до поверхні Землі досягає 30 діб. Не виключено, що вони є ядрами конденсації вологи, і якщо Місяць у своєму русі перехоплює частину цього пилу, то звідси могли б бути правильні здогади про певну залежність кількості опадів від фази Місяця.

Тверді частинки входять до складу зовнішньої корони Сонця. Падінню пилинок з міжпланетного середовища на Сонце сприяє *ефект Пойнтінга-Робертсона*. Якщо частинка (пилинка) кружляє навколо Сонця по кеплерівській орбіті, то завдяки аберації світла на її лобову поверхню падає більше сонячних квантів, ніж на протилежну. Так виникає сила опору, пилинка гальмується і по спіральній траєкторії падає на Сонце. За обчисленнями, залізна пилинка з радіусом 10 мкм, яка спочатку перебувала поблизу земної орбіти, впаде на Сонце через 50 000 років, звичайна ж піщинка — у десять разів швидше. Найдрібніші пилинки, навпаки, вимітаються з околиць Сонця світловим тиском, оскільки у цьому випадку тиск з боку сонячного випромінювання на пилинку має більший вплив на її динаміку, ніж ефект гальмування.

Як свідчать і зодіакальне світло, і протисяйво, пилинок в околицях Сонця на відстані орбіти Землі є багато (густина цієї пилової хмари 10^{-22}–10^{-23} г/см^3): їхня кількість безперервно поповнюється при розпаді ядер комет.

Частина VI

ФІЗИКА ЗІР І ТУМАННОСТЕЙ

Уявлення, за якими зорі — це далекі сонця, зародилося вже в Давній Греції. Однак, як здавалося, природа і цих далеких світил, і близького Сонця залишиться назавжди нез'ясованою. Так і повчав своїх учнів філософ Сократ (469–399 рр. до н. е.): «Усе це назавжди залишиться таємницею для смертного, і, звичайно, самим богам сумно бачити намагання людини розгадати те, що вони назавжди приховали від неї...». А тому «усе, що вище від нас, те нас не стосується».

Через дві тисячі років те саме твердив французький філософ Огюст Конт (1798–1857): «Ми нічого не можемо дізнатися про зорі, крім того, що вони існують. Навіть їхня температура назавжди залишиться невизначеною...». Тому заняття астрономією — це «марна трата часу, яка не може дати ні корисних, ні цікавих результатів...».

Якраз за наступні сто років, усупереч песимістичним прогнозам Конта, вдалося з'ясувати основні проблеми, що стосуються природи зір і фізики процесів, які відбуваються в їхніх надрах та на поверхні. Балансуючи на грані можливого, астрономи крок за кроком освоюють царину, яка за Сократом мала бути назавжди «таємницею для смертного». Хоча не виключено, що завдяки введенню в дію нових наземних і орбітальних телескопів ці сторінки астрономії ще і ще доведеться переписувати заново. Такою є логіка розвитку науки.

Розділ 14

НОРМАЛЬНІ ЗОРІ

14.1. Відстані до зір

Кожну зорю можна схарактеризувати декількома параметрами. Це її маса M, світність L, радіус R, ефективна температура $T_{еф}$, хімічний склад зоряної речовини. Однак мало що можна сказати про перші три характеристики, якщо невідома відстань до зорі r.

Раніше (див. підрозділ 4.8) введено поняття *річного паралаксу* зорі π — кута, під яким на відстані цієї зорі можна було б побачити радіус земної орбіти a. Там же наведено формулу (4.13), за якою можна обчислити відстань до зорі r, якщо річний паралакс π відомий. Для відстані, яка вимірюється в парсеках:

$$r = 1/\pi. \qquad (14.1)$$

Відстані до далеких зір, як правило, вимірюють в кілопарсеках: 1 кпк = 10^3 пк, відстані до галактик — у мегапарсеках: 1 Мпк = 10^6 пк. Нагадаємо, що 1 пк = 206 265 а. о. = 3,26 св. року = $3{,}0857 \cdot 10^{13}$ км = $3{,}0857 \cdot 10^{18}$ см.

До останнього часу вдавалося вимірювати зміщення достатньо близьких зір на їхньому загальному фоні до величини $\pi = 0{,}005'' \pm 0{,}005''$, тобто з похибкою 0,005". Інакше кажучи, якщо річний паралакс конкретної зорі $\pi = 0{,}01'' \pm 0{,}005''$, то можна стверджувати, що справжня відстань до неї лежить у межах від 67 пк до 200 пк.

Точність вимірювання відстаней вдалося істотно підвищити наприкінці XX століття завдяки функціюванню космічної обсерваторії *Гіппаркос* (*Hipparcos*). Відсутність впливу на якість зображень з боку земної атмосфери дозволила досягнути похибки 0,0005" — 0,0020". Паралакси були виміряні для 120 000 зір.

Таким чином, сьогодні методом *тригонометричних паралаксів* з певністю можна визначати відстані до зір при $r < 1000$ пк. Тим часом у Галактиці

налічується більше 150 млрд. зір, поперечник її диска перевищує 130 000 св. років, тобто близько 40 000 пк. Зіставлення наведених тут чисел показує, наскільки малим є об'єм, досяжний сьогодні для безпосередніх вимірів відстаней астрометричним методом.

Визначення відстаней як у нашій Галактиці, так і за її межами, можливе також за допомогою формули (8.25). Видиму зоряну величину об'єкта m знаходять безпосередньо зі спостережень. Його ж абсолютну величину M визначають з певних узагальнених міркувань: по-перше, за особливостями спектра — зорі-гіганти і зорі-карлики мають добре визначені відмінності у вигляді спектральних ліній (тоді це *метод спектральних паралаксів*); по-друге, за приналежністю зорі до певного класу пульсуючих зір, для яких можна знайти значення абсолютної зоряної величини за періодом P зміни її блиску (остання характеристика з високою точністю визначається зі спостережень); по-третє, якщо так чи інакше обчислено M для типового об'єкта певної групи, то надалі приймають, що у всіх подібних об'єктів однакове значення M (наприклад, у якості індикаторів відстані використовуються Наднові зорі, більшість яких у максимумі блиску мають $M = -19^m$, червоні гіганти, для яких приймається $M = -2^m$, зорі типу *RR Ліри,* для яких $M \approx +0{,}5^m$ та інші об'єкти); по-четверте, за відносним зміщенням зорі на небі протягом року, обумовленого рухом Сонячної системи у Галактиці. Величина такого зміщення в середньому тим більша, чим ближче до спостерігача перебуває спостережуваний об'єкт.

Для більшості з цих методів роль калібрувального відіграв метод тригонометричних паралаксів.

Розглянемо визначення абсолютної зоряної величини із залежності *період-світність* для цефеїд, існування якої було встановлено у 1908 році завдяки роботам американського астронома Генрієтти Лівітт (1868–1921). Якісно ця залежність показує, що чим більшим є період зміни блиску (тобто період пульсацій P) зорі, тим більшою є її середнє за період пульсації значення світності (а, отже, абсолютна зоряна величина M є меншою). Але для практичного використання залежності потрібно знати абсолютне значення M хоча б одної найближчої до Сонця цефеїди, щоб встановити так званий «нуль-пункт» і отримати кількісні характеристики співвідношення $M = M(P)$. Оскільки ж жодної цефеїди в безпосередній околиці Сонця немає (найближча до Сонця цефеїда — Полярна зоря розташована на відстані близько 100 пк, але вона має аномальні риси пульсаційної активності), то відстань до деяких з цих зір для калібрування залежності визначали тільки непрямими методами.

За результатами нещодавнього визначення тригонометричних паралаксів багатьох зір з борту космічної станції *Гіппаркос*, точність яких на порядок вища ніж та, яка може бути досягнута при спостереженнях із земної поверхні, з'явилася реальна можливість встановити досить надійні значення відстаней для деяких цефеїд і, таким чином, прокалібрувати залежність

період — світність (або період — абсолютна величина). Така прокалібрована залежність для галактичних цефеїд наведена на рис. 14.1.

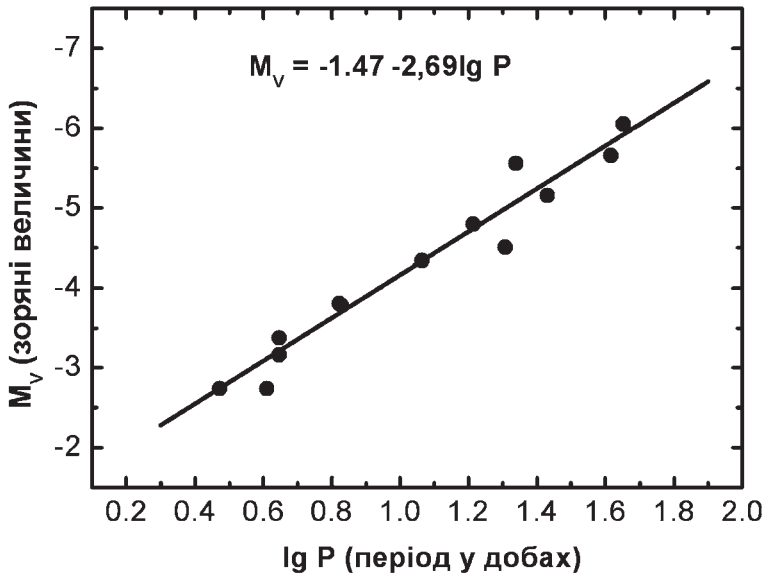


Рис. 14.1. Залежність період — абсолютна величина для цефеїд

14.2. Маси, світності, радіуси і температури зір

Маса — найважливіша характеристика кожної зорі, від якої залежать усі інші її параметри: світність L, радіус R, ефективна температура $T_{\text{еф}}$, а також особливості їхніх змін з часом і, взагалі, тривалість життя зорі. Однак, для деяких зір світність практично нічого не говорить про їхню масу. Так, зоря-гігант зовсім не обов'язково повинна бути масивнішою за нормальну зорю-карлика.

Визначення зоряних мас є складною задачею. У більшості вивчених зір маси знаходяться в межах від $0{,}1M_\odot$ до $10M_\odot$. Більш масивні зорі, скажімо, з масами від $10M_\odot$ до $50M_\odot$, або ще масивніші, зустрічаються вкрай рідко. Припускається, що повинні існувати зорі з масою більш ніж $100M_\odot$. Зорі з масами, меншими $0{,}1M_\odot$ безумовно існують, але виявити і дослідити їх важко, оскільки внаслідок низької поверхневої температури і малого радіуса вони мають дуже малу світність.

Досить надійно обчислити масу зорі можна лише у випадку, якщо ця зоря є компонентом подвійної системи (див. розділ 15). Однак визначення маси стає неможливим, якщо відстань r до системи невідома. Справді, суму мас обох компонентів $M_1 + M_2$ знаходять з узагальненого закону

Кеплера (6.9). Орбітальний період T визначають безпосередньо зі спостережень. Значення ж великої півосі обчислюють за відомою також зі спостережень кутовою відстанню між компонентами і лінійною відстанню до системи.

Основні співвідношення, за якими визначають світність зорі L та її абсолютну величину M, наведено вище (див. підрозділ 8.5). З дотеперішніх оцінок світностей багатьох тисяч зір зроблено висновок, що зорі дуже істотно відрізняються між собою за потужністю власного випромінювання. В одних зір світності у сотні, тисячі і навіть мільйони разів більші, у найслабкіших — у сотні тисяч разів менші від світності Сонця $L_\odot$. Найбільшу світність у Галактиці має зоря HD93129A, що знаходиться в комплексі η Кіля: її болометрична абсолютна зоряна величина $M_{\text{bol}} = -11{,}5^m$ і, отже, її світність становить майже $L = 3{,}2 \cdot 10^6\, L_\odot$.

Світність найближчої до Сонця зорі Проксіма Кентавра $L = 0{,}000055 L_\odot$. Загалом з 35 найближчих зір (на відстанях до 4 пк) лише три мають світність більшу, ніж Сонце, ще шість — більшу від $0{,}1 L_\odot$ (але $\le 1 L_\odot$), десять — більшу від $0{,}01 L_\odot$ (але $< 0{,}1 L_\odot$), у шістнадцяти вона менша від $0{,}01 L_\odot$. Таким чином, у Галактиці зір з малими і дуже малими світностями в багато разів більше, ніж зір з потужним випромінюванням, світності яких набагато перевищують сонячну.

Розподіл зір за світностями (або абсолютними зоряними величинами) описує *функція світності* φ (M_{V}). Вона вказує відносну кількість зір у 10^4 пк^3, що мають абсолютну зоряну величину в інтервалі від M_{V} до $M_{\text{V}} + dM_{\text{V}}$ (рис. 14.2).

Серед зоряного населення є зорі гіганти і надгіганти, радіуси яких у сотні, тисячі і навіть десятки тисяч разів більші від радіуса Сонця $R_\odot$. І навпаки, існують зорі, в яких радіуси у десятки і сотні разів менші від $R_\odot$. Якщо ж говорити про білі карлики або нейтронні зорі (див. підрозділ 14.4), то їхні поперечники дорівнюють усього близько 5000–10 000 км для перших, і 10–20 км для останніх.

Безпосередньо розміри зір можна визначити у тих випадках, якщо виміряно їхні видимі кутові діаметри. Досягають це за допомогою *оптичних інтерферометрів*. Тут йдеться про справді дуже малі кути. Наприклад, видимий кутовий діаметр зорі о Кита становить усього 0,056", а зорі ε Оріона — 0,00074". Кількість зір, для яких на сьогоднішній день визначені видимі кутові діаметри, є невеликим. За нечисленними винятками в основному радіуси зір знаходять непрямими методами, якщо відома болометрична світність зорі L_{bol} та її ефективна температура $T_{\text{еф}}$. Справді, згідно з формулою (8.9) з одиниці поверхні зоря випромінює енергію $F = \sigma T_{\text{еф}}^{\,4}$. Світність зорі дорівнює цьому значенню, помноженому на повну площу її поверхні $4\pi R^2$, так що $L_{\text{bol}} = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{еф}}^4$. Звідси

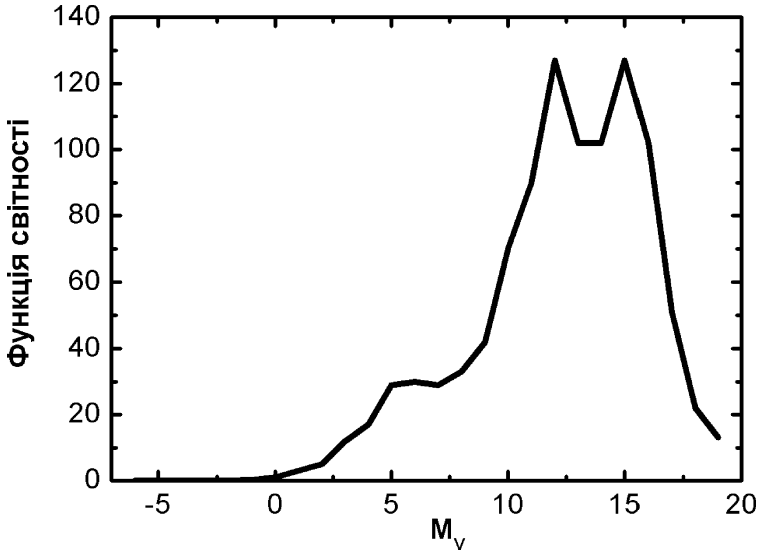


Рис. 14.2. Функція світності зір в околиці Сонця

$$R = \sqrt{\frac{L_{bol}}{4\pi\sigma T_{\text{еф}}^4}}. \tag{14.2}$$

Зауважимо, що світність будь-якої зорі зручно порівнювати зі світністю Сонця, для якого температура $T_{\text{еф},\odot}$ та радіус $R_\odot$ добре відомі:

$$\frac{L}{L_\odot} = \left(\frac{R}{R_\odot}\right)^2 \left(\frac{T_{\text{еф}}}{T_\odot}\right)^4. \tag{14.3}$$

Порівняно легко визначити температуру зорі (кажучи про температуру зорі, завжди мають на увазі її ефективну температуру $T_{\text{еф}}$**),** хоч і тут цей параметр знаходять в основному опосередковано. Для цього (див. підрозділ 8.2) використовують закони випромінювання, встановлені для ідеалізованого чорного тіла. Температуру $T_{\text{еф}}$ обчислюють за формулою (8.9).

Температура більшості спостережуваних зір є в межах від 2500 K до 35 000 K, хоча відомі об'єкти, для яких вона має значення менше або більше від наведених тут.

14.3. Спектри зір. Спектральна класифікація

З 1885 р. розпочато систематичні фотографічні дослідження спектрів зір неба, підсумком чого є великий каталог Генрі Дрепера (1837–1882) — скорочена назва «HD», опублікований у дев'яти томах у 1918–1924 рр., в якому подано класифікацію спектрів 225 330 зір, а також їх координати та зоряні величини. Є також доповнення до основного каталогу «HD», яке містить у собі інформацію про 134 000 зір.

Як виявилося, серед сотень тисяч зір важко знайти хоча б дві, спектри яких були б ідентичними. І все ж, якщо знехтувати дрібнішими відмінностями, ці спектри можна поділити на декілька спектральних класів. Загальновживаною є *Гарвардська класифікація* (створена у Гарвардському університеті, США), спектральні класи в якій позначено літерами в такому порядку:

O — B — A — F — G — K — M

Для більш точної спектральної класифікації зір вживають числові індекси. Кожен спектральний клас поділяється на 10 підкласів (від 0 до 9: наприклад, *A*0, *A*1, *A*2, *A*3,..., *A*9, *F*0,...), що дозволяє точніше встановити відповідність між температурою зорі та її спектральним класом. Так, зоря з температурою поверхневого шару близько 30 000 K матиме спектральний клас *B*0, а зорі з $T_{\text{еф}}$ = 13 000 K відповідає спектральний клас *B*7.

Підкласи починаються з *O*5. Згодом у спектральних класах довелося ввести дрібніші підрозділи, наприклад: *O*5,5; *O*9,5; *B*3,5; *A*7,5 тощо. Умовно прийнято кожний наступний клас іменувати пізнішим від попереднього. Загалом же класи *O*, *B*, *A* і *F* називаються ранніми, класи *G*, *K*, *M* — пізніми.

Для запам'ятовування послідовності спектральних класів придумано декілька жартівливих фраз, як ось англійською мовою: ***Oh, Be A Fine Girl Kiss Me***.

Останнім часом для зір, холодніших від зір спектрального класу *M*, використовують позначення *L* (температура поверхні є у межах від 1300 K до 2200 K), *T* (температура близька до 1000 K), *Y* (температура поверхні нижча за 600 K).

Основним критерієм спектральної класифікації є інтенсивність атомних спектральних ліній і молекулярних смуг (рис. 14.3). Наприклад, у спектрах зір класу *O* (тут і далі будемо говорити тільки про видиму частину спектра: довжина хвилі від 3900 Å до 7600 Å) присутні лінії іонізованого гелію He II, двократно іонізованих атомів вуглецю, азоту, кисню (CIII, NIII, OIII), трикратно іонізованого кремнію (SiIV). Ефективна температура перевищує 30 000 K. Велика інтенсивність випромінювання цих зір у короткохвильовій частині спектра обумовлює їх голубуватий колір. До цього класу належать, наприклад, ζ Корми (Наос), δ Оріона (Мінтака).

У спектрах зір класу *B* (*голубувато-білі*) інтенсивні лінії нейтрального гелію, а також азоту, вуглецю, кисню і кремнію, але в нижчих стадіях іонізаціях (CII, NII, OII, SiIII). Добре помітні лінії водню спектральної серії

Бальмера, інтенсивність яких посилюється при переході від підкласу *B*1 до *B*9. Ефективна температура є у інтервалі від 10 000 K до 30 000 K. Типові представники цього класу — α Діви (Спіка), β Оріона (Рігель).

Клас *A* — *білі зорі*. У їхніх спектрах лінії водню серії Бальмера досягають найбільшої інтенсивності, тоді як лінії гелію значно послаблюються. Добре видно лінії іонізованого магнію, кремнію, кальцію, та слабкі лінії атомів і іонів інших металів. Значення ефективної температури в інтервалі 7300 K — 10 000 K. Типові зорі цього класу — α Великого Пса (Сіріус) і α Ліри (Вега).

Клас *F* — *жовтувато-білі* зорі. Ліній водню серії Бальмера дещо слабкіші за ті, які спостерігаються в спектрах зір класу *A*. У спектрі є також численні лінії кальцію, титану, нікелю, заліза, барію та багатьох інших елементів. Ефективна температура у межах 5600 K — 7700 K. Типові представники — α Малого Пса (Проціон), α Кіля (Канопус).

Клас *G* — *жовті зорі*, серед них й Сонце, яке належить до підкласу *G*2. Найбільш інтенсивними в їхніх спектрах є вже не водневі лінії, а численні лінії, як правило, нейтральних атомів: титана, заліза, нікелю і т. п. Лінії іонізованого кальцію дуже інтенсивні. Ефективна температура тут 4500 K — 6000 K. Типовим представником (крім Сонця) є зоря α Візничого (Капелла).

Клас *K* — *оранжеві зорі*. У їхніх спектрах багато ліній нейтральних атомів металів. Виділяється так звана смуга «*G*» (λ від 4305 Å до 4315 Å), що утворюється при злитті декількох ліній нейтрального заліза та іонізованого титану. Починаючи з підкласу *K*5, у спектрах з'являються смуги поглинання молекул TiO. Значення ефективної температури є у межах 3700 K — 5300 K. Представники — α Волопаса (Арктур) і α Тельця (Альдебаран).

Клас *M* — *червоні зорі*. Лінії металів послаблюються. У спектрах наявні широкі молекулярні смуги, серед яких особливо виділяються смуги поглинання молекул TiO. Ефективна температура нижча за 3700 K. Типові зорі — α Оріона (Бетельгейзе) та α Скорпіона (Антарес).

Для розширення можливостей класифікації введено додатково ще два спектральних класи. Так, зорі спектрального класу *C* мають такі ж спектри, що й *K* і *M* зорі, однак у них є багато сильних смуг поглинання молекул вуглецю C_2 та ціану CN. Тому ці зорі отримали назву *вуглецевих*. Спектри зір класу *S* характеризуються наявністю смуг оксидів рідких земель, головним чином цирконію ZrO, ітрію YO та лантану LaO. За іншими ознаками спектри цих зір подібні до спектрів зір класів *K* — *M*.

У ряді випадків застосовують спеціальні позначення особливостей спектра зорі. Наприклад, літера *e* свідчить про наявність у спектрі емісійних ліній, *k* — пов'язаних із поглинанням світла зорі газом міжзоряного середовища, *p* — пекулярний (незвичайний) спектр, *m* — інтенсивні лінії металів, *n* — лінії розмиті і широкі, *s* — вузькі і різкі, υ — мають змінну з часом інтенсивність. Спектри зір білих карликів позначають літерою *D* з уточнен-

ням: *DA* — якщо у спектрі є лінії бальмерівської серії водню, а ліній гелію немає, *DB* — видно широкі лінії нейтрального гелію, *DC* — ліній бальмерівської серії не видно, *DO* — широкі лінії іонізованого гелію. Окремо виділяють спектри гарячих зір типу *Вольфа-Райє*: якщо в спектрі переважають лінії азоту, то його позначають *WN*, якщо лінії вуглецю, то — *WC*.

Як бачимо, спектральна послідовність є фактично температурною послідовністю: при переході від ранніх спектральних класів до пізніх температура зменшується. Зіставлення температурних інтервалів, типових для кожного спектрального класу, показує, що для сусідніх класів вони дещо перекриваються. Це свідчить про те, що вигляд спектра зорі крім температури залежить ще від одного параметра — класу її світності. З цим параметром ми познайомимося в наступному підрозділі.

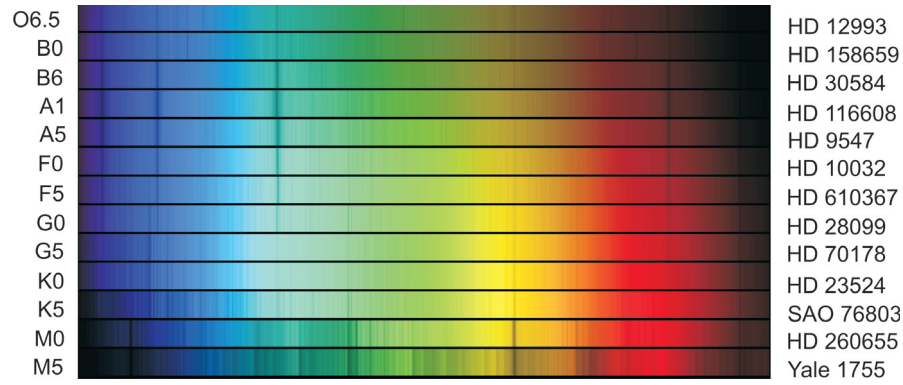


Рис. 14.3. Спектри зір різних спектральних класів; зліва вказаний спектральний клас, справа — номер зорі за каталогом

14.4. Діаграма «спектральний клас — світність». Класи світності

До початку XX ст. було визначено відстані приблизно до 300 зір і тим самим обчислено їхні світності. Стало можливим проведення статистичного аналізу цих результатів, що й здійснили у 1905–1913 рр. Ейнар Герцшпрунг (Данія) і Генрі Рессел (США). Вони зіставили світності зір з їхніми спектральними класами на діаграмі, яку згодом названо *діаграмою Герцшпрунга-Рессела*. На цій діаграмі по осі абсцис відкладені спектральні класи зір (іноді ефективні температури або відповідні їм показники кольору $B - V$), по осі ординат — світності зір L або абсолютні зоряні величини M. Тому таку діаграму ще називають *діаграмою спектральний клас —світність* (а також ще *колір — зоряна величина*, якщо на ній відкладено положення зір для конкретного зоряного скупчення, відстані до яких практично однакові, і тому $m - M = \text{const}$).

Якби між світностями зір та їхніми спектральними класами не було ніякої залежності, то зорі заповнювали б поле діаграми рівномірно. Насправді ж вони утворюють на ній декілька угрупувань — *послідовностей*.

Як приклад розглянемо діаграму спектральний клас — світність, зображену на рис. 14.4. Близько 90% зір зосереджені уздовж вузької смуги, яка перетинає поле діаграми від лівого верхнього кута до правого нижнього. Ця смуга називається *головною послідовністю*. Положення Сонця на ній відмічено хрестиком. Всі зорі, які мають температури і світності, що відповідають положенню на головній послідовності, називаються *нормальними карликами* класу світності V (клас світності вказують після спектрального класу зорі). Наприклад, наше Сонце — зоря класу G2V.

Серед нормальних карликів є як дуже гарячі зорі (наприклад, спектрального класу *O, B*), так і досить холодні (класи *K, M*). Зорі головної послідовності більш гарячі, ніж Сонце, мають радіуси, які перевищують радіус Сонця. Радіуси зір головної послідовності, холодніших за Сонце, менші, ніж сонячний.

Вище головної послідовності розташована *гілка гігантів* (клас світності *III*). Між нею та головною послідовністю знаходяться *зорі-субгіганти* (клас світності *IV*). Дещо більшу, ніж у гігантів, світність мають *яскраві гіганти*

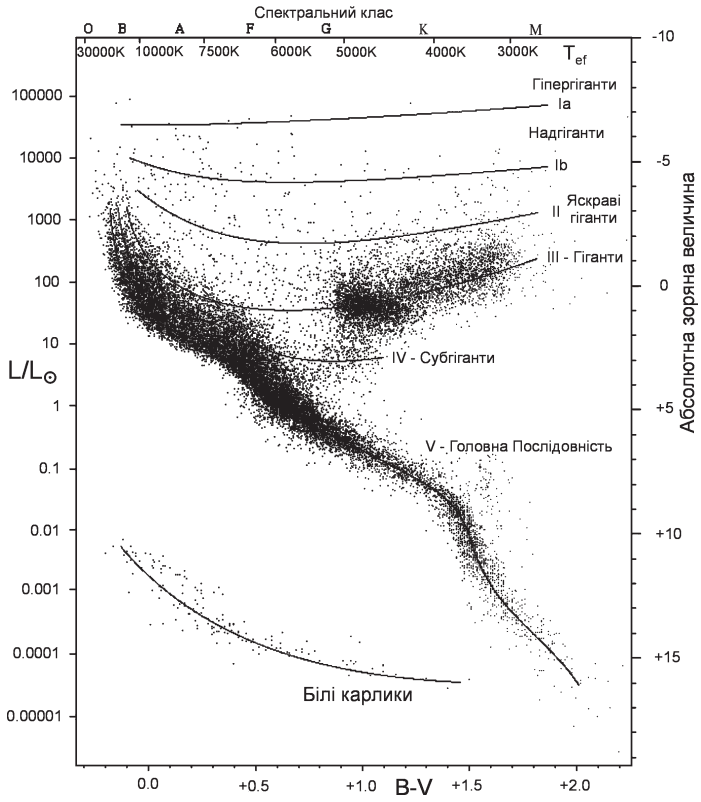


Рис. 14.4. Діаграма спектральний клас — світність

(клас світності *II*). І, нарешті, зорі найбільшої світності — *надгіганти* розташовані у верхній частині діаграми. Надгіганти мають клас світності *I*. Менш яскраві з них позначаються *Ib,* більш яскраві — *Ia,* а надгіганти з найпотужнішим випромінюванням (*гіпергіганти*) — *Ia*-0.

Підрахунок показує, що у тій частині Галактики, де розташоване наше Сонце, на 1000 зір головної послідовності припадає один гігант, а на 1000 гігантів — один надгігант.

Дещо нижче головної послідовності знаходиться послідовність *субкарликів*, а істотно нижче головної послідовності, в зоні низької світності, — *білі карлики*. Слід зауважити, що більшість спостережуваних білих карликів мають температури поверхонь вищі за 9000 К, що обумовлює їхній білий колір (треба зазначити, що безпосередньо після утворення білий карлик є значно гарячішим).

Положення зір різних класів світності на діаграмі спектральний клас — світність схематично зображене на наведеному вище рис. 14.4, а відповідні значення радіусів — на рис. 14.5.

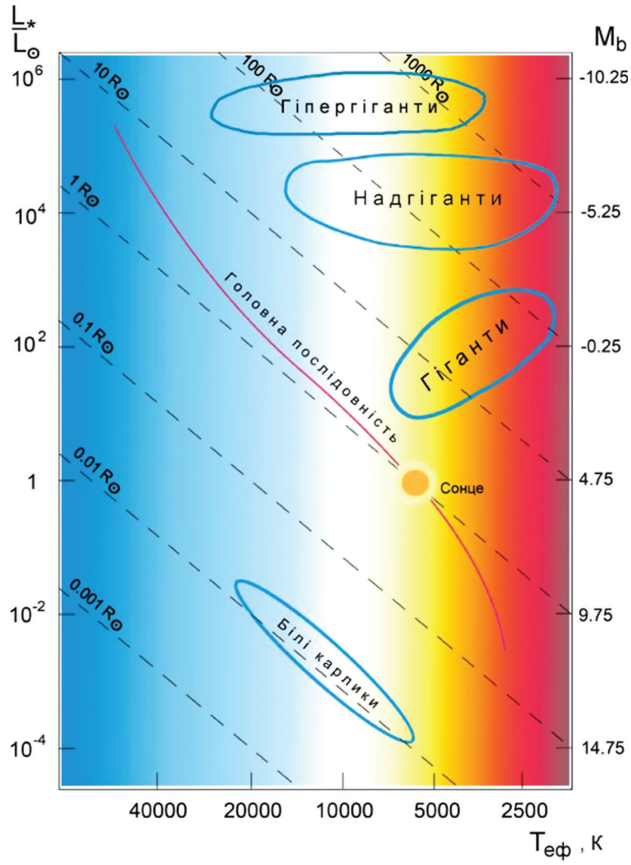


Рис. 14.5. Типові значення радіусів зір різних спектральних класів і класів світності

Для зір головної послідовності існує можливість визначити певні співвідношення між їхніми масою і світністю, радіусом та ефективною температурою. Виражені у відповідних одиницях Сонця, вони мають вигляд:

$$L/L_\odot = \begin{cases} 81(\mathrm{M}/\mathrm{M}_\odot)^{2,14}, & \mathrm{M} \geq 20\mathrm{M}_\odot \\ 1,78(\mathrm{M}/\mathrm{M}_\odot)^{3,5}, & 2\mathrm{M}_\odot \leq \mathrm{M} \leq 20\mathrm{M}_\odot \\ 0,75(\mathrm{M}/\mathrm{M}_\odot)^{4,8}, & \mathrm{M} \leq 2\mathrm{M}_\odot \end{cases} \qquad (14.4)$$

$$R/R_\odot = \begin{cases} (\mathrm{M}/\mathrm{M}_\odot)^{0,8}, & \mathrm{M} \leq 10\mathrm{M}_\odot \\ 2,67(\mathrm{M}/\mathrm{M}_\odot)^{0,36}, & \mathrm{M} > 10\mathrm{M}_\odot \end{cases} \qquad (14.5)$$

$$T_{\text{еф}} \approx 5770\ (\mathrm{M}/\mathrm{M}_\odot)^{0,6}\ \mathrm{K} \qquad (14.6)$$

Для гігантів і надгігантів певної залежності наведених вище параметрів від маси не існує.

Оскільки зорі різних класів світності істотно відрізняються за своїми радіусами (при цьому відмінності у масі не дуже великі), цілком очевидно, що для них слід чекати помітної різниці середньої густини. Середня густина визначається із очевидного співвідношення:

$$\overline{\rho} = \frac{\mathrm{M}}{\frac{4}{3}\pi R^3}. \qquad (14.7)$$

Необхідно зазначити, що середня густина характеризує зорю в цілому, тоді як речовина зорі нерівномірно розподілена в її об'ємі. Густина зростає до центра. На поверхні зорі густина може бути мізерною, але досягає великих значень поблизу центра. Як правило, найсильніший перепад густини при переході від поверхні до центра є в зір-надгігантів.

Густина речовини в атмосфері зорі впливає не лише на інтенсивність багатьох ліній поглинання у її спектрі, а й на їхню ширину. Наприклад, ширина спектральних ліній у зір з великою густиною атмосфери більша, ніж у зір з розрідженою атмосферою. Це пов'язано з тим, що при високій густині середня відстань між зарядженими частинками і атомами, які є в плазмі зоряної атмосфери, менша, що призводить до ефективнішого зміщення енергетичних рівнів атомів та іонів, а отже до більшого розширення спектральних ліній, що завдяки ефекту Штарка (див. підрозділ 8.7), особливо помітне в зір-карликів.

Саме тому зоря-надгігант і зоря-карлик одного спектрального підкласу мають дещо відмінні ефективні температури. Наприклад, зоря головної по-

слідовності підкласу $B0$ має ефективну температуру 30 000 К, а для надгіганта того ж підкласу $T_{еф}$ = 26 500 К.

Параметри декількох зір, що належать до різних класів світності, подано у табл. 14.1.

Таблиця 14.1

Параметри деяких зір різних класів світності і різних спектральних класів

Назва зорі	Спектральний клас	Ефективна температура $T_{еф}$, К	Світність $L/L_{\odot}$	Маса $M/M_{\odot}$	Радіус $R/R_{\odot}$	Середня густина $\bar{\rho}$, г/см^3
Головна послідовність						
η Візничого	*B*3	18 700	2 500	7,6	4,8	0,09
Вега	*A*0	9 600	40	2,1	2,5	0,19
Проціон	*F*5	6 600	7,5	1,5	2,1	0,23
α Кентавра	*G*2	5 730	1,5	1,1	1,23	0,83
70 Змієносця	*K*0	5 300	0,43	0,92	0,89	1,84
зоря Барнарда	*M*4	3 100	0,003	0,15	0,2	26,5
Гіганти						
Капелла	*G*8	4 940	79	2,7	12	$2\cdot10^{-3}$
Арктур	*K*2	4 300	210	3,4	26	$3\cdot10^{-4}$
Надгіганти						
Рігель	*B*8	11 200	$9\cdot10^4$	17	78	$5\cdot10^{-5}$
Антарес	*M*1	3 500	$8\cdot10^4$	16	780	$5\cdot10^{-8}$
Білі карлики						
Сіріус В	*DA*2	25 200	0,027	1,0	0,0084	$2\cdot10^6$

14.5. Ефекти обертання, турбулентності, магнітного поля і атмосферної стратифікації елементів у спектрах зір

Відмінності у спектрах двох зір одного спектрального класу (тобто з близькими значеннями ефективної температури) можуть бути обумовлені не лише неоднаковістю густини в їхніх атмосферах. Свою роль тут відіграють і такі ефекти, як обертання зорі навколо своєї осі, наявність в атмосфері зорі потужних турбулентних рухів, сильних магнітних полів, втрати маси

у вигляді зоряного вітру, наявність газопилової оболонки або диска навколо зорі, а також ефекти стратифікації (тобто специфічного розподілу) хімічних елементів у зоряній атмосфері.

Швидкості обертання зір. Для земного спостерігача різні місця диска зорі, яка обертається, мають різну швидкість у напрямі променя зору. Згідно з формулою Доплера (8.33) за рахунок наближення одної половини видимої поверхні зорі і віддалення іншої спектральні лінії розширюються. Цей ефект істотно залежить від орієнтації осі обертання зорі відносно напрямку на спостерігача (кут i). Тому, аналізуючи спектральну інформацію для окремої зорі, можна одержати значення швидкості обертання тільки з точністю до множника (як правило, невідомого). Певні висновки щодо типової швидкості осьового обертання зір конкретного спектрального класу і класу світності роблять після уважного вивчення спектрів багатьох десятків представників цього класу. Це дає змогу статистично оцінити імовірну швидкість обертання на екваторі зорі.

Орієнтація осі обертання зорі в просторі відносно напрямку на спостерігача є довільною, відповідно до чого й ефект Доплера відіграє то більшу, то меншу роль. Чим більша з точки зору спостерігача швидкість обертання зорі, тим ширшими і мілкішими будуть лінії в її спектрі. У випадку, якщо зоря обертається дуже швидко, лінія взагалі може стати непомітною на фоні неперервного спектра. Як приклад, на рис. 14.6 показані результати комп'ютерного моделювання профілю окремої спектральної лінії, яка належить іонізованому магнію, для зорі головної послідовності з ефективною темпе-

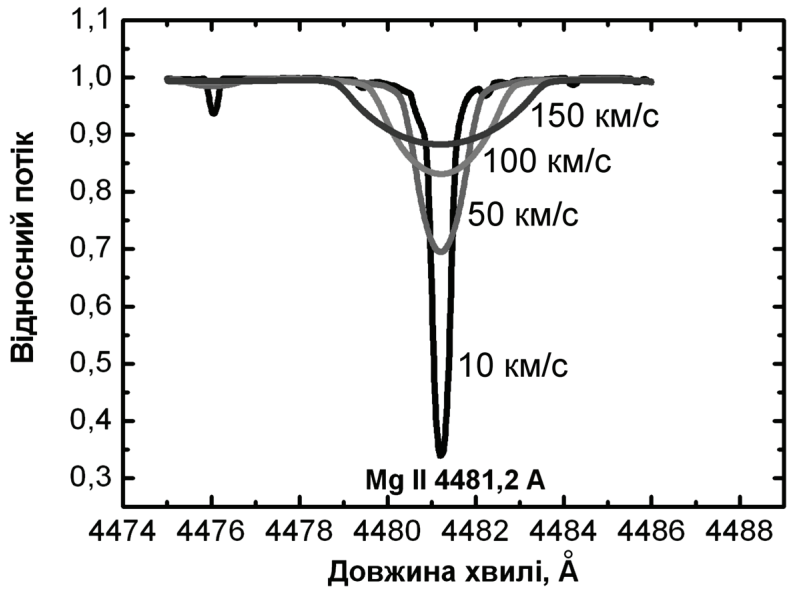


Рис. 14.6. Зміна форми профілю спектральної лінії залежно від значення екваторіальної швидкості обертання зорі

ратурою 10 000 К. Добре видно, що збільшення такого параметра, як швидкість обертання зорі, істотно змінює форму лінії, але при цьому площа, обмежена профілем (що дорівнює еквівалентній ширині лінії) залишається незмінною у всіх випадках.

Аналіз профілів спектральних ліній показує, що зорі різних спектральних класів обертаються навколо осі зі швидкостями, які на екваторі досягають від декількох кілометрів на секунду до $V_e = 400$ км/с і навіть більше.

Зорі головної послідовності спектральних класів *O* і *A* мають екваторіальні швидкості обертання 130–200 км/с, а ще більші значення спостерігаються у зір спектрального класу *B*. Для зір спектрального класу *F* вони менші від 100 км/с, а для зір в інтервалі *G* — *M* не перевищують 10 км/с.

Швидке обертання змінює форму зорі, призводить до збільшення її екваторіального радіуса порівняно з полярним, а в деяких зір — навіть до значного витікання речовини з поверхні та утворення навколо них протяжних дископодібних газових оболонок (якщо екваторіальна швидкість обертання внаслідок деяких причин перевищує критичне значення швидкості).

Гіганти ранніх спектральних класів обертаються зі швидкістю 100–130 км/с, а для пізніших зір цього класу світності типові значення $V_e \approx 30$–90 км/с, для яскравих надгігантів $V_e \approx 20$–30 км/с.

Атмосферна турбулентність. В атмосферах зір-гігантів і особливо надгігантів відбуваються *хаотичні* (*турбулентні*) рухи великих газових мас. Вони також проявляють себе доплерівським розширенням спектральних ліній. Спостереження показують, що швидкості руху речовини в розріджених атмосферах зір-надгігантів досягають десятків кілометрів за секунду, а у деяких випадках можуть навіть перевищувати швидкість звуку. Завдяки атмосферній турбулентності надгігант втрачає частину своєї маси у формі зоряного вітру.

Магнітне поле і плями на поверхні зір. Аналіз зоряних спектрів дає змогу надійно виявити магнітні поля зір з напруженістю $H > 200$ Е (див. підрозділ 8.7). У більшості випадків це поле змінне з часом, а іноді змінює свою полярність. Природа цього явища до кінця не з'ясована. У магнітних зір головної послідовності напруженість поля на поверхні може становити декілька тисяч Е, у білих карликів — 10^8 Е, а в нейтронних зір навіть 10^{14} Е. З магнітним полем пов'язаний феномен зоряної активності, а в деяких випадках виникнення плям на поверхні зір, тобто ділянок, де температура суттєво відрізняється від температури навколишнього газу. Плями можуть мати температуру нижчу від температури решти поверхні зорі (як у випадку Сонця), або навпаки, вони можуть бути більш гарячими.

Заплямованість поверхні є причиною змінності блиску зір типу α^2 *Гончих Псів*, *SX Овна*, *BY Дракона*, *UV Кита* (в цих останніх — це коливання блиску з малою амплітудою між спалахами). Якщо для Сонця площа поверхні, за-

йнята плямами, навіть у моменти його максимальної активності не перевищує 0,1% загальної площі поверхні, то на деяких зорях плями можуть займати до 50% поверхні. Такі плями добре виявляють себе коливаннями блиску зорі внаслідок її осьового обертання. Справді, у цьому випадку відносна площа заплямованої поверхні для спостерігача буде ритмічно змінюватися з часом, а, отже, буде змінюватися і кількість реєстрованої енергії від зорі.

Плями можуть існувати також на поверхнях зір-надгігантів. Один з прикладів — зоря Бетельгейзе, на видимій поверхні якої за допомогою космічної обсерваторії *Хаббл* була зафіксована гаряча пляма великих розмірів (див. рис. 14.7).

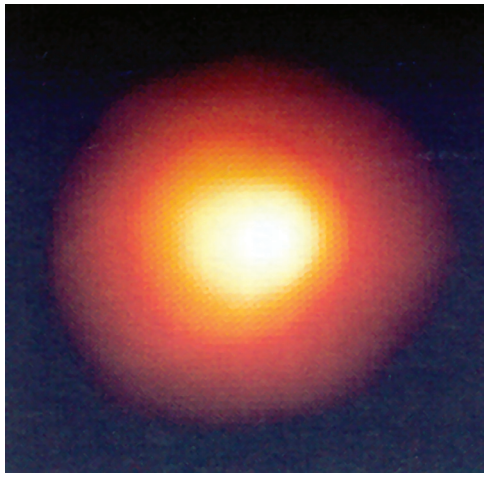


Рис. 14.7. Гаряча пляма на поверхні надгіганта Бетельгейзе

Хімічний склад зоряних атмосфер. Усі наші знання про хімічний склад Сонця і зір грунтуються на аналізі їх спектрів. Зорі за своїм хімічним складом поділяються на нормальні та хімічно пекулярні (тобто такі, що мають аномалії вмісту деяких хімічних елементів). Серед хімічних елементів, які входять до складу різних космічних об'єктів, у переважній більшості найбільш розповсюдженим є водень. Більшість зір в основному складається з водню. Тому зручно порівнювати вміст будь-якого хімічного елемента в зорі із вмістом водню. Наприклад, якщо в одному кубічному сантиметрі зоряної речовини міститься $N(H)$ атомів водню, тоді вмістом елемента будемо називати відношення числа атомів цього елемента $N(E)$ у тому самому об'ємі до числа атомів водню, тобто $N(E)/N(H)$. Часто використовують десятковий логарифм цього відношення.

Спектри зір, з аналізу яких ми отримуємо інформацію про вміст хімічних елементів, утворені випромінюванням, що надходить до нас лише з самих поверхневих шарів їхніх атмосфер. Тому визначений за спектром хімічний склад, строго кажучи, стосується тільки цих поверхневих шарів.

Глибоко у надрах зорі, де відбуваються реакції перетворення хімічних елементів, хімічний склад може суттєво змінюватися з часом протягом існування зорі, і на певних етапах її еволюції він може сильно відрізнятися від хімічного складу її поверхні. А проте, є підстави вважати, що для багатьох хімічних елементів їхні вмісти на поверхні та в надрах зорі відрізняються не дуже, або зовсім не відрізняються.

Краще за все вивчений хімічний склад поверхневих шарів Сонця (див. таблицю 14.2).

Таблиця 14.2.

Вміст *N(E)/N(H)* деяких хімічних елементів в атмосфері Сонця

2	He	$1{,}10\cdot10^{-1}$	25	Mn	$2{,}45\cdot10^{-7}$	57	La	$1{,}66\cdot10^{-11}$
3	Li	$1{,}44\cdot10^{-11}$	26	Fe	$3{,}16\cdot10^{-5}$	58	Ce	$3{,}55\cdot10^{-11}$
4	Be	$1{,}41\cdot10^{-11}$	27	Co	$8{,}32\cdot10^{-8}$	59	Pr	$5{,}13\cdot10^{-12}$
5	B	$3{,}98\cdot10^{-10}$	28	Ni	$1{,}78\cdot10^{-6}$	60	Nd	$3{,}16\cdot10^{-11}$
6	C	$3{,}55\cdot10^{-4}$	29	Cu	$1{,}62\cdot10^{-8}$	62	Sm	$1{,}02\cdot10^{-11}$
7	N	$9{,}33\cdot10^{-5}$	30	Zn	$3{,}98\cdot10^{-8}$	63	Eu	$3{,}24\cdot10^{-12}$
8	O	$7{,}41\cdot10^{-4}$	31	Ga	$7{,}59\cdot10^{-10}$	64	Gd	$1{,}32\cdot10^{-11}$
9	F	$3{,}63\cdot10^{-8}$	32	Ge	$2{,}57\cdot10^{-9}$	65	Tb	$7{,}94\cdot10^{-13}$
10	Ne	$1{,}20\cdot10^{-4}$	37	Rb	$3{,}98\cdot10^{-10}$	66	Dy	$1{,}38\cdot10^{-11}$
11	Na	$2{,}14\cdot10^{-6}$	38	Sr	$7{,}94\cdot10^{-10}$	67	Ho	$1{,}82\cdot10^{-12}$
12	Mg	$3{,}80\cdot10^{-5}$	39	Y	$1{,}74\cdot10^{-10}$	68	Er	$8{,}51\cdot10^{-12}$
13	Al	$2{,}95\cdot10^{-6}$	40	Zr	$3{,}98\cdot10^{-10}$	69	Tm	$1{,}00\cdot10^{-12}$
14	Si	$3{,}55\cdot10^{-5}$	41	Nb	$2{,}63\cdot10^{-11}$	70	Yb	$1{,}20\cdot10^{-11}$
15	P	$2{,}82\cdot10^{-7}$	42	Mo	$8{,}31\cdot10^{-11}$	71	Lu	$5{,}75\cdot10^{-12}$
16	S	$1{,}62\cdot10^{-5}$	44	Ru	$6{,}92\cdot10^{-11}$	72	Hf	$7{,}59\cdot10^{-12}$
17	Cl	$3{,}16\cdot10^{-7}$	45	Rh	$1{,}32\cdot10^{-11}$	74	W	$1{,}29\cdot10^{-11}$
18	Ar	$3{,}31\cdot10^{-6}$	46	Pd	$4{,}90\cdot10^{-11}$	76	Os	$2{,}82\cdot10^{-11}$
19	K	$1{,}32\cdot10^{-7}$	47	Ag	$8{,}71\cdot10^{-12}$	77	Ir	$2{,}24\cdot10^{-11}$
20	Ca	$2{,}29\cdot10^{-6}$	48	Cd	$5{,}89\cdot10^{-11}$	78	Pt	$6{,}31\cdot10^{-11}$
21	Sc	$1{,}48\cdot10^{-9}$	49	In	$4{,}57\cdot10^{-11}$	79	Au	$1{,}02\cdot10^{-11}$
22	Ti	$1{,}05\cdot10^{-7}$	50	Sn	$1{,}00\cdot10^{-10}$	81	Tl	$7{,}94\cdot10^{-12}$
23	V	$1{,}00\cdot10^{-8}$	51	Sb	$1{,}00\cdot10^{-11}$	82	Pb	$8{,}91\cdot10^{-11}$
24	Cr	$4{,}68\cdot10^{-7}$	56	Ba	$1{,}35\cdot10^{-10}$	92	U	$3{,}38\cdot10^{-13}$

Як видно з таблиці 14.2, другим за розповсюдженістю після водню є гелій: кількість його атомів у поверхневих шарах Сонця складає 11% від чи-

сла атомів водню. Така ж ситуація і для більшості інших зір та міжзоряного середовища. Слід зазначити, що гелій, як хімічний елемент, був відкритий при ретельному дослідженні сонячного спектра, а вже згодом його було виявлено на Землі.

Наступне за розповсюдженістю місце після гелію посідають кисень, вуглець та азот. Досить розповсюдженими є неон, магній, кремній, сірка, залізо. Таких легких елементів, як літій, берилій та бор на Сонці мало. Мало тут і елементів, важчих за залізо і нікель.

Досі взагалі невідомо, скільки є в атмосфері Сонця брому, криптону, йоду, ксенону, цезію, вісмуту та деяких інших елементів.

Хімічний склад атмосфери Сонця приймають за стандарт хімічного складу при дослідженні атомосфер інших зір. Якщо зоря за вмістом окремих хімічних елементів сильно відхиляється від стандартних значень, то вона вважається хімічно пекулярною.

Строго кажучи, не існує зір з однаковим хімічним складом. Це зрозуміло. Оскільки речовина, з якої утворюються зорі, дуже неоднорідна за своїм хімічним складом у космосі, то зорі теж відрізнятимуться за вмістом окремих хімічних елементів. Наприклад, зорі з периферійної частини Галактики, де рівень збагачення міжзоряного середовища хімічними елементами значно нижчий, ніж у центральній частині, мають вміст заліза та інших елементів у декілька разів менший, ніж Сонце. Це також стосується тих зір, які сформувалися значно раніше від Сонця, коли міжзоряне середовище Галактики ще не було збагачене хімічними елементами, важчими за гелій. Тут різниця може сягати 10–100 000 разів. Проте зустрічаються зорі, в котрих вміст заліза та інших елементів є в кілька разів більший, ніж у Сонця. Як правило, вони групуються у напрямі галактичного центра.

Є й інші причини, які призводять до відмінності у хімічному складі зір. Наприклад, як уже згадувалося, в надрах зір можуть синтезуватися важчі хімічні елементи, і, за відповідних умов, збагачена ними речовина може потрапляти до зовнішніх шарів зорі, змінюючи таким чином, первісний хімічний склад її атмосфери. Цей тип аномалій часто зустрічається в гігантів і надгігантів спектральних класів $F - K$, в атмосферах яких спостерігається дефіцит вуглецю і надлишок азоту, натрію, а також гелію. Тут внаслідок широко розвинутої *конвекції* із зоряних надр в атмосферу попадає речовина, «перероблена» у *CNO* і *NeNa* циклах ядерного синтезу гелію, в яких з ядер вуглецю формуються ядра азоту, а з ядер неону — ядра натрію (див. наступний підрозділ). Крім цього, термоядерний синтез гелію веде до поступового збагачення зоряної речовини цим елементом, і після конвективного перемішування вміст гелію в атмосфері зростає. Лінії поглинання гелію в видимій частині спектра можна спостерігати лише в зір ранніх спектральних класів, і справді, аналіз хімічного складу $O - B$ надгігантів свідчить про істотно

підвищений атмосферний вміст цього елемента. Якщо ж у надрах зорі йде синтез вуглецю з гелію, то збагачення атмосфери зорі надлишковим вуглецем приведе до появи феномену вуглецевої зорі.

У зовнішніх оболонках деяких зір відбуваються процеси, які призводять до значного накопичення одних хімічних елементів у поверхневих шарах та до втрати інших. Значну роль тут може відігравати потужне магнітне поле, або висока стабільність зоряної атмосфери, пов'язана з відсутністю помітних конвективних рухів. За таких умов у атмосфері проходить процес сепарації хімічних елементів. Навіть якщо зоря сформувалася з газу, що мав нормальний хімічний склад, вона згодом може виявити значні відхилення у вмісті деяких елементів від стандартних значень. Наприклад, існують хімічно пекулярні зорі, в яких у поверхневих шарах вміст таких важких елементів, як хром, марганець, стронцій, срібло, барій, європій, вольфрам, золото, ртуть та багато інших, може у десятки і сотні разів перевищувати стандартні значення. Такі аномалії, як правило, зустрічаються серед зір спектральних класів *B*8 — *A*9, розташованих поблизу головної послідовності. Для них використовують позначення *Bp*, *Ap*, *Am*. Інколи такі зорі мають аномально низький вміст гелію і вуглецю. Зорі типу λ *Волопаса*, навпаки, мають нормальний вміст вуглецю в атмосфері, але значний дефіцит таких елементів, як титан, хром, залізо, нікель. Основна причина такої аномалії полягає в особливій ролі, яку відіграють навколозоряні газові оболонки цих зір. Вважається, що в оболонці з тугоплавких елементів (Ti, Cr, Fe, Ni та ін.) формуються пилинки, які потім вимітаються за її межі внаслідок тиску випромінювання зорі. Сама ж оболонка згодом акреціюється центральною зорею, атмосфера якої, таким чином, набуває хімічних аномалій.

Дослідження хімічного складу зір має дуже важливе значення для правильного розуміння того, як відбувається процес зореутворення, як формується структура зір і які процеси в них протікають.

14.6. Фізичні умови у надрах зір. Моделі зір

Фізичні умови в надрах зір та їхню внутрішню будову в цілому вивчає розділ астрофізики, що називається *теорією внутрішньої будови зір*. Вона визначає природу джерел енергії зорі, механізми перенесення цієї енергії до поверхні і на цій основі будує *модель* зорі, тобто дає картину розподілу тиску, густини, світності, температури і хімічного складу від центра зорі до її поверхні. Основою тут є уявлення про гідродинамічну і теплову рівновагу на кожній відстані *r* від центра зоряної конфігурації.

Рівняння гідростатичної рівноваги вже було записано у формі (11.4). На його основі проведено оцінку температури в центрі зорі (формула (11.9)).

З'ясовано, що зоря перебуває у стані рівноваги упродовж тривалого часу тому, що вага її верхніх шарів — у кожній точці з радіусом-вектором r — компенсується спрямованою назовні силою, що обумовлена градієнтом тиску, значення якого зростає з глибиною. Усі ж конкретні обчислення проводять за такою схемою.

У рівнянні (11.4) справа $m(r)$ — маса тієї частини зорі, яка є всередині сфери радіуса r. Масу ж dm тонкого сферичного шару товщиною dr визначають як:

$$dm(r) = 4\pi r^2 \rho(r)\, dr, \tag{14.8}$$

де $4\pi r^2$ — площа поверхні згаданого шару; dr — його товщина; $4\pi r^2 dr$ — об'єм; ρ — густина речовини в цьому шарі. Отже, приріст маси на одиничний інтервал відстані від центра:

$$\frac{dm(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r). \tag{14.9}$$

У свою чергу маса, що знаходиться всередині сфери радіуса r:

$$m(r) = 4\pi \int_0^r r^2 \rho(r) dr. \tag{14.10}$$

Можна, звичайно, підставити $m(r)$ зі співвідношення (14.8) у рівняння гідростатичної рівноваги (11.4) і отримати інтегро-диференціальне рівняння. Його, однак, розв'язати неможливо, оскільки під інтегралом є густина, залежність якої від r потребує з'ясування. Є інший шлях об'єднати рівняння (11.4) і (14.8): перше з них домножити на $r^2/\rho(r)$ і диференціювати по r, після чого в його праву частину підставити співвідношення (14.8). Так отримуємо рівняння:

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(\frac{r^2}{\rho(r)}\frac{dp(r)}{dr}\right) = -4\pi G\rho(r). \tag{14.11}$$

Для його розв'язування треба задати зв'язок між тиском p і густиною ρ. Рівняння стану (8.35) тут не підходить, оскільки воно привносить інший параметр — температуру T, розподіл якої уздовж радіуса зорі також невідомий. На початку XX ст., коли якраз розробляли основні уявлення про структуру зоряних надр, вважали, що енергія від центра зорі до її поверхні переноситься *конвекцією*. У цьому випадку тиск p і густина ρ пов'язані між собою законом адіабатичних змін $p = K\rho^\gamma$ (γ — показник адіабати), і задачу можна звести до диференціального рівняння другого порядку для одної невідомої $\rho(r)$.

Степеневу залежність тиску від густини можна поширити і на зорі, які перебувають у стані *променистої рівноваги* (енергія переноситься випромінюванням). Рівняння, яке дає зв'язок тиску і густини, почали записувати у вигляді:

$$p = K\rho^{1+1/n}, \tag{14.12}$$

де K — параметр адіабати, n — *індекс політропи*. Модель зорі (зміна густини в надрах зорі з радіусом), побудовану за умови (14.11) і (14.12), названо *політропною моделлю*. Індекс $n = 1$ описує внутрішню будову твердого тіла (наприклад, планети). Для зір, які складаються з газу, підходить, наприклад, $n = 3$ за умови, що зоря перебуває в стані променистої рівноваги.

Як згодом виявилося, реальну зорю, строго кажучи, не можна розглядати як політропу одного індексу. Навпаки, окремі зони зорі побудовані за різними законами. Зокрема, для Сонця зовнішня, конвективна оболонка описується розв'язком, що відповідає політропі $n = 1{,}5$, його внутрішня частина близька до політропи індексу 3.

Для визначення точної структури зорі рівняння (11.4) і (14.9) треба доповнити іншими двома рівняннями, які визначають зміну світності і температури з поточним радіусом:

$$\frac{dL(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r)\varepsilon(r), \tag{14.13}$$

$$\frac{dT(r)}{dr} = -\frac{L(r)}{4\pi r^2 f(r)}, \tag{14.14}$$

де $\varepsilon(r)$ — темп виділення енергії, розрахований на грам зоряної речовини, а $f(r)$ — коефіцієнт теплопровідності. Саме цей коефіцієнт визначає конкретний механізм перенесення тепла (у даному випадку — це *коефіцієнт променистої теплопровідності*).

Якщо енергія переноситься конвекцією, замість (14.14) потрібно записати:

$$\frac{dT(r)}{dr} = -\frac{(\gamma-1)}{\gamma}\frac{T(r)}{p(r)}\rho\frac{Gm(r)}{r^2}. \tag{14.15}$$

У нормальних зорях перенесення енергії від центра до поверхні здійснюється завдяки одному із двох можливих процесів: перевипромінюванню квантів або конвекції. Домінування того чи іншого механізму залежить від конкретних локальних умов (температура газу, його густина і непрозорість). При розв'язанні системи рівнянь, яка описує структуру зорі від центра до поверхні, для кожного значення r перевіряють умову $\left(\frac{dT}{dr}\right)_{\text{стр}} \geq \left(\frac{dT}{dr}\right)_{\text{ад}}$, де

$\left(\frac{dT}{dr}\right)_{\text{стр}}$ — структурний градієнт температури, який задається рівнянням (14.14), а $\left(\frac{dT}{dr}\right)_{\text{ад}}$ — адіабатичний градієнт температури з (14.15). Якщо ця умова виконана, розрахунок у даній точці r проводять з градієнтом (14.15), якщо ні — з градієнтом (14.14).

Рівняння (11.4), (14.9), (14.13), (14.14) та (14.15) цілком визначають структуру зорі. Для моделювання цієї структури, однак, необхідна додаткова інформація про розподіл $\rho(r)$, $f(r)$ та $\varepsilon(r)$.

Для того, щоб позбутися значення ρ в наведених вище рівняннях, необхідно визначити зв'язок між густиною і термодинамічними характеристиками газу. Для зір нормального складу (не дуже великі густини, відсутність виродження газу) можна використати рівняння стану для ідеального газу:

$$p(r) = \frac{\Re T(r)}{\mu(r)}\rho(r), \tag{14.16}$$

де μ — середня молекулярна маса речовини, $\Re$ — універсальна газова стала.

Для практичного використання (14.16) необхідно знати значення μ, яке залежить від хімічного складу зоряного газу. Наприклад, у випадку повної іонізації зоряної речовини, масова частина водню в якій складає $X = 0{,}70$, гелію $Y = 0{,}28$ та більш важких елементів $Z = 0{,}02$, середня молекулярна маса становить $\mu \approx 0{,}62$ (див. підрозділ 8.8).

Для більшості зір нормальної будови основним механізмом передавання енергії із більш нагрітих в менш нагріті шари є променистa теплопровідність, коли передача енергії здійснюється квантами електромагнітного поля. В цьому випадку коефіцієнт променистої теплопровідності дорівнює:

$$f(r) = \frac{4ac}{3}\frac{T(r)^3}{\kappa(r)\rho(r)}. \tag{14.17}$$

Тут $\kappa(r)$ є коефіцієнт поглинання зоряної речовини в розрахунку на одиницю маси (см^2/г). В найпростішому випадку теорія дає такий вираз:

$$\kappa(r) = 4\cdot 10^{25}\left(1+X\right)Z\rho(r)T(r)^{-3,5}. \tag{14.18}$$

Для визначення невідомої $\varepsilon(r)$ нижче коротко розглянемо енерговиділення у деяких термоядерних реакціях, які, як вважається, мають найважливіше значення для зір головної послідовності.

Тривалі дослідження внутрішньої будови зір дозволили сформулювати таке положення: основне джерело енергії зір — термоядерні реакції, в яких відбувається об'єднання легких атомних ядер з утворенням важчих ядер. Енергія, що виділяється при цьому, рівна енергії зв'язку утвореної частинки. Якщо нормувати енергію зв'язку ядра на число нуклонів у ядрі, то результуюча характеристика є мірою стабільності ядра. Виявляється, що максимальну енергію зв'язку в розрахунку на один нуклон має ядро заліза. Неважко зрозуміти, що ядерні сили, які утримують нуклони в ядрах, послаблюються дією кулонівського відштовхування між протонами. Цей механізм є ефективним у легких ядрах. При збільшенні числа нуклонів в ядрі, воно набуває достатньо великих розмірів, тому для периферійних нуклонів, які входять до складу важких ядер, через їх взаємну віддаленість, сили ядерної взаємодії виявляються менш ефективними (відомо, що ядерні взаємодії — короткодіючі). Це також призводить до зменшення енергії зв'язку, тобто — до зменшення стабільності ядра. Існує проміжний випадок максимальної енергії зв'язку на нуклон (ядро заліза). Отже, легшим ядрам енергетично вигідно об'єднуватися з утворенням важчого ядра з більшою енергією зв'язку на один нуклон (глибша потенціальна яма). Це — термоядерні реакції синтезу. І навпаки, ядрам, важчим за ядра заліза, енергетично вигідніше «розвалитися» з утворенням ядер, що мають більшу величину енергії зв'язку на один нуклон. Такі реакції є реакціями радіоактивного розпаду. Термоядерні реакції та реакції розпаду ідуть з виділенням енергії.

В зоряних надрах найбільш імовірні реакції з участю легких елементів (водень, гелій і т. д.). Спочатку ми розглянемо основні цикли «горіння» легких елементів, а потім звернемось до кількісних характеристик відповідних реакцій.

Дуже калорійне паливо — водень. Водень «згорає» з утворенням гелію. Перша реакція в ланцюжку «горіння» водню — злиття двох протонів:

$$^{1}\mathrm{H} + {}^{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{2}\mathrm{D} + \mathrm{e}^{+} + \nu. \qquad (14.19а)$$

Як наслідок, утворюється ядро дейтерію, позитрон і нейтрино. Ядро дейтерію дуже швидко захоплює ще один протон, формуючи у такій засіб ядро ізотопу гелію та високоенергійний γ-квант:

$$^{2}\mathrm{D} + {}^{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{3}\mathrm{He} + \gamma. \qquad (14.19б)$$

Далі ядро ^{3}He може реагувати або з такою ж частинкою (69% випадків), або з ядром ^{4}He (31% випадків). При реалізації більш імовірного каналу:

$$^{3}\mathrm{He} + {}^{3}\mathrm{He} \rightarrow {}^{4}\mathrm{He} + 2{}^{1}\mathrm{H}. \qquad (14.19в)$$

Цією реакцією завершується процес перебудови чотирьох протонів в одну α-частинку ^{4}He. Якщо реалізується менш імовірний канал, то:

$$^3\mathrm{He} + {}^4\mathrm{He} \rightarrow {}^7\mathrm{Be} + \gamma, \qquad (14.19г)$$

а реакції подальшого синтезу такі:

$$^7\mathrm{Be} + e^- \rightarrow {}^7\mathrm{Li} + \nu, \qquad (14.19д)$$

$$^7\mathrm{Li} + {}^1\mathrm{H} \rightarrow 2\,{}^4\mathrm{He}. \qquad (14.19е)$$

Імовірність такої реалізації становить 99,7%. У 0,3% випадків відбувається надто рідкісна реакція:

$$^7\mathrm{Be} + {}^1\mathrm{H} \rightarrow {}^8\mathrm{B} + \gamma, \qquad (14.19ж)$$

$$^8\mathrm{B} \rightarrow {}^8\mathrm{Be}^* + e^+ + \nu, \qquad (14.19з)$$

$$^8\mathrm{Be}^* \rightarrow 2\,{}^4\mathrm{He}. \qquad (14.19і)$$

В (14.19з) утворюється ядро ізотопу берилію у збудженому стані (позначене зірочкою), яке дуже швидко розвалюється (реакція (14.19і)) на дві α-частинки.

Реакції (14.19а–і) визначають процес термоядерного синтезу гелію з водню. Їх об'єднують під однією назвою: *pp-цикл (протон-протонний) «горіння» водню*.

Існує й інший цикл «горіння» водню — з участю ядер-каталізаторів. Він протікає при більш високих температурах. Як каталізатор можуть виступати ядра ^{12}C:

$$^1\mathrm{H} + {}^{12}\mathrm{C} \rightarrow {}^{13}\mathrm{N} + \gamma, \qquad (14.20а)$$

$$^{13}\mathrm{N} \rightarrow {}^{13}\mathrm{C} + e^+ + \nu. \qquad (14.20б)$$

В останній реакції розпад ядра ^{13}N супроводжується народженням ядра ізотопу ^{13}C, позитрона і нейтрино. Далі:

$$^{13}\mathrm{C} + {}^1\mathrm{H} \rightarrow {}^{14}\mathrm{N} + \gamma, \qquad (14.20в)$$

$$^{14}\mathrm{N} + {}^1\mathrm{H} \rightarrow {}^{15}\mathrm{O} + \gamma. \qquad (14.20г)$$

Ядро ^{15}O нестабільне і розпадається за такою схемою:

$$^{15}\mathrm{O} \rightarrow {}^{15}\mathrm{N} + e^+ + \nu. \qquad (14.20д)$$

Нарешті:

$$^{15}\mathrm{N} + {}^{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{12}\mathrm{C} + {}^{4}\mathrm{He}. \qquad (14.20\text{е})$$

Бачимо, що 4 протони «згоріли» з виникненням однієї α-частинки. Цикл «горіння» водню з участю ядер каталізаторів (вуглецю, азоту і кисню) зветься *CNO-циклом*.

У загальному випадку «горіння» водню у CNO-циклі не вичерпується тільки реакціями (14.20а–е). Інколи можуть виникати відгалуження від проміжних реакцій, які приводять до формування таких ізотопів, як ^{16}O, ^{17}O, ^{18}O, ^{17}F, ^{18}F, ^{19}F.

Водень може «горіти» і в інших циклах. Серед них, наприклад, *неоново-натрієвий* і *магнієво-алюмінієвий* цикли. Тут у якості ядер каталізаторів виступають ядра неону, натрію, магнію і алюмінію.

Ефективність перебігу реакцій того чи іншого циклу залежить від термодинамічних характеристик речовини в надрах зорі. Аналіз виявляє, що при низьких температурах (менше $1{,}5\cdot10^7$ K) найбільше енерговиділення забезпечує pp-цикл. При вищих температурах, навпаки, домінує CNO-цикл (якщо є достатня кількість ядер-каталізаторів). Якщо температура в надрах зорі перевищує $2\cdot10^8$ K, на перший план виступають NeNa-цикл або MgAl-цикл (ці цикли звуться гарячими).

До моменту, коли водневе пальне практично вичерпане у ядрі зорі, а концентрація ^{4}He значно збільшилася, можуть виникнути придатні умови для «горіння» гелію. При поєднанні двох α-частинок утворюються нестійкі ядра ^{8}Be. Якщо ядро ^{8}Be встигає захопити ще одну α-частинку перш ніж воно розпадеться, то формується ядро вуглецю ^{12}C. Результуючий процес може бути записаний так (*3α-реакція*):

$$3\,{}^{4}\mathrm{He} \rightarrow {}^{12}\mathrm{C} + \gamma. \qquad (14.21\text{а})$$

Щоб реакція (14.21а) відбувалася, тобто, щоб подолати потужне кулонівське відштовхування, яке діє між зарядженими частинками, α-частинки при зближенні повинні мати достатньо велику кінетичну енергію. З цієї причини «горіння» гелію починається за умови, що температура у надрах зорі, збагачених гелієм, досягає декількох сотень мільйонів градусів.

Гелій може «горіти» і при таких реакціях:

$$^{4}\mathrm{He} + {}^{12}\mathrm{C} \rightarrow {}^{16}\mathrm{O} + \gamma, \qquad (14.21\text{б})$$

$$^{4}\mathrm{He} + {}^{16}\mathrm{O} \rightarrow {}^{20}\mathrm{Ne} + \gamma, \qquad (14.21\text{в})$$

$$^{4}\mathrm{He} + {}^{20}\mathrm{Ne} \rightarrow {}^{24}\mathrm{Mg} + \gamma. \qquad (14.21\text{г})$$

Вичерпання запасів гелію внаслідок (14.21а–г) і синтез ядер ^{12}C та ^{16}O поступово приводять до утворення в зоряних надрах умов, необхідних для «загорання» вуглецю (це трапляється, якщо температура в зоряному ядрі досягає одного мільярда кельвінів) та кисню (якщо температура перевищує $2\cdot10^9$ K). Схематично ці реакції виглядають таким чином:

$$^{12}C + {}^{12}C \rightarrow {}^{24}Mg + \gamma, \qquad (14.22а)$$

$$^{12}C + {}^{12}C \rightarrow {}^{20}Ne + {}^{4}He, \qquad (14.22б)$$

$$^{12}C + {}^{12}C \rightarrow {}^{23}Na + {}^{1}H, \qquad (14.22в)$$

$$^{16}O + {}^{16}O \rightarrow {}^{32}S + \gamma, \qquad (14.23а)$$

$$^{16}O + {}^{16}O \rightarrow {}^{28}Si + {}^{4}He, \qquad (14.23б)$$

$$^{16}O + {}^{16}O \rightarrow {}^{31}P + {}^{1}H. \qquad (14.23в)$$

Можливі також реакції типу:

$$^{16}O + {}^{16}O \rightarrow {}^{31}S + n, \qquad (14.24)$$

які є постачальниками вільних нейтронів у плазмі зоряних надр.

Роль кожної з перелічених термоядерних реакцій на різних етапах зоряної еволюції неоднакова. Найважливішими в дослідженні нормальних зір є реакції pp- та CNO-циклу. Саме вони є типовими для переважної більшості зір, які мають значні запаси водневого палива. Розглянемо докладніше питання про швидкість виділення енергії в цих двох циклах.

В теорії внутрішньої будови зір використовується величина:

$$\varepsilon = \frac{P_{12}}{\rho} Q, \qquad (14.25)$$

яка є швидкістю виділення енергії в реакції в розрахунку на одиницю маси (розмірність [ерг/(с·г)]). P_{12} є швидкість реакції між ядрами 1-го виду та 2-го виду (розмірність P_{12} є кількість реакцій в одиниці об'єму за одиницю часу); Q — енергія, яка виділяється при взаємодії.

Головні труднощі спричиняє визначення величини P_{12} для різних реакцій. Із загальних міркувань ясно, що швидкість реакції пропорційна добутку концентрацій реагуючих частинок на відносну швидкість їх руху (ϑ) та переріз реакції (σ):

$$P_{12} = \frac{n_1 n_2}{1 + \delta_{12}} < \sigma\vartheta >, \qquad (14.26)$$

$\delta_{12} = 0$, якщо n_1 та n_2 — концентрації частинок різного сорту та $\delta_{12} = 1$, якщо $n_1 = n_2$ (частинки одного сорту).

Прості оцінки показують, що при температурах, типових для зоряних надр, навіть ядра з мінімальним зарядом (окремі протони) не мають достатньої кінетичної енергії, щоб при зіткненні подолати кулонівський бар'єр і прореагувати. Імовірність проходження крізь бар'єр експоненційно збільшується при зростанні кінетичної енергії частинки. Однак, навіть у випадку, коли енергія частинки мала порівняно з висотою кулонівського потенційного бар'єра, існує відмінна від нуля імовірність проникнення частинки крізь бар'єр. Процеси такого типу звуться *тунельними*. Імовірність тунельного, тобто підбар'єрного переходу:

$$\Psi \sim \exp\left\{-\frac{2}{\hbar}\int_{R}^{R_0}\sqrt{2M(U-E)}dr\right\}, \qquad (14.27)$$

де $\hbar = h/2\pi$, M — маса реагуючих частинок, U, R, R_0 та E — висота і межі енергетичного бар'єра та кінетична енергія частинки відповідно.

В загальному випадку переріз реакції σ є добуток імовірності підбар'єрного переходу Ψ на імовірність подальшої реакції ядер, що зблизилися. Для того, щоб оцінити переріз ядерної реакції, необхідно, крім всього, ще знати структуру ядра (характеристики його енергетичних рівнів). Після того, як зібрана вся необхідна інформація, можна записати вираз для перерізу конкретної реакції. Наприклад, для реакції (14.19а):

$$\sigma = 4{,}4\cdot 10^{-22}\exp\left(\frac{-31{,}3}{\sqrt{2E}}\right)\ \text{см}^2, \qquad (14.28)$$

тут E прийнято у 10^3 еВ. Аналогічний вираз отримують для кожної із розглянутих вище реакцій.

Щоб визначити швидкість енерговиділення у циклі, необхідно передусім обчислити повну кількість енергії, яка виділяється на всіх етапах циклу. Ця кількість енергії Q не враховує частку енергії, яку виносять нейтрино і яка з цієї причини не передається навколишньому газу (нейтрино, які мають кінетичну енергію, не більшу від МеВ, майже не взаємодіють зі звичайною речовиною, тому вільно покидають зоряні надра). Сумарне виділення енергії в кожному pp-циклі, якщо здійснюється ланцюжок реакцій (14.19а–в), складає $Q_{pp} \approx 26\cdot 10^6$ еВ; для CNO-циклу $Q_{\text{CNO}} = 25\cdot 10^6$ еВ. Звичайно, що в гелієвому циклі ця величина буде меншою. Вона становить $Q_{3\alpha} \approx 7{,}3\cdot 10^6$ еВ.

У якості швидкості проходження всього циклу повинна виступати швидкість найповільнішої реакції циклу, яка лімітує темп «вигорання» палива. Для pp-циклу (14.19а–і) самою повільною виявляється реакція (14.19а) злиття двох протонів. Дотепер експериментальних даних про її швидкість немає.

Існують тільки теоретичні розрахунки величини P_{12} для (14.19а). Згідно з такими розрахунками, характерний час цієї реакції τ_{pp} (величина, обернено пропорційна швидкості реакції, яка дорівнює часу, протягом якого число реагуючих частинок в одиниці об'єму зменшується приблизно у 2.7 разів) становить біля 10^{10} років. Характерний час інших реакцій pp-циклу на багато порядків менший порівняно з реакцією (14.19а), тож з огляду на реакцію (14.19а) всі інші етапи циклу (14.19б–і) відбуваються практично миттєво. На перший погляд може здаватися, що pp-цикл має дуже низьку ефективність енерговиділення (внаслідок того, що мала імовірність протікання першої реакції циклу). Насправді зорі вміщують велику кількість протонів, і ця обставина з надлишком компенсує низьке значення швидкості реакцій між ними.

Для CNO-циклу найповільнішою є реакція (14.20г). Її характерний час $\tau_{CNO} \approx 10^7$ років (порівняйте з τ_{pp}). Інші реакції CNO-циклу перебігають достатньо швидко.

Як видно, швидкість «вигоряння» водню в CNO-циклі набагато вища, ніж у pp-циклі, і ця обставина відіграє дуже важливу роль у з'ясуванні шляхів зоряної еволюції.

Наближений вираз для швидкості енерговиділення в розрахунку на одиницю маси для pp-циклу, при $n_1 n_2 \sim X^2\rho^2$ (X — масова частина водню) має вигляд:

$$\varepsilon_{pp} \approx 10^{-5}\rho X^2 T_6^4, \qquad (14.29)$$

тут T_6 — температура в мільйонах (10^6) K. Це співвідношення справедливе в інтервалі температур T_6 від 16 до 20.

У свою чергу, швидкість виділення енергії в реакціях CNO-циклу:

$$\varepsilon_{CNO} \approx 10^{-22}\rho X X_{CNO} T_6^{16}. \qquad (14.30)$$

В (14.30) з'являється множник X_{CNO} — масова частина елементів C, N та O, ядра яких відіграють роль каталізаторів реакцій. Очевидно, що $n_1 \sim X\rho$, а n_2 (в цьому випадку — концентрація ядер вуглецю, азоту та кисню) є пропорційною $X_{CNO}\rho$. Звертає на себе увагу дуже великий показник степеня при температурі в (14.30). Це зрозуміло із загальних міркувань: для того щоб успішно подолати кулонівський бар'єр, реагуючі ядра (протони та ядра C, N або O, заряд ядра $Z = 6$, 7 та 8 відповідно) повинні мати велику кінетичну енергію, яка може бути наслідком високої температури. Апроксимаційне співвідношення (14.30) справедливе в інтервалі T_6 від 20 до 30.

Зауважимо, що внаслідок локального вичерпування конкретного типу термоядерного палива, змінюється залежність величин X, Y і Z від радіуса зорі на кожному етапі її еволюції.

Після того, як усі необхідні величини, що входять до (14.16), (14.17) і (14.25), визначені, можна розв'язати систему рівнянь (11.4), (14.9), (14.13),

(14.14) або (14.15), яка й описує структуру зорі головної послідовності. При цьому використовують ефективні *різницеві методи*: зорю уявно розбивають на m сферичних шарів (зон), у кожному з яких параметри газу вважають сталими. В якості незалежної змінної замість r часто вибирають m — масу, яка міститься у шарі радіуса r. У цьому випадку систему наведених вище диференціальних рівнянь треба перевизначити, враховуючи те, що $dr = \frac{dm(r)}{4\pi r^2 \rho(r)}$ (див. рівняння (14.9)). Вихідну систему диференціальних рівнянь переписують у вигляді різниць параметрів $(i + 1)$-го та i-го шарів. Оскільки зорю розбивають на m шарів, а диференціальних рівнянь чотири, то всього отримують $4m$ звичайних алгебраїчних рівнянь для $4m$ невідомих. Об'єм пам'яті сучасних ЕОМ дає змогу розбивати зорю на декілька сотень шарів і, отже, отримувати точні результати. Внаслідок таких обчислень отримують модель зорі. Як приклад, на рис. 14.8 показано зміну температури, густини, тиску і світності в залежності від відстані до центра зорі головної послідовності — Сонця ($M = 1M_\odot$).

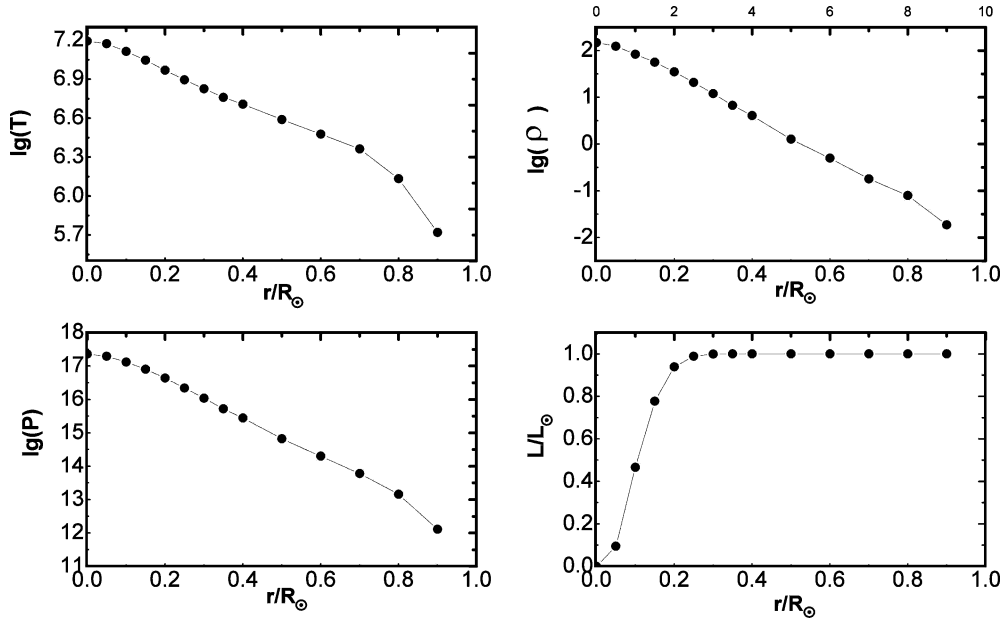


Рис. 14.8. Модель внутрішньої будови Сонця. Температура, густина і газовий тиск виражені у K, г/см^3 і дин/см^2 ($\approx 10^{-6}$ атм.) відповідно

14.7. Будова вироджених зір

При обговоренні внутрішньої будови Сонця і переважної більшості зір не доводиться сумніватися в тому що вони складаються з ідеального газу, тиск якого пов'язаний з температурою і густиною співвідношенням (8.35). Тут якщо навіть настає повна іонізація речовини, протони та електрони відіграють однакову, рівноправну роль у створенні тиску і підтримуванні рівноваги зорі.

Проте зі зростанням густини речовини роль вільних електронів у визначенні структури зорі все більше зростає. При цьому їхній розподіл за швидкостями все більше відхиляється від максвеллівського. Якщо взяти до уваги криві на рис. 8.5 як норму, то виявляється, що чим більша густина, тим більше деформується крива розподілу, яка врешті-решт перетворюється у прямокутник. А це означає, що кількість електронів, які мають довільну швидкість від 0 км/с до V_{max}, при деяких значеннях густини і температури буде однаковою. Такий стан речовини називається *виродженням*. Пояснення цьому явищу дає квантова механіка. Специфічною особливістю виродженого газу, який складається із частинок з дробовим спіном — електронів і протонів, або нейтронів, є те, що він підлягає принципу заборони Паулі, за яким в одній квантовій комірці системи не може перебувати більше двох частинок, причому їхні спіни є протилежними. При зростанні густини з'являється сила відштовхування, зумовлена принципом Паулі. Починаючи з того моменту, коли густина зоряної речовини перевищує критичне значення, рівновагу зорі забезпечує, передусім, тиск електронного газу. Якщо при цьому найбільша швидкість електронів $V_{max} << c$, то виродження називається нерелятивістським, при $V_{max} \approx c$ — релятивістським. У першому випадку тиск пов'язаний з густиною за законом $p \sim \rho^{5/3}$, у другому — $p \sim \rho^{4/3}$, і, що є дуже важливим, в обох випадках його величина не залежить від температури в надрах зорі (див. підрозділ 8.8).

Як з'ясовано, будова ядра червоного гіганта і внутрішня будова білого карлика залежать від тиску саме виродженого електронного газу. Енергія з його надр до поверхні дуже ефективно переноситься за рахунок електронної теплопровідності, яка в інших зір практично ніякої ролі не грає. Завдяки цьому механізму температура речовини усередині білого карлика має по суті одне значення — близько 10^7 К. Ззовні білий карлик оточений дуже тонкою оболонкою ідеального газу, в якій при наближенні до поверхні температура різко зменшується до значень близько 10 000 К.

З обчислень також випливає, що модель білого карлика, рівновага якого підтримується тиском нерелятивістського виродженого газу, є політропою індексу 1,5. Це відповідає малій концентрації речовини до центра, однак реалізується, якщо маса зорі не перевищує $0{,}6M_\odot$. При більших масах газ релятивістськи вироджений, а структуру зорі описує політропа $n = 3$. У цьому випадку, як виявлено, маса зорі не може бути більшою від $1{,}47M_\odot$

(якщо білий карлик складається майже цілком з гелію)— це *межа Чандрасекара*. При більших масах тиск виродженого електронного газу уже не в змозі утримати зорю в рівновазі. Отже, масивніша зоря може стати білим карликом лише у випадку, якщо вона у процесі еволюції позбудеться надлишку своєї маси.

При такій масі типовий радіус білого карлика $R = 0{,}007R_\odot$, тобто становить лише 5000 км. Розрахунок показує, що білий карлик завдяки охолодженню його надр може випромінювати значну енергію протягом 1 млрд. років.

Як сказано, якщо маса зорі перевищує $1{,}47M_\odot$, то її рівновага за рахунок тиску виродженого електронного газу не може бути підтримувана. Зоря стискається (це випливає на певному етапі її розвитку внаслідок втрат енергії на нейтринне випромінювання, див. підрозділ 21.5), при цьому відбувається нейтронізація речовини за схемою $p + e^- \to n + \nu$. Як випливає з теорії, тиск тепер уже виродженого нейтронного газу може відновити рівновагу зорі, якщо її маса не перевищує $3M_\odot$. Радіус такої *нейтронної зорі*:

$$R \approx 12\ (M_\odot/M)\ \text{км} \qquad (14.31)$$

Загалом маса нейтронної зорі не може бути більша від $3M_\odot$ — це так звана *межа Опенгеймера–Волкова*. Густина в центрі нейтронної зорі становить 10^{15} г/см^3, температура в її надрах сягає мільярдів градусів. Якщо усередині нейтронної зорі речовина за таких умов має усі властивості нейтронної рідини, то на її поверхні вона нагадує тверде тіло. Вважають, що нейтронна зоря оточена твердою кристалічною корою, товщина якої становить близько кілометра, над якою знаходиться дуже тонкий шар атмосфери з протонів та електронів. Товщина атмосфери не перевищує кількох метрів.

Існування нейтронних зір передбачив теоретично радянський вчений Л. Д. Ландау у 30-х роках минулого століття. Підтвердилося ж воно у 1967 р., коли відкрили *пульсари*, що є намагніченими нейтронними зорями, які дуже швидко обертаються навколо своїх осей (див. підрозділ 17.4).

14.8. Поняття про чорні діри

Можливість існування *чорних дір* випливає із загальної теорії відносності. З іншого боку, теорія еволюції зір дає змогу зробити висновок, що чорні діри є наслідком, зокрема, еволюції тих зір, маса яких у десять і більше разів перевищує сонячну (див. підрозділ 21.5).

У загальній теорії відносності нема поняття сили. Проте, якщо її ідеї перевести на мову класичної механіки, то замість рівняння (6.2) для закону всесвітнього тяжіння отримуємо вираз:

$$F = \frac{G\mathrm{M}m}{r^2\sqrt{1-R_G/r}}, \tag{14.32}$$

де

$$R_G = \frac{2G\mathrm{M}}{c^2} \tag{14.33}$$

є *гравітаційний радіус тіла,* або *радіус сфери Шварцшільда*; M — маса силового центра; m — маса пробної частинки.

Як бачимо, у класичній механіці сила гравітаційної взаємодії двох тіл $F \to \infty$, якщо відстань між ними $r \to 0$. З урахуванням ефектів загальної теорії відносності $F \to \infty$ при $r \to R_G$. Отже, *чорна діра* — це об'єкт, на «поверхні» якого сила тяжіння має нескінченно велике значення. Тому ніяка частинка, жоден квант випромінювання не може вирватися назовні з цього об'єкта. Єдине, що може вказати посередньо на існування чорної діри — це енергійне випромінювання частинок, що зударяються, при їхньому русі по спіральних траєкторіях в напрямі до чорної діри. З формули (14.33) випливає, що при $\mathrm{M} = \mathrm{M}_\odot$ величина R_G дорівнює 3 км, в усіх інших випадках $R_G = 3(\mathrm{M}/\mathrm{M}_\odot)$ км.

З чорними дірами пов'язано декілька важливих ефектів. Передовсім, якщо справді речовина звичайної зорі стискається за сферу Шварцшільда, то з точки зору далекого спостерігача поверхневий шар зорі перетне цю сферу в нескінченно далекому майбутньому. Тим часом уявний мандрівник, який перебував би на згаданій поверхні, перетне цю сферу за невеликий відрізок часу (у своїй власній системі відліку часу).

Особливо цікавим є випадок, коли чорна діра швидко обертається навколо своєї осі. Тоді виділяють її межу стійкості — своєрідну зовнішню межу, ближче якої немає стаціонарних орбіт (її ще називають поверхнею *нескінченного червоного зміщення*), і *горизонт подій*. Між ними знаходиться *ергосфера*. Можлива ситуація, за якою частинка речовини, потрапивши в ергосферу, розділиться на дві частини, одна з яких провалюється за горизонт подій, інша вилітає назад з енергією, що значно перевищує початкову.

І, нарешті, поблизу чорних дір у потужному гравітаційному та електричному полях можуть породжуватися елементарні частинки. Такий процес відбувається у вакуумі завжди: віртуальні частинки з'являються парами і тут-таки зникають (анігілюють), знову переходять у віртуальний стан. Поблизу ж чорної діри, яка має певне електричне поле, одна з породжених частинок провалюється в чорну діру, тоді як інша залишається назовні у реальному стані.

Теоретичні оцінки показують, що кількість чорних дір у Галактиці може досягати сотень мільйонів. Проте виявити цей об'єкт можна лише у випад-

ку, коли він є компонентом подвійної системи. Тут відбувається обмін масою між компонентами (див. підрозділ 15.6). І якщо з оболонки звичайної зорі газ перетікає в напрямі до чорної діри, то в її полі тяжіння він буде рухатися по спіральних траєкторіях і різко розігріватися завдяки силам тертя. Температура такого газового диска досягає десятків мільйонів кельвінів. Тому цей об'єкт повинен бути джерелом потужного рентгенівського випромінювання.

Сьогодні відомі декілька кандидатів у чорні діри. Найімовірнішим вважають невидимий компонент подвійної системи — потужне джерело рентгенівського випромінювання Лебідь *X*-1. Видимий компонент системи — це надгігант спектрального класу *B*0. Маса невидимого об'єкта перевищує $6M_\odot$, тобто вона більша за межу Чандрасекара та Опенгеймера — Волкова, а отже цей об'єкт справді може бути чорною дірою.

Ще два приклади — подвійні системи *V*404 Лебедя і *V*616 Однорога. За оцінками маса невидимого компонента *V*404 Лебедя перевищує $6M_\odot$, а для компонента *V*616 Однорога вона ймовірно є у межах від $3M_\odot$ до $16M_\odot$.

Вважається, що надмасивні чорні діри можуть формуватися у центральних частинах галактик і кулястих зоряних скупченнях внаслідок злиття багатьох зір у ділянках їх високої просторової концентрації.

Розділ 15

ПОДВІЙНІ ЗОРІ І КРАТНІ ЗОРЯНІ СИСТЕМИ

15.1. Загальні характеристики кратних систем

Подвійною і взагалі *кратною* зоряною системою називається система з двох або більше зір, що об'єднані силою тяжіння і обертаються навколо спільного центра мас. Вважається, що у Галактиці більше половини зір є подвійними або кратними системами. До кратних належать системи, в яких налічується менше десяти компонентів. При їхній більшій кількості говорять про *зоряне скупчення*. Якщо компоненти кратної зорі видно в телескоп, то її називають *візуальною кратною* системою.

Не усі зоряні системи, які виглядають подвійними, можуть складатися з фізично пов'язаних між собою компонентів. Серед них є *оптично подвійні*. У такому випадку зорі знаходяться на різних відстанях від спостерігача і усього лише проектуються на небесну сферу в одному напрямі, однак фізично вони між собою ніяк не зв'язані. Кутові відстані між компонентами оптичних подвійних зір дорівнюють декільком мінутам дуги, наприклад, для зорі α Терезів (блиск компонентів $5{,}3^m$ і $1{,}9^m$) — 230", для зорі α Козорога ($4{,}3^m$ і $3{,}8^m$) — 380".

Як показує статистичний аналіз, імовірність того, що дві, видні неозброєним оком і фізично не зв'язані між собою зорі випадково перебувають на кутовій відстані одна від одної, меншій від 10", дорівнює лише $4 \cdot 10^{-6}$, тобто з 6500 зір, які видно неозброєним оком на небі, не буде і двох, що випадково були б розташовані на такій малій кутовій відстані.

На питання про те, чи є конкретна система фізично зв'язаною чи тільки оптично подвійною, відповідають після детального дослідження наявності орбітального руху компонентів навколо спільного центра мас, а також спільного руху компонентів системи у просторі.

Прикладом кратної зорі є Кастор (α Близнят). У невеликий телескоп її видно як візуально-подвійну, причому відстань між компонентами рівна 2".

Спектральний клас обох зір *A*0, їхні зоряні величини $2{,}0^m$ і $2{,}9^m$, період обертання системи навколо спільного центра мас близько 420 років. На відстані близько 73" від цієї пари розташована зоря величини $9{,}0^m$ спектрального класу *M*0, яка, як випливає з вивчення руху цих зір у просторі, фізично зв'язана зі згаданою подвійною системою. Період обертання третього компонента досягає 1000 років. Детальний аналіз спектрів зір цієї системи показав, що кожна із компонентів, у свою чергу, також є подвійною. Отже, зоря Кастор — система з шести зір.

Компоненти подвійних систем рухаються відповідно до законів Кеплера: обидва компоненти у кожній системі описують у просторі подібні (тобто з однаковими ексцентриситетами) еліптичні орбіти навколо спільного центра мас. Такою орбітою за сплюснутістю буде орбіта зорі-супутника S_2, якщо її рух розглядати у такій системі координат, де головна зоря S_1 є нерухомою (рис. 15.1). Тоді велика піввісь *a* орбіти зорі-супутника дорівнює сумі великих півосей a_1 та a_2 орбіт руху обох зір навколо центра мас. Точка орбіти супутника, в якій він буде найближче до головної зорі, називається *періастром* (*П*), протилежна — *апоастром* (*А*). Для характеристики цього руху, аналогічно як і для опису руху планет навколо Сонця, використовують шість кеплерівських елементів. Це — велика піввісь орбіти *a*, період обертання *P*, ексцентриситет *e*, позиційний кут *p* вузла орбіти, відлічений від напряму на полюс світу (тут завжди береться кут, менший за 180°), довгота ω періастру, відлічена в площині орбіти від вуз-

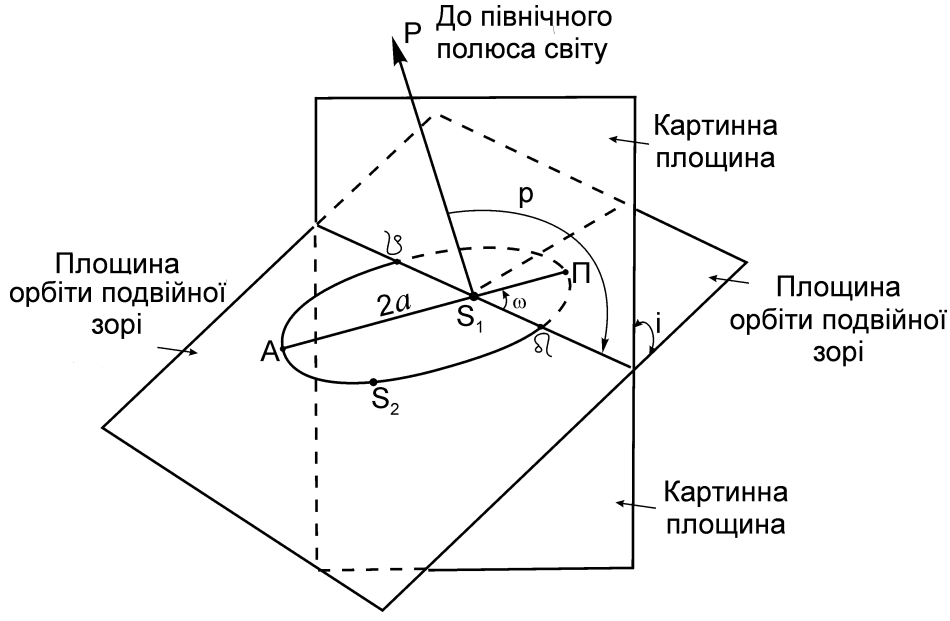


Рис. 15.1. Елементи орбіти компонента подвійної зорі. Центр системи координат співпадає з положенням головного компонента S_1

ла δ, і момент T проходження зорі S_2 через періастр. У якості сьомого елемента використовується нахил орбіти i до картинної площини, перпендикулярної до променя зору.

Подвійність окремих тісних систем, компоненти яких не видно окремо, можна виявити фотометрично, якщо кут i близький до 90° і спостерігач може зафіксувати періодичне затемнення зір одна одною при їх орбітальному русі. Такі системи називаються *затемнювано-змінними*. В інших випадках подвійність може виявлятися за періодичними зміщеннями ліній у спектрі зорі, які є наслідком руху навколо центра мас. Це — *спектрально-подвійні* системи.

15.2. Візуально-подвійні зорі

Головну зорю у подвійній системі прийнято позначати літерою *A*, її супутника, який має меншу масу, — літерою *B*. У випадку кратних систем вводять позначення наступними літерами (*C* і т. д.).

Уже зареєстровано понад 60 000 візуально-подвійних систем, подвійність яких виявляється при безпосередніх спостереженнях у телескоп. Щоправда, лише для 2000 з них вдалося визначити орбітальні рухи з періодами від найменших (десятки діб) до десятків тисяч років. З цієї великої кількості подвійних зір лише приблизно для 1000 надійно обчислено елементи орбіт.

Спостереження, проведені упродовж багатьох десятків років, дають змогу накреслити видиму орбіту зорі-супутника (рис. 15.2). Як це видно з рис. 15.1, така видима орбіта насправді є проекцією справжньої орбіти на картинну площину. І тут передовсім виникає проблема визначення кута нахилу i, який можна знайти, якщо спостерігаються обидві зорі системи. Досліджуючи положення головної зорі, її відхилення від фокуса еліпса видимої орбіти та застосовуючи нескладні геометричні міркування, визначають як кут нахилу i, так і довготу періастру ω. Елементи орбіти P, T і p знаходять безпосередньо зі спостережень. Для обчислення справжнього значення великої півосі еліпса a, якщо відома її спостережувана величина a', застосовують формулу:

$$a' = a\sqrt{1 - \sin^2 \omega \sin^2 i}. \qquad (15.1)$$

Параметри a' і a обчислюють у кутовій мірі. Для переходу до лінійних розмірів треба знати відстань до системи.

Типовою подвійною є зоря α Кентавра (її схилення $\delta = -60°50'$, тому з території України її не видно). Тут компоненти обертаються навколо спільного центра мас з періодом $P \approx 80$ років (рис. 15.2), перебуваючи

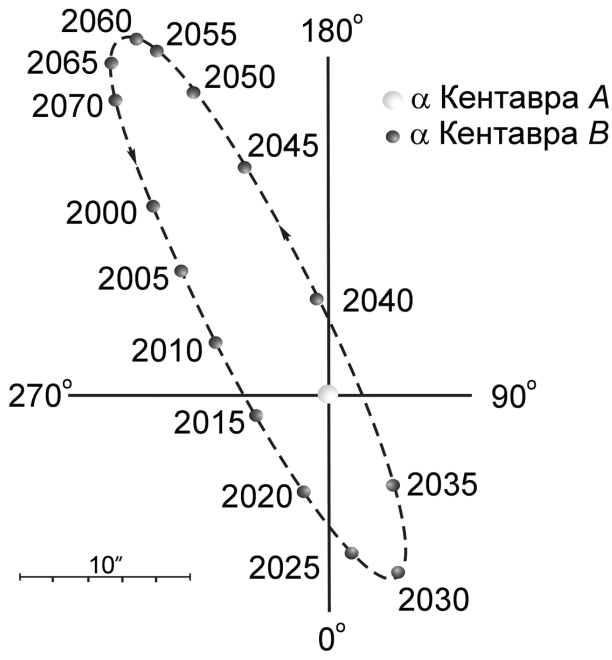


Рис. 15.2. Видима орбіта візуально-подвійної зорі α Кентавра з періодом 79,92 років. Положення компонента *B* відносно компонента *A* дається на декілька наступних десятків років

на кутовій відстані $a' = 20{,}9''$ одна від одної. Видима зоряна величина системи $-0{,}28^m$, причому видима зоряна величина компонента *A* дорівнює $-0{,}01^m$, а для компонента *B* вона становить $1{,}33^m$. Це зорі спектральних класів *G*2V і *K*1V (зверніть увагу на те, що а Кентавра *A* має такий самий спектральний клас, як Сонце). На кутовій відстані 2,2° від цієї системи двох зір виявили слабку зорю $11{,}05^m$ — холодний червоний карлик, який фізично пов'язаний з ними, тобто — це третій компонент *C* системи α Кентавра. Слід зауважити, що компоненти зоряної системи α Кентавра мають найбільші паралакси серед усіх зір. Оскільки з її трьох компонентів *C* є найближчий до Сонця, то він одержав власну назву — Проксіма, тобто найближча (зоря). Період обертання цього холодного червоного карлика навколо центра мас системи оцінюють у 10 000 років. Зоря α Кентавра має назву Рігель Кентаврус (інша назва — Толіман). Тоді Проксіма — це Рігель Кентаврус *C*.

Сьогодні за допомогою такого потужного метода, як оптична інтерференція є технічно можливим спостерігати окремі компоненти подвійної зорі, якщо кутова відстань між ними дорівнює усього 0,02" (так, наприклад нещодавно була відкрита подвійність зорі α Андромеди).

15.3. Затемнювано-подвійні зорі

Затемнювано-подвійними, або *затемнювано-змінними* називаються такі тісні пари зір, спільна зоряна величина яких (поодинці їх не видно) ритмічно змінюється внаслідок періодичних затемнень одного компонента іншим. (Неважко здогадатися, що для спостерігача на Землі подвійна зоряна система буде затемнювано-змінною, якщо промінь зору становить малий кут з площиною її орбіти, тобто $i \sim 90^\circ$). Затемнення може бути повним, зокрема центральним, або частковим. Графічне зображення зміни видимої величини системи з часом називається *кривою блиску*. Момент часу, коли система має найменшу видиму зоряну величину називається *епохою максимуму блиску*, а найбільшу видиму зоряну величину — *епохою мінімуму*. Різниця зоряних величин у мінімумі і максимумі називається *амплітудою*, проміжок часу між двома послідовними максимумами чи мінімумами — *періодом затемнювано-змінної*. Зоря, що має більшу світність, вважається головною, а слабкіша — її супутником.

За особливостями кривих блиску затемнювано-змінні зорі ділять на декілька груп або типів. Опишемо три основних типи.

Зорі типу Алголя (β Персея). Представником цього типу є зоря Алголь, яка протягом 2,5 доби зберігає майже незмінний блиск $2{,}1^m$, потім за 5 год. поступово слабшає до $3{,}4^m$, і потім за такий же час збільшує свою яскравість до початкового блиску. Разом із головним мінімумом блиску існує неглибокий вторинний мінімум. Компоненти Алголя — це зорі спектральних класів *B*8V (головний) і *K*2III (другий) з масами $3{,}7M_\odot$ і $0{,}8M_\odot$ відповідно. Періоди зміни блиску систем типу Алголя є в широкому діапазоні: від декількох годин до 10 000 діб і більше.

Зорі типу β *Ліри*. У затемнювано-змінних цього типу протягом одного періоду бувають два мінімуми різної глибини (глибший — головний, менш глибокий — вторинний). Типовою тут є зоря β Ліри. Її максимальний блиск $3{,}25^m$, блиск у головному мінімумі досягає $4{,}36^m$, між двома головними мінімумами спостерігається вторинний мінімум, коли зоря досягає величини $3{,}85^m$. Особливість кривої блиску системи типу β *Ліри* пояснюється еліпсоїдальною формою компонентів, яка виникає внаслідок сильної припливної гравітаційної взаємодії між ними. Значну роль відіграє також і газовий потік між компонентами, які відрізняються за своїми властивостями (радіусами та ефективними температурами) і еволюційним статусом.

Зорі типу W Великої Ведмедиці. Криві блиску цих зір подібні до кривих блиску затемнювано-змінних типу β Ліри, однак головний і вторинний мінімуми майже однакові за глибиною. Це свідчить про те, що обидва компоненти в затемнювано-подвійних системах цього типу схожі за властивостями. Справді, у самої зорі *W* Великої Ведмедиці обидва компоненти належать до спектрального класу *F*8V. Затемнювано-подвійні системи цього типу вміщують у собі зорі, які перебувають у безпосеред-

ньому контакті. Періоди зміни блиску зір типу *W* Великої Ведмедиці не перевищують одної доби.

Затемнювано-змінні зорі загалом позначають літерою *E* (від лат. *eclipsis* — затемнення), конкретніше — підгрупу затемнювано-змінних типу Алголя позначають *EA*, типу β Ліри — *EB*, типу *W* Великої Ведмедиці — *EW*.

На рис. 15.3 показані криві блиску типових представників для вказаних трьох груп і наведені схеми процесу затемнювання компонентів.

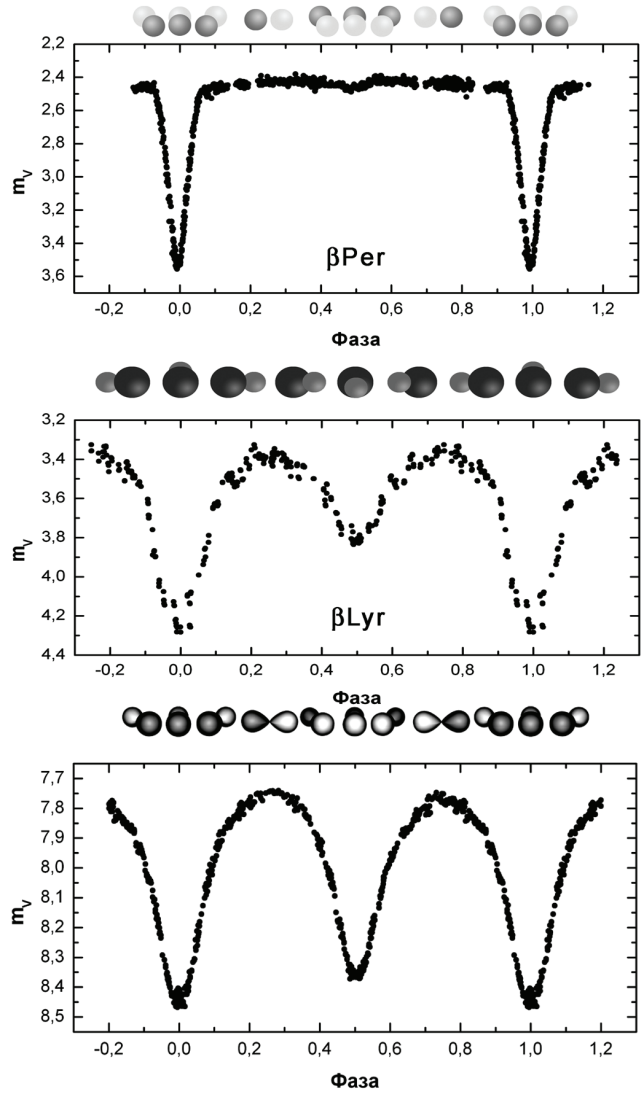


Рис. 15.3. Криві блиску затемнювано-подвійної зорі Алголь (період зміни блиску $P = 2$ доби 20 год. 49 хв.), β Ліри ($P = 12$ діб 21 год. 56 хв.) і W Великої Ведмедиці (період зміни блиску 8 год. 0 хв.) та схеми руху їхніх компонентів

Сьогодні відомо більш ніж 6000 затемнювано-подвійних систем з періодами від хвилин до десятків років. Вивчення кривої блиску затемнювано-змінної зорі дає змогу визначити елементи орбіти системи. За тривалістю мінімумів блиску обчислюють радіуси компонентів, виражені в частках великої півосі орбіти. При повних затемненнях за відношенням глибин мінімумів знаходять відношення світностей компонентів, а при відомій відстані до системи — й абсолютні значення світностей. Якщо ж зоря при цьому спостерігається і як спектрально-подвійна (див. підрозділ 15.4), то визначають також масу кожного компонента зокрема.

Особливою увагою фахівців користуються затемнювано-подвійні системи, в яких один із компонентів є червоним гігантом або надгігантом, а інший — зорею головної послідовності. Типовим прикладом такої групи зір є ε Візничого (період $P = 27$ років). Головна зоря системи — червоний гігант спектрального класу *K*5, супутник — зоря класу *B*8 V.

15.4. Спектрально-подвійні зорі

У 1838 р. в спектрах деяких зір було виявлено періодичні зміщення ліній в обидва боки від їхнього середнього положення. Мова йде про фізичні подвійні зорі, компоненти яких знаходяться на кутовій відстані один від одного, меншій від граничної величини, яка сьогодні є доступною для найпотужніших оптичних інтерферометрів, так що їх окремо не видно.

Зорі, подвійність яких визначають лише на основі спектральних спостережень, називаються *спектрально-подвійними*. Очевидно, що зміщення ліній у спектрі подвійної системи буде спостерігатися лише в тому випадку, якщо площина, в якій розташовані орбіти компонентів, не співпадає з картинною площиною, тобто якщо кут, утворений променем зору з площиною орбіт компонентів системи, не дорівнює 90° (тобто $i \neq 0$), оскільки рух того чи іншого компонента виявляється завдяки *ефекту Доплера*.

Вимірюючи зміщення ліній $\Delta\lambda/\lambda$ у фіолетовий і червоний бік спектра відносно лабораторних довжин хвиль цих ліній, визначають *променеву швидкість* компонентів подвійної системи. Залежність променевої швидкості зорі від часу, зображена графічно, називається *кривою променевої швидкості*. Її форма залежить від двох параметрів — ексцентриситету орбіти *e* і довготи періастру ω (рис. 15.4). Тому за її аналізом вдається визначити комбінацію обох згаданих параметрів або й кожен з них зокрема. Обчислюють також період обертання системи, момент проходження зорі-супутника через періастр і проекцію великої півосі на промінь зору. Це дає змогу визначити суму мас компонентів і масу кожного з них зокрема (див. підрозділ 15.5).

Однак цей аналіз надійний лише у випадку, коли нахил орбіти $i = 90°$. Якщо ж для системи маємо $i \neq 90°$, то знайдене зі спостережень значення

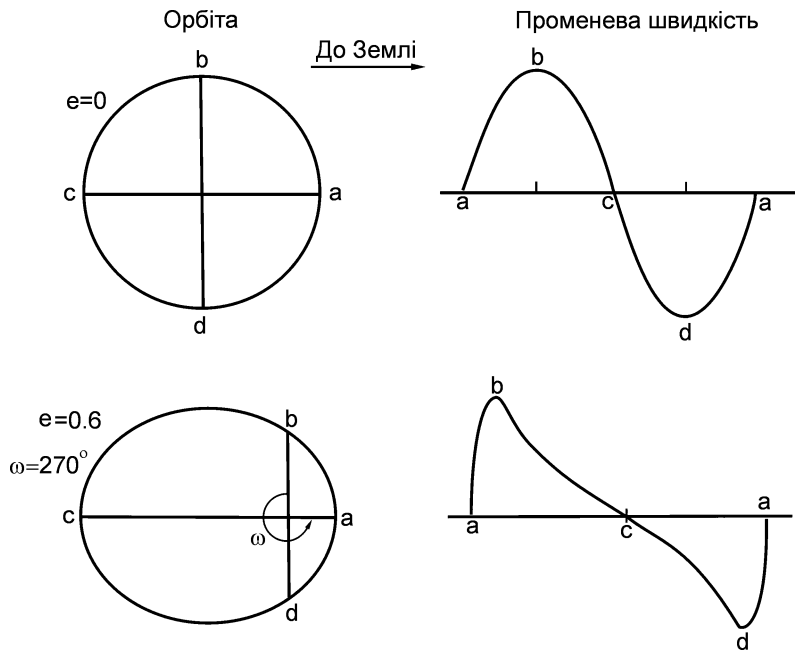


Рис. 15.4. Криві променевих швидкостей залежно від форм та орієнтації орбіт спектрально-подвійних зір

променевої швидкості V_r пов'язане з істинною швидкістю V очевидним співвідношенням $V_r = V\sin i$. Множник sin i вносить суттєву неозначеність у всі подальші результати. Визначити його зі спектроскопічних спостережень не можна.

Розглянемо окремий випадок, коли промінь зору спостерігача перебуває у площині орбіти подвійної системи (рис. 15.5). Кожен із компонентів, обертаючись навколо центра мас системи, то наближається до спостерігача, то віддаляється від нього. Унаслідок ефекту Доплера в першому випадку лінії у спектрі зорі будуть зміщені до фіолетового кінця спектра, у другому — до червоного, причому період цих зміщень дорівнює періоду обертання P. Для спрощення розглянута подвійна система двох зір з однаковими масами й ідентичними орбітами, але прийнято, що світність компонента «2» дещо менша за світність головної зорі «1», тому лінії в його спектрі теж слабші від ліній головного компонента. У момент часу «I» головний компонент віддаляється від спостерігача і його лінії зміщені в червоний бік спектра. В цей же час другий компонент наближається до спостерігача, отже його лінії зміщені до фіолетового боку спектра, тому у спектрі у цей час можна спостерігати пари ліній, які належать обом компонентам. Природно вони зміщенні одна відносно іншої. На етапі «III» картина змінюється на протилежну. А от на етапах «II» і «IV» для обох компонентів проекція просторової швидкості на промінь зору дорівнює нулю, а отже, положення їх ліній в спектрі співпадають.

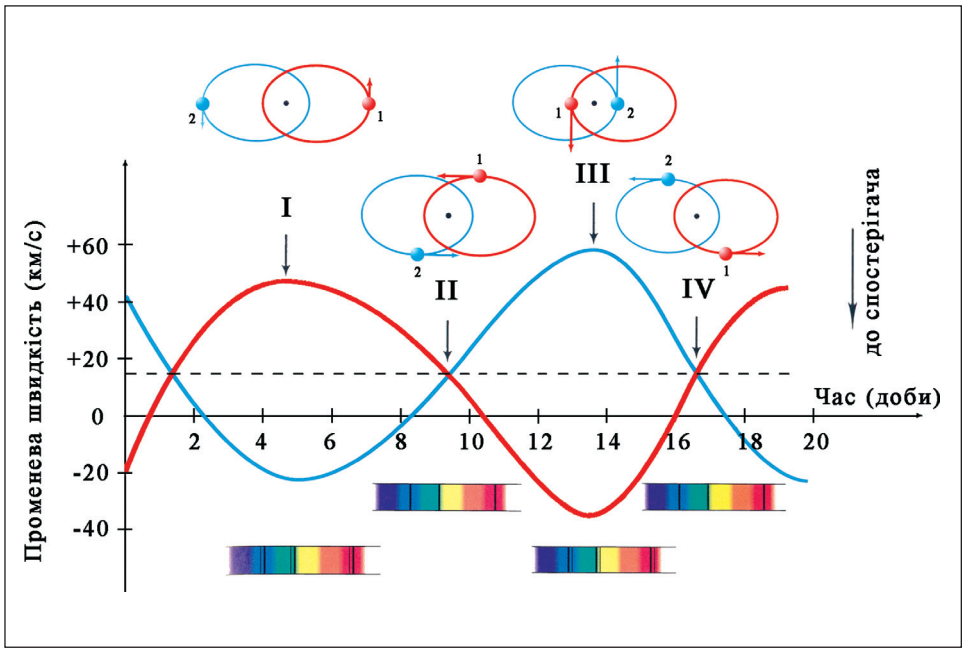


Рис. 15.5. Схема зміни променевих швидкостей у системі спектрально-подвійної зорі і періодичного зміщення спектральних ліній (внизу). Обидві зорі тут мають однакові маси, а отже амплітуда коливань променевої швидкості буде однаковою. Римські числа позначають відповідність спектрів положенню зір на їх орбітах. Горизонтальна штрихова лінія позначає променеву швидкість руху центра мас системи відносно спостерігача

Якщо блиск компонентів відрізняється істотно (різниця у зоряних величинах $\Delta m > 2{,}5^m$), то в спектрі спостерігатимуться лінії лише головного компонента. Тоді замість роздвоєння ліній (фактично зміщення спектральних ліній кожного з компонентів у протилежних напрямках спектра) буде періодичне зміщення ліній головного компонента то в один, то в інший бік спектра. Амплітуда цього коливання буде тим менша, чим більша маса головної зорі порівняно з масою її супутника.

Уже відомо близько 3000 спектрально-подвійних зір. Їхні періоди становлять від 1,3 год. (BD + 42 501) до 320 років (GW Терезів).

15.5. Визначення мас компонентів подвійних систем

Практично єдиним надійним методом визначення маси зорі є дослідження подвійних систем. Якщо дві зорі з масами A і B обертаються навколо спільного центра тяжіння по еліптичних орбітах (див. рис. 15.6), так що a_1

і a_2 — величини великих півосей цих орбіт, $a = a_1 + a_2$ — середня відстань між зорями, P — період обертання, то усі перелічені тут параметри пов'язані між собою третім узагальненим законом Кеплера:

$$\frac{a^3}{P^2} = \frac{G(\mathrm{M}_A + \mathrm{M}_B)}{4\pi^2}. \qquad (15.2)$$

Для подвійної зорі правильне і таке співвідношення:

$$\mathrm{M}_A/\mathrm{M}_B = a_2/a_1, \qquad (15.3)$$

де a_1/a_2 — відношення півосей орбіт кожного компонента.



Рис. 15.6. Орбіти компонентів подвійної системи. Прийнято, що маса головного компонента більша за масу зорі–супутника

Отже, спостереження візуально-подвійних зір, для яких вдається визначити період P, велику піввісь орбіти a (у секундах дуги), паралакс і положення центра мас, дають змогу обчислити масу кожного з компонентів системи. Справді, спостережуване значення півосі a у кутових одиницях дозволяє знайти цю характеристику загальної орбіти, виражену в а. о., якщо відомий паралакс системи, а потім з (15.2) визначити сумарну масу ($\mathrm{M}_A + \mathrm{M}_B$). Невідомі a_1 і a_2 можна одержати, якщо зі спостережень відомі значення максимального кутового відхилення від спільного центра мас для кожного компонента системи, а також її паралакс. Таким чином вдається знайти відношення мас, а потім і індивідуальні маси компонентів. Проте, слід зазначити, що це завдання надзвичайно важке, і дотепер таким чином надійно визначено маси тільки близько 200 зір.

Приблизно ще для такого числа зір вдалося обчислити масу, досліджуючи криві променевих швидкостей спектрально-подвійних систем, якщо у

спектрі спостерігаються лінії обох компонентів. Тут, однак, якщо лише зоря не є одночасно затемнювано-подвійною (а тільки у цьому випадку можна стверджувати, що кут i є близьким до 90°, а, отже, можна вважати, що $\sin i \approx 1$), масу можна визначити тільки з точністю до множника $\sin i$. Справді, вимірюючи променеву швидкість у кожній точці орбіти (у кожній фазі) і проводячи відповідні обчислення, можна побудувати еліпс у площині з $i = 90°$, який буде проекцією реальної орбіти зорі на цю площину. І якщо a' — велика піввісь орбіти, яка обчислена за спостереженнями, a — справжнє її значення ($a = a_1 + a_2$), то очевидно, що $a' = a\sin i$. Надалі, якщо K_A, K_B — півамплітуди променевих швидкостей компонентів A і B, e — ексцентриситет їхніх орбіт під час руху навколо спільного центра мас, P — період, то з теорії еліптичного руху випливає, що:

$$\begin{aligned} a_1 \sin i &= 1{,}375 \cdot 10^4 (1 - e^2)^{1/2} K_A P, \\ a_2 \sin i &= 1{,}375 \cdot 10^4 (1 - e^2)^{1/2} K_B P, \end{aligned} \tag{15.4}$$

і

$$\frac{K_A}{K_B} = \frac{\mathrm{M}_B}{\mathrm{M}_A}, \tag{15.5}$$

У системі координат, пов'язаній з компонентом A,

$$a \sin i = 1{,}375 \cdot 10^4 (1 - e^2)^{1/2} K P, \tag{15.6}$$

де $K = K_A + K_B$. У формулах (15.4) і (15.6) a, K_A і K_B, P виражені у км, км/с і добах відповідно.

Записавши рівняння третього узагальненого закону Кеплера для Землі в її русі навколо Сонця, поділивши на нього рівняння (15.2) для подвійної системи (при цьому треба зробити перехід від а. о. до км, а від років до діб), знехтувавши масою Землі у порівнянні з масою Сонця та використавши співвідношення (15.6), а потім (15.5) отримуємо:

$$\begin{aligned} \mathrm{M}_A \sin^3 i &= 1.036 \cdot 10^{-7} (1 - e^2)^{3/2} K^2 K_B P, \\ \mathrm{M}_B \sin^3 i &= 1.036 \cdot 10^{-7} (1 - e^2)^{3/2} K^2 K_A P, \end{aligned} \tag{15.7}$$

де справа всі величини відомі зі спостережень, а маси компонентів виражені в одиницях маси Сонця.

Результати найбільш надійних обчислень мас зір різних спектральних класів головної послідовності показано на рис. 15.7.

Вдалося виявити певну закономірність щодо розподілу зір за масами в одиниці об'єму. Цей розподіл досліджують за допомогою функції маси, яка визначає кількість зір в одиниці об'єму, маси яких є в інтервалі від M до

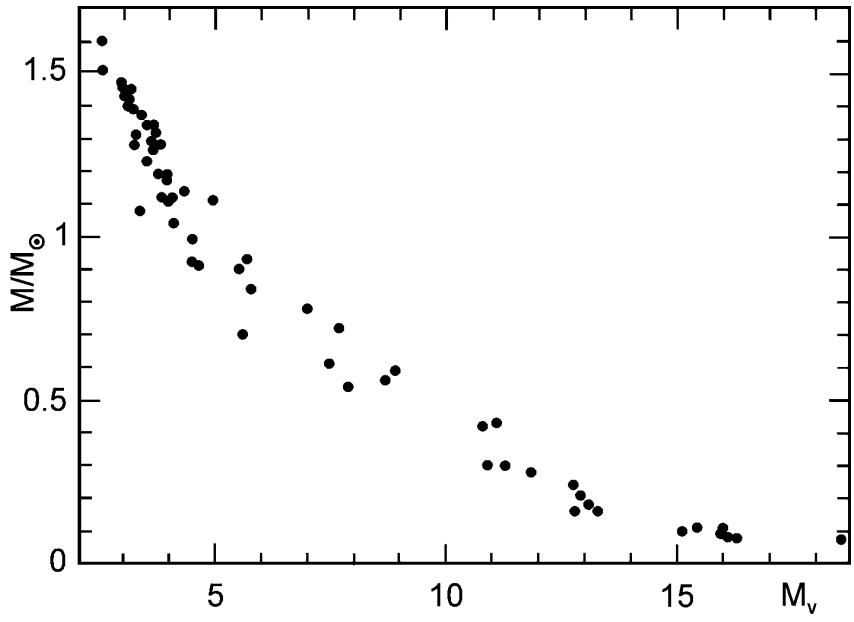


Рис. 15.7. Залежність маса — абсолютна зоряна величина

M + dM. Спостереження показують, що функцію маси F(M) можна апроксимувати виразом:

$$F(\mathrm{M}) = \frac{C}{\mathrm{M}^{2,35}}. \tag{15.8}$$

де C — стала. Звідси, зокрема, випливає, що зір з масою $\mathrm{M} = 10\mathrm{M}_\odot$ приблизно у 220 разів менше, а з масою $\mathrm{M} = 0{,}1\mathrm{M}_\odot$ — у 220 разів більше, ніж зір з масою $\mathrm{M} = 1\mathrm{M}_\odot$.

15.6. Особливості будови тісних подвійних систем

Тісною подвійною системою називається така пара зір, для якої відстань між компонентами сумірна з їхніми лінійними розмірами. Періоди обертання тісних пар менші від 100 діб, швидкості орбітальних рухів досягають 300–350 км/с.

Під дією припливних сил зорі в тісних парах деформуються, так що кожен із компонентів набуває еліпсоїдної форми, причому припливні горби, які тут виникають, спрямовані один до одного.

Особливості будови компонентів тісних подвійних систем вивчають за допомогою теорії потенціалу (див. підрозділ 6.4). В одинокої зорі, що не обертається, поверхня однакового потенціалу ($\varphi = G\mathrm{M}/r$ — стала величи-

на) є сферою, центр якої співпадає із центром зорі. У тісній подвійній системі дві з таких поверхонь стикаються у точці L_1 — *внутрішній точці Лагранжа* (рис. 15.8), утворюючи спільну поверхню, що охоплює обидві зорі. Як знаємо, вона називається *критичною поверхнею Роша*, а охоплений нею простір — *порожниною Роша*.

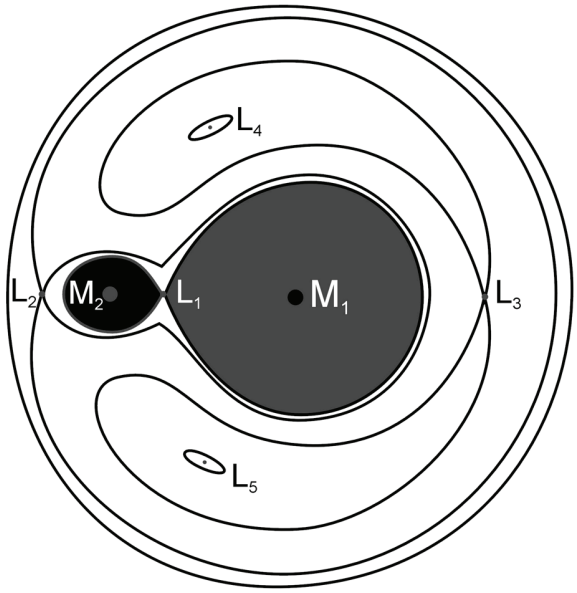


Рис. 15.8. Перетин поверхонь рівного потенціалу площиною, в якій відбувається обертання зір M_1 і M_2 навколо спільного центра мас. Вказано положення точок Лагранжа L_1–L_5

Поняття про порожнину Роша дає змогу відносити тісну подвійну систему до одної з груп, вказаних на рис. 15.9. Наприклад, системи, в яких розміри обох компонентів не досягають поверхні Роша, називаються *розділеними*. Якщо один з компонентів заповнив свою порожнину Роша, система називається *навіпрозділеною*. І нарешті, якщо обидва компоненти заповнюють свої порожнини Роша, система називається *контактною*. Зоря заповнює свою порожнину Роша у процесі еволюції, коли внаслідок зміни її хімічного складу відбувається безперервна перебудова надр зорі — стискання ядра і розбухання її оболонки.

За допомогою спектральних спостережень виявили, що в напівроздільних тісних подвійних системах можуть існувати *потоки речовини*, які рухаються в напрямі до того компонента, який ще не заповнив свою порожнину Роша. А оскільки вся система обертається, то, зберігаючи свій момент кількості руху, кожна матеріальна частинка рухається по складній спіральній траєкторії. Унаслідок цього навколо зорі може утворитися протяжний *газовий диск* (рис. 15.9, *в*).

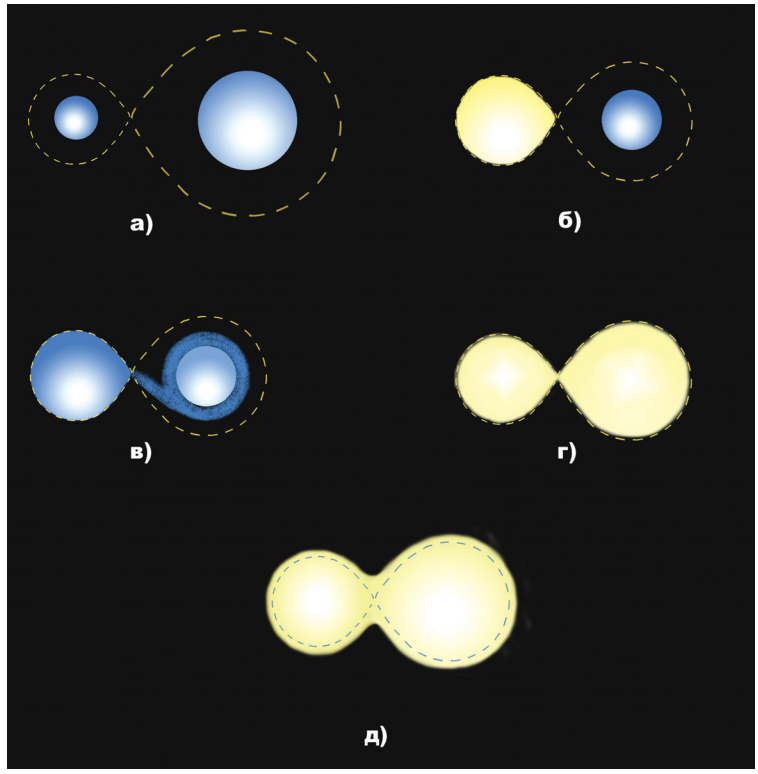


Рис. 15.9. Розділена (*а*), напіврозділена (*б*), напіврозділена з газовим потоком між компонентами (*в*), контактна (*г*) і надконтактна (*д*) тісні подвійні системи. Штрихова лінія вказує межі порожнини Роша

До напівроздільних систем відносяться зорі типу β Персея і β Ліри, а системи типу *W* Великої Ведмедиці є контактні, або надконтактні. Наприклад, у спектрі подвійної системи β Ліри, головна зоря якої є гігант і належить до спектрального класу *B*8, а супутник — до класу *A* — *F*, безпосередньо після головного мінімуму з'являються емісійні лінії, що свідчать про рух газу від головної зорі до супутника зі швидкістю від 80 до 360 км/с. Обігнувши зорю-супутник, газовий потік проходить повз головний компонент за межі системи. Рухаючись по спіралі і утворюючи навколо системи кільце, газ поступово розсіюється у міжзоряному просторі. У цьому випадку втрата маси досить значна, вона, згідно з третім законом Кеплера, призводить до спостережуваного збільшення періоду на 19 с за рік.

В інших випадках потік речовини від зорі, яка заповнила свою порожнину Роша, утворює навколо зорі-супутника вже згаданий вище диск або кільце. Наприклад, у спектрі тісної подвійної системи *U* Близнят (і подібних до неї) спостерігаються яскраві емісійні лінії, ширина яких досягає декількох десятків ангстрем, що свідчить про рух у системі світних газових мас зі швидкостями у декілька тисяч кілометрів за секунду. При цьому без-

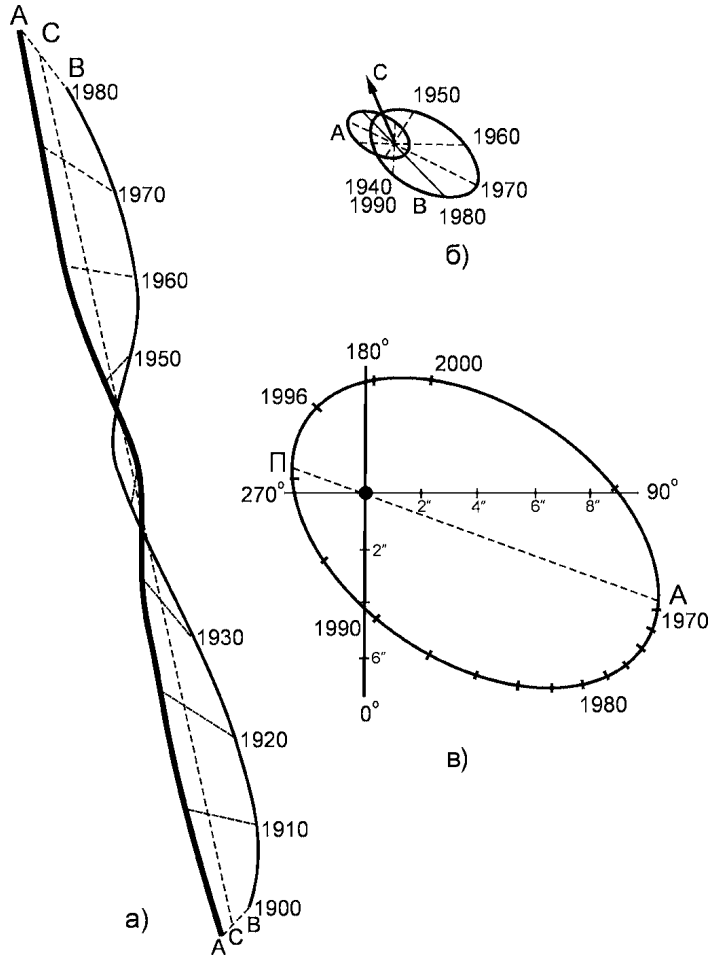
посередньо перед мінімумом блиску послаблюється або зовсім зникає короткохвильове («фіолетове») крило спектральної емісійної лінії. І навпаки, коли затемнення закінчується, зникає її довгохвильове («червоне») крило. З цього випливає, що навколо зорі-супутника є не просто газова оболонка (у цьому випадку згадані зміни профілів ліній не спостерігалися б), а саме газовий диск, що досить швидко обертається.

Унаслідок внутрішнього тертя кінетична енергія газу в такому диску переходить у тепло. Диск нагрівається, витрачає теплову енергію на випромінювання, і речовина з диска поступово випадає на поверхню зорі-супутника. Так відбувається обмін масою між компонентами подвійної системи, який істотно впливає на їхню еволюцію (див. підрозділ 21.6).

15.7. Невидимі супутники зір

При дослідженні фотографічним методом положень близької до нас зорі на загальному фоні зір протягом декількох років вдається виявити її зміщення на небесній сфері — *власний рух* зорі (див. підрозділ 19.4). З цих спостережень виключають її річне паралактичне зміщення, зумовлене обертанням Землі навколо Сонця. Якщо поблизу зорі є *невидимий супутник*, то рівномірно відносно зір фону рухається не сама зоря, а центр мас подвійної системи (барицентр), а видимий компонент системи періодично відхиляється від траєкторії барицентра то в один, то в інший бік. Дослідження такого періодичного відхилення дозволяє визначити масу невидимого супутника і його відстань до головної зорі. Цей метод виявлення невидимих супутників зір є *астрометричним*. Саме так були виявлені супутники у таких яскравих зір, як Сіріус та Проціон: їх відхилення від «прямолінійного» шляху зауважено у 1844 р., самі ж супутники, що є білими карликами, були знайдені відповідно у 1862 і 1896 рр. (рис. 15.10).

Труднощі, які виникають при пошуках слабких супутників зір астрометричним методом, а тим більше — можливих планетних систем, добре видно на прикладі даних про одну з найближчих до нас зір, відому під назвою Росс 614. Її блиск $11{,}34^m$, річний паралакс 0,251". Фотографічні спостереження показали, що амплітуда відхилення зорі від очікуваного напряму руху (якби вона була одинарною) досягає 0,36", період обертання зорі навколо центра мас системи дорівнює 16,5 року. Супутник, блиск якого $14{,}8^m$, відкритий за допомогою телескопа-рефлектора з діаметром дзеркала 5 метрів на кутовій відстані 1,2" від головної зорі. На фотографії обидва компоненти майже зливаються в єдине зображення, оскільки діаметр центральної дифракційної плями зображення головної зорі не менший 0,9". Цікаво те, що головною зорею є карлик головної послідовності спектрального класу *M*6 масою $M_A = 0{,}14M_\odot$ та болометричною світністю $L = 0{,}0048L_\odot$, тоді як супутник — це білий карлик з $M_B = 0{,}08M_\odot$ і $L = 0{,}00095L_\odot$.



Р и с. 15.10. Рух Сіріуса та його супутника: *а*) — видимий рух Сіріуса на загальному фоні далеких зір (жирна лінія), його супутника (тонка лінія) і їхнього центра мас (штрих) від 1870 року до 1980 року; *б*) — видимі орбіти обох зір, що рухаються навколо спільного центра мас; *в*) — орбіта супутника, який рухається відносно головної зорі

Планетоподібні тіла або планети поблизу зір теоретично можна виявити, наприклад, прямим шляхом реєстрації зоряного світла, відбитого поверхнею планети. Проте цей метод вимагає дуже чутливого обладнання (краще встановленого на борту космічної станції, щоб виключити вплив на зображення з боку земної атмосфери), тому що вкрай важко виділити слабке світло від планети, яка є поблизу яскравої зорі. Так, шляхом прямої реєстрації, було відкрите планетоподібне тіло Гліз 229В, яке обертається на відстані 43 а. о. навколо зорі Гліз 229А (див. рис. 15.11). Це тіло у десятки разів масивніше за Юпітер, тому вважається, що воно все ж таки є так званим *коричневим карликом*. За своєю структурою і властивостями такі об'єкти посідають проміжне положення між

справжніми зорями і планетами, і вони, напевне, є дуже розповсюдженими у Всесвіті. Ці об'єкти, виявлені останнім часом за допомогою найпотужніших телескопів, відрізняються від «справжніх» зір тим, що реакції протон-протонного циклу в них не відбуваються, оскільки температура в їхніх надрах недостатньо висока. Для коричневих карликів запровадили спектральні класи L, T та Y. Температура на поверхні в них нижча за 2500 K, тому більшу частину енергії вони випромінюють в інфрачервоному діапазоні.

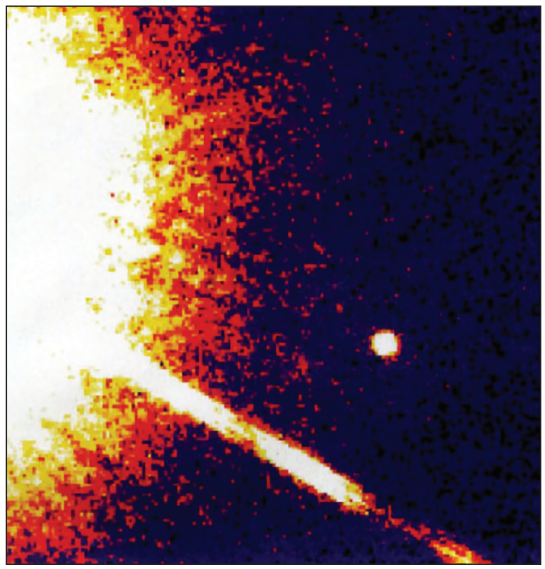


Рис. 15.11. Пряма реєстрація зображення коричневого карлика Гліз 229B праворуч від головної зорі

Ще один метод, який зараз дуже широко застосовується для знаходження планетоподобних тіл поблизу зір, заснований на ефекті Доплера. Якісно цей метод подібний до того, який використовують при дослідженнях подвійних зір (див. вище). Кількісна відмінність полягає в тому, що доплерівське зміщення спектральних ліній центральної зорі, обумовлене слабким гравітаційним впливом з боку планети, дуже мале. Адже мова йде про коливання променевої швидкості центральної зорі з амплітудою усього декілька десятків метрів за секунду. Визначити таку нехтовно малу величину при сучасному розвитку техніки спостережень дуже важко, але в принципі можна. Як приклад, на рис. 15.12 зображена крива променевої швидкості для зорі 51 Пегаса, аналіз якої свідчить про наявність планетної системи поблизу цієї зорі.

Основний недолік згаданого методу полягає в тому, що він дозволяє отримати лише нижню межу маси невидимого компонента. Невизначеність маси тут обумовлена наявністю множника $\sin i$, де i — кут між променем зору і перпендикуляром до площини планетної орбіти. Астрометричний метод, навпаки, вільний від цього недоліку. За його допомогою нещодав-

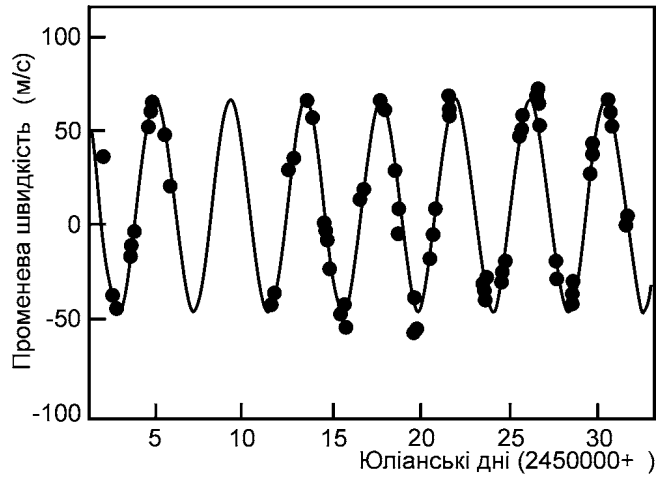


Рис. 15.12. Крива зміни променевої швидкості зорі 51 Пегаса

но було відкрито дві планети в системі зорі Лаланд 21185: одна з них має масу 0,9 маси Юпітера і обертається на відстані 2,2 а. о., а друга масивніша (1,1 маси Юпітера) знаходиться на відстані 11 а. о.

Загалом на даний час відомо вже близько трьохсот зір, для яких існування невидимих супутників доведене. У деяких зір виявлено по кілька планет (див. таблицю 15.1). Однак до цього часу все ще не були відкриті планети, які за розмірами і масою нагадують Землю. Сучасний розвиток техніки спостережень не дозволяє виявити нехтовно малий гравітаційний вплив з боку таких планет на їх центральні зорі.

Таблиця 15.1.

Планети поблизу деяких зір

Зоря	$M/M_{Ю}$	P	a	e	V	$M_*/M_\odot$
υ Андромеди	0,69	4,617	0,059	0,01	70,2	1,30
υ Андромеди	1,89	241,500	0,829	0,28	53,9	1,30
υ Андромеди	3,75	1284,000	2,530	0,27	61,1	1,30
47 Великої Ведмедиці	2,54	1089,000	2,090	0,06	49,3	1,03
47 Великої Ведмедиці	0,76	2594,000	3,730	0,10	11,1	1,03
55 Рака	0,84	14,653	0,115	0,02	72,2	1,03
55 Рака	0,21	44,280	0,240	0,34	13,0	1,03
55 Рака	4,05	5360,00	5,900	0,16	49,3	1,03
τ Волопаса	4,13	3,312	0,050	0,01	471,4	1,30
51 Пегаса	0,46	4,231	0,050	0,01	55,0	1,06
ρ Північної Корони	1,04	39,845	0,220	0,04	64,2	0,95
70 Діви	7,44	116,689	0,480	0,40	315,2	1,10
16 Лебедя	1,69	798,938	1,670	0,67	51,2	1,01

тут $M/M_{Ю}$ — маса планети у масах Юпітера;
P — орбітальний період у добах;
a — середня відстань до зорі у а. о.;
e — ексцентриситет планетної орбіти;
V — півамплітуда зміни променевої швидкості у м/с;
$M_*/M_\odot$ — маса центральної зорі у $M_\odot$.

Є, звичайно, всі підстави вважати, що невидимі супутники, частина з яких можуть були холодними тілами — планетами, існують у багатьох зір. Вирішальними тут, напевне, будуть спостереження з борта космічних станцій з використанням найефективніших сучасних методів реєстрації астрономічних зображень.

Як бачимо з таблиці 15.1, маса багатьох відкритих планетоподібних тіл близька, або перевищує масу Юпітера. Чи можна вважати такі тіла справжніми планетами — це питання для сучасної теорії будови зір і фізики планет. Може статися, що ті тіла, які сьогодні вдалося виявити поблизу деяких зір, насправді є проміжною ланкою між коричневими карликами і справжніми планетами. Відкриття ж планет, які за своїми параметрами подібні до планет земної групи, — це справа майбутнього.

Тому й дотепер мало що можна сказати про можливість існування в Галактиці планет, заселених високоорганізованими формами життя. Усі розмірковування на цю тему носять імовірнісний характер. При обговоренні цього питання використовують найдовільніші припущення. Звичайно кількість високорозвинутих цивілізацій у Галактиці N_c зображають у вигляді добутку декількох імовірностей (формула була вперше запропонована американським астрономом Френком Дрейком):

$$N_c = N f_1 f_2 f_3 f_4 f_5 f(\tau), \qquad (15.9)$$

де $N = 10^{11}$ — кількість зір у Галактиці; f — імовірності: f_1 — того, що зоря має планетну систему; f_2 — того, що умови на планеті придатні для зародження життя; f_3 — того, що життя на планеті виникло; f_4 — того, що це життя досягнуло розумних форм, f_5 — того, що розумне життя досягло такого рівня, при якому цивілізація здатна вступати у зв'язок з подібними до себе. І нарешті, $f(\tau)$ — деяка функція параметра τ — тривалості існування технічно розвинутої цивілізації. Звичайно приймають $f(\tau) = \tau/T$, де $T \approx 10^{10}$ років — вік існування Галактики, а $\tau \approx 200\,000$ років.

З тих міркувань, що зорі, ефективні температури яких менші від 8000 К, обертаються навколо своїх осей приблизно в 10 разів повільніше, ніж гарячі зорі, роблять висновок про те, що це може свідчити про існування навколо них невидимих з Землі планетних систем. Тут приймають, що більшість таких зір на ранніх стадіях розвитку була оточена газово-пиловими дисками (див. підрозділ 21.7), з яких власне і сформувалися планети. Teo-

рія свідчить про те, що диск повинен бути пронизаний магнітними силовими лініями, завдяки яким обертальний момент від центральної зорі ефективно передається згаданому диску, причому власне відбувається істотне гальмування обертального руху самої зорі. У Галактиці налічують близько 60 млрд. зір згаданого типу, тому й приймають, що $f_1 \approx 0{,}6$. Оцінюючи ймовірність f_2, беруть до уваги, що життя може розвиватися за наявності певної атмосфери, сприятливого теплового режиму і великих водяних басейнів. Уведено поняття *екосфери* — сфери життя навколо зорі. Таким чином, сприятливі умови для життя можуть бути навколо зір, для яких поверхнева температура $4000\ \text{K} < T < 8000\ \text{K}$. Загалом приймають $f_2 \approx 0{,}01$. Усі інші ймовірності оцінюють дуже довільно, їхні значення, які найчастіше зустрічаються в літературі, такі: $f_3 = 0{,}08$, $f_4 = 0{,}01$ і $f_5 = 1$. Таким чином, кількість розвинутих цивілізацій у Галактиці ймовірно не перевищує 10.

Варте уваги, однак, твердження відомого астронома Йосифа Самуїловича Шкловського (1916–1985) про відсутність «космічного чуда»: якби у Галактиці була ще одна чи більше високорозвинутих цивілізацій, то ми, як мешканці Землі, повинні б виявити у навколишньому Всесвіті такі явища, які неможливо пояснити дією природних законів. Цього якраз немає. Тому Шкловський зробив висновок, що наша цивілізація є унікальною взагалі у Всесвіті. Інші астрономи розглядають це питання оптимістичніше і на підставі наведених вище міркувань стверджують, що в нашій Галактиці все ж таки існують високорозвинуті цивілізації, середня відстань між якими вимірюється десятками тисяч світлових років, що є перепоною для встановлення прямого контакту між ними.

Відповідно до того, як не справджувалися зусилля, спрямовані на встановлення зв'язку з іншими цивілізаціями (такі спроби ведуться з 1960 р.), змінилась сама постановка питання. Раніше наукова програма називалася так: «*Communication with ExtraTerrestrial Intelligence*» — «Зв'язок з позаземним розумом» (скорочено CETI). Зараз її назва звучить реалістичніше: «*Search for ExtraTerrestrial Intelligence*» — «Пошук позаземного розуму» (SETI). Найкращий засіб встановити контакт очевидно, має бути заснований на використанні радіозв'язку в інтервалі частот 1–10 ГГц. Якраз у цьому інтервалі радіошум від процесів, що відбуваються в Галактиці, є найменший, а тому імовірність зареєструвати слабкий сигнал від іншої цивілізації є більшою. Сьогодні декілька радіотелескопів у світі систематично «оглядають» усе небо з надією одержати сигнал розумного життя, але поки що без успіху.

Розділ 16

ПУЛЬСУЮЧІ ЗМІННІ ЗОРІ

16.1. Класифікація змінних зір

Як ми вже знаємо, затемнювано-подвійні зорі є одним із типів змінних зір. Проте причина зміни блиску тут зовнішня, пов'язана з орбітальним рухом компонентів зоряної системи. Існують і *фізичні змінні* зорі, змінність блиску яких зумовлена процесами, що відбуваються в їхніх надрах і атмосферах. Дотепер відкрито близько 30 000 фізичних змінних зір. До них також умовно відносять *пульсари* та змінні галактичні *джерела рентгенівського випромінювання*.

Перші 334 змінні зорі у кожному сузір'ї позначають одною або двома літерами латинського алфавіту (*R, S,..., Z, RR, RS,..., RZ, SS, ST,..., SZ, TT,..., TZ, UU,..., YY, YZ, ZZ, AA,..., QQ,..., QZ*), які ставлять перед назвою сузір'я (наприклад, *VW* Дракона, *UV* Кита). Усі наступні змінні зорі у сузір'ї позначають так: *V*335, *V*336 і т. д. (наприклад, *V*335 Лебедя). Якщо ж раніше змінна зоря була позначена літерою грецького алфавіту, то це позначення за нею зберігають (наприклад, δ Цефея). Окремі типи змінних зір називають за зорею-прототипом (наприклад, зорі типу *W* Діви, типу *T* Тельця і т. д.). Змінні зорі типу δ Цефея називаються *цефеїдами*, зорі типу *RR* Ліри — *ліридами*, зорі типу *W* Діви — *віргінідами*.

Фізичні змінні залежно від особливостей змінності ділять на дві основні групи: *пульсуючі змінні*, в яких зміни блиску зумовлені періодичним або квазіперіодичним коливанням їхніх радіусів і ефективної температури навколо певних середніх значень; та *еруптивні змінні*, в яких зміни блиску пов'язані з раптовим виділенням енергії внаслідок вибухоподібного процесу.

За амплітудами, тривалістю циклу та іншими особливостями кривих зміни блиску як пульсуючі, так і еруптивні змінні поділено на окремі типи. Наприклад, у групі пульсуючих зір виділяють цефеїди, віргініди, ліриди, зорі типу *RV* Тельця, довгоперіодичні змінні, напівправильні змінні тощо.

До групи еруптивних зір належать зорі типу *T* Тельця, *UV* Кита, Нові зорі, новоподібні, зорі типу *U* Близнят і Наднові зорі.

16.2. Цефеїди, ліриди і віргініди

Для зір цих типів характерні ритмічні, з точністю доброго годинникового механізму, зміни блиску і певна залежність форми кривої блиску від періоду *P*. Довгий час усі ці три групи пульсуючих змінних об'єднували під назвою цефеїди. Однак і тоді був поділ на *довгоперіодичні* або *класичні цефеїди* (їхнім прототипом була зоря δ Цефея) і *короткоперіодичні цефеїди* (прототип — зоря *RR* Ліри). Виділення окремих типів «колишніх цефеїд» — лірид і віргінід — супроводжувалися певними змінами в уявленнях щодо масштабів Галактики і галактичного світу в цілому.

Цефеїди. У Галактиці зір цього типу відкрито понад вісімсот (багато цефеїд знайдено і в інших галактиках). Амплітуди зміни блиску відомих цефеїд нашої Галактики, класифікація яких не має сумнівів, є в межах від $0{,}06^m$ (для унікальної цефеїди Полярної — α Малої Ведмедиці — амплітуда зараз становить $0{,}015^m$) до $1{,}5^m$, а періоди — від 1 до 127 діб. Цефеїди в інших галактиках часто мають періоди більше ніж 100 діб, а в нашій Галактиці таких цефеїд усього декілька. Абсолютні зоряні величини цефеїд — від -2^m до -6^m, вони є надгігантами спектральних класів *F* і *G* (деякі цефеїди у мінімумі блиску мають спектральний клас *K*). Як вже було сказано, типовим представником цієї групи змінних є зоря δ Цефея, яка ритмічно змінює свій блиск від $3{,}48^m$ до $4{,}37^m$ з періодом 5,366 доби.

Залежність зоряної величини цефеїди від часу *t* (точніше від фази $\varphi = t/P$, де *P* — період пульсацій) є асиметричною: порівняно швидке зростання блиску змінюється дещо сповільненим його спадом (рис. 16.1, *а*). У фазі з кривою блиску змінюється ефективна температура зорі (рис. 16.1, *б*), а також її спектральний клас: у мінімумі блиску поверхня зорі холодніша, а її спектральний клас пізніший. До того ж ця особливість проявляється тим сильніше, чим більший період зміни блиску зорі. Так виявили залежність період — спектральний клас для цефеїд. У деяких так званих s-цефеїд крива блиску має синусоїдальну форму, тобто є симетричною, амплітуда ж, як правило, не перевищує $0{,}5^m$. Типовий приклад s-цефеїди — α Малої Ведмедиці.

Вимірюючи зміщення ліній у спектрах цефеїд, можна отримати криві променевих швидкостей. Як виявилося, у кожному конкретному випадку ця крива є дзеркальним відображенням кривої блиску (рис. 16.1, *в*). Вона свідчить, що зовнішні шари зорі, в яких утворюються спектральні лінії, коливаються навколо середнього положення рівноваги, досягаючи найбільшої швидкості близько 20 км/с. За кривою променевих швидкостей (dR/dt) можна обчислити відхилення радіуса зорі *R* від його середнього значення (див. підрозділ 20.2).

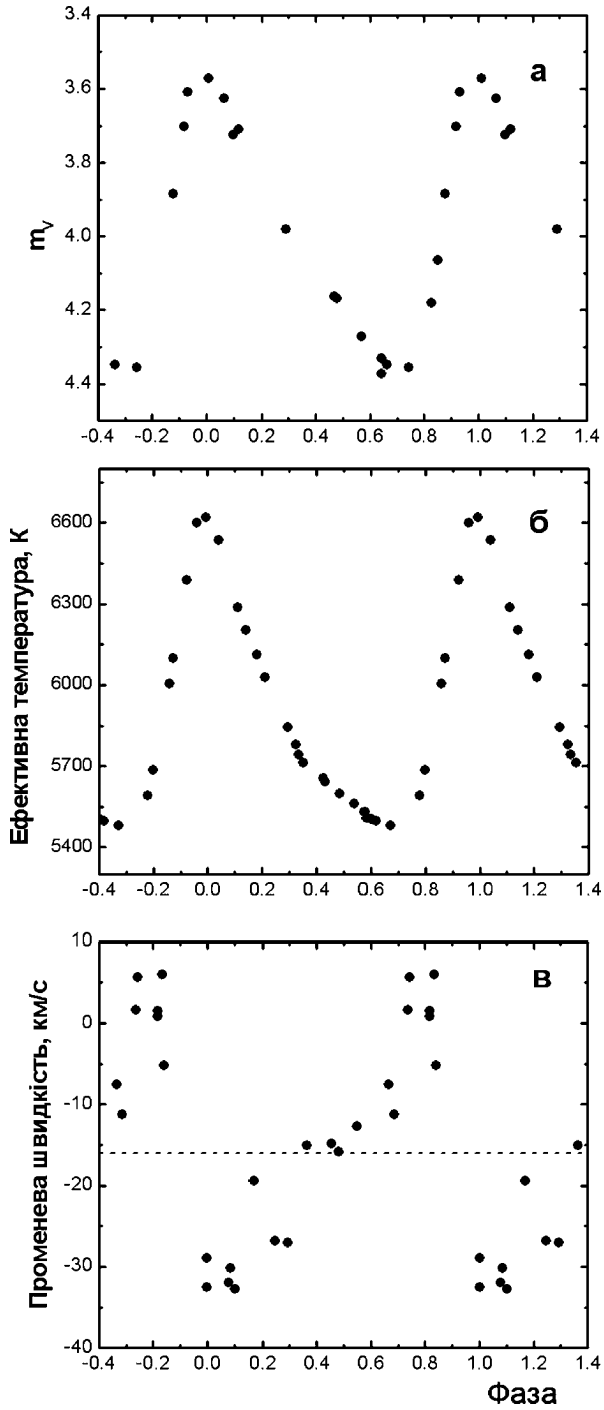


Рис. 16.1. Зміни блиску (*а*), температури (*б*), променевої швидкості фотосфери (*в*) зорі δ Цефея у функції фази періоду; штрихова лінія позначає величину променевої швидкості руху самої зорі у просторі

Зіставлення кривої блиску з кривою променевої швидкості показує, що максимуму блиску зорі відповідає найбільша швидкість розширення (руху випромінюючого шару в бік спостерігача), тоді як мінімуму блиску — найбільша швидкість стиску. У ці моменти радіус зорі близький до свого середнього значення. Конкретно при середньому радіусі зорі δ Цефея $R = 42R_\odot$ відхилення від середнього положення становить $\Delta R \approx 2R_\odot$, так що відносне зміщення фотосферного шару все ж невелике: $\Delta R/R \approx 0{,}05$.

Як було сказано раніше, у 1910 р. Генрієтта Лівітт, вивчаючи цефеїди у близькій галактиці — Малій Магеллановій Хмарі, виявила, що чим більший середній за період блиск цефеїди, тим більший період його зміни (див. рис. 14.1). Оскільки розмірами самої Хмари можна знехтувати порівняно з її відстанню до Землі, а отже, можна сказати, що всі цефеїди цієї галактики перебувають на практично однаковій відстані від нас, то це відкриття вказує на існування залежності між періодом пульсацій цефеїд P і світністю L (абсолютною зоряною величиною M). Згодом уточнили, що між середньою за період абсолютною зоряною величиною $\overline{M} = \left(M_{\max} + M_{\min}\right)/2$ і періодом пульсації P є строга залежність, яка у візуальних променях має вигляд:

$$\overline{M}_V = -2{,}69 \lg P - 1{,}47^m, \qquad (16.1)$$

де період P обчислюють у добах.

Віргініди. Довгий час до цефеїд залічували зорі типу W Діви, періоди зміни блиску яких перебувають приблизно в межах від 12 до 35 діб. Як приклад, на рис. 16.2 показана крива блиску самої зорі W Діви.

В 1952 р. визначили, що при однаковому значенні періоду пульсацій абсолютні зоряні величини віргінід на $1{,}5–2{,}0^m$ менші від типових для цефеїд (див. рис. 16.3). Як виявилося, розподіл цих двох типів змінних зір у галактичному просторі також різний: цефеїди в основному скупчені до площини Молочного Шляху, тоді як віргініди розподілені майже рівномірно

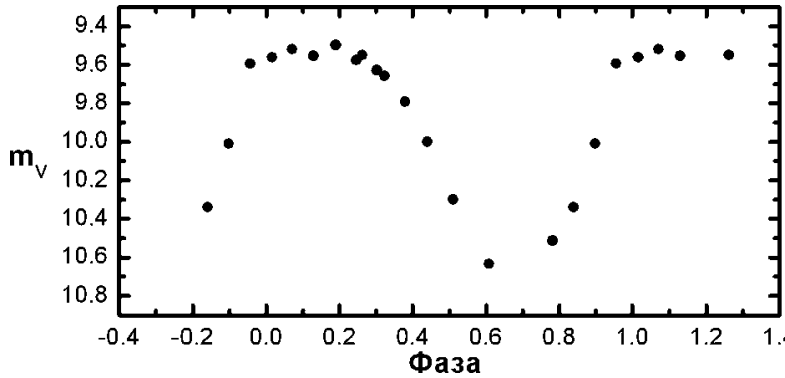


Рис. 16.2. Крива блиску зорі W Діви. Пульсаційний період $P = 17{,}277$ діб

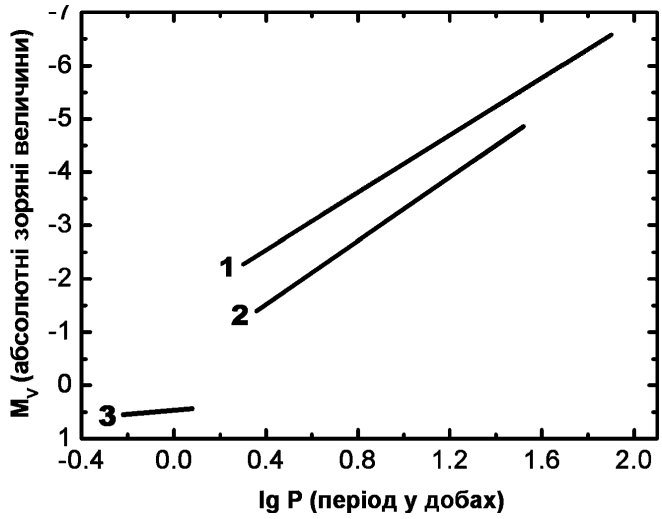


Рис. 16.3. Схематичне зображення залежності період — світність для цефеїд (1), віргінід (2), а також зір типу RR Ліри (3)

відносно центра Галактики. Залежність світності від періоду зміни блиску для зір типу *W* Діви майже така, як і для цефеїд, однак з іншою константою у формулі типу (16.1).

Ліриди. Змінних зір типу *RR* Ліри відомо близько 7000. Це — гіганти спектральних класів *A* — *F*, періоди зміни блиску для них є в межах від 0,2 до 1,2 доби, амплітуди зміни блиску не перевищують 2^m (рис. 16.4).

Середнє значення абсолютної зоряної величини лірид $M \approx +0{,}6^m$. Особливо багато цих зір є в кулястих зоряних скупченнях (див. підрозділ 19.3).

Уже на початку XX ст., як тільки виявили залежність $M = M(P)$, цефеїди (у найширшому розумінні слова, тобто включаючи в цю групу і ліриди, і віргініди) назвали «маяками Всесвіту». Вони й справді є такими, особливо тепер, коли з'ясовано існування цих трьох окремих різновидів. Їхня достатньо висока світність дає змогу виявляти ці об'єкти в найдальших закут-

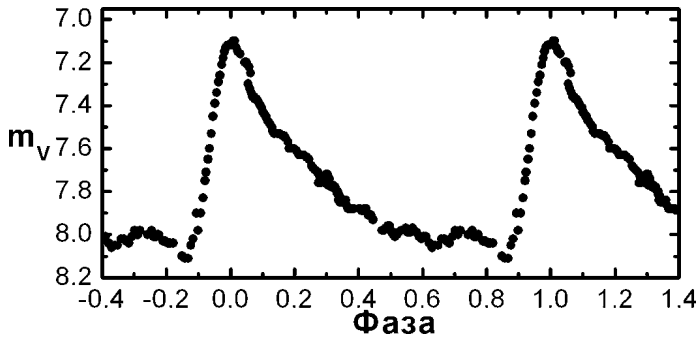


Рис. 16.4. Крива блиску *RR* Ліри

ках нашої Галактики, а також (це стосується саме цефеїд) і в декількох десятках близьких до нас галактик. Тут формула (16.1) дає змогу прокалібрувати інші методи визначення міжгалактичних відстаней цілком так само, як у масштабах нашої Галактики це здійснили за допомогою тригонометричних паралаксів.

16.3. Інші типи пульсуючих змінних

Змінні типу α *Лебедя* — нерадіально пульсуючі надгіганти спектральних класів *B — A*, в яких зміна блиску відбувається у проміжках від декількох діб до десятків діб і за амплітудою не перевищує $0{,}2^m$. Зміна блиску має нерегулярний характер. У такому разі говорять не про період зміни блиску, а про характерне значення тривалості пульсаційного циклу.

Серед зір спектральних класів *O*8 — *B*6, які на діаграмі спектр — світність розташовані на головній послідовності, а також у зоні дещо вище від неї, виділяють групу пульсуючих змінних типу β *Великого Пса* (або β *Цефея*). Амплітуди зміни блиску цих зір не перевищують $0{,}3^m$, а характерний масштаб у часі цих змін — від 2 до 15 год.

Холодніші від зір β Великого Пса, але також як і останні, розташовані поблизу головної послідовності, пульсуючі зорі типу δ *Щита* мають діапазон спектральних класів *A*2 — *F*5. Амплітуда зміни блиску цих зір не перевищує $0{,}8^m$, а періоди є в межах від декількох десятків хвилин до приблизно 5 годин. Криві зміни блиску з часом змінюють свою форму, а це означає, що у цих зір одночасно збуджуються коливання з декількома різними періодами, і спостережувана зміна блиску є результатом інтерференції таких коливань.

До такого ж діапазону спектральних класів, як і зорі типу δ Щита, належать змінні типу *SX Фенікса*. Вони є пульсуючими субкарликами, періоди яких 1-2 години, амплітуда ж може досягати $0{,}7^m$.

З боку довгих періодів з цефеїдами стикуються змінні зорі типу *RV Тельця* і *напівправильні змінні*. У максимумі блиску зорі типу *RV* Тельця (надгіганти) мають спектральні класи *F — G*; загальна амплітуда зміни їх блиску може досягати $3–4^m$, а періоди мають значення від 30 до 150 діб. Напівправильні змінні (гіганти спектральних класів *K, M, C, S*) показують як досить добре визначену періодичність зміни блиску (тип *SRa*), так і відсутність періодичності (тип *SRb*). Тут можна говорити лише про характерний час змінності. Для зір цього типу він становить від 20 діб до 2300 діб при амплітуді менше $2{,}5^m$, але упродовж деяких інтервалів часу блиск може бути навіть незмінним. У групі напівправильних змінних виділяють також гіганти спектральних класів *F-K-M* (тип *SRd* і *SRc*), які мають амплітуди зміни блиску від $0{,}1^m$ до 4^m і періоди від 30 до декількох тисяч діб.

Змінні типу *Міри Кита* мають періоди коливання блиску від 80 до 1000 діб при амплітуді цих змін від $2{,}5^m$ до $5{-}10^m$. Це — червоні надгіганти. Хоча загальна картина змінності цих зір є однаковою, однак форми кривих блиску, амплітуди і проміжки часу між двома послідовними максимумами від циклу до циклу неоднакові. Наприклад, типовий представник цієї групи зоря *R* Гідри в наш час з періодом 386 діб змінює свій блиск від 3^m до 11^m. Двісті ж років тому цей період досягав 500 діб. Блиск самої зорі Міри (з латинської — «дивна») Кита в середньому протягом кожних 332 доби змінюється від 2^m до $10{,}1^m$.

Серед пульсуючих зір найкоротші періоди мають так звані змінні типу *ZZ Кита*. Це — пульсуючі білі карлики, які змінюють свій блиск з періодом від 30 секунд до 25 хвилин і амплітудою від $0{,}001^m$ до $0{,}2^m$.

Аналіз параметрів згаданих вище пульсуючих змінних зір дає змогу зробити висновок, що період пульсації зорі є тим більший, чим менша середня густина зорі. Очевидно, зоря стає змінною лише на певному етапі своєї еволюції, на якому її температура, радіус і середня густина набувають таких значень, при яких стаціонарний стан стає неможливим. Положення

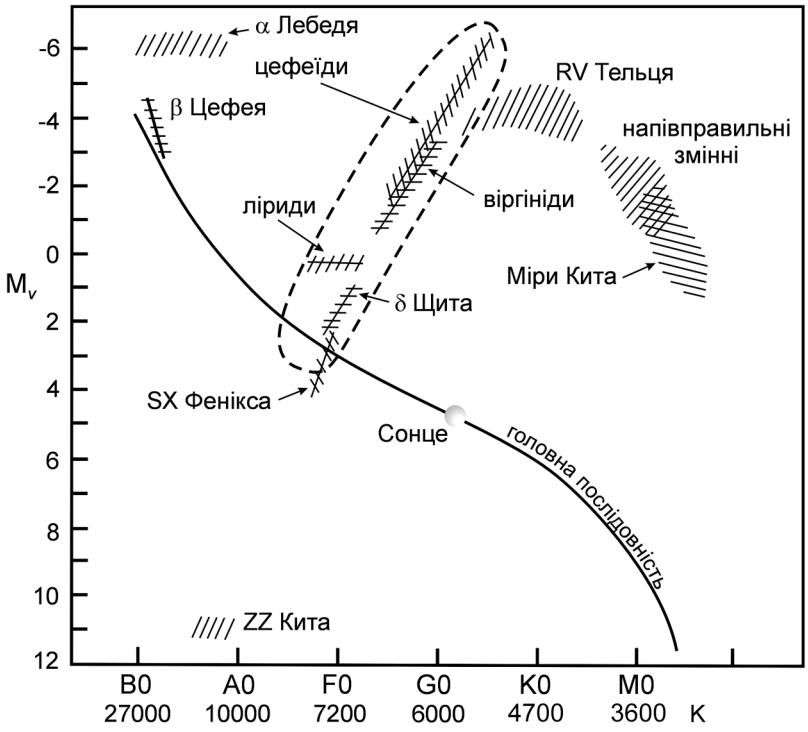


Рис. 16.5. Положення основних типів пульсуючих змінних зір на діаграмі спектр — абсолютна зоряна величина; разом із спектральними класами вказана також шкала ефективної температури

основних типів пульсуючих зір на діаграмі спектр — абсолютна зоряна величина відображено на рис. 16.5.

Слід зауважити, що наше Сонце теж можна вважати пульсуючою зорею. Наявність пульсацій дуже малої амплітуди з періодами від 5 хвилин до приблизно трьох годин була встановлена за допомогою спектральних спостережень, завдяки використанню ефекту Доплера.

16.4. Елементи теорії зоряних пульсацій

Збільшення періоду пульсацій при зростанні радіуса зорі і, отже, зменшенні її середньої густини повністю узгоджується з даними, що випливають з *теорії пульсацій* зір. В її основі лежать записані у диференціальній формі закони збереження маси, імпульсу та енергії. Завданням теорії пульсацій є вивчення розподілу амплітуди коливання від центра зорі до її поверхні, узгодження отриманих результатів зі спостереженнями, а головне — пояснення самого механізму пульсацій у зір різних типів.

Більш ніж сто років тому теоретично було доведено, що однорідна газова куля, виведена із стану рівноваги, здійснює коливання у полі власного тяжіння, розширюючись і стискуючись, з періодом:

$$P = K / \sqrt{\bar{\rho}}, \tag{16.2}$$

де $\bar{\rho}$ — середня густина газової кулі (зорі); K — стала. Як видно, чим менша густина пульсуючої кулі, тим більший період її пульсації. До речі, це співвідношення випливає і з відомої формули для періоду коливання математичного маятника $P = 2\pi\sqrt{l/g}$ у полі тяжіння з прискоренням g, якщо в ній замість довжини маятника l підставити радіус зорі R, а також урахувати, що прискорення сили тяжіння $g = GM/R^2$.

Для однорідної газової кулі з показником адіабати $\gamma = 5/3$ стала $K = 0{,}14$, якщо P виміряний в добах, а $\bar{\rho}$ у г/см^3. Узагалі ж, як виявилося, стала K залежить від структури зорі. Наприклад, її числове значення для цефеїд з $P = 2$ доби майже удвічі більше ніж для цефеїд з періодом 70 діб. Якщо ж знехтувати цим уточненням, то з формули (16.2) при $K = 0{,}14$ отримаємо такі оцінки періодів пульсацій. Для Сонця і подібних до нього зір при $\bar{\rho} = 1{,}41$ г/см^3 пульсаційний період має дорівнювати $P \approx 3$ год (приблизно 0,12 доби), для цефеїд при $\bar{\rho} \approx 10^{-4}$ г/см^3 період $P \approx 10$ діб, для зір типу Міри Кита з $\rho \approx 5\cdot10^{-8}$ г/см^3 одержимо $P \approx 600$ діб, а для білого карлика з $\rho \approx 10^5$ г/см^3 маємо $P \approx 40$ секунд.

Якісне співпадання теоретично очікуваних значень періодів пульсацій зі спостережуваними підтверджує механічну природу пульсацій цих зір.

Однак, як показує аналіз, зоря, яку виведено зі стану рівноваги, припинила б свої коливання внаслідок їх поступового згасання. Тим часом пульсуючі зорі змінюють свій блиск упродовж сотень тисяч і мільйонів років. Очевидно, що ці коливання підтримуються енергією, яка вивільняється в надрах зір унаслідок термоядерних реакцій. Важче пояснити інше: яким чином промениста енергія, що повільно «просочується» через зоряну речовину з надр до поверхні зорі, спричиняє механічну дію? Цю проблему з'ясовано в 50-х роках XX ст. завдяки працям двох вчених: С. А. Жевакіна і Р. Крісті, які першими звернули увагу на те, що дестабілізуючий вплив на зоряну оболонку можуть мати ті її шари, в яких є часткова іонізація атомів тих хімічних елементів, вміст яких в речовині зорі є достатньо високий (це, наприклад, водень або гелій — два найбільш розповсюджені елементи у Всесвіті).

В оболонці зорі температура речовини зростає в напрямі до центра зорі. Тому, починаючи з деякої глибини, атоми різних хімічних елементів поступово переходять в іонізований стан. Чим нижчим є потенціал іонізації атомів певного елемента, тим ближче до поверхні зона його іонізації. Достатньо глибоко під поверхнею зорі розташована зона іонізації водню (потенціал іонізації 13,6 еВ), дещо глибше є зона однократної іонізації гелію (зона He I → He II, потенціал 24,6 еВ), а ще глибше — зона двократної іонізації гелію (зона He II → He III, потенціал 54,4 еВ), в якій від кожного іона гелію відривається другий електрон. Товщина зони, де гелій перебуває переважно у стані He II, у цефеїди при її радіусі близько $3{,}5\cdot10^{12}$ см, тобто близько $50R_\odot$, становить усього $0{,}01-0{,}02R_\odot$, середня густина цієї зони $\approx 3\cdot10^{-8}$ г/см^3, її середня температура $T \approx 40000$ K, а маса цієї зони, в якій гелій є однократно іонізованим, близько 10^{-6} від маси зорі. Проте саме ця зона, що має незначну товщину і дуже малу масу, приводить у рух і підтримує коливання зовнішніх шарів зорі. Відбувається це завдяки ритмічній зміні непрозорості у зоні, яка містить значну частину іонів He II.

Справа в тому, що коефіцієнт непрозорості істотно залежить від густини і температури зоряної речовини:

$$\kappa = \kappa_0 \rho^m T^{-s}, \tag{16.3}$$

де показники $m \approx 0{,}8-1{,}0$, а $s \approx 3-4$ (варіюють у цих межах залежно від самих значень густини і температури).

У зоні часткової іонізації елемента з високим вмістом, наприклад гелію, при стискуванні газу температура підвищується незначно, тому що енергія витрачається не на розігрів газу, а на подальшу іонізацію тієї частини гелію, що ще перебуває в атомарному стані, або у стані однократного іона He II. Зростання густини газу при стискуванні і практична незмінність його температури, обумовлюють, згідно з формулою (16.3), підвищення коефіцієнта непрозорості у цій зоні. Таким чином, у середовищі з високим кое-

фіцієнтом непрозорості теплова енергія як би замкнута (радіативна втрата енергії із зони досить мала) і з часом енергія тут ефективно накопичується. Стискування поступово приводить до переходу більшої частини іонів He II у стан He III. Іони He III повністю позбавлені електронів, тому їхня подальша іонізація неможлива, а отже, майже уся енергія стискування тепер йде тільки на підвищення кінетичної енергії частинок газу, тобто на підвищення його температури. В свою чергу, це обумовлює зниження коефіцієнта непрозорості (16.3) і наступне виділення енергії зоною. Виділення енергії викликає, а потім підтримує розширення зоряної оболонки. Втрата енергії вказаною зоною супроводжується рекомбінацією іонів He III (зворотній перехід до стану He II) і поступовим припиненням розширення. Досягнувши найбільшого розширення, зовнішні шари під дією сили тяжіння падають донизу, радіус зорі проходить через середнє, рівноважне положення і розпочинається новий етап стискування, відновлюється увесь попередній цикл пульсацій.

За схожим принципом працює звичайний поршневий двигун: енергія при згорянні пального (а це — набуття енергії системою) вивільняється саме в момент найбільшого стиску газу в циліндрі.

Аналіз показав, що зоряні пульсації можливі лише у тому випадку, коли зона іонізації He II перебуває на певній глибині в оболонці і коли вона здатна «настроюватися» на резонанс з усією зорею. Якщо зона розташована дуже глибоко, її вплив на зоряну оболонку незначний, якщо ж вона є поблизу поверхні зорі, то енергія не може ефективно накопичуватися протягом фази стискування внаслідок незначної загальної непрозорості, яка сприяє її втраті за рахунок випромінювання. І тільки у проміжному випадку зона часткової іонізації має сильний дестабілізуючий ефект, який призводить до збудження правильних ритмічних коливань зоряної оболонки (наприклад, у цефеїд, віргінід та ін.). Для деяких типів пульсуючих зір ця настройка погіршується. У цьому випадку замість чітких пульсацій відбуваються неправильні коливання блиску зорі. Значення ж амплітуди коливань залежить від протяжності і маси зони He II.

Важливу роль у збудженні пульсацій зір типу Міри Кита відіграє зона часткової іонізації водню.

Розділ 17

ЕРУПТИВНІ ЗМІННІ ЗОРІ

17.1. Карлики пізніх класів

Серед розмаїття змінних зір є такі, прояви нестаціонарності яких пов'язані з вибуховою активністю, яка відбувається в їх атмосферах, хромосферах або коронах. Вивчення цих зір і всієї сукупності процесів, пов'язаних з ними, дає змогу глибше осмислити фізику явищ масштабного енерговиділення. Серед еруптивних змінних найкраще вивченими є зорі типу *T Тельця* й *UV Кита*.

Зорі типу *T Тельця* належать до неправильних змінних. Коливання їхнього блиску нерегулярні, бувають з найрізноманітнішою швидкістю, причому блиск може зростати на 3^m. На діаграмі спектр — світність вони розташовані на $1-2^m$ вище від зір головної послідовності того ж спектрального класу *F — M* уздовж широкої смуги. У спектрах цих зір є емісійні лінії, подібні до тих, які належать спектру сонячної хромосфери, а в ультрафіолетовому діапазоні присутнє випромінювання нетеплової природи. Зміщення спектральних ліній поглинання у червоний бік, а емісійних — у фіолетовоий свідчить про бурхливі динамічні процеси, що відбуваються в атмосферах цих зір, зокрема про рухи великих газових мас. Картина така, наче гарячі потоки речовини викидаються назовні, тоді як холодні падають донизу. Тонкі фотометричні і спектральні дослідження вказують на те, що на поверхнях цих зір, як і на Сонці, є плями, але набагато більших розмірів. Уважають, що ці зорі є молодими і ще перебувають у стадії гравітаційного стиску (іншими словами, вони ще не досягли головної послідовності). Одна з їхніх особливостей полягає в тому, що практично всі вони зустрічаються в зоряних групах — *T-асоціаціях*, занурені в густі газово-пилові туманності — зони інтенсивного зореутворення.

За характером еруптивної активності зорі *T* Тельця поєднуються зі змінними типу *RW Візничого* і *T Оріона*. Але якщо зорі *RW* Візничого, як і пред-

ставники групи *T* Тельця, належать до спектрального інтервалу *F* — *M*, то змінні *T Оріона* — це гарячі зорі спектрального класу *B*.

Зорі типу *UV Кита* — це карлики спектральних класів *K* і *M*. В них трапляються короткочасні спалахи з амплітудою від декількох десятих зоряної величини до 6^m (рис. 17.1). Максимум блиску зорі досягається за декілька секунд, а його спадання триває декілька годин.

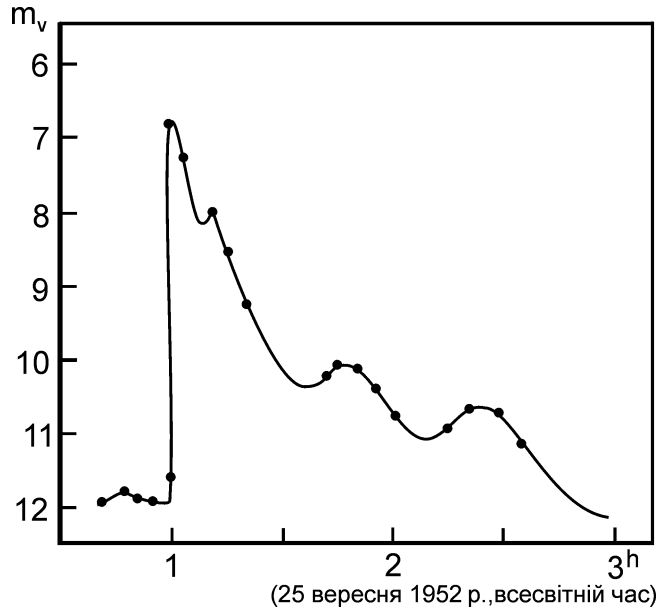


Рис. 17.1. Крива зміни блиску у спалаху зорі *UV* Кита

У околицях Сонця виявлено близько 100 таких зір, усі вони слабкіші 10^m, майже всі — компоненти подвійних систем, тому й відомі їхні маси — від $0{,}06M_\odot$ до $0{,}60M_\odot$, а в найближчих зоряних скупченнях їх відомо майже 1000. Якщо прийняти, що концентрація зір цього типу однакова в масштабах усієї Галактики, то таких змінних у ній мало б бути від 60 до 90% від загальної кількості зір. Тоді можна стверджувати, що така проява активності, як спалахи — найпоширеніша форма зоряної змінності.

Аналіз зареєстрованих сонячних спалахів показав, що найбільша енергія, яка при цьому вивільняється за декілька хвилин, близька до 10^{25} Дж (середня потужність випромінювання при цьому становить 10^{22} Вт). У деяких спалахуючих зір типу *UV* Кита ці числа на кілька порядків вищі. Тут, наприклад, в потужному спалаху зорі вивільняється енергія 10^{29} Дж. Таким чином, як сонячна, так і зоряна активність повинні мати свої внутрішні причини. Як знаємо (див. підрозділ 11.5), сонячні спалахи пов'язані з локальною перебудовою структури магнітного поля, унаслідок чого розвивається плазмова нестійкість, формуються потоки швидких заряджених частинок

і виділяється теплова енергія. У кінцевому підсумку енергія спалаху черпається з енергії магнітних полів.

Уже згадувалося (див. підрозділ 11.4), що високу температуру сонячної хромосфери і корони пояснюють наявністю конвективної зони у підфотосферних шарах Сонця і хвильовими рухами, що завдяки їй там виникають. Інтенсивне висвічування енергії в окремих спектральних лініях, що свідчить про існування хромосфер, виявили і в червоних карликів. Радіовипромінювання ж, зареєстроване під час спалахів, вказує і на наявність у них протяжних корон. За змінністю хромосферної емісії визначено довгострокову циклічність активності цих зір: для багатьох з них вона є в межах від 7 до 11 років, хоча бувають і довші цикли, наприклад, для зорі *BD*+26°730 цикл триває близько 60 років.

17.2. Нові і новоподібні зорі

Новими зорями або просто *Новими* прийнято називати подвійні системи, один із компонентів яких є гарячою карликовою зорею спектрального класу *O — B*, а другий компонент — холодна зоря гігант або карлик спектрального класу *K — M*. Під час спалаху Нова зоря раптово (приблизно за 1 день, а в інших випадках за десятки або й сотні днів) збільшує свій блиск на 5,5 — $17{,}5^m$ (її світність зростає у 10^2–10^7 разів), після чого повільно (протягом декількох місяців, років або десятків років) зменшує свою яскравість до початкового значення (рис. 17.2). За весь час спалаху вона висвічує енергію близько 10^{38}–10^{39} Дж. Через якийсь час після спалаху у Нової можна зареєструвати наявність оболонки, яка розширюється зі швидкістю близько 1500 км/с, її маса становить 10^{-6}–$10^{-4}M_\odot$. Така мала маса оболонки свідчить про те, що під час спалаху зриваються лише поверхневі шари Нової зорі. Поступово ця оболонка розсіюється у міжзоряному середовищі.

У 1954 р. виявили, що Нова зоря з сузір'я Геркулеса, яка спалахнула у 1934 році, до того часу була затемнюваною змінною зорею *DQ* Геркулеса — тобто тісною подвійною системою з періодом обертання компонентів навколо спільного центра мас, що дорівнює 4 год. 39 хв. Один із компонентів цієї зорі є білим карликом, інший — червоним. Сумарна маса системи становить близько $2M_\odot$. Згодом визначили, що тісними подвійними є всі Нові. Саме подвійність і є причиною їхніх спалахів, причому спалахує якраз зоря білий карлик. Точніше, причина полягає в тому, що такі системи є напівrозділеними (див. підрозділ 15.6) і речовина від зорі червоного карлика, який заповнив свою порожнину Роша, перетікає в бік білого карлика, формує навколо нього густий акреційний диск, і з внутрішньої частини диска поступово осідає на його поверхню. Як тільки маса цієї речовини досягне певного критичного значен-

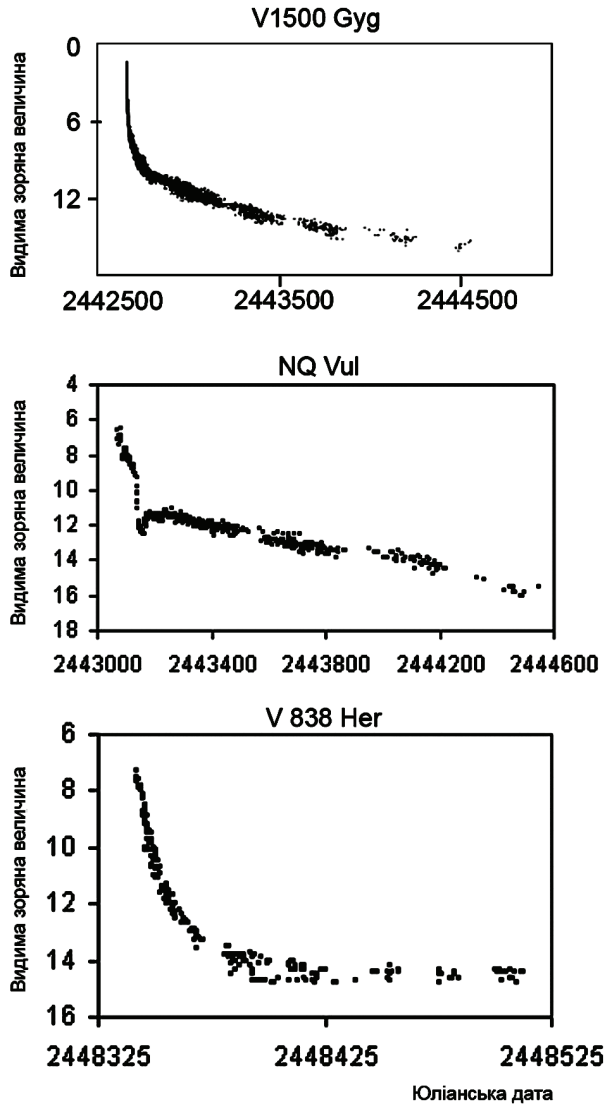


Рис. 17.2. Приклад кривих блиску трьох нових зір *V*1500 Лебедя, *NQ* Лисички та *V*838 Геркулеса, які спалахнули у 1975, 1976 і 1991 роках відповідно

ня, температура і густина газу у поверхневих шарах білого карлика зростають настільки, що раптово включаються реакції вуглецево-азотного циклу (див. підрозділ 14.6), що і закінчується термоядерним вибухом і зривом оболонки.

Одразу після спалаху акреція на білий карлик відновлюється і знов протікає до накопичення критичної маси, за яким відбувається наступний вибух. Проміжок часу між вибухами різний — від десятків до тисяч років (остання оцінка — теоретична). Ті Нові, які знову спалахують через корот-

кий інтервал часу, називано *повторними Новими*. До них належать, зокрема *WZ* Стріли і *T* Північної Корони.

За теоретичними оцінками, щороку в Галактиці спалахує достатньо велика кількість Нових, однак спостерігати вдається тільки дві-три з них. Дотепер зареєстровано близько 180 спалахів Нових у нашій Галактиці і близько 250 — у галактиці Андромеди.

Подвійністю зумовлені спалахи ще двох типів зір — змінних типу *U Близнят* (або *SS Лебедя*) і типу *Z Андромеди*. У перших із них блиск стрибкоподібно посилюється на $2–5^m$ через кожні 50–100 діб. Їх часто називають *карликові Нові зорі*, щоб підкреслити суттєву різницю масштабів явища порівняно зі справжніми Новими зорями. Сьогодні відомо близько 220 таких зір.

Для змінних типу *Z Андромеди*, або *симбіотичних зір*, яких відомо близько 30, типова наявність у спектрах одночасно і молекулярних смуг поглинання, і емісійних ліній високого збудження. Час від часу блиск зорі цього типу посилюється приблизно на 4^m, і через деякий час повертається до початкового рівня. Це — симбіоз (тобто співіснування) горячого та холодного компонентів у подвійній системі, занурених у спільну газову оболонку.

За деякими ознаками симбіотичні зорі нагадують змінні типу *RR Телескопа*, блиск котрих посилюється на $4^m–6^m$, але, на відміну від попередніх, до початкового стану зоря не повертається.

Змінні зорі типу *R Північної Корони* можна б назвати «антиновими». У них час від часу блиск повільно (за десятки, або сотні днів) і неперіодично послаблюється на $1^m–9^m$, після чого поступово повертається до початкового значення. Зараз відомо 32 зорі цього типу. Як вважають, ці зорі мають низький вміст водню і великий порівняно з Сонцем надлишок гелію та вуглецю. Саме атоми вуглецю, концентрація яких у газовій оболонці навколо зорі може несподівано зростати, дуже швидко конденсуються в пилинки, які й послаблюють світло зорі.

17.3. Наднові зорі

Нові зорі, що спалахують у туманності Андромеди (галактиці *M*31), яка знаходиться на відстані близько 600 кпк від нас, видно в максимумі блиску як зорі $17–18^m$. Однак у 1885 р. там зареєстрували спалах зорі, видимий блиск якої в максимумі становив 6^m, абсолютна ж величина її була $M \approx -17{,}4^m$. У цей момент світність зорі була усього в 4,4 рази меншою від сумарної світності усіх зір туманності Андромеди (інтегральний блиск *M*31 дорівнює близько $4{,}4^m$). Ця зоря була в $10^3–10^4$ разів яскравіша за Нові зорі, що спалахують у туманності Андромеди. Проте лише у першій половині XX ст. стало ясно, що тут йдеться про окремий тип спалахуючих зір — про *Наднові*

зорі (таку назву запропонували у 1934 р. американські астрономи Ф. Цвіккі і В. Бааде; Наднові позначають символом *SN*, що означає — *Super Nova*).

За спектральними характеристиками та особливостями кривих блиску (рис. 17.3) Наднові ділять на два типи: перший — *SN* I і другий — *SN* II. Різниця між ними полягає в тому, що у спектрах останніх спостерігають лінії водню, тоді як в спектрах Наднових першого типу вони відсутні. Крім того, Наднові першого типу ще підрозділяються на два принципово різних підтипи: *SN* Ia і *SN* Ib (додатково до типу *SN* Ib розглядають також тип *SN* Ic). Якщо в спектрах перших спостерігаються лінії поглинання Si II, то в *SN* Ib вони відсутні. Сьогодні вважається, що справжня різниця між цими

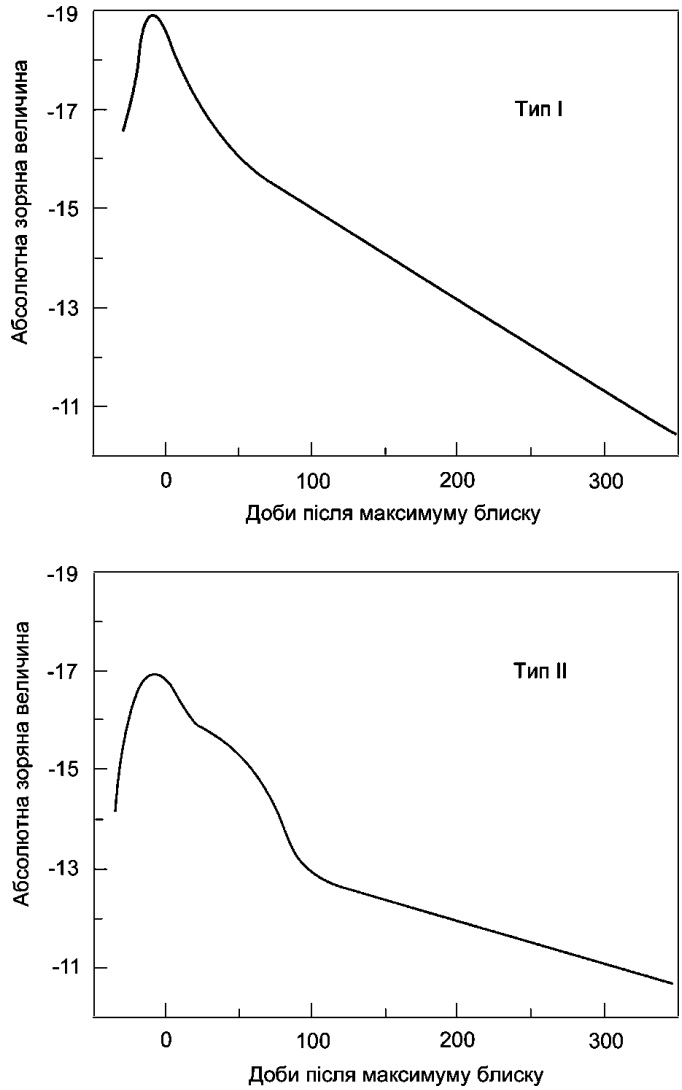


Рис. 17.3. Схематичні типові криві блиску Наднових I і II типів

підтипами значно глибша — за механізмом формування Наднові *SN* Ib ближче стоять до *SN* II, ніж до *SN* Ia.

У Наднових типу I блиск швидко підіймається до максимального і підтримується на рівні максимального близько тижня. Потім, протягом близько 25 діб, він зменшується зі швидкістю приблизно $0{,}1^m$ за добу, після чого темп спадання блиску зорі різко у декілька разів зменшується, і на такому рівні залишається аж до настання невидимості зорі.

Криві зміни блиску Наднових II типу різноманітніші. Зростання світності займає приблизно 20 діб, а її максимальне значення дещо менше, ніж у Наднових першого типу. Для близько 70% Наднових другого типу спад блиску після досягнення максимуму проходить нерівномірно. За 30 діб блиск зменшується на $1{,}5^m$ ($0{,}05^m$ на добу), після чого темп спаду суттєво зменшується до $0{,}013^m$ на добу і зберігається на такому рівні протягом 50 діб. За цим починається нове різке зниження блиску. У 30% Наднових другого типу після досягнення максимуму блиск починає спадати рівномірно ($0{,}07^m$ на добу).

Спалах Наднової Ia типу — це термоядерний вибух білого карлика в подвійній системі, який призводить до повного руйнування зорі, а вся її маса витрачається на формування сферичної оболонки, або термоядерний вибух в ядрі поодинокої зорі з масою $3–8M_\odot$. На відміну від цього, спалах Наднових типів II і Ib — це кінцевий етап еволюції досить масивних зір, який супроводжується утворенням надгустого залишку зоряного ядра в центрі зоряної оболонки, скинутої потужною ударною хвилею. Якщо маса ядра зорі безпосередньо перед спалахом не перевищує $2M_\odot$ — тоді залишком буде нейтронна зоря (див. підрозділ 14.7). Якщо ж маса більша від цього значення, то виникає *чорна діра* (детальніше про це див. підрозділ 21.5). Швидке обертання нейтронної зорі і наявність у неї потужної магнітосфери дають можливість спостерігати такий залишок, як *пульсар* (див. наступний підрозділ).

Характерну форму спаду світності після максимуму блиску Наднових I типу пояснюють повільним виділенням енергії внаслідок радіоактивного розпаду деяких ізотопів з періодами піврозпаду близько до декількох десятків діб, які синтезуються в момент спалаху. Найімовірніше, що внаслідок швидкого термоядерного вигоряння вуглецю, кисню і неону утворюється достатня кількість радіоактивного ізотопа ^{56}Ni (період піврозпаду дорівнює 6,1 діб), і вже згодом шляхом захвату електрона відбувається його розпад за схемою $^{56}\text{Ni} \rightarrow {}^{56}\text{Co} \rightarrow {}^{56}\text{Fe}$ з виділенням енергії (період піврозпаду ^{56}Co тут становить 79 діб).

Для Наднових другого типу синтез радіоактивних ізотопів ^{56}Ni при термоядерному горінні кремнію і їх наступне перетворення у ядра заліза теж відіграє досить важливу роль у загальному енергетичному бюджеті процесу випромінювання після спалаху.

Дослідження спектральних ліній наднових зір дає змогу зробити висновок, що внаслідок спалаху зоряна речовина розширюється у міжзоряний

простір зі швидкістю 5000–20 000 км/с. Дійсно, спостережувані залишки спалахів Наднових зір мають вигляд газових оболонок, які розширюються з великою швидкістю (рис. 17.4) і випромінюють енергію у радіо-, оптичному і рентгенівському діапазонах. Оболонки можуть бути досить правильної сферичної форми з різким зовнішнім краєм або мати аморфну структуру (так звані *плеріони*).

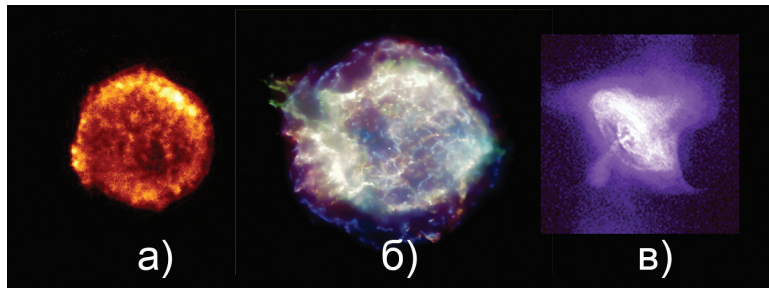


Рис. 17.4. Залишки спалахів Наднових у рентгенівських променях: *а)* — залишок Наднової 1572 р. (вперше поміченої В. Шулером і описаної Тихо Браге) — тип I*a*, *б)* — залишок Наднової II типу *Кассіопея* А (вперше її спостерігав Дж. Флемстід у 1680 р.), *в)* — залишок Наднової II типу 1054 року — Крабоподібна туманність

Абсолютна величина Наднових у максимумі блиску сягає -19^m і навіть -20^m; у цей час їхня світність перевищує світність нашого Сонця в мільярди разів. Загальна кількість енергії, яку зоря втрачає під час спалаху (енергія випромінювання і кінетична енергія оболонки), становить близько $10^{42} — 10^{44}$ Дж.

Порівняння загальної енергії вибуху Наднових *SN* I і *SN* II, оціненої зі спостережень, свідчить про те, що вона дещо більша в Наднових *SN* Ia. Проте є всі підстави вважати, що за своїм масштабом спалах Наднових типу *SN* Ib і *SN* II є більш грандіозним явищем. Справа у тому, що 99% усієї енергії таких Наднових виносять нейтринні потоки, і тільки 1% витрачається на зрив оболонки та надання їй кінетичної енергії. В Наднових же типу *SN* Ia майже вся енергія вибуху перетворюється на енергію руху оболонки. Таким чином, повна енергія вибуху Наднових типу *SN* Ib і *SN* II може досягнути 10^{46} Дж.

Слід зазначити, що оболонка, зірвана під час спалаху Наднової зорі, складається з газу, збагаченого багатьма хімічними елементами — киснем, магнієм, кремнієм, залізом, нікелем та іншими. Ці елементи — продукти термоядерних реакцій, що відбулися на заключному етапі еволюції зорі. Збагачена речовина оболонки, викинутої після спалаху у міжзоряний простір, може згодом зіткнутися з галактичними газовими хмарами і, тим самим, підвищити в них рівень вмісту хімічних елементів, важчих за водень і гелій. Таким чином, внаслідок спалахів Надно-

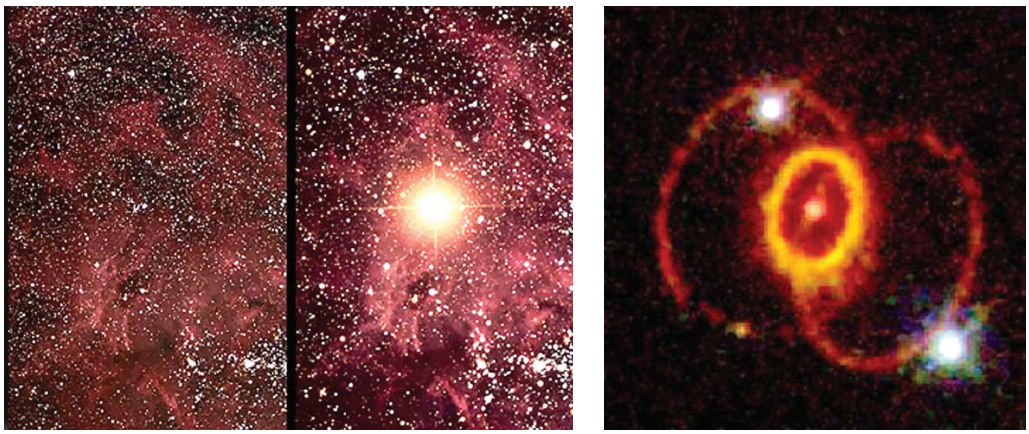
вих зір вміст важких елементів в міжзоряному середовищі кожної галактики з часом зростає.

У китайських літописах за 1054 рік говориться про появу дуже яскравої зорі на небі, котру перед тим не було видно. Описане явище було нічим іншим, як результатом спалаху Наднової II типу у нашій Галактиці. Зараз залишок цієї наднової спостерігається в сузір'ї Тельця як Крабоподібна туманність (плеріон), в центрі якої є пульсар. У 1572 році відомий датський астроном Тіхо Браге був свідком чергової появи на небі Наднової зорі. Документально зафіксоване останнє явище Наднової відбулося у 1604 р. (Наднова, яку спостерігав Йоганн Кеплер). Останні два явища були спалахами Наднових I типу. Залишок у обох випадках — сферично-симетрична оболонка без нейтронної зорі.

Цікаво зауважити, що найпотужніше джерело радіовипромінювання на небі — *Кассіопея А* — це також залишок вибуху Наднової, який, за оцінкою, стався у 1667 р., але за невідомих причин залишився незафіксованим астрономами того часу. Однак, треба зауважити, що ця зоря була включена до зоряного каталогу Дж. Флемстідом у 1680 р. як нічим непримітний об'єкт.

За теоретичними розрахунками, слід очікувати у Галактиці спалах Наднової в середньому один раз приблизно за 50 років. Незважаючи на такий досить короткий очікуваний інтервал часу, зафіксувати спалах Наднової у Галактиці нелегко. Передусім це обумовлене сильним поглинанням світла галактичним пилом. Тож навіть таке виняткове явище, як спалах Наднової, може пройти непомітним, якщо воно сталося в площині Молочного Шляху на досить великій відстані від Сонця. На сьогоднішній день число відомих залишків спалахів наднових зір обох типів у нашій зоряній системі перевищує 100. Велику кількість залишків відкрито в інших галактиках. Причому, як правило, Наднові Ia типу спалахують у галактиках різних типів, а Наднові типів II і Ib (Ic) — тільки у спіральних галактиках, подібних до нашої.

23 лютого 1987 року спалах Наднової зорі був зафіксований в галактиці Велика Магелланова Хмара, яка є супутником нашої Галактики. Спалах відбувся близько 165 000 років тому, але тільки у вказаний час світло цього спалаху врешті досягло Землі. Це був своєрідний дарунок природи астрономам, які одержали унікальну можливість дослідити таке грандіозне космічне явище за допомогою найрізноманітніших сучасних астрономічних приладів (зокрема, і за допомогою нейтринних телескопів). Тому що відстань до цієї Наднової була досить невеликою — приблизно 50 000 пк, у максимумі блиску її було видно як зорю 5^m (рис. 17.5). Ідентифікація за архівними спостереженнями зорі, яка власне і спалахнула як Наднова, свідчить про те, що до спалаху це був блакитний надгігант (*B*3 I), який ще раніше був гарячою зорею головної послідовності з масою приблизно 20 $M_\odot$. За всіма ознаками, спалах Наднової у Великій Магеллановій Хмарі був явищем Наднової другого типу *SN* II (рис. 17.6). Зоря одержала назву Наднова 1987 *A*.



а) б)

Рис. 17.5. Наднова 1987 року з Великої Магелланової Хмари: зліва (в центрі архівного знімка) видно положення прогенітора Наднової — блакитного надгіганта, в центрі спалах Наднової, справа — залишок Наднової 1987 *A*

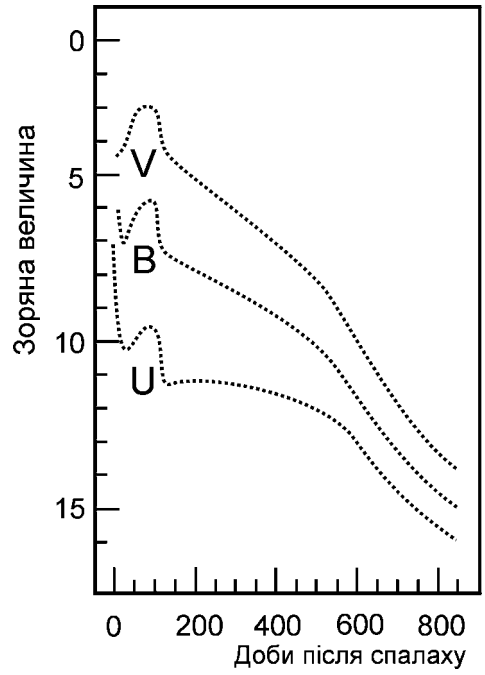


Рис. 17.6. Криві блиску Наднової 1987 *A* у трьох фільтрах *U*, *B* і *V*

17.4. Пульсари

Пульсарами (від англ. *pulse* — ритм імпульсів) називаються джерела імпульсного радіовипромінювання з дуже високою стабільністю періоду надходження імпульсів. Деякі пульсари випромінюють енергію не лише в радіодіапазоні, але й в інфрачервоному, оптичному, рентгенівському і, навіть, гамма-діапазоні.

Пульсари було відкрито випадково. Це сталося у грудні 1967 р., після того, як група вчених Кембріджського університету (Англія), яка працювала з апаратурою, здатною виділяти радіосигнали тривалістю усього у декілька тисячних часток секунди, проаналізувала результати спостережень, проведених упродовж майже п'яти місяців. Згадані вчені планували вивчати мерехтіння точкових радіоджерел, що виникає при проходженні їх радіохвиль через неоднорідну плазму сонячного вітру.

Було визначено, що в першого пульсара імпульси тривалістю близько 0,3 с повторюються через кожні 1,337301 с (рис. 17.7). Як виявилося згодом, цей період P навіть протягом півроку зберігається з точністю до 10^{-8} с, хоча амплітуда сигналу змінюється, а іноді сигнал на фоні шумів узагалі не реєструється.

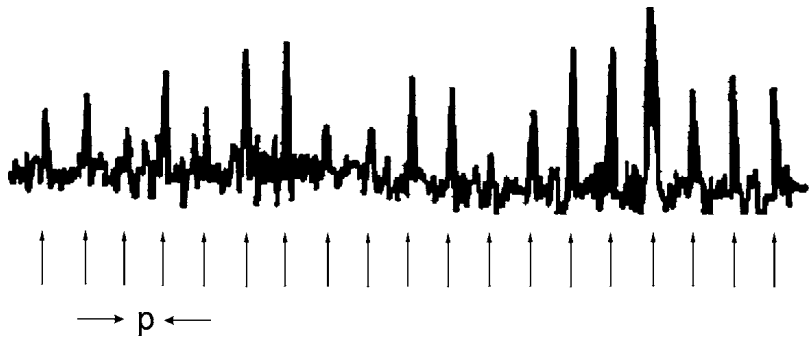


Рис. 17.7. Радіоімпульси від пульсара *PSR* 1919+21 (верхній ряд), положення яких відмічено стрілками (нижній ряд); вказаний період імпульсів

Зараз відомо понад 1500 пульсарів. У каталогах їх звичайно позначають комбінацією літер *PSR* і екваторіальних координат (пряме піднесення і схилення з відповідним знаком). Наприклад, пульсар у Крабоподібній туманності позначається так: *PSR* 0531+21 (його пряме піднесення $\alpha = 05^h\ 31^m$, а схилення $\delta = +21^\circ$).

Періоди відомих пульсарів є в межах від 0,0015 с до 4,3 с, а більшість з них мають періоди від 0,5 с до 1 с. Тривалість кожного імпульсу становить від 1 до 10% тривалості періоду. Хоча в кожного пульсара період надходження імпульсів зберігається з високою точністю (наприклад, для *PSR* 1919+21 він становить 1,33730110168 с), тривалі спостереження по-

казують, що періоди пульсарів з часом повільно зростають. Зокрема, для пульсара *PSR* 0531+21, який є залишком спалаху Наднової 1054 р. (Крабоподібна туманість) і спостережуваний період якого дорівнює приблизно 0,033 с, швидкість зростання періоду становить $1{,}3\cdot10^{-5}$ с за рік, тобто він стає у два рази більшим за кожні 2500 років. А ось, наприклад, для пульсара *PSR* 1919+21 таке подвоєння займає проміжок часу у 42 млн. років. Визначено, що вік пульсарів становить, як правило 10^6–10^7 років і не перевищує 10^8–10^9 років.

Спочатку, після реєстрації таких строго періодичних і чітких радіосигналів з космосу, вирішили, що вони надсилаються позаземними цивілізаціями, але дуже швидко була з'ясована справжня природа пульсарів. Сьогодні загальноприйнятою є модель, за якою пульсар — це нейтронна зоря, що дуже швидко обертається навколо своєї осі і має сильне магнітне поле, вісь якого не співпадає з віссю обертання. У такій моделі інтервал між імпульсами відповідає періодові обертання нейтронної зорі навколо своєї осі (рис. 17.8). Це — так звана *модель маяка*.

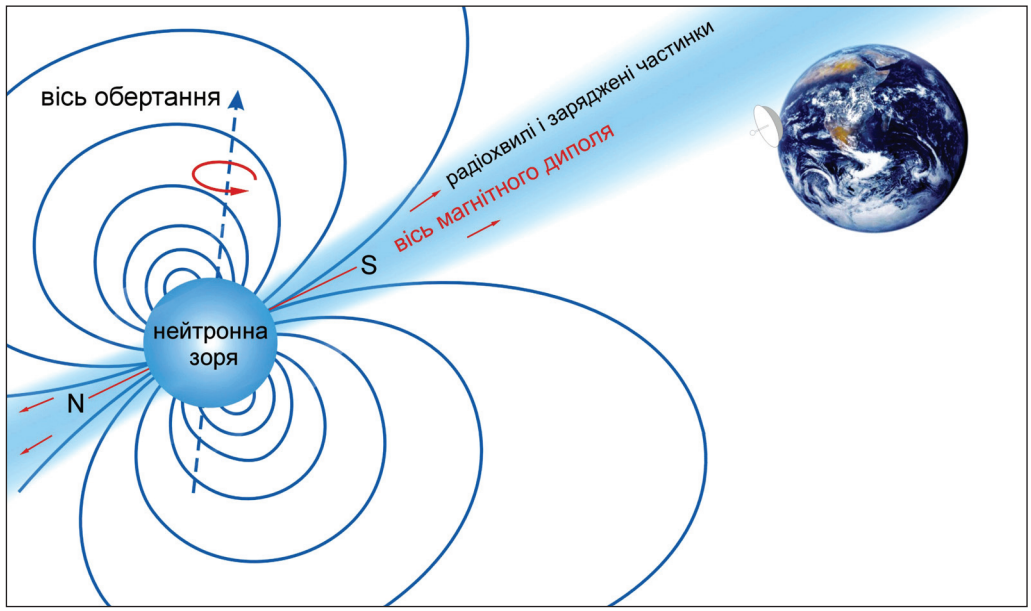


Рис. 17.8. Модель пульсара типу «маяка»

Як вже знаємо, нейтронна зоря — це продукт колапсу ядра масивної зорі. Всім зорям властиве обертання, одні можуть обертатися швидко, інші — повільно. Якщо припустити, що під час колапсу механічний обертальний момент ядра зберігається, то зменшення розмірів ядра від приблизно 10^{11} см (ядра таких розмірів типові для масивних зір) до 10^6 см (радіус нейтронної зорі) приведе до зростання кутової швидкості обертання у 10^{10} разів.

Знайомий нам приклад зростання кутової швидкості з послідовним зменшенням розмірів — фігурист, який обертається на льоду. В міру того, як він наближує руки до себе, швидкість його обертання збільшується.

Радіовипромінювання виникає в магнітосфері нейтронної зорі, там напруженість магнітного поля надзвичайно висока (10^{11}–10^{13} Е). Вона збільшується під час колапсу так само, як і кутова швидкість обертання. Як вважають, енергія висвічування пульсара вивільняється завдяки повільному гальмуванню обертального руху нейтронної зорі. Очевидно, біля полюсів виникають сильні електричні поля, які прискорюють потоки частинок, що рухаються із зон магнітних полюсів уздовж магнітних силових ліній. Енергія цих частинок перетворюється в електромагнітне випромінювання, мабуть, завдяки синхротронному механізму. Випромінювання з магнітосфери виходить у вигляді конуса, який, обертаючись разом із нейтронною зорею, неначе променем прожектора прокреслює глибини космосу. Якщо просторова орієнтація осі обертання нейтронної зорі є такою, що в цей конус потрапляє Земля, то прилади будуть фіксувати радіосигнал з періодичністю, що дорівнює періодові обертання нейтронної зорі. Найшвидші пульсари встигають за одну секунду зробити сотні обертів навкруг осі обертання. Це так звані *мілісекундні пульсари*, періоди яких не перевищують десяти мілісекунд. Їх сьогодні відомо понад тридцять. Вдалося з'ясувати, що такі пульсари входять до складу подвійних систем. Акреція речовини на пульсар може спричинити підвищення темпу обертання останнього.

Швидке обертання надає формі нейтронної зорі помітної сплюснутості, а це, у свою чергу, викликає істотні натяги в її твердій корі. Поступове їх накопичення може спричинити різку деформацію поверхні зорі — *зоретрус*, який проявляє себе у епізодичних стрибкоподібних змінах величини періоду. У деяких пульсарів це явище справді спостерігається.

Відстані до пульсарів обчислено за допомогою різниці в часі між моментом реєстрації імпульсів на високих і низьких частотах. Ця різниця виникає тому, що групова швидкість сигналів на різних частотах є неоднаковою при їх проходженні через міжзоряне середовище, де є певна кількість вільних електронів. Так виявили, що пульсари перебувають на відстанях від десятків до тисяч парсеків від Сонця, і що ці об'єкти групуються поблизу площини Молочного Шляху. Сьогодні відомі два пульсари, які розташовані в залишках Наднових зір. Окрім *PSR* 0531+21 у Крабоподібній туманності, це ще *PSR* 0833–45 у сузір'ї Парусів. Обидва вони — наймолодші пульсари з усіх відомих. Навколо останніх газові залишки Наднових зір відсутні, що ймовірно пов'язано з їх достатньо великим віком (мільйони років), який набагато перевищує час існування залишків Наднових. Прості оцінки свідчать про те, що за такий тривалий час оболонка, скинута при спалаху Наднової другого типу, повинна повністю розсіятися у міжзоряному середовищі.

17.5. Рентгенівські змінні зорі

Упродовж останніх десятиліть були виявлені потужні джерела рентгенівського випромінювання — *рентгенівські зорі*. Позначають ці об'єкти так: спочатку записують сузір'я, в якому є джерело, потім — латинська літера *X*, що символізує рентгенівське випромінювання («ікс-промені») та порядковий номер об'єкта у цьому сузір'ї.

Визначили, що рентгенівські джерела є тісними подвійними (деякі з них затемнювано-змінними у рентгенівському діапазоні) зоряними системами, в яких один (головний) компонент — нормальна зоря, а другий — компактний об'єкт (білий карлик, нейтронна зоря, або чорна діра). Випромінюють рентгенівські зорі завдяки механізму акреції газу від нормальної зорі (донора) на поверхню компактного об'єкта. Виявлено, що головні компоненти цих систем заповнили свої порожнини Роша. Якщо це так, то в системі через внутрішню точку Лагранжа L_1 відбувається перетікання речовини в напрямі до другого компонента. Потік газу, що рухається до компактного об'єкта з потужним гравітаційним полем, у момент зустрічі з його поверхнею досягає швидкості близько 100 000 км/с. Унаслідок падіння на вторинний компонент одного грама речовини виділяється енергія (причому саме в рентгенівському діапазоні) близько 10^{13} Дж. Типові світності рентгенівських зір $L_x \approx 10^{28}$–10^{32} Вт. Для забезпечення світності рентгенівської зорі $L_x \approx 10^{30}$ Вт достатньо, щоб на її поверхню щосекунди падало усього близько 10^{17} г речовини головного компонента.

Якщо білий карлик, або нейтронна зоря до того ж мають потужне магнітне поле 10^{11}–10^{13} Е, то воно спрямовує падаючу речовину в бік магнітних полюсів. Тут утворюються «гарячі плями», що при наявності обертання компактного об'єкта призводить до появи феномена *рентгенівського пульсара*. Періоди надходження імпульсів є в межах від близько однієї секунди до тисяч секунд.

Два таких пульсари досліджені досить детально. Перший з них — рентгенівське джерело Геркулес *X*-1, період пульсації якого дорівнює 1,2378 с. Разом з оптичною змінною зорею *HZ* Геркулеса цей пульсар утворює подвійну систему, період обертання якої становить 1,7 доби. Протягом цього ж проміжку часу блиск змінної коливається від 13^m до 15^m. Зміну блиску оптичної зорі пояснюють її обертанням з періодом 1,7 доби навколо своєї осі і тим, що в її півсфері, повернутій до рентгенівського джерела, є гаряча пляма. Ця пляма утворюється внаслідок нагріву речовини зорі рентгенівським випромінюванням нейтронного компонента. Виявлено також, що з кожних 36 діб пульсар спостерігається лише 12, в останні 24 доби потік рентгенівського випромінювання нижчий від рівня чутливості приймальної апаратури. Очевидно, внаслідок прецесійного руху осі обертання нейтронної зорі Земля на цей час виходить з діаграми напрямленості випро-

мінювання пульсара. Маса зорі *HZ* Геркулеса дещо перевищує масу Сонця, її радіус $2R_\odot$, маса пульсара близько $1{,}5M_\odot$.

Іншим рентгенівським пульсаром (компонентом подвійної системи) є джерело Кентавр *X*-3. Орбітальний період обертання системи 2,087 доби, період імпульсного рентгенівського випромінювання $P = 4{,}84$ с. Це рентгенівське джерело ототожнили зі спектрально-подвійною зорею 13^m. Дослідження спектра системи дали змогу зробити висновок, що маса оптичної зорі $M = 15M_\odot$, її радіус $R = 7{,}2R_\odot$. Компонент — джерело рентгенівського випромінювання — має масу $M = 1{,}5M_\odot$ і є нейтронною зорею.

У середині 70-х років виявили ще два типи рентгенівських об'єктів — поляри і барстери. *Поляр* — це об'єкт, характерною особливістю якого є сильна (до 30%) і змінна з часом поляризація випромінювання. Це випромінювання виникає при акреції речовини одного з компонентів тісної подвійної системи — червоного карлика на другий компонент — зорю білий карлик, що має дуже сильне магнітне поле. *Барстери* (від англійського *burst* — вибух) — це спалахуючі рентгенівські джерела, в яких явище спалаху повторюється через декілька годин або діб. За один спалах у рентгенівському діапазоні виділяється енергія 10^{32} Дж. Тут виникає випромінювання плазми, яка перетікає від одного компонента, який заповнює свою порожнину Роша до іншого, що є нейтронною зорею. Перш ніж досягнути поверхні нейтронної зорі, плазма утворює біля неї акреційний диск. Спалах відбувається після того, як протягом декількох годин на поверхні нейтронної зорі утвориться шар критичної маси речовини, в якому температура сягає 10^8 К, і у вибуховому режимі розпочинається термоядерна реакція «горіння» гелію. Після швидкого «вигорання» термоядерного палива у шарі акреція відновлюється, і за короткий час знову досягається критичне значення маси в шарі, що спричиняє наступний термоядерний вибух. За результатами вивчення розподілу цих зір у Галактиці встановлено, що барстери належать до сферичної підсистеми Галактики.

Розділ 18

ФІЗИКА ТУМАННОСТЕЙ

18.1. Дифузна матерія в Галактиці. Міжзоряне поглинання світла

Від сузір'я Лебедя до Кентавра Молочний Шлях виглядає роздвоєним. У багатьох місцях обох його гілок і між ними є зони, де порівняно яскравих зір практично немає. Так свідчить про себе темна розріджена речовина, що заповнює простір між зорями. Концентрація її невелика (середня густина міжзоряної речовини близько 10^{-24} г/см^3, що відповідає концентрації атомів $N \approx 1$ см$^{-3}$). Проте завдяки великому об'ємові простору між зорями тут міститься кількість речовини, сумірна з загальною масою зір у Галактиці (близько 20% і 80% за масою відповідно).

Обговорюючи фізичний стан речовини у міжзоряному середовищі, окремо розглядають галактичний дифузний газопиловий субстрат і його згущення у вигляді газопилових хмар — *туманностей*.

Безпосереднім доказом наявності дифузної (розсіяної) речовини у міжзоряному просторі стало відкриття у 1904 р. німецьким астрономом Йоганесом Гартманом (1865–1936) існування міжзоряного газу. Він виявив у спектрі подвійної зорі δ Оріона вузькі лінії поглинання іонізованого кальцію, які, на відміну від інших ліній спектра, не брали участі у періодичних зміщеннях, зумовлених обертанням компонентів цієї системи навколо спільного центра мас, а, отже, не могли належати самій δ Оріона. З цього Гартман зробив правильний висновок про те, що між Сонцем і δ Оріона є міжзоряна хмара, яка спричинює поглинання світла від зорі у згаданих вище лініях кальцію. Згодом таким же чином відкрили лінії міжзоряного натрію, калію, заліза, титану, смуги поглинання молекул CH, CN і багатьох інших.

Доречно тут згадати, що, вивчаючи розподіл зір у різних ділянках неба, російський вчений В. Я. Струве (1793–1864) ще в XIX ст. дійшов висновку, що світло зір послаблюється його поглинанням міжзоряною речовиною (це

— *міжзоряне поглинання світла*). У свою чергу, американський вчений Отто Струве (1897–1963) разом із радянським астрофізиком Б. П. Герасимовичем (1889–1937) з'ясували фрагментарність у розподілі цієї речовини, рухи газових хмар одна відносно одної.

Остаточно міжзоряне поглинання світла визнали лише на початку 30-х років XX ст. завдяки працям американського астронома Роберта Трюмплера (1886–1956). Було доведено, що основний внесок у міжзоряне поглинання дає не міжзоряний газ, а пил, маса якого становить лише 0.1% — 0.5% від повної маси Галактики. Розміри космічних порошинок змінюються у значних межах. Ефективно ж поглинають і розсіюють світло у видимій та ультрафіолетовій частинах спектра пилинки з типовими розмірами 0,01–1,0 мкм (10^{-6}–10^{-4} см). Дослідження розподілу газу і пилу свідчить, що в середньому приблизно на один кубічний сантиметр міжзоряного простору припадає один атом газу, а одна пилова частинка — приблизно на 10^8–10^{14} $см^3$ (зауважимо, що в газопилових хмарах концентрація пилинок значно вища). На перший погляд може здатися, що при таких незначних концентраціях роль пилу в Галактиці неістотна, але насправді це не так.

Утворюються пилинки шляхом поступового налипання при низьких температурах атомів і молекул різних хімічних елементів, як-от HCO, CH, CH_4, NH_3, H_2O, Fe, SiO, та ін. У залежності від переважного в складі порошин хімічного елемента вони можуть бути графітовими, силікатними, залізними, чи навіть крижаними (утвореними із замерзлої води, вуглеводнів, аміаку та ін). Вірогідніше, що міжзоряні пилинки мають складну структуру — внутрішня зона із тугоплавких елементів і оболонка, яка включає до свого складу замерзлі сполуки летючих речовин. Пилинки починають своє формування у верхніх шарах атмосфер надгігантів пізніх спектральних класів. Саме тут, де температурні умови дозволяють конденсуватися лише тугоплавким елементам, і починають формуватися ядра пилинок. Згодом, під дією зоряного вітру і тиску випромінювання, вони потрапляють до міжзоряного середовища, де температура значно нижча. І тут на ядрах пилинок намерзає крижана оболонка.

Спостереження далеких зір, які перебувають у площині галактичного диска, сильно утруднені, оскільки поглинання світла пиловими частками істотно послабляє їхнє світло на його шляху до Землі: адже послаблення світла зір поблизу галактичної площини досягає у візуальних променях $1{,}6^m$ на 1 кпк, а в фотографічних променях — $2{,}2^m$ на 1 кпк. Сильне поглинання світла пилом також унеможливлює спостереження центральної зони Галактики в оптичному діапазоні.

Нехай A_1 — поглинання світла в зоряних величинах на довжині шляху в 1 пк. Тоді справжня зоряна величина m_0 зорі, відстань до якої r пк, є меншою від спостережуваної m на величину поглинання $A_1 r$, тобто:

$$m_0 = m - A_1 r. \tag{18.1}$$

Тому формулу (8.25), якою пов'язані між собою видима величина m і абсолютна величина зорі M, слід записати так:

$$M = m + 5 - 5 \lg r - A_1 r. \tag{18.2}$$

За цією формулою і обчислюють абсолютну зоряну величину зорі, якщо відоме загальне поглинання у її напрямку $A_1 r$. І навпаки, якщо абсолютна зоряна величина M визначена якимось іншим методом (наприклад, з аналізу спектра) і відстань до зорі відома, то розв'язують зворотну задачу — обчислюють поглинання A_1 у напрямі на зорю.

Строгий метод урахування міжзоряного поглинання світла розробив радянський вчений П. П. Паренаго (1906–1960).

Вивчення міжзоряного поглинання світла за допомогою фотоелектричних спостережень зір у декількох спектральних діапазонах показало, що в широкому інтервалі довжин хвиль (від 4000 до 7000 Å) коефіцієнт поглинання змінюється обернено пропорційно довжині хвилі ($\kappa(\lambda) = b/\lambda$, див. рис. 18.1). З теорії випливає, що така залежність коефіцієнта поглинання від довжини хвилі буває, якщо пил міжзоряного середовища складається з частинок, діаметри яких менше мікрона (10^{-6} м).

Оскільки коефіцієнт поглинання світла міжзоряними частинками збільшується при зменшенні довжини хвилі, то сині промені поглинаються сильніше, ніж жовті, і показник кольору зір зростає. Різниця між спостере-

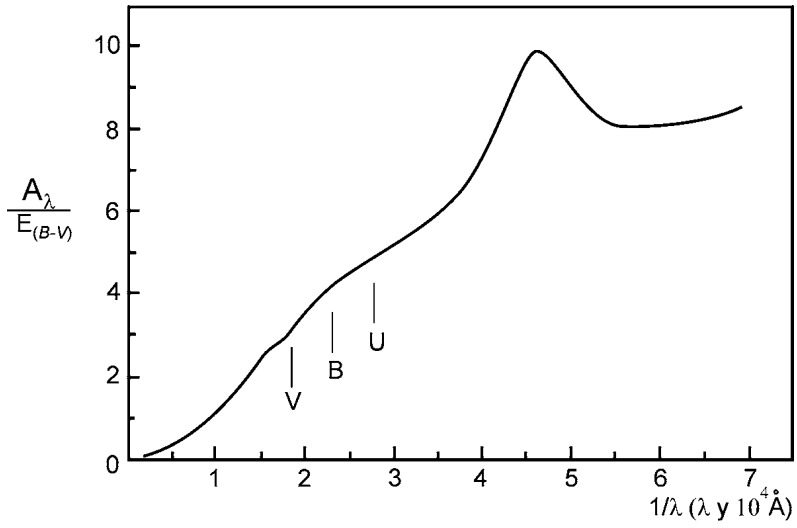


Рис. 18.1. Залежність міжзоряного поглинання від довжини хвилі. Вказано приблизне положення смуг фотометричної системи *UBV*

жуваним $(B\text{-}V)$ і справжнім $(B\text{-}V)_0$ показниками кольору називається *надлишком кольору*:

$$E_{(B\text{-}V)} = (B - V) - (B - V)_0. \tag{18.3}$$

Зі спостережень знайдено наближене співвідношення:

$$A_V \approx 3{,}2\ E_{(B\text{-}V)}, \tag{18.4}$$

де A_V — загальне поглинання світла у візуальних променях. Надлишок кольору визначають сумісними фотоелектричними і спектральними спостереженнями. Першими знаходять спостережувані, другими — справжні показники кольору.

У середньому для зір, що перебувають на відстані 1000 пк від Сонця, надлишок кольору $E_{(B\text{-}V)} \approx 0{,}5^m$, що дає для $A_V = \Delta m = 3{,}2\ E_{(B\text{-}V)} = 1{,}6^m$. Оскільки ефективність поглинання визначається оптичною товщиною шару $\tau = \sigma N r$, де σ — площа поперечного перерізу пилинки, а $\tau = \Delta m/1{,}08$, то звідси знайдемо, що концентрація пилинок $N \approx 10^{-12}$ см$^{-3}$, якщо їх характерний розмір дорівнює 10^{-5} см. У щільних міжзоряних газових хмарах вона в десятки тисяч разів більша. У темних компактних газових утворах розміром 0,1–1,0 пк, які називаються *глобулами*, вона вища ще на порядок.

Незважаючи на значно більшу концентрацію, газовий компонент міжзоряного середовища виявити та досліджувати набагато складніше, ніж пиловий. Основна складова міжзоряного газу — це водень. Залежно від локальних умов, він перебуває в нейтральному (атомарному) стані, в іонізованому, або ж у формі молекулярного водню. Присутність нейтрального водню виявляється за радіовипромінюванням на частоті 1420 МГц (довжина хвилі 21 см). Поблизу молодих і гарячих зір спектрального класу *O* та *B* з потужним ультрафіолетовим випромінюванням атомарний водень міжзоряного середовища переходить в іонізовану форму. Прикладом випромінюючої зони іонізованого водню, яку можна спостерігати на небі навіть неозброєним оком, є туманність у сузір'ї Оріона. Ця туманність одержує енергію від декількох гарячих зір, розташованих поблизу неї.

Частина міжзоряного водню перебуває у формі молекул H_2. Атомарний водень переходить у молекулярну форму в тих ділянках Галактики, де температура відносно низька і де є достатня концентрація пилинок, на поверхні яких і відбувається об'єднання атомів водню в молекули (пилинки тут діють як хімічний каталізатор).

Поряд із порівняно рівномірним розподілом речовини в міжзоряному середовищі, у Галактиці також зустрічаються локальні зони з різко підвищеною концентрацією газу. Це — окремі *газові хмари*. Наприклад, число молекул водню в кубічному сантиметрі хмари молекулярного водню може пе-

ревищувати тисячу. Температура таких хмар низька — менше 20 К. Молекулярні хмари можуть мати гігантські розміри і маси, аж до ста тисяч мас Сонця.

Дослідження останніх десятиліть показали, що крім молекулярного водню в міжзоряному середовищі є й інші молекули (природно, в значно менших концентраціях), зокрема не один десяток органічних молекул та радикалів. Серед них — вода (H_2O), аміак (NH_3), метан (CH_4), ціанід (HCN), формальдегід (H_2CO), ацетилен (HC_2H), етанол (C_2H_5OH), метилацетилен (HC_3C_2H), етилціанід (CH_3CH_2CN), є й значно простіші: гідроксил (OH), ціан (CN), моноксид вуглецю (CO) та багато інших.

18.2. Туманності

Перш ніж надати опис туманностей, зауважимо, що до початку XX століття газовими туманностями вважали усі протяжні об'єкти далекого космосу. Потім виявилося, що до туманностей помилково відносили і зоряні системи — галактики. Незважаючи на це, в окремих випадках назва «туманність» збереглася у позначенні галактики (як ось, галактика *M*31 — Туманність Андромеди).

Туманності поділяються на темні і світлі (рис. 18.2). У різних місцях міжзоряного середовища відносна концентрація газу і пилу неоднакова. Вміст пилу в *дифузних туманностях* — протяжних хмарах неправильної форми,

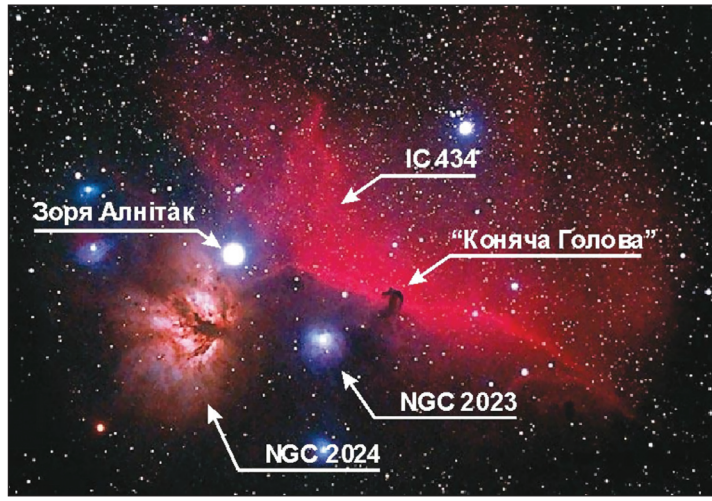


Рис. 18.2. Комплекс світлих і темних туманностей в сузір'ї Оріона поблизу зорі Алнітак (ζ Оріона); добре видно темну туманність «*Коняча голова*» (*Барнард* 33), емісійні туманності *NGC* 2024 і *IC* 434, а також відбивну туманність *NGC* 2023

розміри яких досягають сотень парсеків, — істотно зростає з наближенням до галактичної площини. Тут виявлено цілі комплекси *пилових туманностей*, причому маса такого комплексу може сягати 10 000$M_{\odot}$. Темні туманності виділяються на загальному зоряному фоні завдяки поглинанню світла зір, розташованих — з точки зору спостерігача — за ними. Але, якщо у просторі поблизу газопилової туманності є достатньо яскрава зоря, то туманність стає видимою. Туманність може стати видимою навіть без сусідньої зорі, якщо у ній самій проходять високо-енергійні динамічні процеси, які нагрівають газ (наприклад, рухи ударних хвиль). Світлі туманності бувають двох типів. Одні — самосвітні туманності — мають спектри з яскравими емісійними лініями, їх названо *емісійними туманностями* (наприклад, зони іонізованого водню HII, волокнисті і планетарні туманності). Типовий приклад — туманність із сузір'я Оріона. Другі — це *відбивні туманності*, які лише розсіюють світло близьких зір. Для них типовим є спектр із лініями поглинання, що співпадає зі спектром зорі, яка цю туманність освітлює.

Два типи туманностей формуються з оболонок зір на пізніх етапах їхнього розвитку. Це — *волокнисті*, які світять за рахунок енергії ударних хвиль, і *планетарні туманності*, для яких джерелом енергії є гаряча центральна зоря — попередник білого карлика. Принаймні частина волокнистих туманностей є залишками спалахів Наднових зір. Крабоподібна туманність — залишок спалаху Наднової — є прикладом волокнистої туманності. Планетарні туманності, які мають кільцеподібну в проекції (а насправді — при-



Рис. 18.3. Планетарна туманність *NGC* 7293 («Слимак») із сузір'я Водолія



Рис. 18.4. Планетарна туманність Абель 39 із сузір'я Геркулеса

близно сферичну) форму, одержали таку назву тому, що при розгляданні в телескоп мають вигляд слабких дисків зеленкуватого кольору, чим нагадують планети Уран і Нептун.

Кутовий діаметр найближчої до нас планетарної туманності з сузір'я Водолія (рис. 18.3) сягає 15'×12', здебільшого ж для цих об'єктів він не перевищує 0,3'–0,4'. (Відстань до туманності у Водолії — вона називається *NGC* 7293, або Слимак — усього 140 пк, її сумарна інтегральна зоряна величина $6{,}8^m$).

Ще один приклад — туманність Абель 39 (рис. 18.4), яка знаходиться на відстані близько 2000 пк. Її лінійний діаметр дорівнює 1,5 пк.

Вважають, що середній час існування планетарної туманності рівний 10–20 тис. років. Розширюючись у міжзоряний простір зі швидкістю 20–40 км/с, туманність поступово розсіюється і врешті-решт стає невидимою.

18.3. Фізичні процеси в емісійних туманностях. Зони HII

У спектрах дифузних емісійних і планетарних туманностей на дуже слабкому неперервному фоні видно велику кількість емісійних ліній. Найяскравішими з них є дві зелені лінії $\lambda = 4959$ Å і $\lambda = 5007$ Å. Вони називаються *небулярними*, тобто такими, що належать до небули (від лат. *nebula* — туманність), і позначені відповідно N_1 та N_2. Положення цих ліній не

відповідає жодній із спектральних ліній, які спостерігалися в земних лабораторіях. Тому спочатку припустили, що вони належать небулію — газу, який є лише в туманностях. Природу небулярних ліній з'ясували у 1927 р. Виявилося, що лінії N_1 і N_2 належать двічі іонізованому атому кисню OIII. Вони можуть виникати лише в умовах винятково високого розрідження речовини, створити яке в земних лабораторіях не можна навіть у сучасних вакуумних приладах. Називаються такі лінії *забороненими*, тому що забов'язані вони своїм існуванням особливим переходам атомів (іонів) з одного енергетичного стану у другий, які заборонені квантовим правилом відбору для переходів. Але така заборона не є абсолютною, тому імовірність переходу хоч і мала, але все ж таки не нульова. У збудженому стані, якщо перехід заборонений, атом (іон) може перебувати досить довгий час — від 10^{-5} с до декількох діб, це — *метастабільний* стан. Якщо перехід дозволений, атом (іон) залишається у збудженому стані лише 10^{-8}–10^{-7} с.

Туманність світиться у заборонених лініях завдяки збудженню іонів кисню, азоту, сірки (та інших) до метастабільного стану електронними ударами. При зіткненні окремого іона з вільним електроном останній передає іону частину своєї енергії (наприклад, для іона OIII енергія збудження одного з метастабільних станів становить 2,5 еВ). Через деякий час (для іона OIII він становить 40 с) іон повертається у початковий енергетичний стан, внаслідок чого випромінюється квант світла відповідної енергії. Тому що процес радіативного переходу між згаданими енергетичними рівнями є заборонений, кванти, які виникають у таких процесах, практично не поглинаються речовиною туманності і вільно виходять за її межі. Внаслідок багатьох таких само переходів формується заборонена емісійна лінія в спектрі.

Світіння дифузних туманностей збуджує зоря раннього спектрального класу, що знаходиться поруч і є потужним джерелом неперервного УФ-випромінювання. У планетарних туманностей також енергетичним джерелом є ядро (білий карлик).

Неперервне УФ-випромінювання з довжиною хвилі $\lambda \le 912$ Å, тобто у *лайманівському континуумі* L_c, здатне іонізувати атоми водню, які перебувають в основному енергетичному стані. Наприклад, зоря Спіка (α Діви) при ефективній температурі $T_{еф} = 20\,000$ К і радіусі $R = 10R_\odot$ щосекунди випромінює близько 10^{46} квантів лайманівського континууму, завдяки чому може іонізувати весь водень навколо себе на відстанях у десятки парсеків. Такі зони іонізованого водню навколо зір спектральних класів *O — B* отримали назву *зони HII* або *зони Стремгрена*.

При поглинанні енергія L_c-кванта витрачається на іонізацію атома водню і на надання кінетичної енергії відірваному від атома водню електрону. Згодом ця кінетична енергія перерозподіляється між іншими електронами при зіткненнях, внаслідок чого газ у туманностях нагрівається.

Світіння туманностей у дозволених лініях виникає внаслідок рекомбінацій атомів та їх подальших переходів з вищого енергетичного рівня на

нижчий з випромінюванням квантів, що відповідають цим переходам. Електрони, захоплені ядром атома водню, можуть переходити з вищих рівнів на другий рівень, випромінюючи при цьому кванти світла ліній серії Бальмера; якщо ж переходи відбуваються на перший рівень, то у спектрі формуються лінії серії Лаймана (див. підрозділ 8.6).

Завдяки цьому можна помітити світіння протяжних HII зон як у нашій, так і в інших галактиках. Ці зони мають надвисокі світності і їх можна використовувати для визначення відстаней до інших галактик.

Таким чином, завдяки поглинанням L_c-квантів водень іонізується, і туманність нагрівається, а за рахунок випромінювання в заборонених лініях вона охолоджується. Обидва ці процеси встановлюють і підтримують в туманності певну теплову рівновагу, визначаючи температуру речовини. Вивчення інтенсивностей заборонених ліній дає змогу виявити концентрацію частинок газу в туманності та її температуру. Так обчислено, що кінетична температура газу в зонах HII і в планетарних туманностях дорівнює 7000–14 000 K, тоді як у неіонізованому міжзоряному середовищі вона суттєво нижча (10–100 K).

Спостереження в радіодіапазоні показали, що деякі газові туманності, зокрема і туманність Оріона, випромінюють дуже вузькі і надзвичайно інтенсивні лінії на частоті близько 1665 МГц (довжина хвилі $\lambda = 18$ см) при ширині лінії 0,5 кГц. Якщо таку ширину пояснювати тепловим рухом випромінюючих частинок (ефект Доплера), то кінетична температура речовини мала б бути близькою до 3 K. Якщо ж температуру оцінити за величиною енергії, яка випромінюється в цій радіолінії, одержують неймовірно високе значення 10^{15} K. Спочатку вважали, що згадана лінія належить невідомій, але досить розповсюдженій у космосі речовині, яку назвали «містеріум». Згодом з'ясували, що джерелом цих радіоліній є *космічні мазери* (відкриті у 1965 р.) — потужні генератори космічних радіохвиль. Принцип дії мазерного механізму в молекулах аналогічний принципам дії таких штучних джерел випромінювання, як лазери. Мазерна лінія 1665 МГц належить молекулі гідроксилу OH. Ще потужнішу мазерну лінію водяної пари H_2O зареєстровано у 1969 р. на довжині хвилі 1,35 см. Згодом було встановлено, що існують такі джерела мазерного випромінювання, які працюють на молекулах SiO, CH_3OH, та ін. Існування ліній радіовипромінювання молекул OH, CH та інших передбачив у 1949 р. Й. С. Шкловський.

18.4. Магнітні поля у міжзоряному середовищі. Космічні промені

У 1948 р. відкрито *міжзоряну поляризацію світла* і виявлено, що від зорі до спостерігача надходять електромагнітні хвилі з переважно однаково

орієнтованим електричним вектором. Зроблено висновок, що це явище зумовлене розсіюванням світла зір на пилинках, які мають витягнуту форму й орієнтовані у просторі однаково. Буквально через рік астрономи дійшли висновку, що у міжзоряному просторі є *магнітні поля* напруженістю близько 10^{-6}–10^{-5} Е, які відіграють переважну роль у орієнтації пилинок. З теорії випливає, що кожна пилинка швидко обертається навколо своєї малої осі, залишаючись наче нанизаною на магнітну силову лінію. Вивчення поляризації світла зір стало важливим джерелом інформації про геометрію міжзоряних магнітних полів. Так визначили, що це магнітне поле паралельне площині Молочного Шляху.

На існування великомасштабного упорядкованого магнітного поля в Галактиці вказує витягнута форма світлих туманностей. Як довів Г. А. Шайн (1892–1956), магнітне поле Галактики перешкоджає розширенню плазми світлих туманностей поперек поля, не заважаючи водночас їй розширюватися уздовж нього і набувати витягнуту в напрямі магнітного поля форму. Напруженість магнітного поля у щільних газових хмарах може на порядок перевищувати середнє галактичне значення.

Поблизу Землі спостерігаються заряджені частинки дуже високих енергій, які доходять до Землі з космічного простору, — *космічні промені* (як складова, сюди входять і сонячні космічні промені, що генеруються під час спалахів на Сонці). Космічні промені галактичного походження доходять до Землі приблизно в однаковій кількості з усіх напрямів, що свідчить про їхній ізотропний розподіл у просторі. Існування космічних променів було встановлено на початку XX століття.

У 1948 р. визначили склад космічних променів за межами земної атмосфери. Основну частину їх енергії несуть протони — їх за числом більше 90%. Ще 7% — це α-частинки. На електронну складову припадає лише 1% від числа усіх частинок, а на ядра важчих хімічних елементів — ще менше. Енергія частинок галактичних космічних променів може досягати 10^{14} еВ, що перевищує можливості сучасних лабораторних прискорювачів. Висока ізотропія просторового розподілу галактичних космічних променів не дозволяє безпосередньо встановити, де саме в Галактиці вони виникають. Але деякі важливі висновки стосовно імовірних джерел можна зробити зі спостережень космічного γ-*випромінювання*. Ця можливість заснована на тому, що при зіткненні релятивістських частинок космічних променів з ядрами атомів міжзоряного середовища (в основному з ядрами атомів водню) утворюються нестабільні π^0-мезони, які згодом розпадаються на два γ-кванти. Їхня енергія перебуває в діапазоні 68 МеВ і вище. Оскільки ж γ-випромінювання не взаємодіє з галактичним магнітним полем, то траєкторія народжених у такому процесі γ-квантів залишається майже незбуреною. Тому їх спостережуваний просторовий розподіл може багато чого сказати про місця їх виникнення, а отже посередньо вказати і на місця формування самих космічних променів. Спостереження галактичного γ-випромінюван-

ня зі штучних супутників показало, що воно, на відміну від космічних променів має досить неоднорідний розподіл, який нагадує просторовий розподіл Наднових зір. Тому сьогодні є загальноприйнятим пов'язувати походження галактичних космічних променів зі спалахами Наднових зір, які генерують частинки високих енергій. Подальше прискорення таких частинок відбувається у міжзоряному середовищі за рахунок галактичного магнітного поля і ударних хвиль. Тут вони набувають надвисоких енергій.

Ще одним доказом існування магнітного поля і одночасно космічних променів у міжзоряному середовищі є загальне *радіовипромінювання Галактики*. У 1952 р. Й. С. Шкловський довів, що воно ділиться на дві складові, які істотно відрізняються за розподілом енергії в спектрі. У першої з них, *плоскої складової*, інтенсивність випромінювання найбільша у площині Молочного Шляху. У другої, *сферичної складової*, рівномірно розподіленої по небу, інтенсивність радіовипромінювання зростає з довжиною хвилі, що вказує на її нетеплову природу. Конкретно радіовипромінювання сферичної складової добре пояснюється синхротронним випромінюванням релятивістських електронів з енергіями понад 10^8 еВ у магнітному полі з напруженістю близько 10^{-5} Е.

Частина VII

ОСНОВИ ГАЛАКТИЧНОЇ І ПОЗАГАЛАКТИЧНОЇ АСТРОНОМІЇ

Конкретні уявлення про структуру нашої Галактики сформувалися за останні 300 років, головним чином звичайно у XX ст. Тим більше це стосується світу інших галактик. Хоча правильні здогади щодо будови Всесвіту виникли ще задовго до нашої ери.

Зокрема, давньогрецький філософ Демокрит (бл. 460–370 рр. до н. е.) твердив, що Всесвіт є нескінченним і що в цьому нескінченному світі «внаслідок зіткнень атомів утворюється нескінченно велика кількість світів, різноманітних за своїми розмірами». Невдовзі, однак, Платон та Арістотель, злякавшись нескінченності, склали уявлення про кришталеву, обмежену за розмірами сферу, яка оточує Землю і до якої підвішені зорі.

За Демокритом Молочний Шлях — це скупчення великої кількості зір. Для Арістотеля — це лише якісь випаровування, що піднімаються догори і там самозаймаються. Велику роль у визначенні правильного погляду на природу Молочного Шляху зіграли телескопічні спостереження Галілея та його думки, за якими, з огляду на різні яскравості (а отже, як він уявляв, різні кутові діаметри) «навіть з чотирьох зір... не знайдеться і двох однаково віддалених».

Істотним кроком уперед у вивченні будови Галактики були праці англійського астронома В. Гершеля (1738–1822), який, обчислюючи кількість зір до певної зоряної величини на 1083 окремих ділянках неба, зробив висновок, що Галактика має вигляд диска (його розміри Гершель применшив у 19 разів). У 1718 р. сподвижник Ньютона Галлей, порівнюючи каталоги зір, складені Гіппархом, Браге і Флемстідом, виявив, що зорі Сіріус, Арктур і Альдебаран змістилися на загальному фоні слабкіших зір. Зіставивши власні рухи 13 зір, Гершель у 1783 р. довів, що Сонце рухається у просторі в напрямі на сузір'я Геркулеса. Загальне обертання Галактики було обгрунтоване математично у XIX ст.

Однак за уявленнями Гершеля Сонце мало б перебувати поблизу центра Галактики. І лише у 1918 р. Херлоу Шеплі (1885–1972, США), дослідивши розподіл кулястих скупчень у просторі (третина їх сконцентрована у сузір'ї Стрільця на площі, що становить 2% площі небесної сфери), виявив, що насправді Сонце перебуває далеко від згаданого центра; за його оцінками — на відстані 50 000 св. років, що, як дослідили згодом, дещо перебільшене.

Відкривши і склавши каталоги загалом понад 2500 туманностей, Гершель визначив різноманітність їхніх форм і значну частину назвав молочними шляхами, які мали б бути подібними до нашої зоряної системи і відстані до яких Гершель оцінював мільйонами світлових років. Проте згодом він засумнівався у тому, чи правильні його погляди. І ця невпевненість існувала упродовж цілого XIX і перших двох десятиліть XX ст. Лише Хабблу у 1924 р. вдалося довести, що орієнтовно половина з них — це справді далекі позагалактичні об'єкти. Що вони такі ж зоряні системи, як і наша Галактика.

Розділ 19

НАША ГАЛАКТИКА

19.1. Молочний Шлях. Галактичні координати

Ясної безмісячної ночі на зоряному небі добре видно Молочний Шлях — яскраву сріблясто-білу смугу, яку давні греки називали γαλακτικος, тобто молочне коло (від гр. γαλα — молоко). Назва Галактики походить з давньогрецької легенди, за якою молоко богині Гери проллялося, коли вона відштовхнула маленького Геракла, якого Зевс приклав до грудей богині. У північній півкулі неба Молочний Шлях проходить через сузір'я Близнят, Тельця, Візничого, Персея, Кассіопеї, Андромеди, Ящірки, Цефея і Лебедя. У цьому сузір'ї він роздвоюється. Західна вітка закінчується у сузір'ях Змії і Змієносця, а східна вітка проходить через сузір'я Лисички, Стріли, Орла, і далі переходить у південну півкулю в сузір'я Щита, Стрільця, Скорпіона, Жертовника, Косинця і Вовка. Тут Молочний Шлях знову зливається в одну смугу, проходячи через сузір'я Циркуля, Південного Трикутника, Кентавра, Мухи, Південного Хреста, Кіля, Парусів, Компаса, Корми, Великого Пса, тут переходить у північну півкулю неба через сузір'я Однорога і Оріона, поблизу якого знаходиться сузір'я Близнят.

Особливості будови Галактики і зокрема Молочного Шляху, до якого входить основна частина її зір, вивчали декілька поколінь астрономів. Сьогодні інформація про неї надходить завдяки дослідженням в інфрачервоному, рентгенівському та γ-діапазоні випромінювання. Розподіл нейтрального водню в Галактиці вивчають за його випромінюванням у радіодіапазоні. Сам же центр Галактики знаходиться в сузір'ї Стрільця. Його координати в екваторіальній системі $\alpha = 17^h45{,}6^m$, $\delta = -28^\circ\ 56{,}2'$. Він, однак, недосяжний для спостережень у видимому світлі, бо сконцентровані тут газопилові хмари послаблюють світло на 30^m.

Для вивчення структури Галактики використовують *галактичну систему небесних координат*. Її основою є *галактичний екватор* — коло, що проходить приблизно уздовж середини Молочного Шляху. До небесного екватора він

нахилений під кутом $i = 62{,}6^\circ$ і перетинається з ним у двох взаємно протилежних точках — *галактичних вузлах*. *Висхідний* галактичний вузол ☊ (його координати у екваторіальній системі $\alpha = 18^h51{,}5^m$, $\delta = 0^\circ$) знаходиться в сузір'ї Орла, *низхідний* ☋ ($\alpha = 6^h51{,}5^m$, $\delta = 0^\circ$) — у сузір'ї Однорога. Площина галактичного екватора називається *галактичною площиною*. Галактичний екватор ділить небесну сферу на північну і південну галактичні півкулі.

Перпендикуляр, проведений через центр небесної сфери до площини галактичного екватора, перетинається з небесною сферою у *галактичних полюсах*. Північний галактичний полюс *ГП* (рис. 19.1) знаходиться у сузір'ї Волосся Вероніки і має екваторіальні координати $\alpha_{ГП} = 192{,}86^\circ$ ($\approx 12^h\ 52^m$), $\delta_{ГП} = +27{,}13^\circ$ ($\approx +27^\circ\ 7{,}7'$), південний — у сузір'ї Скульптора.

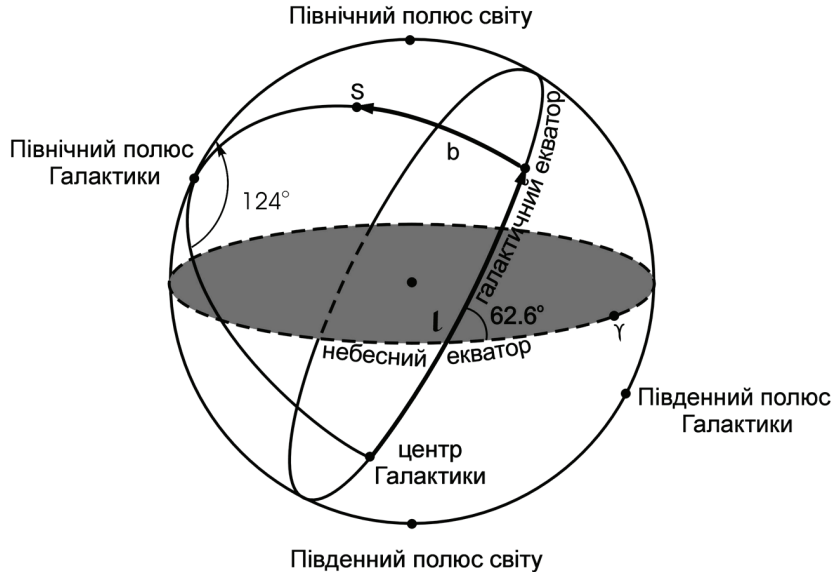


Рис. 19.1. Галактична система координат, *S* — зоря з координатами *l* і *b*

Велике коло, проведене через галактичні полюси, називається *колом галактичної широти*, яку позначають літерою *b*, а відлічують від галактичного екватора. Вона додатна в напрямі до північного полюса Галактики. *Галактичну довготу l* вимірюють (у градусах від 0° до 360°) уздовж галактичного екватора з заходу на схід від точки *C*, що відповідає напряму на центр Галактики, до кола галактичної широти світила. Безпосередньо галактичні координати світила не вимірюють, а обчислюють за його екваторіальними координатами α і δ подібно до того, як обчислюють горизонтальні координати за екваторіальними (див. підрозділ 1.10):

$$\begin{aligned}
&\sin b = \sin\delta_{ГП}\sin\delta + \cos\delta_{ГП}\cos\delta\cos(\alpha - \alpha_{ГП}),\\
&\cos b\sin(l_{ПС} - l) = \cos\delta\sin(\alpha - \alpha_{ГП}),\\
&\cos b\cos(l_{ПС} - l) = \cos\delta_{ГП}\sin\delta - \sin\delta_{ГП}\cos\delta\cos(\alpha - \alpha_{ГП}).
\end{aligned} \qquad (19.1)$$

Тут галактична довгота північного полюса світу $l_{ПС} = 123{,}932^\circ$.

Координати центра Галактики у розглянутій системі $l = 0^\circ$, $b = 0^\circ$. Положення галактичного центра співпадає з напрямком на компактне потужне джерело радіовипромінювання *Стрілець А* (*Sgr A*).

19.2. Поняття про методи зоряної статистики

Один з методів вивчення будови Галактики базується на підрахунку кількості зір до певної видимої зоряної величини. Уперше його застосував Гершель, який підраховував зорі до $14{,}5^m$ (які були видно в його телескоп) на згаданих вище 1083 ділянках неба з різною галактичною широтою.

Ось найпростіший приклад статистичного підходу. Найяскравіших зір, величини яких менші чи дорівнюють $1{,}0^m$, на небі налічується усього 14. З величинами від $1{,}0^m$ до $2{,}0^m$ є 27 зір, від $2{,}0^m$ до $3{,}0^m$ — 60. Усіх же зір до $4{,}0^m$ на небі 500, до $5{,}0^m$ — 1600, до $6{,}0^m$ — 4800. Обчислення показують, що в цілому на небесній сфері зір величиною до 10^m є 350 000, до 20^m — 1 млрд. і до 25^m — близько 30 млрд.

З цього видно, що при вивченні структури Галактики можна використати два статистичні параметри. Перший — *диференціальна функція блиску* $A(m)$. Вона визначає кількість зір, видима зоряна величина яких є в межах від m до $m + 1$, тобто це приріст кількості зір при зростанні зоряної величини на 1^m (фактично береться від $m - 0{,}5^m$, до $m + 0{,}5^m$). Друга статистична характеристика — *інтегральна функція блиску* $N(m)$, яка визначає у досліджуваній ділянці неба кількість усіх зір від найяскравіших до m-ї видимої зоряної величини. Очевидно, що $A(m) = dN(m)/dm$.

Як бачимо з підрахунків, функція $A(m)$ зростає з ростом m, однак темп цього зростання поступово знижується. Наприклад, якщо $N(6) : N(5) = 2{,}85$, то $N(13) : N(12) = 2{,}47$, а $N(21) : N(20) = 1{,}76$. Це вказує на просторову нерівномірність розподілу зір у Галактиці і наявність міжзоряного поглинання світла. При рівномірному розподілі і при відсутності поглинання, як випливає з *теореми Зелігера* (підрозділ 20.7), повинно бути $N(m + 1) : N(m) = 3{,}98$. Математична статистика із застосуванням екстраполяції показує, що у площині Галактики кількість зір від найяскравіших до 31^m дорівнює кількості зір, слабкіших 31^m. Загальна кількість зір у Галактиці, згідно з результатами статистичного аналізу, перевищує 150 млрд., але є підстави вважати, що дійсна кількість зір Галактики є значно більшою за цю оцінку.

Підрахунки зір на однакових за розмірами ділянках неба з різною галактичною широтою свідчать про те, що з віддаленням від галактичної площини кількість зір до заданої величини m зменшується. Позначимо інтегральні функції блиску (у розрахунку на один квадратний градус неба) по-

близу галактичного екватора через $N(m; 0^\circ)$, а навколо галактичного полюса — $N(m; 90^\circ)$. Відношення $N(m; 0^\circ) : N(m; 90^\circ)$ називається галактичною концентрацією. Зі спостережень отримано $N(7; 0^\circ) : N(7; 90^\circ) = 3{,}5$, тоді як $N(21; 0^\circ) : N(21; 90^\circ) = 44{,}2$. Таким чином, більшість зір Галактики розташована у Молочному Шляху. Підрахунки показали, що наша Галактика належить до типу дискових спіральних зоряних систем (див. підрозділ 19.7). Диск Галактики є скупченням великого числа зір і газопилової матерії, його діаметр 40 кпк, тобто приблизно 130 тис. св. років. Центральна частина диска має потовщення, діаметр якого сягає приблизно 2000 пк. Сонце і його планети знаходяться майже в площині галактичного диска на відстані близько 8000 пк від галактичного центра. І тому світло всіх далеких зір, що у своїй сукупності формують диск, для нас зливається в одну широку неяскраву розмиту смугу, котру й названо «Молочний Шлях».

19.3. Зоряні скупчення та асоціації

Деяка частина зір Галактики об'єднана у скупчення. *Зоряні скупчення* — це окремі групи зір, які за зовнішнім виглядом поділяються на розсіяні та кулясті.

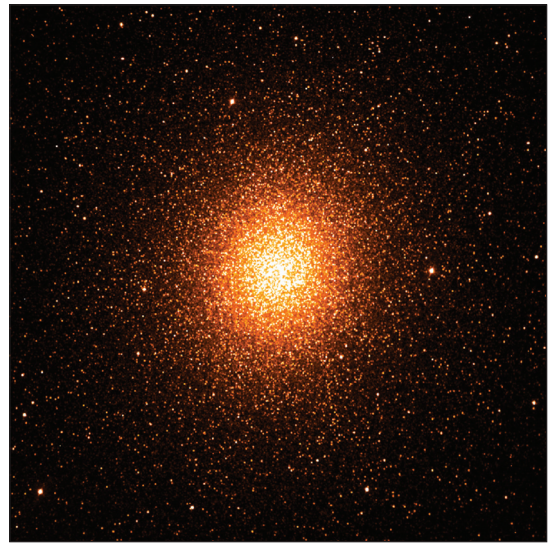
У *кулястих зоряних скупченнях*, що мають сферичну або еліпсоїдальну форму, налічуються десятки, сотні тисяч і навіть мільйони зір. Діаметри кулястих скупчень є в межах від 20 пк до 90 пк, у середньому це 30 пк. Якщо в околицях Сонця приблизно одна зоря припадає на десять кубічних парсеків, то в кулястих скупченнях просторова концентрація зір у десятки, сотні, а у внутрішніх областях скупчень навіть у тисячі разів більша.

Зараз відомо понад 150 галактичних кулястих скупчень. Найяскравіші з них — 47 *Тукана* і ω *Кентавра* (рис. 19.2). На небі кулясті скупчення концентруються до сузір'я Стрільця, у напрямі, де знаходиться центр Галактики, тоді як у протилежній частині неба вони практично не зустрічаються.

Для діаграм колір — зоряна величина кулястих зоряних скупчень (рис. 19.3) типові нижня частина головної послідовності, майже вертикальна вітка червоних гігантів і надгігантів, а також горизонтальна вітка, що з'єднує зону червоних гігантів з незаселеною верхньою частиною головної послідовності. У горизонтальній вітці є розрив — так званий *провал Шварцшильда*, в який якраз потрапляють змінні зорі типу *RR* Ліри. Перехід від головної послідовності до вітки гігантів позначає *точка повороту* (*ТП*). Її положення відповідає найбільшому значенню зоряної маси $M_{ТП}$, для якого час існування зорі на головній послідовності (див. формулу 21.3) дорівнює часу існування самого скупчення.



а



б

Рис. 19.2. Кулясті скупчення 47 *Тукана* (*а*) і ω *Кентавра* (*б*)

Таким чином, у кожний момент часу на головній послідовності залишаються тільки ті зорі, в яких маса не перевищує $M_{ТП}$. Більш масивні зорі залишають головну послідовність, проходять через стадію червоного гіганта, перетворюються на білі карлики. В міру зростання віку скупчення верхня межа маси для зір на головній послідовності безперервно зменшується, а спектральний клас, який відповідає положенню точки повороту, стає усе пізнішим.

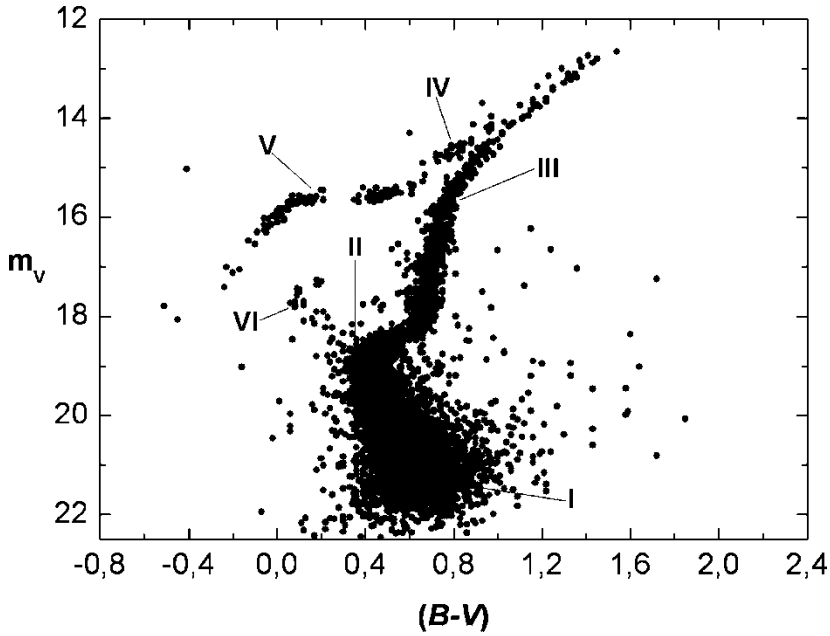


Рис. 19.3. Діаграма колір — зоряна величина для кулястого зоряного скупчення *M* 3 (*NGC* 5272) з сузір'я Гончих Псів. I — головна послідовність, II — точка повороту від головної послідовності, III — вітка червоних гігантів, IV — асимптотична вітка гігантів, V — горизонтальна вітка з провалом Шварцшильда, VI — блакитні бродяги

Одна особливість діаграм багатьох кулястих скупчень одразу звертає на себе увагу: вище точки повороту, на уявному продовженні головної послідовності у сторону більш високої світності і ефективної температури, все ж знаходиться деяка кількість зір. Тим часом, згідно зі стандартною теорією зоряної еволюції (див. підрозділ 21.3) такі зорі з масою, яка перевищує M_{TP}, знаходитися на головній послідовності не повинні б. Після відкриття у 40-х роках XX століття цих незвичайних членів кулястих скупчень вони одержали назву *блакитні бродяги* (від англійського терміна — *blue stragglers*). Незважаючи на те, що для пояснення їх феномену було запропоновано декілька гіпотез, природа цих зір все ще залишається до кінця не з'ясованою.

Недавно виявили, що деякі кулясті скупчення зір є джерелами потужного рентгенівського випромінювання. Це пов'язують з *акрецією* міжзоряного газу на масивні чорні діри. Вважається, що в центрах кулястих скупчень, де просторова зоряна концентрація досягає досить високого значення, масивні чорні діри можуть утворюватися внаслідок злиття поодиноких зір.

Розсіяні зоряні скупчення складаються з декількох десятків, сотень, іноді тисяч зір і не мають чітко визначеної форми, їхні діаметри — від 2 пк до 20 пк. Просторова зоряна концентрація тут може становити від 0,5 зорі на кубічний парсек до 10^3 зір/пк^3 у найбагатших зорями скупченнях.

Виділити ті зорі, які фактично відносяться до окремого розсіяного скупчення, а не проектуються випадково на нього, зовсім нелегко. Для цього доводиться досліджувати спектри зір — кандидатів у члени скупчення з метою визначення їх променевих швидкостей (для членів скупчення вони у межах похибок повинні співпадати), а також вивчати власні рухи зір.

Встановлено, що майже всі розсіяні зоряні скупчення розташовані в площині Молочного Шляху або поблизу неї. Кількість відомих галактичних розсіяних зоряних скупчень сягає 1200, але вважається, що це лише мала частка від усіх розсіяних скупчень Галактики (більшість з них прихована густими газопиловими хмарами, яких багато в галактичній площині). Очікувана кількість таких формувань у Галактиці дорівнює близько 20 000.

Найяскравіше розсіяне скупчення — Плеяди у сузір'ї Тельця (рис. 19.4). Неозброєним оком тут видно сім зір, при спостереженнях у телескоп — близько 200, а на фотографіях з тривалою експозицією — понад 300. Воно знаходиться на відстані 130 пк від Сонця. Діаграма колір — зоряна величина для Плеяд показана на рис. 19.5.



Рис. 19.4. Розсіяне зоряне скупчення Плеяди

Вік Плеяд оцінюють в 100 млн. років. Дещо старішим (630 млн. років) і значно ближчим до Сонця (відстань 50 пк) є скупчення Гіади, яке теж розташоване в сузір'ї Тельця. В цілому, вік розсіяних скупчень знаходиться у межах від кількох мільйонів до мільярдів років. Як правило, розсіяні зоряні скупчення складаються в основному з зір головної послідовності. Червоних гігантів і надгігантів в них мало або немає зовсім. У деяких розсіяних скупченнях виявлені зорі — блакитні бродяги. Різниця у віці між скупченнями призводить до суттєвих відмін у вигляді їх діаграм колір — зоряна величина. Якщо у складі молодих скупчень на головній послідов-

ності присутні зорі різних мас, включаючи і досить масивні зорі ранніх спектральних класів (показник кольору, наприклад *(B — V)*, є від'ємний або додатний і близький до нуля), то в скупченнях значного віку на головній послідовності немає зір ранніх спектральних класів (порівняйте рис. 19.5 і 19.6).

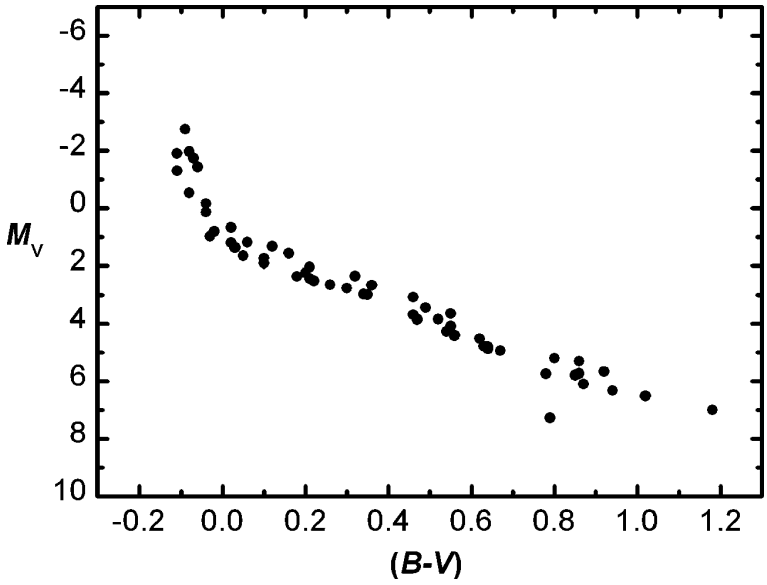


Рис. 19.5. Діаграма колір — зоряна величина для Плеяд

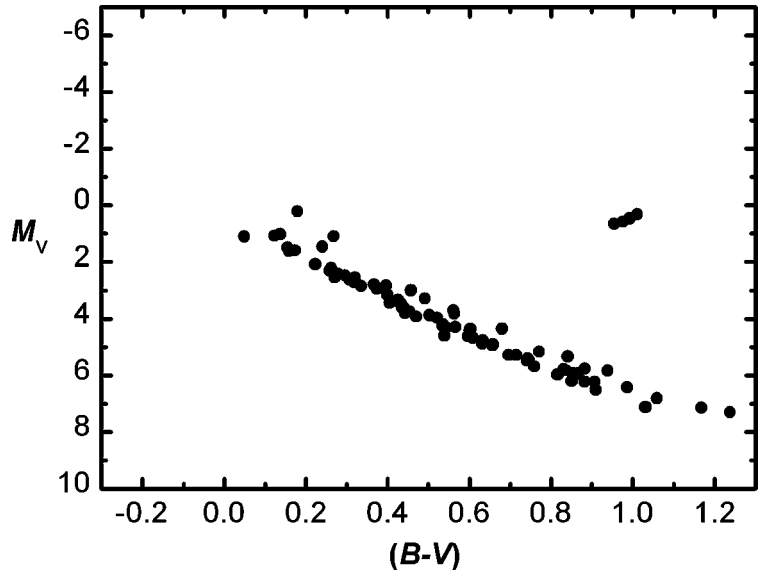


Рис. 19.6. Діаграма колір — зоряна величина для Гіад

Зоряні угрупування, в яких концентрація зір ненабагато перевищує середню для галактичного диска (0,1 зір/пк^3), мають назву *зоряні асоціації*. Грунтовніше почав їх вивчати у 1947 р. вірменський учений В. А. Амбарцумян (1908–1996), виділивши групи гарячих зір високої світності спектральних класів *O* і *B* в *OB-асоціації*. Крім них існують також *T-асоціації* — скупчення неправильних змінних зір-карликів типу *T* Тельця. Найближча *T*-асоціація — у сузір'ї Оріона, у ній налічується понад 500 змінних зір типу *T* Тельця.

OB- і *T*-асоціації бувають усередині потужних газопилових комплексів. Очевидно, тут згруповані зорі, які лише розпочинають свій розвиток.

19.4. Власні рухи і променеві швидкості зір

Власним рухом зорі називається її кутове зміщення на небесній сфері за рік, обумовлене рухом зорі відносно Сонця. Його позначають грецькою літерою μ. Зміна положення зорі за рік по прямому піднесенню в градусній мірі вздовж великого кола позначається μ_α, по схиленню — μ_δ. Для досліджуваної зорі їх визначають шляхом порівняння її точного положення на фотографічних знімках неба, зроблених з інтервалом часу у декілька десятків років. Тільки упродовж достатньо довгого інтервалу можна сподіватися виявити кутове зміщення, яке на практиці є дуже малим. Отримані у такий засіб значення μ_α і μ_δ перераховують на інтервал часу в один рік, повне ж кутове зміщення зорі за рік μ обчислюють за теоремою Піфагора $\mu = \sqrt{\mu_\alpha^2 + \mu_\delta^2}$.

Зауважимо, що кожна зоря рухається в просторі з певною власною швидкістю *V* під довільним кутом φ до напряму спостерігач — зоря (рис. 19.7). Тому кутове зміщення μ лише частково характеризує її справжній рух у просторі. Просторову швидкість зорі відносно Сонця можна знайти, якщо відомі її тангенціальний і радіальний компоненти. Нехай *r* — відстань від зорі до спостерігача, π — її річний паралакс. Якщо π виміряний в радіанах, то $r = a/\pi$ ($a = 1{,}5\cdot10^8$ км — а. о.), а заданому зміщенню зорі за рік μ (у проекції на небесну сферу) відповідає лінійне зміщення у просторі $l = r\mu = a\mu/\pi$, якщо μ також у радіанах. Нехай V_τ — проекція швидкості зорі на картинну площину, що перпендикулярна до променя зору. Така проекція буде *тангенціальною швидкістю* зорі. Тоді за рік (тобто за час $t_0 = 3{,}16\cdot10^7$ с) зоря в площині, перпендикулярній до напряму Сонце — зоря, проходить лінійну відстань $l = V_\tau t_0$. Звідси знаходимо, що:

$$V_\tau = l/t_0 = a\mu/(\pi\cdot t_0) = 4{,}74\mu/\pi, \text{ км/с} \qquad (19.2)$$

Проекція V_r швидкості зорі на напрям зоря — спостерігач, як вже знаємо (див. підрозділ 8.7), називається *променевою швидкістю* зорі. Нагадаємо, що її визначають за доплерівським зміщенням ліній Δλ у спектрі зорі:

$$V_r = c\frac{\Delta\lambda}{\lambda},\ \text{км/с} \qquad (19.3)$$

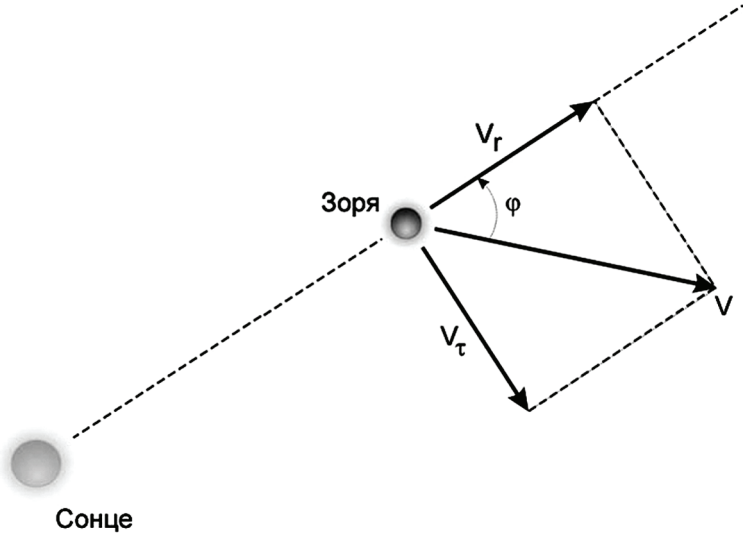


Рис. 19.7. Складові просторової швидкості зорі V (звичайно її переобчислюють відносно Сонця): V_τ — тангенціальна швидкість; V_r — променева швидкість

Далі за теоремою Піфагора обчислюють і просторову швидкість зорі відносно Сонця V, при цьому враховують рух Землі щодо Сонця, її обертання навколо осі і рух навколо центра мас у системі Земля — Місяць.

Вже найближчим часом будуть виміряні власні рухи близько 7 млн. зір з точністю 0,5" (цей проект виконує Морська Обсерваторія США). Променеві швидкості на сьогоднішній день виміряні в понад 40 000 зір.

Найбільший з відомих власний рух має зоря Барнарда (карлик спектрального класу $M4$ видимої зоряної величини $9{,}54^m$). Для неї знайдено $\mu = 10{,}36"$. Тангенціальна швидкість $V_\tau = 89$ км/с, променева $V_r = -111$ км/с, відстань до цієї зорі $r = 1{,}82$ пк.

19.5. Рух Сонячної системи. Обертання Галактики

Знайдені зі спостережень швидкості зір не відображають повністю їхніх власних рухів у Галактиці, оскільки ці швидкості визначені відносно Сонця, яке разом із Землею та іншими планетами також рухається у просторі. Тобто у визначених швидкостях зір є компонент, зумовлений

просторовим рухом Сонця і який називається *паралактичним компонентом швидкості*.

Швидкості зір, звільнені від впливу власного руху Сонця у просторі, називаються *пекулярними швидкостями зір* (від. лат. *peculiaris* — властивий, особливий). Для їх обчислення спочатку треба визначити самі компоненти просторової швидкості Сонця.

В результаті ретельних спостережень зір до 6^m було встановлено, що:

— у середньому найменший власний рух мають зорі, які концентруються до двох взаємно протилежних ділянок неба — одне у сузір'ї Геркулеса з приблизними координатами центра $\alpha \approx 18^h$, $\delta \approx +30^\circ$ і друге — в сузір'ї Голуба (6^h, -30°);

— найбільший у середньому власний рух мають зорі, які на небі знаходяться у межах смуги, равновіддаленої на 90° від центрів вказаних ділянок;

— середнє значення променевої швидкості за модулем є максимальним для зір з ділянок у сузір'ях Геркулеса і Голуба, а мінімальним у межах вищезгаданної смуги;

— для зір у напрямі сузір'я Геркулеса середнє значення променевої швидкості є від'ємним, а для зір у напрямі сузір'я Голуба — додатним.

Виходячи з цих спостережуваних фактів, можна дійти висновку, що у галактичному просторі відносно групи яскравих зір наша Сонячна система рухається у напрямі на сузір'я Геркулеса. Та точка неба, у напрямі на яку вона рухається, називається *сонячним апексом* (від. лат. *арех* — вершина), а діаметрально протилежна точка неба — *сонячним антиапексом*. Точні координати апекса визначають шляхом детального статистичного аналізу власного руху для великої кількості зір, розташованих у різних ділянках неба, але об'єднаних за якимись спільними ознаками (наприклад, зорі до певної зоряної величини, або тільки зорі головної послідовності з околиць Сонця, або тільки віддалені від Сонця зорі, наприклад, зорі типу RR Ліри, або ін.). Природно, що відносно різних груп зір рух Сонця буде описуватися різними значеннями просторової швидкості та різним положенням апекса. Як вже було сказано вище, рух Сонця відносно яскравих зір направлений до точки неба з екваторіальними координатами $\alpha = 18^h00^m$, $\delta = +30^\circ$. Ця точка — *стандартний сонячний апекс*. Якщо ж із цієї групи найяскравіших зір вилучити досить далекі зорі-гіганти і залишити лише зорі головної послідовності, які знаходяться значно ближче до Сонця, то рух Сонця буде спрямований в точку з дещо відмінними від попередніх координатами: $\alpha = 17^h40^m$, $\delta = +21^\circ$. Цей апекс звуть *апексом основного руху Сонця*. Він також є в сузір'ї Геркулеса, а його антиапекс — у сузір'ї Голуба.

Якщо координати апекса надійно встановлені, то просторову швидкість руху Сонця $V_\odot$ відносно вибраної групи зір можна визначити з рівнянь типу:

$$V_r = -V_\odot \cos\lambda + V_r'. \qquad (19.4)$$

Таке рівняння записують для кожної зорі групи. У ньому $V_г$ — променева швидкість зорі, яка визначається із спектральних спостережень, а λ є кутова відстань зорі від апекса (обчислюється за відомими екваторіальними координатами зорі і апекса). У рівнянні 19.4 є дві невідомі — швидкість руху Сонця $V_\odot$ і пекулярна швидкість зорі $V'_г$. Кількість рівнянь дорівнює числу зір N у досліджуваній групі. Таку систему можна розв'язати методом найменших квадратів. При цьому роблять досить природне припущення, що $\sum_N V'_г \approx 0,$ оскільки пекулярні швидкості зір є довільними за модулем і напрямом, тому їхні проекції на промінь зору при усередненні взаємно виключаються. Таким чином отримуємо одне нормальне рівняння для визначення швидкості руху Сонця по відношенню до розглянутої групи зір:

$$V_\odot = \frac{\sum_N V_г \cos\lambda}{\sum_N \cos^2\lambda}. \qquad (19.5)$$

Так було знайдено, що відносно яскравих зір Сонце рухається зі швидкістю $V_\odot$ = 19,5 км/с. Якщо визначити рух Сонця тільки відносно близьких зір головної послідовності, результат буде такий: $V_\odot$ = 15,5 км/с.

Вимірювання променевих швидкостей і власних рухів зір дає змогу зробити певні висновки не тільки стосовно руху Сонця відносно виділеної групи зір, а також щодо його обертання навколо центра Галактики. У більш широкій постановці проблеми мова йде про визначення характеру залежності швидкостей зір Галактики від відстані до її центра. Тут існують дві граничні можливості — зорі у галактичній площині обертаються навколо центра за законом Кеплера або за законом твердого тіла. Для розглядання першої можливості вихідною може бути аналогія з рухом планет навколо Сонця. Наприклад, якщо r — відстань планети від Сонця, T — її сидеричний період обертання ($T \sim r^{3/2}$), то кутова швидкість орбітального руху планети $\omega = \frac{2\pi}{T} \sim \frac{1}{r^{3/2}}$, а лінійна — відповідно $V = \frac{2\pi r}{T} \sim \frac{r}{r^{3/2}} \sim \frac{1}{\sqrt{r}}$. Тобто зі зростанням відстані від Сонця ця швидкість повільно зменшується. Аналогічним мав би бути і рух зір у системі, в якій основна частина маси сконцентрована в її центрі і яка гравітаційно обумовлює рух своїх периферійних частин. І, навпаки, у системі, що обертається як тверде тіло (наприклад, як колесо велосипеда), кутова швидкість не залежить від відстані до центра, а лінійна швидкість руху будь-якого фіксованого елемента маси зростає за законом $V \sim r$. Як показав аналіз, такий випадок може реалізовуватися і в зоряній системі (яка, природно, не є твердим тілом) за умови рівномірного розподілу в ній зір від центра до периферії. Тут орбітальні швидкості зір були б прямо пропорційні їх відстаням до центра системи.

Шляхом вимірювання променевих швидкостей зір і газових хмар у різних напрямах від Сонця і сформулювали закон обертання Галактики. Як виявилося, у площині Галактики характер обертання зір є проміжним між двома згаданими вище граничними випадками. Як зображено на рис. 19.8, лінійна швидкість спочатку зростає з відстанню від центра, досягає максимуму близько 240 км/с і зберігається майже на незмінному рівні аж до периферії. Така поведінка свідчить про те, що разом із значною концентрацією речовини Галактики в її центральній частині, існує досить рівномірний розподіл решти маси по всьому об'єму. За значенням швидкостей зір на різних відстанях від центра Галактики з'ясовано особливості розподілу в ній маси та її загальне значення. За оцінками, маса речовини Галактики, яка знаходиться усередині галактичної орбіти Сонця, становить $1{,}1\cdot10^{11}\ M_\odot$, тоді як повна маса Галактики $7{,}0\cdot10^{11} M_\odot \pm 2{,}5\cdot10^{11}\ M_\odot$, причому не менше 20% мало б бути рівномірно розподілено в усій Галактиці.

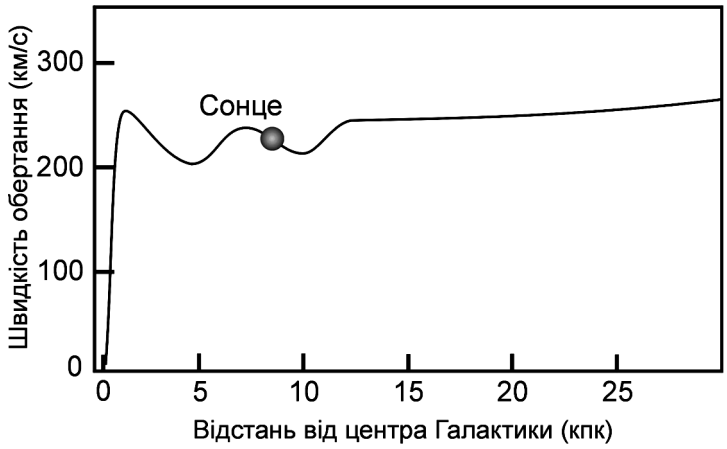


Рис. 19.8. Розподіл швидкостей обертання зір і газу у диску Галактики

Перебуваючи на відстані близько 8 кпк від центра Галактики, Сонце здійснює повний оберт навколо нього приблизно за 200 млн. років. Цей проміжок часу названо *галактичним роком*. Таким чином за час свого існування (близько 4.6 млрд. років) Сонце зробило вже більше 20 обертів навколо галактичного центра.

19.6. Зоряні населення і підсистеми

В околицях Сонця променеві швидкості більшості зір не перевищують 30 км/с. Однак тут було виявлено декілька сотень зір-карликів, що руха-

ються назустріч Сонцю зі швидкостями понад 100 км/с — так звані *зорі-«бігуни»*. Напрями векторів швидкостей зір з цієї групи знаходяться у межах галактичної довготи *l* від 180° до 360°, і майже не зустрічаються зорі з великими швидкостями руху, для яких ці вектори були б спрямовані в межах сектора галактичних довгот від 0° до 180°. Ще одна істотна відмінність була виявлена, коли провели порівняльний аналіз діаграм спектральний клас — світність, складених для звичайних зір з околиць Сонця і зір-«бігунів». У першому випадку отримали типову діаграму (див., як приклад, рис. 14.4). Для зір-«бігунів» ця діаграма виявилася такою ж, як для кулястих скупчень. Визначена асиметрія розподілу швидкостей за напрямом у розглянутих зір-«бігунів», відмінність їх швидкостей від типової швидкості більшості зір з околиць Сонця, а також відмінність відповідних діаграм, свідчить про те, що зорі у Галактиці, навіть перебуваючи у близькому сусідстві, істотно відрізняються між собою за кінематичними і фізичними характеристиками. Інакше кажучи, зоряне населення Галактики не є однорідним, а поділяється на підсистеми — *типи населення*. Зорі *населення I типу* знаходяться у площині галактичного диска і обертаються навколо центра Галактики по майже колових орбітах. До населення I типу належать зорі, які заповнюють спіральні вітки Галактики (див. підрозділ 19.7), і зорі розсіяних зоряних скупчень. Важливими представниками населення I типу є гарячі зорі ранніх спектральних класів. До вказаного типу належить і наше Сонце.

Зорі *населення II типу* утворюють сферичну підсистему Галактики. Якщо орбіти зір I типу населення лежать у площині Галактики, то у зір сферичної складової компонент просторової швидкості, перпендикулярний до площини Галактики, в середньому у декілька разів більший, ніж у зір I типу. А це значить, що їхні орбіти перетинають вказану площину. До населення II типу належать зорі кулястих скупчень і поодинокі зорі галактичного гало (див. підрозділ 19.7). Наприклад, зорі-«бігуни» — це зорі з околиць Сонця, які, проте, належать до сферичної підсистеми. Вони рухаються найповільніше у порівнянні з зорями диску населення I типу. Насправді Сонце та інші близькі до нього зорі переганяють «бігунів» під час свого руху навколо центра Галактики.

Відрізняються зорі населень I та II типів також за своїми хімічними властивостями і віком. На відміну від зір I типу населення, які є досить молодими і тому утворилися з газової матерії, збагаченої хімічними елементами внаслідок численних вибухів Наднових зір, зорі II типу — це старі галактичні об'єкти, в яких елементів, важчих за водень і гелій, приблизно у 100 разів менше, ніж у зір I типу населення. Це наслідок того, що у сферичній підсистемі, майже позбавленої газопилової матерії, зореутворення припинилося дуже давно, тоді як у галактичному диску воно активно відбувається і тепер. А якраз зореутворення і, зокрема, формування масивних зір, в яких синтезуються атомні ядра майже усіх хімічних елементів, і є тим необхідним фактором, що обумовлює хімічне збагачення середовища.

Крім вказаних двох підсистем можна виділити *проміжну підсистему*. До неї належать Нові зорі і планетарні туманності, неправильні і напівправильні змінні зорі пізніх спектральних класів, білі карлики і довгоперіодичні змінні зорі.

Сьогодні загальна модель Галактики виглядає так (див. рис. 19.9 і 19.14). Скупчення великого числа порівняно молодих зір і газопилової матерії утворює дископодібну структуру (*диск*) радіусом 20 000–30 000 пк і товщиною усього кілька сотень парсеків.

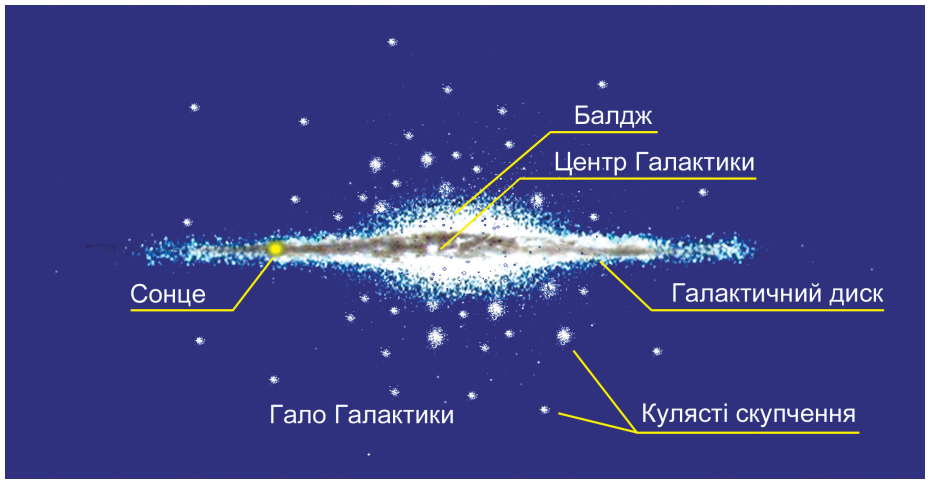


Рис. 19.9. Загальна модель будови Галактики; вид збоку

У центральній зоні диска є *балдж* — потовщення діаметром близько 2000 пк. Диск має *спіральні рукави* (*вітки*) — протяжні спіралеподібні формування з підвищеною концентрацією газу і пилу, а також центральну *перемичку*, яка собою поєднує внутрішні кінці двох спіральних рукавів.

У самому центрі Галактики знаходиться її *ядро* — масивне утворення, оточене щільними хмарами пилу і газу. Пил сильно поглинає випромінювання у видимій частині спектра, тому все, що ми знаємо про ядро, отримано в результаті спостережень цієї ділянки неба (напрямок на сузір'я Стрільця) у радіодіапазоні й інфрачервоних променях. Одне із наймогутніших джерел радіо- та інфрачервоного випромінювання на небі — об'єкт Стрілець *A*, що асоціюється саме з ядром Галактики — показує безсумнівні свідчення того, що в ньому відбуваються грандіозні фізичні процеси, які супроводжуються виділенням значної кількості енергії в порівняно невеликому об'ємі.

Детальніше основні структурні елементи Галактики будуть розглянуті нижче.

19.7. Морфологічні властивості Галактики

Галактичний диск. Більша частина зір Галактики разом з газопиловою матерією, для яких обертання відбувається навколо єдиного центра і майже в одній площині, утворюють її диск. Орбіти цих зір і газопилових хмар диска у першому наближенні вважаються коловими. Диск можна поділити на три кільцеві зони — зовнішню (галактоцентричні відстані $R_G > R_{G,\odot}$), проміжну (3 кпк $< R_G < R_{G,\odot}$) і центральну ($R_G < 3$ кпк). Тут $R_{G,\odot}$ — галактоцентрична відстань Сонця, вона дорівнює приблизно 8 кпк.

Властивості газу в диску вивчають за допомогою радіоастрономічних методів. Як знаємо (див. підрозділ 8.6), нейтральний водень випромінює радіохвилі на довжині $\lambda = 21$ см. Відповідно до ефекту Доплера ця емісійна лінія буває розширена, по-перше, завдяки тепловому рухові самих атомів водню газової хмари і, по-друге, завдяки рухам окремих хмар, що перебувають на промені зору спостерігача. У більшості напрямів замість одної реєструють кілька окремих ліній — компонентів. Це зрозуміло: перебуваючи на різних відстанях від центра Галактики, окремі хмари водню рухаються навколо нього з різними швидкостями. Якщо радіотелескоп спрямовано на центр Галактики ($l = 0°$), променева швидкість хмар $V_r = 0$, і розширення лінії 21 см зумовлене лише тепловими рухами атомів. У разі спостережень в напрямах $l \neq 0°$ проекції швидкостей газових хмар, які перебувають на різних відстанях від центра, вже не нульові. Тому для кожного значення довготи l у спектрі радіодіапазону буде зафіксовано декілька емісійних компонентів, зміщених один відносно іншого згідно з ефектом Доплера. Спостереження радіоемісії на довжині хвилі 21 см у широкому інтервалі галактичних довгот дозволяє оцінити відстані від галактичного центра і швидкості газових хмар (рис. 19.10), а також знайти розподіл газової речовини у площині диска. В останні роки для вирішення такої задачі проводять дуже чутливі спостереження радіовипромінювання молекул CO на довжині хвилі 2,6 мм. Вони дозволяють одержати характеристики міжзоряного газового середовища в диску Галактики навіть з більшою точністю, ніж спостереження радіовипромінювання нейтрального водню. На рис. 19.11 показано розподіл поверхневої густини газу в галактичному диску в залежності від галактоцентричної відстані (поверхнева густина — це кількість газу в об'ємі з основою в 1 кв. пк і висотою, яка дорівнює товщині галактичного диска на певній галактоцентричній відстані). Зауважимо, що в міру віддалення від центра Галактики товщина газової складової диска поступово збільшується (приблизно у три рази на відстані від 4 кпк до 16 кпк), а на відстані Сонця вона становить приблизно 600 пк.

У наш час зоряне населення диска складається з зір, які сформувалися з газопилових хмар, вже істотно збагачених хімічними елементами, синтезованими Надновими. Природно, що залишки Наднових типу II та Ib (нейтронні зорі), а також залишки менш масивних зір усіх попередніх поколінь

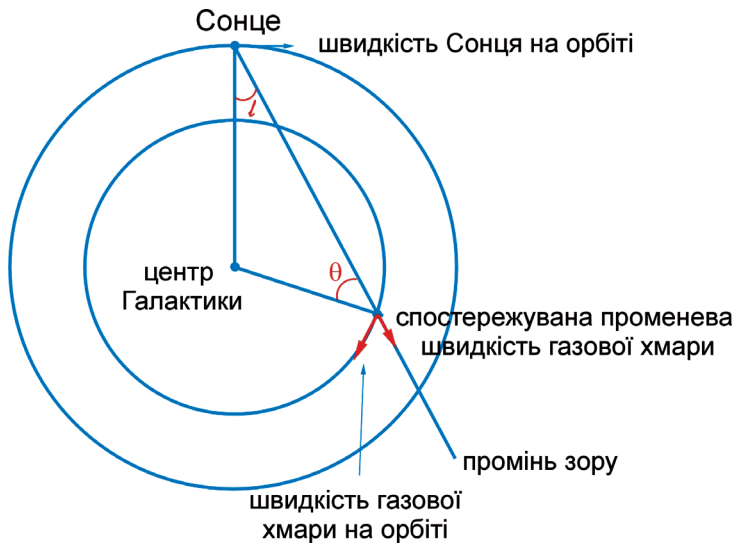


Рис. 19.10. До визначення відстаней і швидкостей газових хмар за спостереженнями нейтрального водню на довжині хвилі 21 см

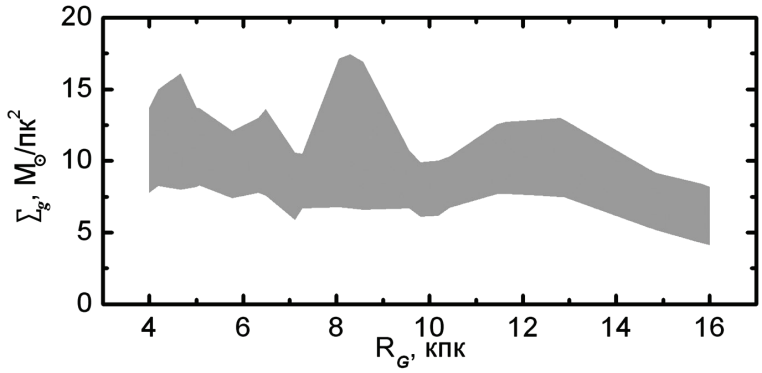


Рис. 19.11. Середня поверхнева густина газу Σ_g (в одиницях $M_\odot$/пк^2) галактичного диска в залежності від галактоцентричної відстані; ширина смуги обумовлена невизначеністю спостережуваних результатів, отриманих різними дослідниками

(білі карлики) теж складають відповідну частину населення диска. Процес збагачення хімічними елементами міжзоряного середовища в галактичному диску відбувається безперервно. Тому кожне наступне покоління зір з окремої ділянки диска вміщає в собі важчих за водень елементів дещо більше, ніж попереднє. Наприклад, на рис. 19.12 показано розподіл відносного вмісту заліза, знайденого шляхом спектроскопічного аналізу галактичних цефеїд, які належать до молодого населення диска. Добре видно, що рівень вмісту заліза має тенденцію до підвищення у напрямі галактичного центра, де просторова концентрація зір, а, отже, і очікувана частота спа-

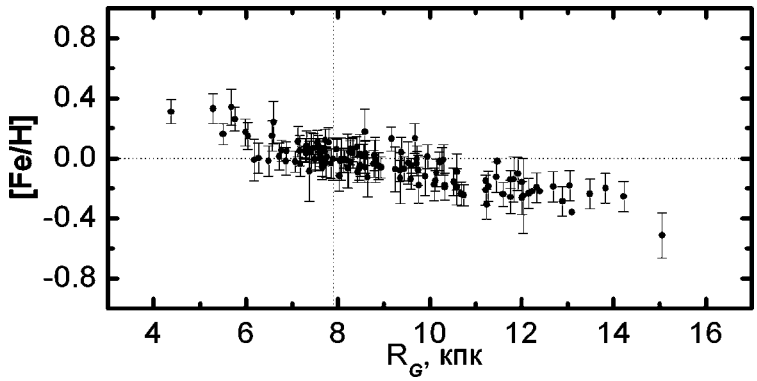


Рис. 19.12. Розподіл відносного вмісту заліза в атмосферах зір у диску Галактики за даними про галактичні цефеїди; положення Сонця вказано перетином двох крапкових ліній

лахів Наднових, є більшою. У зовнішній частині диска вміст заліза приблизно у 2 рази нижчий порівняно із середнім значенням, типовими для околиць Сонця.

Спіральна структура. За всіма наявними сьогодні даними диск нашої Галактики має спіральну структуру; цей висновок зробили на основі дослідження розподілу в ній водню шляхом спостережень у радіодіапазоні (рис. 19.13).

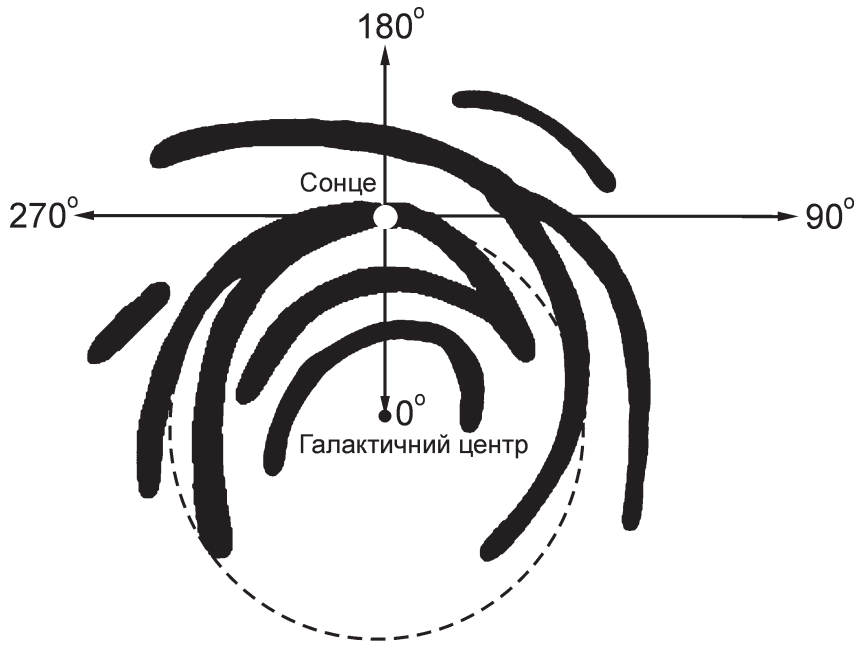


Рис. 19.13. Спіральна структура Галактики за розподілом водню

Як видно з рис. 19.13, дотепер вдалося вивчити лише ті частини *спіральних рукавів*, які знаходяться на тому ж боці відносно центра Галактики, що й Сонячна система. Вважають (рис. 19.14), що ближче до центра Галактики ми спостерігаємо частину так званого *рукава Косинця* (тобто більша частина цього рукава спостерігається нами у напрямі сузір'я Косинця). За ним виділяється *рукав Щита — Південного Хреста*, а ще далі розташований третій, потужніший рукав, який складається з нейтрального водню і великої кількості гарячих зір спектральних класів *O* і *B*, це *рукав Стрільця — Кіля*. Наступний рукав нейтрального водню і голубувато-білих гарячих зір називається *рукавом Персея*. Саме між двома останніми рукавами на відстані близько 8 кпк від центра Галактики і на 14 пк на північ від галактичної площини зараз перебуває Сонце з його планетною системою. Ще далі знаходиться *рукав Лебедя*. Зауважимо, що вивчати спіральну структуру Галактики дуже важко, оскільки ми перебуваємо безпосередньо в галактичній площині. Сильне поглинання світла перешкоджає надійному визначенню структури диска на значних відстанях від Сонця. Тож сьогодні можна впевнено говорити про існування двох потужних рукавів — *Стрільця — Кіля* і *Персея*, хоча кількість основних рукавів, можливо, становить не менше чотирьох. Їх положення у диску відносно Сонця схематично показано на рис. 19.14. Спіралі такого типу називаються

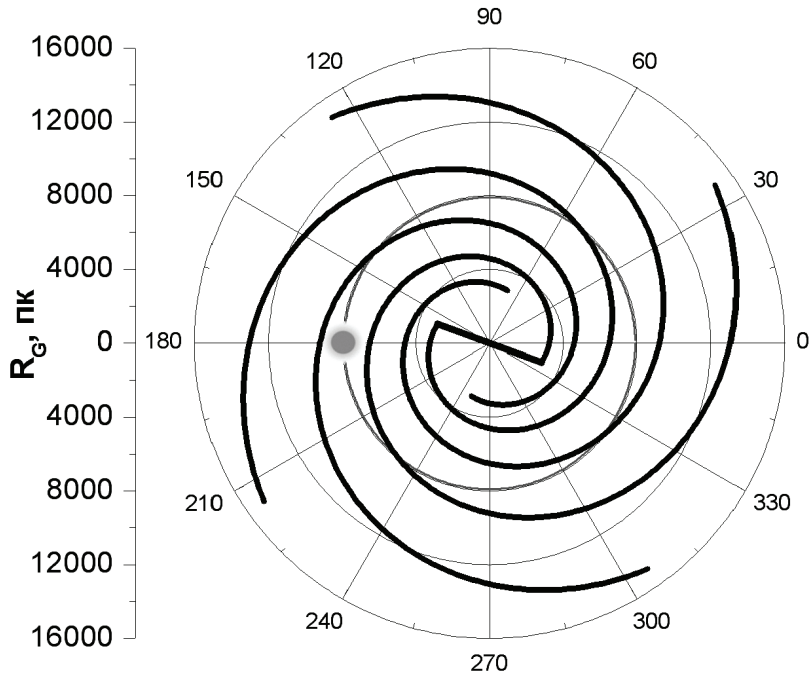


Рис. 19.14. Схематична модель спіральної структури диска Галактики у полярній системі координат, в якій центр співпадає з галактичним центром; вказано положення Сонця (кружок) і центральної перемички

логарифмічними — для них кут між дотичними до лінії спіралі у будь-якій точці і до центрального кола, яке проведене через цю точку, є однаковим для усіх витків. Для моделювання спіральних рукавів нашої Галактики цей кут приймають рівним близько 13°.

У спіральних рукавах скупчена основна частина газопилових хмар, а також зір ранніх спектральних класів, оточених зонами HII. Якраз сяйво наймолодших зір I типу населення, що входять до рукавів, утворює на небі Молочний Шлях. Переважна ж більшість зір пізніх спектральних класів, а також залишків зір, розташована поза спіральними вітками і розподілена рівномірно по всьому диску Галактики.

Одною з найактуальніших проблем, що стосуються будови нашої, а також інших спіральних систем, про які мова йде у наступному розділі, є походження та підтримка існування упродовж тривалого часу спіральної структури. Існують дві гіпотези, здатні пояснити утворення спірального візерунка. Перша з них — це гіпотеза безперервного процесу утворення зір. Якщо в якійсь частині зоряної системи, яка ще не має спіральних рукавів, починається зореутворення, воно безумовно поширюється і на сусідні ділянки. Справді, у зонах активного зореутворення масивні зорі спалахують як Наднові, внаслідок чого генеруються потужні ударні хвилі, які розповсюджуються у навколишньому міжзоряному середовищі та призводять до стискування сусідніх газопилових хмар, що, у свою чергу, ініціює утворення зір наступного покоління. Так цей процес поступово поширюється від центра Галактики до її окраїн. За наявності диференційного обертання газу в диску (кутова швидкість зменшується з віддаленням від центра) зони активного зореутворення, підігріті випромінюванням молодих гарячих зір, повинні згодом прийняти вигляд продовгуватих рукавів нечітко визначеної форми. Такі «аморфні» спіралі і спостерігаються в деяких дискових галактиках, як це показано на рис. 19.15.

З іншого боку, велика кількість спіральних галактик має чітко визначені спіральні рукави. Формування таких структур пояснюють у рамках гіпотези, за якою спіральні рукави є хвилями густини, що поширюються по галактичному диску. Обертання диска галактики, який має великі розміри, але відносно малу товщину, є гідродинамічно нестійким. Детальний теоретичний аналіз процесу виникнення хвильових рухів у галактичних дисках вперше провели американські вчені К. Лін і Ф. Шу в середині 60-х років минулого століття. Вони показали, що газ і пил безперервно накопичуються в зоні підвищеного гравітаційного потенціала, якою є спіральна хвиля. Спіральний візерунок має «твердотільне» обертання (кутова швидкість не залежить від галактоцентричної відстані) і зберігається упродовж багатьох обертів галактики.

Для підтримання спіральної структури протягом тривалого проміжку часу потрібен зовнішній вплив. Вважається, що це може бути, наприклад, гравітаційне збурення диска одної галактики з боку іншої при їх значному

зближенні. Таким чином, не виключено, що зовнішній вигляд галактики суттєво залежить від її оточення. Про це мова буде йти у підрозділі 20.7.



Рис. 19.15. Спіральна галактика *NGC* 7793 з нечітко визначеною спіральною структурою

Оскільки кутова швидкість обертання речовини дискової складової Галактики навколо її центра у першому наближенні змінюється з відстанню за законом $\Omega_д \propto r^{-3/2}$, а кутова швидкість обертання спірального візерунка є сталою величиною, то природно, що існує певна відстань $r_к$ від центра Галактики, що називається *радіусом коротації*, на якій швидкості обертання речовини диска і спіральної хвилі співпадають. Радіус коротації визначає положення *кола коротації*. При $r < r_к$ (усередині кола коротації) зорі і газ диска рухаються по орбітах швидше від спіральної хвилі густини, а при $r > r_к$ (ззовні від кола коротації) швидкість обертання спіральних рукавів є вищою. Сьогодні існують дві незалежні оцінки радіуса коротації — 8 кпк і 11 кпк. Якщо згодом виявиться, що $r_к$ дійсно дорівнює 8 кпк, то будуть усі підстави говорити про особливе положення Сонця в Галактиці в тому розумінні, що радіус його галактичної орбіти майже співпадає з радіусом коротації. Висловлюють припущення, що у такому випадку це могло у свій час створити особливі умови для еволюції Сонячної системи, а також для виникнення і подальшого підтримування життя на Землі. З підрахунків випливає, що «досонячна газопилова хмара» проходила через один з рукавів близько 5 млрд. років тому. Це, можливо, стимулювало формування об'єктів Сонячної системи та визначило особливості її хімічного складу. Зараз Сонячна система перебуває між двома спіральними рукавами, які ніяк на неї не впливають.

Зореутворення і сьогодні активно відбувається в спіральних рукавах. Тут газ диска, беручи участь в обертальному русі, зустрічається на великій швидкості зі спіральною хвилею і зазнає стиску. Результатом цього є наступна фрагментація газових хмар, а потім колапс утворених фрагментів, який веде до формування окремих зір. Відносна швидкість руху газу з міжспіральної області диска і спіральної хвилі зростає з віддаленням від кола коротації. Унаслідок цього повинна зростати й ефективність процесу народження зір. На фотографічних знімках спіральних галактик дуже добре видно, що молоді зорі справді асоціюються зі спіральними рукавами. Газопилові хмари в рукавах підсвічуються молодими і гарячими зорями, тому ці ділянки здаються яскравими (див., наприклад, рис. 19.16). При русі спіральної хвилі в галактичному диску нові газопилові хмари безперервно потрапляють в зону, де відбувається їх стиск і колапс, за спіральною ж хвилею залишаються зорі, що сформувалися у такому процесі. Через мільйони років наймасивніші і найяскравіші з них завершують свою еволюцію і згасають. З цієї причини простір між сусідніми спіральними хвилями здається темним.

Центральна зона диска і ядро Галактики. Вивчення структури внутрішньої частини диска і процесів, які там відбуваються, є дуже складною задачею, оскільки наявне сильне поглинання світла у видимому і ультрафіолетовому діапазонах міжзоряним пилом, який знаходиться між нами і галактичним центром. Дотепер усі знання про центральну частину Галактики були одержані за допомогою радіоастрономічних і інфрачервоних спостережень, для яких міжзоряний пил не є суттєвою перешкодою.

Розподіл газу в диску, як видно з рис. 19.11, є досить рівномірним на інтервалі галактоцентричних відстаней 4–16 кпк. Однак спостереження центральної кругової зони з радіусом менше 4 кпк свідчать про те, що поверхнева концентрація газу тут різко знижується і зберігається на низькому рівні аж до галактоцентричної відстані $r \approx 0{,}6$ кпк. Ближче до центра поверхнева густина різко зростає до досить високого рівня (близько 500 $M_\odot$/пк^2). Відсутність газу у кільцевій зоні від 0,6 до 4 кпк, з одного боку, пояснюється як наслідок дуже активного зореутворення, яке майже вичерпало увесь наявний тут газ, з другого ж — динамічними процесами, які тут відбуваються. Зокрема, мова йде про втрату моменту обертального руху газу в цій зоні, його випадання у напрямі до центра Галактики і накопичення у досить малому об'ємі простору.

У навколоядерній зоні Галактики з радіусом 100 пк спостерігається потужне радіовипромінювання. Його джерело — об'єкт Стрілець А — має галактичні координати $(l, b) = (359{,}946^\circ, -0{,}046^\circ)$ і на практиці ототожнюється з самим галактичним центром. Розмір радіоджерела усього 2,4 а. о., а його світність становить $10^6 L_\odot$. Стрілець А оточений кільцем молекулярного газу, яке знаходиться на відстані 7 пк від нього. Внутрішня, ближча до центру частина цього кільця складається з газу, іонізованого коротко-

хвильовим випромінюванням гарячих зір, що утворюють незвичайне зоряне скупчення у центрі Галактики. Радіус цього скупчення не перевищує 1 пк, а його центр знаходиться на відстані всього 0,04 пк від джерела Стрілець А. Наявність гарячих зір поблизу центра свідчить про те, що зовсім недавно за галактичними масштабами (близько 10^7 років тому) тут відбувся «спалах» зореутворення. Концентрація зір у скупченні перевищує 10^6 зір/пк^3, завдяки чому є досить імовірними зіткнення окремих зір з їх наступним злиттям і формування внаслідок цього масивніших зір. Не виключене, що процес злиття багатьох зір у центрі скупчення міг привести до утворення надмасивної чорної діри, яка й асоціюється з джерелом радіовипромінювання Стрілець А.

Ще одна важлива структурна особливість нашої Галактики — *перемичка*, яку виявлено у площині диска. Дотепер вже накопичено багато свідчень про те, що вона має форму трьохвісного еліпсоїда; довжина її найбільш витягнутої частини сягає 7 кпк, а ширина і товщина близько 3 кпк. За своєю природою перемичка є скупченням великої кількості зір і газу, що рухаються по складних неколових орбітах навколо галактичного центра. Орієнтацію великої осі галактичної перемички відносно лінії Сонце — центр Галактики зображено на рис. 19.14.

Деяке уявлення про те, як, можливо, виглядає наша Галактика для стороннього спостерігача, який бачить її диск у картинній площині, може дати знімок спіральної галактики *NGC* 5457 (рис. 19.16).



Рис. 19.16. Галактика *NGC* 5457 з сузір'я Великої Ведмедиці, яка за своєю морфологією, можливо, подібна до нашої Галактики; добре видно спіральні рукави і центральну перемичку

Гало Галактики. Крім перелічених вище структурних елементів Галактика має *гало* майже сферичної форми, діаметр якого близько 30 000 пк. До складу гало входять як окремі зорі, так і скупчення зір (а саме, кулясті зоряні

скупчення). Кількість газу і пилу, що міститься в гало, незначна. Об'єкти, які належать до гало, утворюють найстаріше зоряне населення Галактики. Від центра ж до відстані майже 100 000 пк простягається *галактична корона*, природа і склад якої ще остаточно не з'ясовані (зокрема, йдеться і про так звану *темну матерію*), але вважається, що тут може бути сконцентрована і значна кількість зір низької світності.



Рис. 19.17 Галактика *NGC* 4594 (*M* 104, «Сомбреро», вид збоку) із сузір'я Діви з добре розвинутим гало, чітко визначеним диском і дуже яскравим балджем

Приклад добре розвинутого гало бачимо на рис. 19.17 — фотографії спіральної галактики *NGC* 4594.

Розділ 20

ПОЗАГАЛАКТИЧНА АСТРОНОМІЯ

20.1. Класифікація галактик

Розвиток позагалактичної астрономії фактично розпочався у 20-х роках XX ст. Саме тоді виявили, що об'єкти, які раніше називалися еліптичними та спіральними туманностями, знаходяться за межами нашої Галактики і є самостійними зоряними системами — *галактиками*, які у багатьох випадках за кількістю зір не поступаються нашій зоряній системі. Вивчення будови галактик та їхнього розподілу у просторі має вирішальне значення для розуміння законів розвитку всієї спостережуваної частини Всесвіту.

Кількість галактик, доступних для спостережень у найбільші телескопи, сягає вже ста мільярдів. Проте лише невелика частина їх включена в каталоги і досліджена. Серед каталогів галактик виділяється п'ятитомний «Морфологічний каталог галактик» (*MCG*), складений під керівництвом Б. О. Воронцова-Вельямінова (Москва). У ньому є відомості про 32 000 галактик, яскравіших від $10{,}1^m$ і розташованих на небі в зоні від $+90^\circ$ до -33° за схиленням. Ще більшими за числом каталогізованих галактик і більш сучасними є «Каталог основних галактик» (*PGC*) і «Каталог червоних зміщень галактик» (*CfA Redshift Catalog*). Відомий і досить вживаний каталог яскравих галактик Ж. де Вокулера. З історичної точки зору важливим є каталог Ш. Месьє.

Незважаючи на виняткову багатоманітність зовнішнього вигляду, більшість галактик усе ж можна об'єднати в декілька основних типів, у кожному з яких за дрібнішими морфологічними ознаками можна виділити окремі підтипи.

Першу і досить вдалу спробу класифікувати галактики за їхнім зовнішнім виглядом зробив у 1925 р. Хаббл, запропонувавши відносити галактики до одного з таких трьох типів (рис. 20.1): еліптичні *E*, спіральні *S* та неправильні *Ir*. Цей принцип класифікації галактик в основному зберігся й досі.

До *еліптичних* галактик належать такі, що мають у картинній площині вигляд кругів або еліпсів (див. рис. 20.2). Їхня яскравість плавно зменшу-

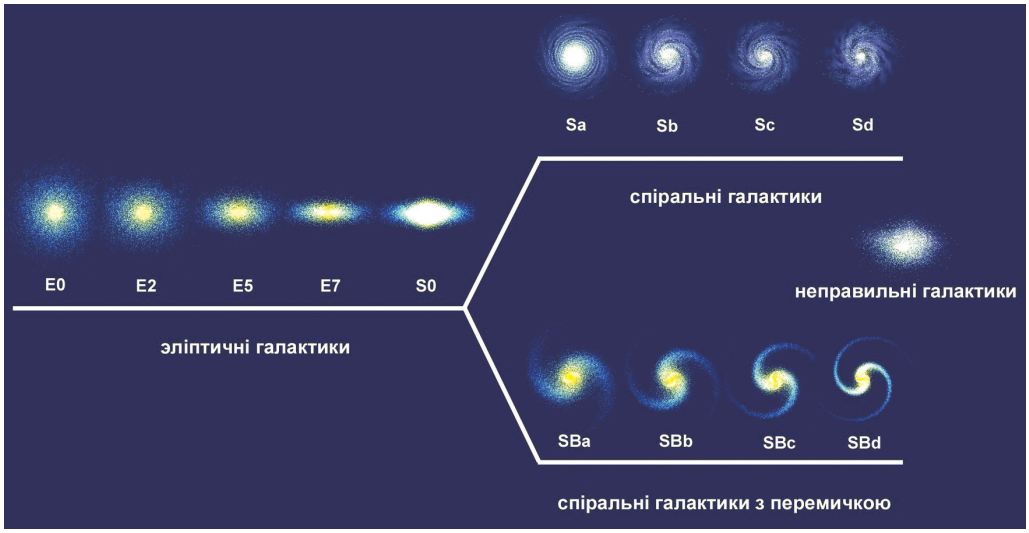


Рис. 20.1. Класифікація галактик — «камертонна» діаграма Хаббла



Рис. 20.2. Еліптичні галактики: *NGC* 3379 — тип *E*0 (зліва), *NGC* 3377 — тип *E*6 (справа)

ється від центра до периферії. Ніякої внутрішньої структури в них не видно. Ця група ділиться на 8 підтипів *En* від *E*0 до *E*7 залежно від видимого стиску галактики:

$$n = 10\frac{a-b}{a}, \tag{20.1}$$

де a і b —велика і мала півосі її видимого еліпсу.

Серед еліптичних галактик є велетенські зоряні системи і є чимало так званих *карликових еліптичних галактик*, які значно поступаються першим за розмірами і масами.

Спіральні галактики складаються з центрального балджа і ядра, гало, диска і декількох спіральних рукавів або віток. У звичайних спіральних галактик *S* ці вітки виходять безпосередньо з ядра. У деяких спіральних галактик (тип *SB*) балдж перетинається по діаметру поперечною смугою — *баром* (перемичкою). Від кінців перемички починаються спіральні вітки. Залежно від ступеня розвитку рукавів спіральні галактики як *S*, так і *SB* діляться на підкласи *Sa*, *Sb*, *Sc*, *Sd* і відповідно *SBa*, *SBb*, *SBc* і *SBd*. У галактик типу *Sa* і *SBa* основною складовою частиною є центральний балдж, а спіралі виглядають тісно закрученими. У галактик типу *Sb* і *SBb* центральна частина не така яскрава, а спіралі розвинуті більше. В типів *Sc* і *SBc* та *Sd* і *SBd* майже вся речовина скупчена в спіральних рукавах, тоді як ядерна ділянка має маленькі розміри. З метою точнішої класифікації використовують також комбінації: *Sab*, *Sbc*, та ін. Приклади того, як виглядають спіральні галактики різних типів, подано на рис. 20.3 і рис. 20.4.

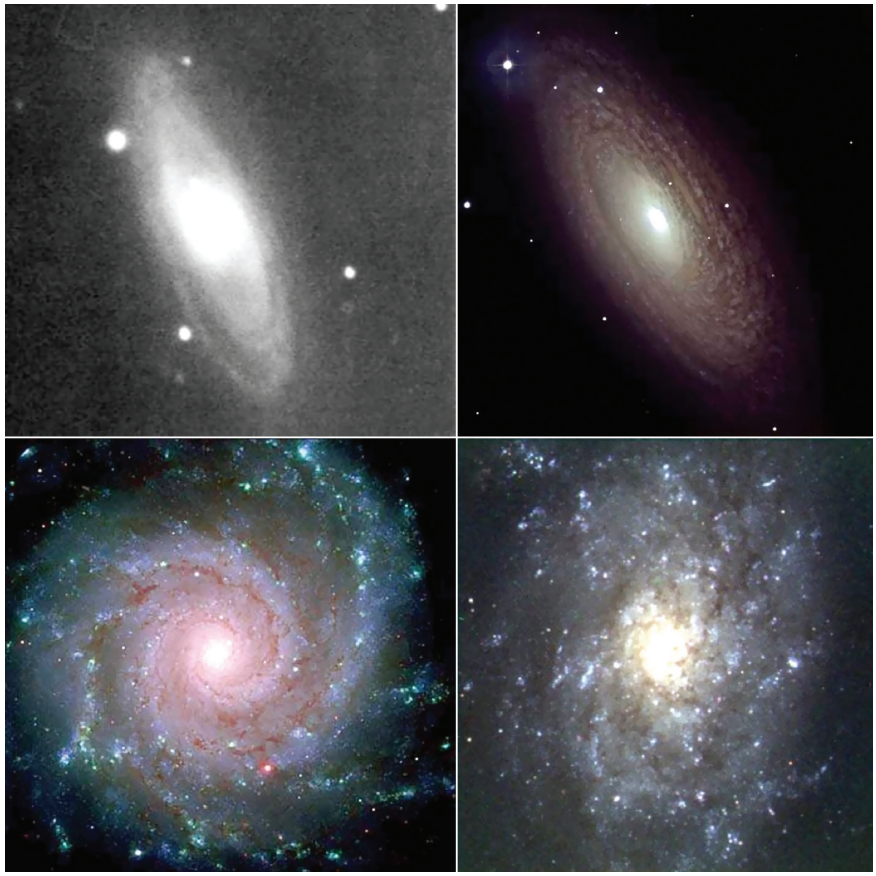


Рис. 20.3. Нормальні спіральні галактики: *NGC* 2811 — тип *Sa*, *NGC* 2841 — тип *Sb* (верхній ряд, зліва направо), *NGC* 628 — тип *Sc*, *NGC* 7793 — тип *Sd* (нижній ряд)



Рис. 20.4. Спіральні галактики з перемичкою (зліва направо): *NGC* 1291 — тип *SBa*, *NGC* 1300 — тип *SBb*, *NGC* 7741 — тип *SBc*

Є підстави стверджувати, що за своїм зовнішнім виглядом і основними характеристиками наша Галактика належить до проміжного типу *Sbc — SBbc*.

Розподіл нахилу площин спіральних галактик у просторі відносно променя зору земного спостерігача є довільний, тому частину галактик цього типу можна бачити тільки з «ребра» (див. рис. 20.5). У такому випадку спіральних рукавів не видно, а отже зробити висновок про те, до якого типу відноситься галактика, важко. З метою класифікації тут використовують зовнішній вигляд балджа, відносні розміри якого зростають від типу *Sc* до *Sa*. Наприклад, для галактики *NGC* 4594 (рис. 19.17 і рис. 20.5), балдж якої має великі відносні розміри, типова класифікація буде *Sa*, а от для *NGC* 891, *NGC* 4192 і *NGC* 4631 — відповідно *Sb, Sb* і *Sc* (див. рис. 20.5).

З'ясовано, що спіральні рукави відіграють важливу роль у зореутворенні в галактиках. Кількість рукавів і їх розвинутість характеризують темп споживання газу міжзоряного середовища у цьому процесі. За оцінками, типова частка газопилової матерії у складі *Sa* галактик становить 4%, у галактик типу *Sb* — 8%, а для галактик типу *Sc* вона сягає 25%.

Проміжними між еліптичними і спіральними галактиками є тип *лінзоподібних* галактик *S0*, або *SB0*. Як і галактики типу *E*, вони не мають певної структури, однак яскравість ближче до краю в них змінюється не плавно, а стрибками («сходинками»). Тут виділяють *ядро*, дуже сплюснуте згущення — *лінзу* і слабкий, іноді кільцеподібний *ореол* (рис. 20.6). Галактики цього типу поділяються на підтипи $S0_1$, $S0_2$, або $S0_3$ — в залежності від того, наскільки є вираженою смуга поглинання пилу (для типу $S0_3$ така смуга є добре помітною), і на підтипи $SB0_1$, $SB0_2$, $SB0_3$ — в залежності від розвинутості перемички.

До неправильних галактик підтипу *Ir I* належать ті, в яких відсутнє чітко виражене ядро і спіральна структура, а також не проявляється обертальна симетрія. В галактиках, що належать до цього підтипу, виділяються яс-



Р и с. 20.5. Приклади спіральних галактик, видних із «ребра» (зліва направо): *NGC* 4594, *NGC* 891, *NGC* 4192 і *NGC* 4631



Р и с. 20.6. Лінзоподібні галактики: *NGC* 4371 — лінзоподібна галактика з центральною перемичкою (тип *SB*0)

краві групи зір спектральних класів *O* і *B*. Підтип *Ir II* не показує симетрії у формі, розподіл яскравості досить рівномірний, інколи наявні смуги поглинання пилу. Прикладами неправильних галактик є Велика Магелляно-



Рис. 20.7. Неправильні галактики: Велика (зліва) і Мала (справа) Магелланові Хмари

ва Хмара (ВМХ) і Мала Магелланова Хмара (ММХ) — найближчі до нас галактики, які видно неозброєним оком у південній півкулі неба (рис. 20.7). Доречно зауважити, що в структурі ВМХ можна виділити утворення, яке за виглядом нагадує перемичку у *SB* галактик.

До неправильних належать і *пекулярні* галактики, кожна з яких має унікальну форму. Серед них є *дископодібні*, *кільцеві*, *асиметричні* галактики. Окремим класом є *взаємодіючі галактики*. Звичайно це подвійні галактики, між якими спостерігаються світлі перемички, «хвости» тощо (рис.20.8).

Відомі також *компактні* галактики з розмірами ядер спіральних галактик, а також об'єкти, які за своїм зовнішнім виглядом практично не відрізняються від звичайних зір. Приблизно 25% вивчених галактик є еліптичними, 50% — спіральними (з них половина типу *SB*), 20% — галактики проміжного типу *S0*, а галактик типу *Ir* усього 5%.



Рис. 20.8. Взаємодіючі галактики *NGC* 5194 (справа) і *NGC* 5195 (зліва)

У зв'язку з «проблемою темної матерії» великий інтерес у фахівців сьогодні викликають карликові сфероїдальні галактики, блакитні компактні карликові галактики і галактики низької поверхневої яскравості, які, напевно, домінують за кількістю у Всесвіті.

20.2. Відстані до галактик

Питання про відстані до галактик — одне з найважливіших в астрономії. Неточність у їх визначенні призводить до істотних помилок в оцінці мас і світностей та інших характеристик цих об'єктів. Методи встановлення відстаней до галактик поділяють на абсолютні і відносні. Серед абсолютних найважливішими є такі.

Метод Бааде — Весселінка. Як відомо, світність зорі можна обчислити за формулою:

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{еф}}^4. \tag{20.2}$$

Оскільки ж світність однозначно визначає болометричну абсолютну зоряну величину, то з (20.2) знаходимо:

$$M_{\text{bol}} = -10\lg(T_{\text{еф}}) - 5\lg(R) + const. \tag{20.3}$$

Знаючи зі спостережень видиму величину зорі, можна за її абсолютною зоряною величиною згідно з (18.2), визначити відстань до неї, а, отже, і до зоряної системи (галактики, наприклад), в якій ця зоря перебуває.

Отже, для знаходження M_{bol} потрібно знати ефективну температуру зорі та її радіус. Однак, якщо значення $T_{\text{еф}}$ досить надійно встановлюють на підставі фотометричних і спектральних характеристик, то безпосередньо оцінити радіус далекої зорі дуже важко. У першій половині XX століття В. Бааде і А. Весселінк для подолання цієї проблеми запропонували метод, що базується на спостереженні радіально пульсуючих зір. Суть методу полягає у визначенні величини зміни радіуса пульсуючої зорі шляхом чисельного інтегрування кривої її променевої швидкості на інтервалі часу від моменту t_1 до t_2:

$$\Delta R_{1,2} = -p\int_{t_1}^{t_2} V_{\text{г}}(t)dt. \tag{20.4}$$

Множник p виникає внаслідок того, що вимірювана спостерігачем променева швидкість пульсуючої зорі $V_{\text{г}}$ завжди є недооціненою. Дійсно, $V_{\text{г}}$ визначається за ефектом Доплера за зміщенням спектральних ліній відносно

системи лабораторних довжин хвиль. Тим часом у формуванні кожної спектральної лінії бере участь уся поверхня зорі, яка звернена до спостерігача, тому свій внесок у розподіл потоку в межах певної лінії (тобто, у профіль лінії) дають ділянки поверхні, для яких проекція реальної швидкості розширення або стискування зоряної атмосфери на промінь зору є різною. Природно, що для спостерігача кут між вектором швидкості пульсуючої атмосфери і променем зору є більшим для тих ділянок поверхні, які знаходяться далі від центра диска зорі. Таким чином, ті деталі профілю спектральної лінії, що тут утворюються будуть мати значно менші зміщення відносно лабораторної системи. Для корегування цього ефекту і вводять у рівняння (20.4) вищезгаданний множник, для якого теоретичний аналіз дає значення $p = 24/17$.

Якщо в момент t_1 зоря мала радіус r_1, то в момент t_2 її радіус буде становити $R_1 + \Delta R_{12}$. Відповідно зміна абсолютної зоряної величини за цей час становить:

$$M_{\text{bol},2} - M_{\text{bol},1} = -10\lg\left(\frac{T_{\text{еф},2}}{T_{\text{еф},1}}\right) - 5\lg\left(\frac{R_1 + \Delta R_{12}}{R_1}\right). \qquad (20.5)$$

З іншого боку, $M_{\text{bol},2} - M_{\text{bol},1}$ дорівнює різниці двох значень видимої зоряної величини у моменти часу t_1 і t_2: $m_{\text{bol},2} - m_{\text{bol},1}$, яку визначають зі спостережень. Відношення $\dfrac{T_{\text{еф},2}}{T_{\text{еф},1}}$ можна знайти за показниками кольору. Для цього використовують криву зміни кольору зорі, наприклад, в *UBV* системі Джонсона. Тоді $\dfrac{T_{\text{еф},2}}{T_{\text{еф},1}} = \dfrac{(B-V)_2}{(B-V)_1}$ і з (20.5) можна знайти єдину невідому величину — радіус зорі в момент t_1.

В окремому випадку, коли в моменти t_1 і t_2 значення показника кольору співпадають, маємо:

$$R_1 = \Delta R_{12}\frac{10^{(m_{\text{bol},2} - m_{\text{bol},1})/5}}{1 - 10^{(m_{\text{bol},2} - m_{\text{bol},1})/5}} \qquad (20.6)$$

Визначені описаним методом радіуси, а звідси — світності пульсуючих зір типу δ Цефея і *RR* Ліри з сусідніх галактик дозволяють отримати оцінку відстані до них. Оскільки абсолютні зоряні величини цефеїд сягають -6^{m}, то їх вдається виявити в досить віддалених від нас галактиках.

Ефект Сюняєва — Зельдовича. Ще один потужний абсолютний метод визначення відстаней до віддалених зоряних систем базується на явищі, обгрунтованому Р. Сюняєвим і Я. Зельдовичем у 1969 р. Відомо, що мікрохвильове фонове випромінювання має ізотропний розподіл і є дуже однорідним (див. розділ 22). Це свідчить про те, що, починаючи з певного

моменту еволюції Всесвіту кванти цього випромінювання майже не взаємодіяли зі звичайною речовиною. Однак, мала частина квантів все ж таки могла взаємодіяти з електронами в гарячому газі, який заповнює міжгалактичний простір у скупченнях галактик. Це могло відбутися в ранню еру еволюції Всесвіту, і наслідком такої взаємодії повинно бути зростання енергії квантів мікрохвильового випромінювання при їх комптонівському розсіянні на енергійних електронах. Результатом буде викривлена форма спостережуваного спектрального розподілу квантів мікрохвильового випромінювання — поява надлишку квантів більших частот і відповідний дефіцит квантів менших енергій. Така специфічна форма розподілу справді реєструється у напрямі багатих скупчень галактик і носить назву *ефекту Сюняєва — Зельдовича*. Величина викривлення форми розподілу залежить від концентрації електронів, на яких відбувається розсіювання, і це дає можливість за формою спектрального розподілу фонового випромінювання оцінити електронну концентрацію у міжгалактичному просторі у скупченнях.

З іншого боку, міжгалактична плазма є джерелом гальмівного випромінювання вільними електронами рентгенівських квантів при їх взаємодії з протонами плазми. Для земного спостерігача реєстрований приладами потік рентгенівських квантів від скупчення галактик залежить від електронної концентрації і температури плазми, а також від відстані до скупчення. Температуру електронного газу можна знайти за характеристиками розподілу рентгенівського випромінювання, яке ним генерується, а електронна концентрація визначається за ефектом Сюняєва — Зельдовича. Таким чином, залишається єдина невідома величина — відстань до досліджуваного скупчення галактик, і вона якраз і може бути надійно встановлена за допомогою цього методу.

Метод найяскравіших зон H II. Спостереження близьких галактик показали, що найяскравіші зони H II в них мають приблизно однакові лінійні розміри — близько 200 пк. Тому вимірювання кутових діаметрів найяскравіших зон H II у далеких галактиках дає змогу визначити відстані до них.

Інші абсолютні методи. В останні роки активно розвивають методи визначення відстаней до далеких об'єктів спостережуваної частини Всесвіту, які грунтуються на вимірюванні величини затримки приходу сигналу від протяжних джерел, що дозволяє оцінити їх лінійний розмір, а при наявності їх кутових розмірів — і відстані до них. Так, зокрема, було оцінено відстань до Наднової 1987A з Великої Магелланової Хмари. Ця Наднова зоря зараз оточена кільцем сильно іонізованого газу, яке розширюється і є нахиленим під деяким кутом до променя зору. Радіус кільця був легко визначений за величиною затримки у реєстрації моментів появи в спектрі самого кільця емісійних ліній, що утворюються відповідно на його близькому і віддаленому від спостерігача боці. Результат

був такий: $R = 0{,}42$ пк $\pm$ 0,03 пк. Оскільки кутові розміри кільця $\theta = 1{,}66" \pm 0{,}33"$, то це дає відстань до наднової 52 кпк $\pm$ 3 кпк.

Відстані до далеких квазарів (див. підрозділ 20.6) можна отримати, якщо оцінити інтервал часу між реєстраціями появи зображень досліджуваного квазара, зміщених одне від одного на певну кутову відстань за рахунок ефекту гравітаційної лінзи (викривлення шляху світла від квазара, обумовлене наявністю значної маси, наприклад галактики, на промені зору, який поєднує спостерігача і квазар).

Відносні методи визначення відстаней потребують попереднього калібрування і деяких припущень. Серед цих методів виділяються наступні.

Метод стандартних «свічок». Річ ясна, для оцінки відстаней можна застосовувати будь-які об'єкти окремого типу, за виконанням двох умов: 1) якщо всі вони мають близькі значення світності (абсолютної величини), 2) якщо типова для цих об'єктів світність є достатньо великою. Якраз ця друга умова гарантує вимірювання відстаней у позагалактичних масштабах, тоді як перша — надійність отриманих результатів. Такі об'єкти прийнято називати *стандартними «свічками»*. Справді, якщо для певного типу об'єктів середнє значення абсолютної болометричної зоряної величини $\overline{M_{\text{bol}}}$ є досить близьким до індивідуальних значень M_{bol}, то можна сподіватися, що невизначеність у відстані, яку можна оцінити за формулою (18.2), де замість індивідуального значення абсолютної зоряної величини спостережуваного об'єкту прийнято її середнє значення для об'єктів цього типу, буде невеликою. Така стандартизація є допустимою, наприклад, для зір типу *RR* Ліри, оскільки усі зорі цього типу мають практично однакові значення болометричної абсолютної зоряної величини $\overline{M_{\text{bol}}} \approx +0{,}6^m$. Воно відповідає не дуже великій світності, тому за допомогою спостережень зір цього типу отримують відстані лише до найближчих зоряних систем.

Як і зорі типу *RR* Ліри, кулясті скупчення теж являють собою досить однорідну групу. Більшість із них мають абсолютні зоряні величини близькі до $-7{,}4^{\text{m}}$. Існує лише одна проблема: кулясті скупчення важко виявити в далеких спіральних галактиках, поверхнева яскравість яких має дуже нерівномірний розподіл внаслідок існування в їхніх дисках значної кількості світлих туманностей і темних газопилових хмар. Але кулясті скупчення добре видно навіть у далеких еліптичних галактиках.

Стандартними «свічками» вважають також молоді планетарні туманності. Вони зустрічаються в галактиках різних типів і мають типову абсолютну зоряну величину $-4{,}6^{\text{m}}$.

Протягом року в кожній з найближчих галактик можна зареєструвати декілька десятків спалахів Нових зір. Дослідження дало змогу зробити висновок, що абсолютні величини цих зір є в межах від $-4{,}8^{\text{m}}$ до $-8{,}9^{\text{m}}$, а їхня світність у максимумі блиску тим більша, чим швидше спадає блиск після максимуму. Якщо t_2 — час у добах, за який блиск Нової зорі після досягнення максимуму блиску зменшується на 2^m, то значення абсолютної зоряної величини у максимумі блиску:

$$M_V(\max) = -10{,}7 + 2{,}3\lg(t_2) \qquad (20.7)$$

Знаючи видиму зоряну величину Нової зорі m_{max} у максимумі блиску і час t_2, неважко обчислити модуль відстані $m_{max} - M_{max}$ і, отже, відстань до галактики. Помилки цього методу, передусім, зумовлені труднощами у визначенні моменту, коли Нова досягла найбільшого блиску.

Найпотужнішими стандартними «свічками», які можна спостерігати на відстанях у мільярди пк, є Наднові Ia типу. Феномен Наднової цього типу є наслідком термоядерного вибуху виродженого вуглецево-кисневого ядра у зорі помірної маси, яка входить до складу подвійної системи, на завершальному етапі її еволюції, і тому Наднові Ia типу мають практично однакові параметри. Їх стандартизована абсолютна зоряна величина у максимумі блиску $M_V = -19{,}52^m \pm 0{,}07^m$. Достатньо мала невизначеність цієї характеристики свідчить про те, що відстані, оцінені за допомогою Наднових I типу, досить надійні.

Відстані до далеких галактик обчислюють також за їхнім виглядом і їх кутовими розмірами. Невідомою величиною тут є лінійний розмір зоряної системи. Однак у цьому випадку вважають, що далека галактика конкретного типу, відстань до якої треба знайти, має такі ж лінійні розміри, як і близька галактика того ж самого типу, відстань до якої знайдена описаними вище методами.

Для спіральних галактик було встановлено, що кінематичні характеристики диска корелюють з повною світністю системи. Так наприклад, у 1970 році була відкрита залежність між величиною швидкості обертання речовини диска спіральної галактики і її абсолютною зоряною величиною (*залежність Туллі — Фішера*). Виявилось, що в галактик більшої світності швидкість обертання теж більша. Таким чином, залежність Туллі — Фішера дає можливість оцінити відстань до далекої галактики шляхом визначення швидкості обертання газу в площині її диска, яку, в свою чергу, можна знайти за доплерівським розширенням і зміщенням емісійної радіолінії нейтрального водню на довжині хвилі 21 см. Для оцінки відстані до еліптичних галактик використовують *залежність Фабера-Джексона*: в якості параметра приймають дисперсію швидкості в центральній частині галактики.

20.3. Червоне зміщення в спектрах галактик

Спостереження показують, що лінії у спектрах усіх відомих галактик (за винятком декількох, найближчих до нас) зміщені в червоний бік. Це явище називається *червоним зміщенням*. Логічно припустити, що цей ефект зумовлений рухом галактик зі швидкістю V_r у напрямі від спостерігача. Значення швидкості галактики за виміряним зміщенням ліній можна обчислити за формулою Доплера:

$$V_{\text{г}} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} c = zc, \tag{20.8}$$

де c — швидкість світла.

Після того як визначили швидкості для декількох десятків галактик, Хаббл у 1929 р. виявив, що вони зростають прямо пропорційно відстані до них:

$$V_{\text{г}} = H_0 r, \tag{20.9}$$

причому відстань тут виражена у мегапарсеках. Цей фундаментальний факт детальніше буде розглянуто у розділі 22.

Коефіцієнт пропорційності H_0 отримав назву *стала Хаббла* (*параметр Хаббла* у сучасну епоху). Як неважко переконатися, розмірність параметра Хаббла є $с^{-1}$, однак, його прийнято виражати в км·$с^{-1}$·$Мпк^{-1}$, щоб підкреслити, що ця величина визначає збільшення швидкості з відстанню.

У працях Хаббла 1929–1936 рр. наведено декілька значень цього параметра: від $H = 500$ км/(с·Мпк) до $H = 560$ км/(с·Мпк). Згодом коефіцієнт H неодноразово уточнювали. У наш час найімовірнішим значенням сталої Хаббла вважають $H = 71$ км/(с·Мпк) $\pm$ 10 км/(с·Мпк).

Після того, як за спостереженнями галактик надійно обчислили значення параметра H, можна розв'язувати зворотну задачу: знаючи червоне зміщення z галактики, обчислювати відстані до неї:

$$r = \frac{c}{H_0}\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{c}{H_0} z. \tag{20.10}$$

Комбінуючи формули (20.9) і (8.25) неважко отримати залежність між видимою зоряною величиною галактики та її червоним зміщенням:

$$m = M + 25 - 5 \lg H_0 + 5 \lg cz, \tag{20.11}$$

де M — абсолютна зоряна величина галактики. Графічне зображення залежності модуля відстані від величини червоного зміщення, яке можна отримати з (20.11), називається *діаграмою Хаббла* (рис. 20.9).

У наш час уже виміряно червоне зміщення для близько 100 000 галактик. У найслабкіших об'єктів параметр z відповідає швидкості віддалення галактики близько 100 000 км/с.

У цьому випадку (при $z > 0{,}01$) замість класичної формули Доплера використовують формулу, що випливає зі спеціальної теорії відносності

$$z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \sqrt{\frac{1 + V_{\text{г}}/c}{1 - V_{\text{г}}/c}} - 1. \tag{20.12}$$

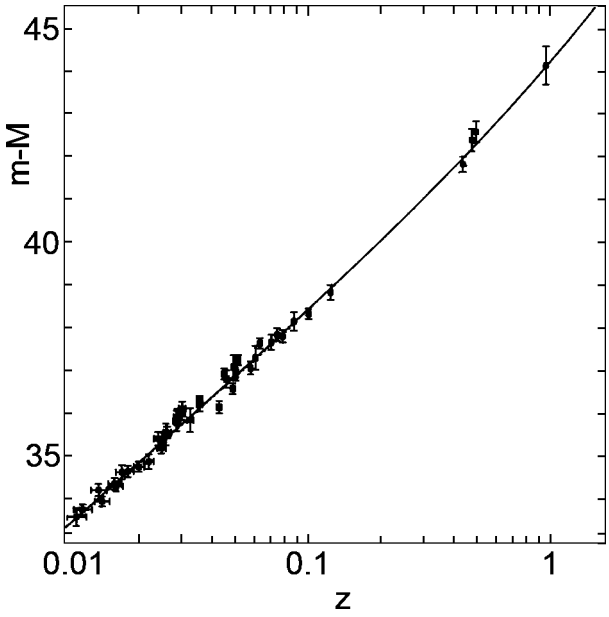


Рис. 20.9. Діаграма Хаббла, побудована за результатами спостережень наднових Ia типу

З неї, зокрема, бачимо, що при $V_г \to c$ червоне зміщення стає необмежено великим ($z \to \infty$). Наприклад, при $\Delta\lambda = \lambda(z = 1)$ $V_г = 0{,}6 \cdot c$, при $z = 2$ $V_г = 0{,}8c$.

20.4. Фізичні властивості галактик

Світ галактик є винятково різноманітним не лише відносно їхніх форм. Галактики, що належать до одного і того ж типу, можуть істотно відрізнятися за розмірами, масами, світностями та іншими фізичними характеристиками.

Лінійні розміри галактики визначають за відомою відстанню до неї та за її кутовим діаметром. Однак, оскільки густина зір зменшується від центра системи до її периферії поступово, то більшість галактик не має чітких меж. Тому і розміри галактики, обчислені зі спостережень, істотно залежать від того, яким методом їх одержали. Наприклад, на фотографіях з тривалою експозицією галактика виглядає значно більшою, ніж при малій експозиції, ще більшою вона буде при спостереженнях з електрофотометрами і ПЗЗ приймачами випромінювання. Для гігантських спіральних та еліптичних галактик сучасні оптичні і радіотелескопи дають змогу вивчати їх структуру на відстанях до 80 кпк від їхніх центрів. У цілому ж галактики одного і того ж типу відрізняються між собою за розмірами в десятки разів.

Обертання галактики виявляють, порівнюючи зміщення спектральних ліній у різних її частинах, або за розширенням ліній у спектрі. На відміну від спіральних та неправильних галактик надійних даних про обертання еліптичних галактик досі нема. Ширина ліній у їхніх спектрах вказує на великі хаотичні швидкості зір.

Оскільки спектр галактики утворюється змішуванням випромінювання усіх зір і газу, що входять до неї, то з його аналізу також можна скласти конкретні уявлення про типовий склад зоряного населення. Як правило, спектри неправильних галактик і спіральних із розвинутими вітками нагадують спектри зір класів *A* і *F*, спектри решти спіральних — *F* і *G*, а спектри еліптичних — *G* і *K*. Звідси ясно, що в спіральних і неправильних галактиках є порівняно більше зір ранніх спектральних класів. Еліптичні галактики складаються з зір пізніх спектральних класів, подібних до зір сферичної підсистеми нашої Галактики.

Маси спіральних галактик обчислюють за лінійними швидкостями V обертання зір або газових хмар у зовнішніх частинах диска. Для перших швидкість оцінюється із спектральних спостережень у видимій частині спектра, для других — за ефектом Доплера для випромінювання водню на довжині хвилі 21 см. З метою приблизної оцінки вважають, що більша частина маси галактики сконцентрована в її центрі. І оскільки тоді для периферійних зір або газових хмар гравітаційне прискорення $a = V^2/R = G\mathrm{M}/R^2$, де R — радіус галактики, то її маса:

$$\mathrm{M} = \frac{RV^2}{G}. \qquad (20.13)$$

Визначити таким же способом масу еліптичної галактики не можна, оскільки, по-перше, еліптичні галактики майже не містять міжзоряного газу, по-друге, нема надійних даних про особливості рухів зір у таких системі. Але у цьому випадку масу можна оцінити за значенням середньої хаотичної швидкості зір $\overline{V}$, яку знаходять за доплерівською шириною ліній у спектрі галактики. При цьому приймають, що повна кінетична енергія зір у галактиці повинна бути меншою від потенціальної. У протилежному випадку зорі залишали б галактику. Теорія дає зв'язок між масою M галактики та швидкістю $\overline{V}$ у вигляді, аналогічному формулі (20.13).

Маси найбільших еліптичних галактик сягають значень $10^{13}\mathrm{M}_\odot$. Маси карликових еліптичних галактик не перевищують $10^6\mathrm{M}_\odot$. Маси спіральних галактик перебувають у межах від 10^9 до $10^{12}\mathrm{M}_\odot$, неправильних — від 10^8 до $3\cdot10^{10}\ \mathrm{M}_\odot$.

Надзвичайно широким виявився діапазон світностей галактик, зокрема еліптичних. Наприклад, у найяскравіших еліптичних галактик світності досягають значення $L = 10^{11}L_\odot$, тоді як у карликових еліптичних галактик $L = 3\cdot10^5\ L_\odot$. Світності спіральних галактик є в межах від $10^8\ L_\odot$ до $2\cdot10^{10}L_\odot$, а неправильних — 10^7–$10^9\ L_\odot$.

Важливою характеристикою галактик є відношення їхньої маси до болометричної світності M/L (M і L при цьому виражають в одиницях маси і світності Сонця). З нього можна отримати конкретні відомості про зорі, з яких складається та чи інша галактика. Наприклад, якби галактика вміщувала лише зорі типу Сонця, то $M/L = 1$. Насправді ж значення цього відношення є в межах від декількох одиниць до 100. Для більшості галактик відношення M/L в їх центральних зонах є близьким до 5–10.

Як виявилося, існують значні відмінності між M/L для окремих галактик, які належать до одного типу, а також відмінності середніх значень M/L для еліптичних, спиральних і неправильних галактик. Це означає, що склад зір у цих галактиках неоднаковий. В еліптичних галактиках нема гарячих гігантів і надгігантів, вони складаються в основному з жовтих і червоних карликів класів *K* і *M*. І навпаки, у спіральних і неправильних галактиках дуже багато гарячих гігантів і надгігантів спектральних класів *O* і *B*. З іншого боку, існує проблема так званої *прихованої (темної) маси* — речовини, яка дає істотний внесок у повну масу системи, але світність її нехтовно мала, чи взагалі відсутня. Якщо галактика містить у своєму складі приховану масу, то відношення M/L для неї буде відхилятися від нормального до більших значень. Ще один показник наявності прихованої маси — відхилення спостережуваного розподілу швидкостей обертання газу і зір у площині диска нашої Галактики та інших спіральних систем від кеплерівського, за яким швидкість зменшується з відстанню від центра як $R^{1/2}$. З'ясувалося, що швидкість обертання досягає максимального значення у внутрішній частині диска і залишається майже незмінною аж до самої його периферії (див. рис. 20.10).

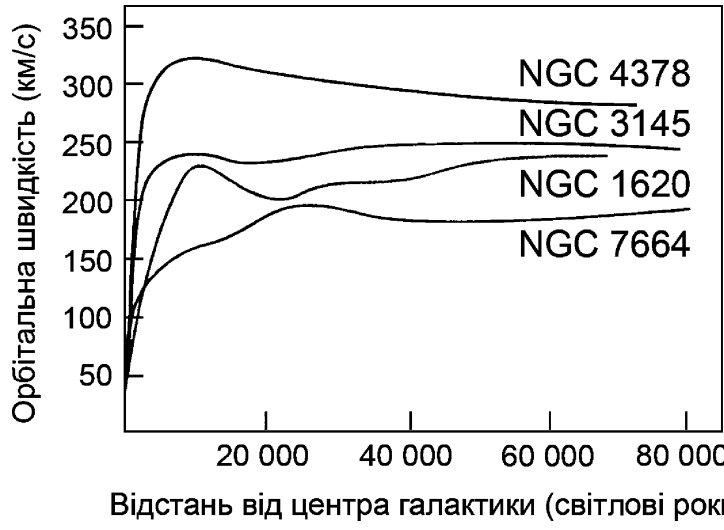


Рис. 20.10. Залежність швидкості обертання галактики від галактоцентричної відстані для деяких спіральних систем

Природа прихованої маси до цього часу не з'ясована. Можливо, галактики оточені невидимими протяжними оболонками — *коронами* з дуже слабких карликових зір або зовсім несвітніх планетоподібних тіл.

Не виключене також, що галактики і скупчення галактик, як єдині структури, стабілізуються своєрідними «нейтринними хмарами», в які ці галактики наче «вкраплені». Ця гіпотеза виникла після того, як отримали певні свідчення, за якими нейтрино мають масу спокою, що не дорівнює нулю. Тому їхні швидкості приблизно через 300 років після початку розширення Всесвіту стають значно меншими від швидкості світла. Їхня гравітаційна взаємодія призводила б до утворення згаданих «хмар». Відомі також гіпотези про існування принципово нових частинок, що залишаються невидимими для спостерігача та існування яких проявляється лише при їхній гравітаційній взаємодії зі звичною для нас речовиною.

За різними оцінками, маса темної матерії в нашій Галактиці становить не менше 90% її повної маси, і лише 10% — це матерія світна. У цьому випадку загальна маса нашої Галактики була б не меншою $10^{12} M_\odot$.

20.5. Ядра галактик і їхня активність

Центральні зони галактик названо *ядрами*. Однак, їхні розміри дуже малі, тож ядра навіть сусідніх галактик (крім туманності Андромеди) розділити на окремі зорі не вдалося і вивчати їх важко. Оптичний спектр вказує на близькість зоряного складу ядра галактики до зір сферичної підсистеми нашої Галактики. У спектрах ядер галактик поряд з лініями поглинання, типовими для зір, спостерігаються емісійні лінії випромінювання гарячого газу.

Найцікавішу інформацію отримали зі спостережень *активних* галактик, в ядрах яких відбуваються певні потужні процеси. Типові ознаки цієї активності такі: випромінювання ядра є нетепловим, а його розподіл за частотою описується залежністю $I(\nu) \sim \nu^{-\alpha}$ ($\alpha > 0$); надлишок випромінювання в ультрафіолетовому діапазоні спектра; наявність у спектрах центральних частин галактик широких емісійних ліній, що відповідають високим ступеням збудження випромінюючих атомів і свідчать про невпорядковані рухи речовини зі швидкостями від 500 км/с до 5000 км/с; наявність в ядрах компактних змінних радіоджерел, які часто мають подвійну структуру; викиди з ядер у формі потоків чи джгутів газу та релятивістських частинок, повна маса яких сягає іноді 10^6–10^7 $M_\odot$, а кінетична енергія 10^{49} Дж. Тривалість активності ядра близько 10^6 років.

У деяких випадках помічено просторово відокремлені викиди з активних галактик, що свідчить про повторюваність явища через приблизно 10^8 років.

Активність можуть проявляти і спіральні, і еліптичні галактики. До перших належать *галактики Сейферта*, названі так за іменем американського астронома Карла Сейферта, який їх виявив у 1943 році. Основна ознака цих об'єктів — сильні і широкі емісійні лінії в їх спектрах. Для галактик Сейферта притаманне підвищене випромінювання в інфрачервоній ділянці спектра, а також змінне з часом рентгенівське випромінювання. Приблизно 80% спіральних галактик типів *Sa*, *Sb* мають активні ядра, які нагадують ядра сейфертівських галактик. Частка спіральних галактик типу *Sc*, а також еліптичних галактик з активними ядрами дещо менша.

Діаметри активних ядер цих галактик іноді не перевищують 10 пк, розміри ж інтенсивно випромінюючих зон ще менші.

Серед гігантських еліптичних галактик своєю активністю виділяється об'єкт *M* 87 — галактика типу *E*0 із сузір'я Діви. В околицях її ядра спостерігається яскравий викид, що складається з декількох згущень. Маса речовини у викиді 10^7 $M_\odot$, швидкість газу 3000 км/с, енергія викиду 10^{50} Дж. У протилежний бік тягнеться менш помітний контрвикид. Галактика *M* 87 є потужним джерелом радіовипромінювання.

До активних належать також *галактики Маркаряна* (їх відомо близько 600). Вперше їх виділив вірменський астроном Б. Є. Маркарян. Типовою відзнакою галактик Маркаряна є сильний ультрафіолетовий надлишок випромінювання. Вважають, що їхній аномально голубий колір зумовлений бурхливими процесами зоретворення. Приблизно 10% галактик Маркаряна мають усі ознаки сейфертівських галактик.

Виділяють також об'єкти типу *BL Ящірки*, які одержали свою назву завдяки зореподібному джерелу випромінювання з довгоперіодичною складовою зміни блиску близько місяця. Змінність блиску *BL* Ящірки відкрито у 1929 році, і, як тоді помилково вважалося, це мав би бути раніше невідомий тип змінної зорі. Було, однак, з'ясовано згодом, що *BL* Ящірки насправді є еліптичною галактикою з активним ядром, причому незвичайною особливістю спектра тут була відсутність як емісійних ліній, так і ліній поглинання. Більш узагальнена назва типу активних ядер галактик, до якого належать і об'єкти типу *BL* Ящірки, — *блазар*.

20.6. Радіогалактики і квазари

За останні 45 років відкрито близько 10 000 дискретних (тобто окремих, точкових або майже точкових) джерел радіовипромінювання. Складено каталоги радіоджерел, серед яких найвідоміший Третій Кембріджський каталог (його скорочене позначення 3C).

Аналіз показав, що певна частина дискретних радіоджерел належить нашій Галактиці, деякі з них — це залишки спалахів Наднових зір (наприклад, ра-

діоджерело Телець *A*, пов'язане з Крабоподібною туманністю). Джерелами радіовипромінювання є і галактики. Однак потужність їх випромінювання в радіодіапазоні становить здебільшого 10^{-6} від світності галактики в оптичній частині спектра. Випромінювання багатьох галактик є тепловим, а його інтенсивність істотно залежить від типу галактики. Найслабкішими джерелами радіовипромінювання виявилися спіральні і неправильні галактики. Їхня потужність у дециметровому діапазоні становить усього близько 10^{32} Вт. Радіовипромінювання еліптичних галактик у цьому ж діапазоні у 100 разів більше.

Об'єкти, потужність випромінювання яких у радіодіапазоні дорівнює або навіть більша потужності випромінювання в оптичному, названо *радіогалактиками*. Їх відомо декілька сотень. Найближче до нас — радіоджерело Лебідь *A* ототожнене з галактикою, що складається з двох ядер і протяжної оболонки (гало). Червоне зміщення цієї галактики $z = 0{,}056$, що при $H = 71$ (км/с·Мпк) відповідає відстані 237 Мпк. Одною з найдальших є радіогалактика 3C 295, для якої $z = 0{,}46$ і відстань більше 2000 Мпк. Потужність її випромінювання у радіодіапазоні становить близько 10^{39} Вт.

До радіогалактик середньої потужності належить і джерело Діва *A*, ототожнене з велетенською еліптичною галактикою *M* 87, а також джерело Кентавр *A*, яке на фотографіях виглядає галактикою сферичної форми, перетятою потужною смугою поглинаючої речовини.

Особливістю радіогалактик є те, що їхнє випромінювання є нетепловим (синхротронним): воно виникає завдяки гальмуванню релятивістських електронів у магнітних полях. Багато з радіогалактик є подвійними або кратними (зони, що випромінюють у радіодіапазоні, розташовані з обох боків від оптичного об'єкта іноді на відстанях, які сягають десятків і сотень тисяч світлових років). Зокрема, біля джерела Кентавр *A* (рис. 20.11) є чотири ра-

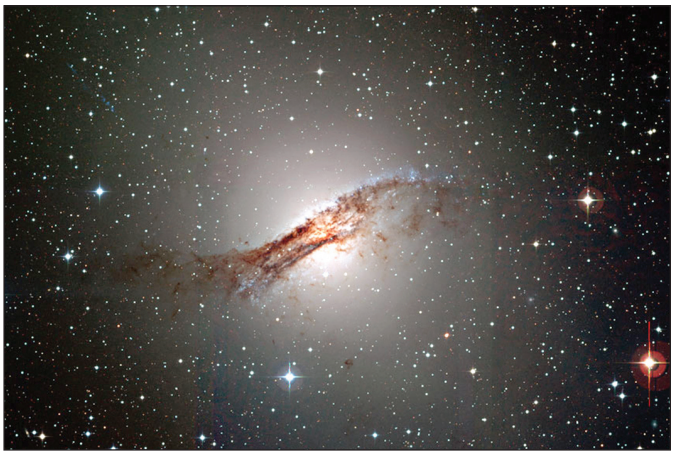


Рис. 20.11. Активна галактика *NGC* 5128 (Кентавр *A*); темна смуга, що перетинає зображення галактики у візуальних променях, є наслідок сильного поглинання світла пилом

діовипромінюючих зони — по дві з кожного боку темної смуги: розташовані вони в ряд майже перпендикулярно до неї. Потужне синхротронне випромінювання радіохвиль виникає внаслідок гальмування потоків заряджених частинок у магнітному полі цих зон. Джерелом заряджених частинок є активне ядро галактики Кентавр *A*.

Загалом проблема активності ядер галактик все ще остаточно не з'ясована. Сьогодні загальноприйнятою є гіпотеза, запропонована британським астрономом Д. Лінден-Белом у 1969 році, згідно за якою високий рівень енерговиділення в активних ядрах підтримується за рахунок гравітаційного поля наявних там надмасивних чорних дір (слід зауважити, що подібний механізм був запропонований ще у 1964 році незалежно двома радянськими вченими Я. Б. Зельдовичем і І. Д. Новиковим і американським астрономом Е. Е. Солпітером). Їх, однак, можна виявити лише посередніми методами. Наприклад, вивчення ядра Туманності Андромеди (*M* 31), рис. 20.12, найближчої до нас гігантської спіральної галактики (r = 740 кпк ± 40 кпк), дало такий результат: на відстані усього 10–20 пк від її центра зорі рухаються з надзвичайно великими швидкостями, отже, маса центрального тіла, яке керує їх рухом, повинна бути не меншою $5 \cdot 10^7 M_\odot$.



Рис. 20.12. Галактика Туманність Андромеди

Аналогічний висновок зроблено для галактик *M* 32, *M* 87, *M* 104 та ін., в ядрах яких зареєстровано рухи зір з великими швидкостями, а їх концентрація у центральній частині сягає 10^7–10^8 зір/пк^3. Вважається досить імовірним, що чорна діра, але не надто масивна ($2{,}5 \cdot 10^6 M_\odot$), є і в центрі нашої Галактики.

Загалом рівень активності ядра галактики і визначається масою центральної чорної діри і швидкістю акреції на неї міжзоряного газу та зір. Так, для вже згаданої активної галактики *M* 87 оцінка маси чорної діри дає $3 \cdot 10^9 M_\odot$.

Ще потужнішими джерелами радіовипромінювання є *квазари* (їхня повна назва — квазізоряні радіоджерела). Перша реєстрація радіовипромінювання від квазара була здійснена американським любителем астрономії Г. Ребером ще на початку 40-х років минулого століття. Приблизно через 10 років з'ясувалося, що джерело потужного радіовипромінювання у напрямі сузір'я Лебедя, яке зареєстрував Ребер, асоціюється на небі з об'єктом, схожим на галактику. Червоне зміщення в її спектрі відповідало швидкості віддалення понад 10 000 км/с і відстані більше 150 Мпк. Об'єкт одержав назву Лебідь *A* (номер 3C 405 за третім кембриджським каталогом радіоджерел). Відтоді й почалося систематичне вивчення позагалактичних точкових радіоджерел.

У 1960 році квазар 3C 48 (у сузір'ї Трикутника) вдалося ототожнити із зореподібним об'єктом 16^m. Через два роки інше радіоджерело 3C 273 (із сузір'я Діви) ототожнили з зорею 13^m. Певний час були незрозумілими спектри цих об'єктів, оскільки, по-перше, вони зовсім не подібні один до одного, і, по-друге, наявні в них сильні емісійні лінії не належали жодному з відомих хімічних елементів. Як з'ясувалося згодом, ці об'єкти нічого спільного не мали з зорями. У 1963 році американський вчений М. Шмідт виявив, що лінії в спектрі об'єкта 3C 273 зміщені в червоний бік, а $z = \Delta\lambda/\lambda = 0{,}16$. Відповідно червоне зміщення в спектрі об'єкта 3C 48 $z = 0{,}37$. Це дало змогу обчислити відстані до цих об'єктів і показати, що вони віддалені від Землі більш як на мільярди світлових років.

Зараз відкрито понад 10 000 квазарів, причому для всіх червоне зміщення перевищує $z = 0{,}06$. В одного з найдальших об'єктів, квазара *PKS* 2000-330 червоне зміщення $z = 3{,}90$, що відповідає швидкості віддалення $0{,}92c$. Світло від такого квазара подорожувало майже 13 млрд. років, перше ніж досягнути Землі.

Типовий квазар щосекунди випромінює енергії у 100 разів більше, ніж уся наша Галактика. Світності квазарів 10^{40}–10^{41} Вт, що в 100–1000 разів перевищує потужність випромінювання найбільшої галактики з її сотнями мільярдів зір. Аналіз спектрів квазарів показує, що за хімічним складом вони мало чим відрізняються від звичайних зір. Розподіл інтенсивності випромінювання у неперервному спектрі квазара і значна поляризація випромінювання вказують на те, що більшість цієї енергії генерується синхротронним механізмом.

Істотною особливістю квазарів є значний надлишок випромінювання в інфрачервоній та ультрафіолетовій частинах спектра, а також змінність блиску з характерним часом близько року, а в деяких об'єктів навіть декілька днів. Поблизу деяких квазарів видно викиди — велетенські потоки речовини, що уподібнює квазари до радіогалактик та галактик Сейферта.

Слід зауважити, що далеко не всі квазари є джерелами потужного радіовипромінювання — з усіх відомих тільки 10% можна вважати такими.

У 1965 р. відкрили *квазаги* — квазізоряні галактики. Ці об'єкти за характеристиками подібні до квазарів, однак зі значно меншим радіовипромінюванням. У наш час їх відносять до єдиної групи квазарів і вважають, що все це — недовговічні стадії еволюційного розвитку галактик.

20.7. Розподіл галактик у просторі

При вивченні розподілу галактик у просторі, як і зір у нашій Галактиці, використовують інтегральну функцію блиску $N(m)$, що визначає кількість об'єктів у заданій ділянці неба, видима зоряна величина яких менша або дорівнює m. Якби галактики були розподілені в просторі рівномірно, то мала б справджуватися *теорема Зелігера*:

$$\frac{N(m+1)}{N(m)} \approx 4. \qquad (20.14)$$

Першим проаналізував цю проблему Хаббл. До 1934 р. він на фотографіях, отриманих за допомогою телескопа з діаметром дзеркала 2,5 м, підрахував кількість галактик до 20^m на 1283 невеликих ділянках, рівномірно розподілених на небесній сфері. Хаббл виявив, що на один квадратний градус неба в середньому припадає 131 галактика із зоряною величиною до 20^m. Поверхня сфери налічує 41 253 квадратних градуси. Таким чином, на всій небесній сфері загальна кількість галактик до 20^m становить $5{,}4\cdot10^6$.

Для сучасних оптичних телескопів доступні галактики з видимою зоряною величиною до 28^m. З формули (20.14) обчислюємо, що $N(m + n) \approx 4^n N(m)$, тому загальне число таких галактик становить $N(28) = 4^8 N(20)$, тобто близько $3{,}5\cdot10^{11}$.

Хаббл визначив, що теорема Зелігера правильна для всіх вибраних напрямів. А це значить, що в середньому розподіл галактик у просторі не лише однорідний, а й ізотропний, тобто однаковий в усіх напрямах.

Однак детальніший аналіз показав, що в масштабах, менших від 100 Мпк, галактики утворюють групи, а також *скупчення* і *надскупчення*. Скупчення бувають багаті і бідні. Останні налічують невелику кількість членів. Наприклад, спіральні галактики — наша Галактика, Туманність Андромеди ($M31$) і Туманність Трикутника ($M33$), а разом з ними Велика і Мала Магелланові Хмари та ще кілька десятків невеликих зоряних систем утворюють *Місцеву групу* — бідне галактичне скупчення, в яке входить усього близько 50 галактик. Майже половина з них — це карликові еліптичні та сфероїдальні галактики. Решта (за винятком згаданих спіралей) — це неправильні галактики. Найбільша галактика в Місцевій групі — Туманність Андромеди. Кожна велика галактика Місцевої групи має декілька супутників. Для нашої Галактики — це Велика і Мала Магелланові Хмари та ще декілька карликових галактик. З них одна карликова галактика у сузір'ї Стрільця була відкрита у 1994 р., а у 1997 році була відкрита карликова галактика в сузір'ї Насос, яка налічує всього близько мільйона зір. Декількох супутників має галактика M 31. Слід зауважити, що і зараз, завдяки вдосконаленню техніки спостережень, продовжують відкривати нові карликові галактики — члени Місцевої групи. Наприклад, нещодавно — у 2006 р. відкрито ще дві карликові галактики: у сузір'ї Гончих Псів на відстані 220 кпк (її радіус становить 550 пк), а також у сузір'ї Волопаса на відстані 60 кпк. Радіус останньої дорівнює 220 пк.

Якщо Місцева група займає простір розміром близько 1 Мпк, то діаметр типового галактичного скупчення у середньому близький до 8 Мпк. Одним з найбільших є скупчення в сузір'ї Волосся Вероніки (рис. 20.13), що знаходиться на відстані близько 92 Мпк від нас і займає на небі ділянку діаметром майже 12°. У ньому налічують близько 10 000 галактик. Як і для інших багатих скупчень, основна його складова — еліптичні і лінзоподібні галактики. Частка спіральних і неправильних систем тут становить лише 15%.



Рис. 20.13. Багате скупчення галактик в сузір'ї Волосся Вероніки

У скупченнях з меншою кількістю членів розподіл галактик за типом більш рівномірний. Наприклад, у скупченні галактик у сузір'ї Геркулеса (відстань 215 Мпк) з двохсот найяскравіших членів більше ста — це спіральні галактики, близько сорока — еліптичні, і решта — неправильні галактики.

Відстань до найближчого скупчення галактик у сузір'ї Діви становить 16 Мпк. Наймасивніші члени цього скупчення — велетенські лінзоподібні галактики *M* 84, *M* 86 і еліптична галактика *M 87*.

В окремому скупченні галактики рухаються по своїх орбітах навколо спільного центра мас, при цьому вони зближуються, а іноді навіть зіштовхуються. Такі галактики носять назву взаємодіючих. Найбільшої імовірності цей процес набуває у багатих скупченнях. Взаємодіючі галактики можуть зливатися в єдину, більш масивну зоряну систему. Не виключене також, що сильне гравітаційне збурення у взаємодіючих галактиках може привести до викиду частини зір обох галактик і частини їх газових хмар в міжгалактичний простір скупчення (див. рис. 20.14). Цей механізм може пояснити наявність гарячого газу у міжгалактичному просторі для багатьох скупчень. Оцінки показують, що повна маса міжгалактичного газу в багатому скупченні є сумірною із повною масою усіх наявних у ньому галактик.



Рис. 20.14. Взаємодіючі галактики (*NGC* 4676), поєднані спільною газово-зоряною перемичкою; значна частина маси цих двох зоряних систем викинута припливною гравітаційною силою в міжгалактичне середовище у формі довгих променів, де під впливом гравітаційного збурення активно протікає процес зореутворення, про що й свідчить їх блакитний колір

Менш руйнуюча взаємодія (наприклад, зближення двох галактик на невелику порівняно з їх розмірами відстань) може мати суттєвий вплив на процес зореутворення в їх зовнішніх частинах, як це видно, наприклад, у випадку галактики *NGC* 1512 (рис. 20.15).



Рис. 20.15. Галактика *NGC* 1512 з активним зореутворенням на зовнішній границі диска

Взаємодію галактик виявлено і в Місцевій групі. Наприклад, є підтвердження тому, що між нашою Галактикою та її супутниками — Великою і Малою Магелановими Хмарами — існує потік газової речовини, яка під час зближення була втрачена супутниками.

В надскупченнях, як правило, налічують десятки окремих галактичних скупчень. Вони мають типовий розмір 50 Мпк.

Дотепер детально вивчено лише невелику частину об'єму доступного для спостережень Всесвіту. Однак з цього зроблено надзвичайно важливий висновок: розподіл галактик у Всесвіті має комірчасту структуру. Просторове розташування галактик утворює стінки комірок, які розділені між собою велетенськими порожнинами («кавернами» або *войдами*), нагадуючи швейцарський сир (рис. 20.16). Це відкриття було зроблене на початку 80-х років минулого століття. Було встановлено, однак, що войди мають приблизно сферичну форму з діаметром від 40 Мпк до 150 Мпк і що вони не зовсім вільні від речовини: в них зустрічаються поодинокі галактики і газові хмари. Можливо, у войдах знаходяться галактики, які майже цілком складаються з темної матерії.

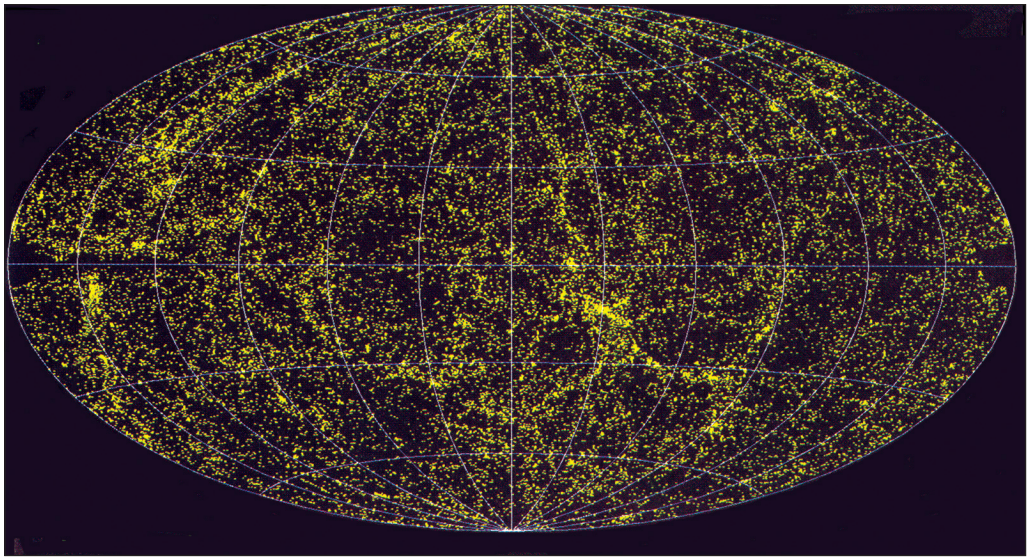


Рис. 20.16. Комірчастий розподіл галактик у просторі

Як виявила група естонських учених під керівництвом Я. Ейнасто, для всіх тоді вивчених скупчень кінетична енергія галактик більш ніж у три рази перевищує енергію їхньої гравітаційної взаємодії. Складалася думка, ніби галактики у скупченні гравітаційно не зв'язані в єдину систему. Однак, якби це відповідало дійсності, то галактичні скупчення розвалювалися б приблизно за 1 млрд. років. Цю ситуацію було названо *віріальним парадоксом* (за так званою *теоремою про віріал*: сума подвоє-

ної кінетичної енергії і потенціальної енергії стійкої системи дорівнює нулю).

Те, що скупчення існують, свідчить про наявність у навколишньому світі прихованої речовини, яка, зокрема, концентрується у скупченнях галактик і утримує їх як єдине ціле упродовж принаймні 10 млрд. років. Як вже було сказано, можливо, що галактики оточені невидимими протяжними оболонками — коронами зі слабких карликових зір, або занурені у велетенські нейтринні хмари.

Частина VIII

ПРОБЛЕМИ КОСМОГОНІЇ ТА КОСМОЛОГІЇ

Розділ 21

ПРОБЛЕМИ КОСМОГОНІЇ

21.1. Формування галактик

При побудові космологічних моделей Всесвіту приймають, що речовина в ньому розподілена однорідно та ізотропно. Насправді ж у наш час значна частина речовини сконденсована у формі галактик та їхніх скупчень. Виникають питання: які процеси призводять до фрагментації однорідно розподіленої речовини у Всесвіті і чому найістотніші властивості галактик — їхні форми, розміри і маси — саме такі?

Відповідь на це питання сьогодні дають в рамках інфляційної моделі (див. 22.3): квантові флуктуації, що неминуче існують на початковому етапі розвитку Всесвіту, завдяки його стрімкому (експоненційному) розширенню істотно зростають, стаючи, врешті-решт, космологічно значущими флуктуаціями густини речовини. Як випливає з теорії, маси цих флуктуацій співмірні з відповідними характеристиками галактик та їх скупчень.

Подальший розгляд формування галактик (зоряних скупчень і окремо взятих зір) здійснюють за допомогою *конденсаційної* теорії, за якою згадані об'єкти формуються внаслідок стискання (конденсації) окремих фрагментів гігантських газових хмар. Саме ж питання про фрагментацію однорідно розподіленої речовини розглянув Джеймс Джинс (1877–1946, Англія). Як виявилося, якщо в однорідному середовищі з якихось причин виникає згущення — неоднорідність з характерним розміром λ, то воно може або продовжувати ущільнюватися під дією власного тяжіння, або розсмоктуватися завдяки додатковому внутрішньому газовому тиску в межах неоднорідності. Це залежить від того, буде розмір згущення більшим чи меншим від деякого критичного λ_J. Критичний розмір — так звану *джинсову довжину хвилі* λ_J — неважко обчислити, якщо прирівняти газовий тиск у згустку $p_g = \rho\dfrac{\Re T}{\mu}$ до тиску сили тяжіння $p_G \approx G\mathrm{M}^2/\lambda_J^4 \approx G\rho^2\lambda_J^2$. З цієї умови:

$$\lambda_J = \sqrt{RT/(G\mu\rho)}. \qquad (21.1)$$

Унаслідок нестійкості Джинса утворюються згущення з типовим об'ємом $\approx \lambda_J^3$ і масою $M \approx \lambda_J^3 \rho$, так що:

$$M \approx 5 \cdot 10^{-11} M_\odot \sqrt{T^3/\rho}. \qquad (21.2)$$

Цей вираз записаний для молекулярної маси речовини $\mu \approx 0.6$.

Згущення такої маси можуть формуватися лише при певних співвідношеннях між T і ρ. Наприклад, якщо припустити, що густина догалактичної речовини становила $\rho \approx 10^{-23} - 10^{-24}$ г/см^3, то згущення масою $M = 10^{12} M_\odot$ (дорівнює масі досить великої галактики, наприклад нашої) може утворюватися лише у випадку, коли температура $T \approx 10^7$ К. При меншій температурі можуть ущільнюватися згущення з меншою масою.

При розширенні Всесвіту температура і густина змінюються з часом відповідно до формул (22.11) і (22.17) — згідно із зауваженням про точний вид залежності параметра Хаббла від часу (див. підрозділ 22.2.4). Густина речовини Всесвіту сягала значення $\rho \approx 10^{-24}$ г/см^3, коли його вік дорівнював приблизно 10^{15} с $\approx 3 \cdot 10^7$ років. Проте в цей момент часу згідно з формулою (22.11) температура була не 10^7 К, а всього близько 10^3 К. Таким чином, якщо згущення — протогалактики — мали б утворюватися в той момент часу, то найбільша їхня маса не повинна перевищувати $10^6 M_\odot$, що значно менше від маси Галактики та схожих зоряних систем.

Наведені тут оцінки мас відображають ситуацію, що існувала в космогонії галактик до того, як було розроблено модель інфляційного Всесвіту. Як згадано вище, тепер — в рамках *цієї* моделі — проблему формування галактик вважають з'ясованою.

21.2. Ранні стадії еволюції зір

За сучасними уявленнями зорі утворюються внаслідок гравітаційного стискування гігантських, порівняно густих (концентрація атомів $10^3 - 10^6$ см$^{-3}$) та холодних (температура близько 10–30 К) хмар газопилової матерії. Якщо з якихось зовнішніх причин хмара почне стискування, то такий процес може стати необоротним, і зростаюча сила власного тяжіння хмари, не зустрічаючи істотної протидії, стискає її до все більшої густини.

Як показують дослідження, наявні у міжзоряному середовищі газопилові комплекси, маси яких сягають $10^3 - 10^6 M_\odot$, розміри 10–100 пк, а температури декількох десятків градусів за шкалою Кельвіна, є гравітаційно нестійкими, вони повинні стискуватися. При цьому частина гравітаційної енергії стискування йде на нагрівання речовини, температура якої може зрос-

ти настільки, що газовий тиск внутрішніх шарів перешкоджатиме подальшому гравітаційному стискуванню. Але молекулярна складова газу (наприклад, такі молекули, як CO) і пилинки швидко трансформують цю енергію в інфрачервоне випромінювання, яке досить вільно залишає газопиловий комплекс і виносить певну частину енергії за його межі. Внаслідок такого механізму охолодження температура речовини, що стискається, практично не змінюється, тоді як її густина поступово зростає. Відповідно до критерію гравітаційної нестійкості Джинса (21.2), зі зростанням густини первісна газопилова хмара повинна ділитися на окремі, менш масивні фрагменти, кожний з яких, згідно зі зміною фізичних умов, дробиться далі до тих пір, поки зростання густини у центральних частинах колапсуючих фрагментів і пов'язане з ним зростання непрозорості газу, не спричинить відповідне зростання температури, а, отже, і значення критичної маси. На цьому етапі подальша фрагментація припиняється, а фрагменти, які залишилися на той час, стискаючись, перетворюються в *протозорі* — зародки майбутніх зір. Це — так званий процес каскадної фрагментації.

У великих хмарах народжуються сотні протозір. Такі системи, об'єднані спільним походженням, утворюють зоряні скупчення й асоціації. Приклад галактичного газопилового комплексу, в якому відбувається процес зореутворення, показаний на рис. 21.1.

Протозорі є потужними джерелами інфрачервоного випромінювання. Спостереження показують, що такі джерела справді є в міжзоряних газо-



Рис. 21.1. Газопиловий комплекс з активним зореутворенням *M* 16

пилових комплексах. Це об'єкти *Хербіга-Аро*, названі так на честь астрономів-першовідкривачів, а також зорі типу *T* Тельця.

За останні десятиліття уявлення про зміну фізичних параметрів протозір, а, отже, і про їхні *еволюційні треки* на діаграмі ефективна температура — світність, радикально переглянуто. За цей же час суттєво удосконалено методи обчислень змін із часом радіуса, поверхневої температури і світності протозорі та її внутрішньої структури. Наприклад, у 50-х роках XX століття вважали, що еволюційний трек, який описує протозоря на діаграмі ефективна температура — світність, починається в далекому правому нижньому куті цієї діаграми (низькі світності і низькі температури), а потім світність і температура протозорі повільно і безперервно зростають аж до виходу її на головну послідовність. При цьому вважали, що під час гравітаційного стискування зорі енергія в ній від надр до поверхні переноситься лише випромінюванням. Однак у 1961 р. Ч. Хаяші (Японія) виявив, що протозоря стискається як єдине ціле, а енергія в ній переноситься конвекцією. Світність протозір обумовлена енерговиділенням в їх центральних частинах, які перебувають у стані безперервного стискування. Еволюційні треки починаються у низькотемпературній частині діаграми ефективна температура — світність. З часом поверхнева температура протозорі зростає, а її світність дещо зменшується. Це відбувається за рахунок поступового зменшення радіуса, яке згодом припиняється, а спадання світності змінюється її зростанням аж до виходу протозорі на головну послідовність (див. рис. 21.2).

Важливим є факт, що, як тільки в центральній зоні спочатку однорідної газової кулі утворюється протозоряне ядро зі значно вищою густиною, то прискорення сили тяжіння біля нього збільшується і відповідно зростає швидкість падіння внутрішніх шарів протозорі на її ядро. Тому ядро постійно стискається, а його маса безперервно зростає, відповідно збільшується і температура в центрі. Чим ближче до центра протозорі, тим вища температура та густина газу. Через декілька десятків тисяч років після початку формування протозорі температура її ядра вже досягає значення понад 10^6 K. Цього вже достатньо для «вмикання» інших джерел виділення енергії, які підтримують високу температуру та внутрішній тиск в ядрі. Так розпочинаються термоядерні реакції за участю водню і дейтерію. Випромінювання, яке надходить від гарячих внутрішніх шарів, поглинає речовина оболонки, що продовжує падати на вже сформований зародок протозорі. І лише після того як основна частина маси оболонки впаде на ядро, а її залишок стане достатньо прозорим для випромінювання, можна зауважити світло самої молодої зорі.

Ядро стискається доти, доки температура в ньому не досягне значення, достатнього для реакцій синтезу гелію з чотирьох протонів (вище 10^7 K). Сила тяжіння у кожній точці зорі врівноважується градієнтом тиску, і зоря, відповідно до її маси, займає певне місце на головній послідов-

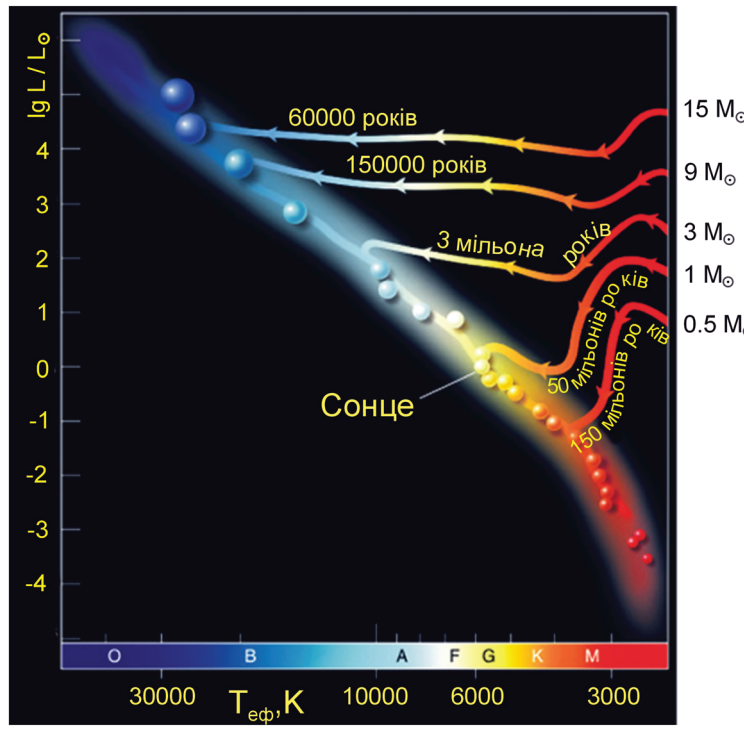


Рис. 21.2. Еволюційні треки протозір різних мас

ності діаграми ефективна температура — світність. Отже, головна послідовність — це геометричне місце точок на діаграмі ефективна температура — світність, що відображають положення зір, у надрах яких водень перетворюється в гелій.

Обчислення показують, що стискування протосонця тривало близько 50 млн. років. Для інших протозір цей час тим менший, чим більша їхня маса. Протозоря з масою $15M_\odot$ еволюціонує до головної послідовності за близько 60 000 років, а з $M = 0{,}5M_\odot$ — близько 150 млн. років.

Залишається ще не з'ясованим, наскільки правильним є вибір математичних співвідношень, які описують перенесення енергії з надр протозорі конвекцією, як впливає на її еволюцію обертання навколо осі, а також магнітне поле, що пронизує первинну газову хмару. Що стосується обертання, то очевидно, що воно порушує сферичну симетрію. Обчислення, які все ще доводиться проводити з певними спрощеннями, дають змогу зробити висновок, що при збереженні моменту кількості руху фрагмент хмари, який від початку мав помітний обертальний рух, з часом сплющується. При подальшій еволюції фрагмента він перетворюється в кільце, в якому через декілька десятків тисяч років формуються два діаметрально протилежні згущення, що далі стають зорями, утворюючи подвійну систему.

Ущільнення, що формується в центральній зоні протозорі, може позбутися свого моменту кількості руху шляхом його передачі периферійним частинам хмари, завдяки магнітним полям, які її пронизують, а також турбулентним рухам (наявність в'язкого тертя).

21.3. Відхід зорі від головної послідовності

Перебування зорі на головній послідовності триває до тих пір, поки в її надрах не вичерпається ядерне паливо — водень. Точніше, як це визначили у 1942 р. М. Шенберг (1914–1990, Бразилія) і С. Чандрасекар (1910–1995, США), поки в центрі зорі не утвориться гелієве ядро з масою 10%–20% маси Сонця. Час, за який зоря досягає еволюційної межі *Шенберга — Чандрасекара* (тобто час перебування на головній послідовності), приблизно оцінюють формулою:

$$t_{ГП} \propto \frac{\mathrm{M}}{L} \approx 10^{10}\left(\frac{\mathrm{M}_\odot}{\mathrm{M}}\right)^{-2,5} \text{ років.} \qquad (21.3)$$

Тут враховано, що світність зорі відповідно до другого співвідношення (14.4) $L \sim \mathrm{M}^{3,5}$ і що запаси термоядерної енергії пропорційні повній масі зорі. Як видно з цього співвідношення, зоря спектрального класу *B*0, що має масу близько $\mathrm{M} = 20\mathrm{M}_\odot$, перебуває на головній послідовності декілька мільйонів років, зоря типу Сонця при $\mathrm{M} = 1\mathrm{M}_\odot$ — протягом 10 млрд. років, а червоний карлик з масою $\mathrm{M} = 0{,}5\mathrm{M}_\odot$ — близько 100 млрд. років (з урахуванням третього співвідношення 14.4).

З поступовим зменшенням вмісту водню в ядрі зорі коефіцієнт непрозорості речовини ядра теж зменшується. Це призводить до безперервної перебудови зорі і, починаючи з певного моменту, така перебудова супроводжується стисканням ядра. Зоря на діаграмі ефективна температура — світність переміщується вправо від головної послідовності у напрямку пізніших спектральних класів, як це показано на рис. 21.3. Загальна картина подальшої еволюції зорі після головної послідовності — найбільш тривалої стадії її існування — істотно залежить від величини її маси.

Частина потенціальної енергії ядра, яке знаходиться у фазі гравітаційного стискання, переходить у тепло, тож температура в ядрі зростає. Вона також зростає і у шарі, який безпосередньо оточує зоряне ядро. При досягнені критичного значення температури вже тут починається перебіг реакцій синтезу гелію з водню. Оскільки водень у згаданому шарі поступово переробляється у гелій, то маса гелієвого ядра зорі безперервно зростає. Це призводить до локального збільшення сили тяжіння, до подальшого стискання ядра і додаткового зростання температури в ньому. Тривалість описаного

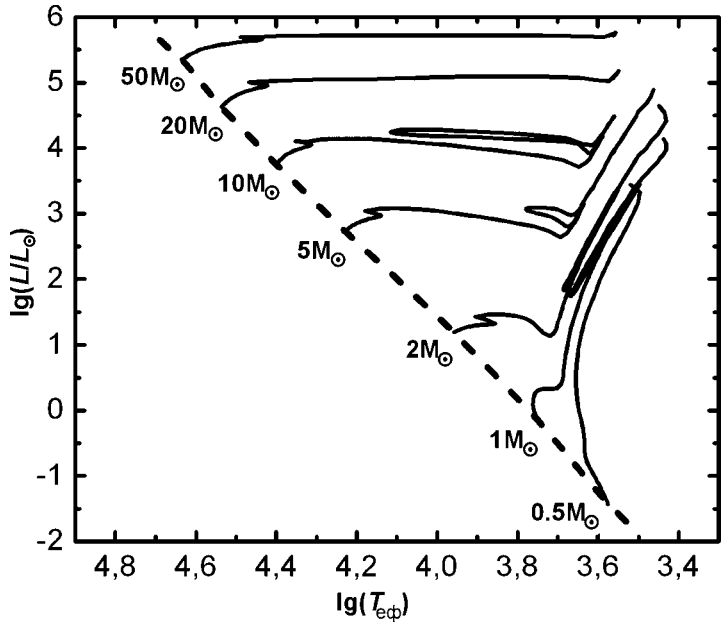


Рис. 21.3. Еволюційні треки зір різних мас; штрихова лінія вказує положення головної послідовності

вище процесу дуже коротка — всього близько 1% від тривалості попередньої еволюційної стадії головної послідовності. Енергія, що виділяється в надрах зорі за такий достатньо короткий час, не встигає ефективно відводитись назовні перевипромінюванням фотонів, тому виникають конвективні елементи, і дуже швидко вирішальним механізмом перенесення енергії стає конвекція. Оболонка зорі розширюється до розмірів $10-100R_{\odot}$, тобто набагато більших за початковий радіус зорі. Під час розширення оболонки світність досить масивної зорі залишається практично незмінною, а поверхнева температура згідно з рівнянням (14.2) знижується до 3000–4000 K. Так внаслідок змін, що відбуваються після вичерпання запасів водневого палива у зоряному ядрі, зоря стає червоним гігантом або надгігантом.

Увесь еволюційний шлях зорі істотно залежить від її маси. Маса є основною характеристикою, що визначає характер, тривалість і послідовність змін, які відбуваються із зорею від моменту народження до кінцевого етапу її еволюції. Тому доцільно розглянути далі це питання детальніше.

21.4. Особливості еволюції зір малих мас. Утворення планетарних туманностей і білих карликів

Зорі з масою меншою 0,075$M_{\odot}$. Температура у центрі зорі з такою малою масою ніколи не досягає значення, при якому «вмикається» водневе термоядерне джерело енергії. Без нього ж зоря не в змозі протистоя-

ти силам самогравітації, вона зазнає поступового стискання, втрачаючи за рахунок випромінювання внутрішню теплову енергію. Найменш масивні зорі, фактично вже — планетоподібні тіла, це — коричневі карлики. Їхні маси лише в десятки разів перевищують масу Юпітера. Це — слабосвітні об'єкти відносно невеликого радіуса з температурою поверхні близько 2000 K.

Зорі з масою в інтервалі $0{,}075M_\odot < M < 0{,}25M_\odot$. Після формування такої зорі температура в її надрах може досягти $5\cdot10^6$–10^7 K. Цього вже достатньо для перебігу термоядерних реакцій «горіння» водню, аж до перетворення його, через десятки мільярдів років на гелій. Після цього зоря поступово охолоне, втрачаючи запаси внутрішньої енергії разом із випромінюванням.

Зорі з масою $0{,}25M_\odot < M < 1{,}5M_\odot$. Центральна температура в них досягає 10^7 — $2\cdot10^7$ K, що забезпечує перебіг реакції «горіння» водню в протон-протонному циклі. Коли водню в зоні термоядерних реакцій стає замало, зоряне ядро, що на цей час вже складається в основному з гелію, під дією сили тяжіння стискується і розігрівається до температур, вищих за 100 мільйонів кельвінів. За таких умов тепер вже гелій починає перетворюватися на вуглець у потрійному α-циклі (реакція 14.21, *а*). Внаслідок значного зростання густини газу в ядрах зір з масою, меншою за $1{,}5M_\odot$, «загорання» гелію відбувається не в спокійному режимі, а в формі *гелієвих спалахів*. Зоря на цей час має протяжну оболонку, виявляючи себе як червоний надгігант.

Поки гелій перетворюється в ядрі зорі на вуглець, водень продовжує «горіти» в протяжному шарі, що оточує ядро. В міру вичерпування гелію в зоряному ядрі, зона його «горіння» переміщується все далі від центра зорі, де є гелій і де температура достатньо висока. На цьому етапі зоря починає втрачати свою розширену оболонку, котра під тиском випромінювання, яке йде з гарячих глибоких шарів зорі, поступово розсіюється у міжзоряному просторі. Замість червоного надгіганта залишається його ядро — дуже гарячий і щільний білий карлик, що складається в основному з вуглецю та гелію. Сферична ж оболонка, яка оточувала зорю, розширюється зі швидкістю кілька десятків кілометрів за секунду і має діаметр від тисяч до сотень тисяч а. о. Так утворюється *планетарна туманність*. Ядерні реакції в білому карлику припиняються. Він поступово охолоджується, випромінюючи в міжзоряний простір запаси своєї теплової енергії. Через декілька мільярдів років така зоря охолоджується настільки, що стає темним, несвітним об'єктом. Оболонка на той час вже повністю розсіється в міжзоряному просторі. Таким, зокрема, орієнтовно через 5 мільярдів років буде завершальний етап еволюції нашого Сонця.

21.5. Еволюція масивних зір. Наднові зорі. Утворення нейтронних зір та чорних дір

Зорі з масою в інтервалі $1{,}5M_\odot < M < 8M_\odot$. Це — зорі проміжної маси. Одразу ж після формування зорі такої маси, температура в її центрі зростає до 20 мільйонів градусів і вище, що забезпечує перебіг вуглецевого циклу термоядерного «горіння» водню, він і є основним джерелом енергії в усіх зорях, маса яких перевищує півтори сонячні маси. Упродовж кількох десятків мільйонів років запаси водневого палива в зоні термоядерних реакцій вичерпуються. Практично весь водень вже перероблений на гелій, але для «загоряння» останнього температура ще недостатня. Тому зоряне ядро стискається, суттєво розігріваючись. У нагрітих до високої температури шарах, які оточують зоряне ядро, починаються реакції перетворення водню у гелій. Надлишкова енергія, що надходить до оболонки зорі, спричиняє істотне збільшення її радіуса та охолодження поверхні. Зоря швидко перетворюється на червоний надгігант.

Зростання температури в ядрі, яке безперервно стискується, до 100 мільйонів градусів врешті-решт призводить до «загоряння» гелію. Тут вже стискання ядра припиняється і навіть змінюється на деяке збільшення його розмірів. Оболонка зорі відгукується на цей процесс зменшенням радіусу і зростанням поверхневої температури. Таким чином, на діаграмі ефективна температура — світність зоря відносно гілки червоних надгігантів зміщується ліворуч. В міру вичерпування гелію у зоряному ядрі та збільшення концентрації синтезованого вуглецю — продукту потрійної α-реакції, зона горіння переміщується все далі від центра до поверхні. Після того, як запаси гелію в ядрі остаточно вичерпуються, воно, позбавлене термоядерного джерела енергії, втрачає стійкість і знову починає стискатися, що супроводжується повторним формуванням усередині зорі протяжної конвективної зони. Зоря знову пересувається вправо у зону червоних надгігантів, описуючи тим самим на діаграмі ефективна температура — світність петлю (див. рис. 21.3). Таке петлеподібне переміщення властиве для зір з масою $3–10M_\odot$. В моменти перебудови структури оболонки зоря стає динамічно нестійкою. В її оболонці збуджуються і підтримуються пульсації, тобто зоря стає пульсуючою змінною. Це узгоджується зі спостережуваним положенням змінних пульсуючих зір, — наприклад, цефеїд — на діаграмі ефективна температура — абсолютна зоряна величина (рис. 16.5).

Подальша еволюція масивної зорі залежить від багатьох чинників, зокрема, від її маси і темпу втрати маси з поверхні. Щодо зір із масою від $1{,}5M_\odot$ до $3–5\ M_\odot$, то, імовірно, вони завершують своє існування в такий спосіб. Стиснення вуглецевого ядра продовжується аж до досягнення густини $2\cdot10^9$ г/см^3 і температури близько півмільярда градусів. За таких умов вуглець «загоряється» в режимі термоядерного вибуху, який, найвірогід-

ніше, цілком руйнує зорю. Не виключене, що саме такий фінал зоряної еволюції виявляє себе спалахами Наднових Ib типу.

У зір з масою від $3-5M_\odot$ до $8M_\odot$ густина ядра, яке складається майже цілковито з вуглецю, виявляється дещо меншою, ніж у зір з масою від $1{,}5M_\odot$ до $3-5M_\odot$, і тут вуглець починає перетворюватися на магній (реакція 14.22а) та кисень (реакція 14.21б між ядрами вуглецю та залишками гелію) в режимі спокійного термоядерного «горіння». Зоря у цей час має дуже складну структуру: в її центрі «горить» вуглець і синтезується магній, у відносно ж тонкому шарі, який оточує ядро, «горить» гелій і утворюється вуглець, а ще вище водень перетворюється на гелій. Якщо зоря з деяких причин втратить, скидаючи оболонку, більшу частину своєї маси, то її можна спостерігати як планетарну туманність з вуглецево-киснево-магнієевим білим карликом у центрі.

Зорі з масою $M_\odot > 8M_\odot$. Їх еволюція схожа з еволюцією менш масивних зір аж до стадії «горіння» вуглецю в зоряному ядрі. Як і в попередньому випадку, тут зоряне ядро оточене шаром, в якому «горить» гелій, а ще вище — водень. В міру вичерпування вуглецю ядро стискається і розігрівається, в ньому розпочинаються термоядерні реакції за участю кисню, неону (наприклад, реакції 14.23а–в), а коли температура у центральній частині зоряного ядра досягне мільярда градусів, — реакції за участю ядер магнію, кремнію і сірки. Термоядерне ж «горіння» неону, кисню і вуглецю зміщується далі від центра, в ті шари, де є необхідна кількість цього палива. Зона «горіння» гелію та водню також зміщується далі від центра і ближче до зоряної поверхні. Структура зорі нагадує цибулину, де кожний шар виробляє енергію за рахунок певних термоядерних реакцій — чим ближче до центра зорі, тим вірогіднішими є реакції між ядрами з більшим зарядом. Перебіг реакцій між ядрами гелію, кисню, неону, магнію, кремнію і сірки врешті-решт веде до синтезу ядер заліза, а також елементів групи заліза (від скандію до нікелю).

Як знаємо, самі ядра заліза участі в термоядерних реакціях не беруть, тому в міру накопичення заліза в зоряному ядрі останнє втрачає стабільність і починає стискатися. Коли температура перевищить 10^9 K, високоенергійні γ-кванти, що народжуються в такій гарячій плазмі, зіштовхуючись із ядрами заліза, руйнують їх. Схематично процес фотодисоціації ядер виглядає так:

$$\begin{aligned} {}^{56}_{26}\mathrm{Fe} &\rightarrow 13\,{}^{4}_{2}\mathrm{He} + 4\mathrm{n} \\ {}^{4}_{2}\mathrm{He} &\rightarrow 2\mathrm{n} + 2\mathrm{p} \end{aligned} \qquad (21.4)$$

Ці реакції йдуть з поглинанням значної кількості енергії. Вільні протони взаємодіють з електронами в плазмі зоряних надр з утворенням нейтронів і нейтрино. Як наслідок перебігу реакцій (21.4), в плазмі виникає ве-

лика кількість вільних нейтронів. Відбувається так звана *нейтронізація* зоряного газу. Нейтрино, які народжується під час нетронізації, виносять енергію поза межі зоряного ядра, чим суттєво охолоджують його. При температурах, більших від $3 \cdot 10^8$ К, значна кількість нейтрино й антинейтрино утворюється також внаслідок розсіювання гамма-квантів на вільних електронах (за схемою $e + \gamma \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$), також — при вільних переходах електронів e у полі атомних ядер Z і т. д.

Нейтринне охолодження веде до прогресуючої втрати стійкості ядра зорі. Зовнішні шари зорі буквально завалюються на її ядро, що втратило гравітаційну рівновагу. За частки секунди ядро стискається до відносно малих розмірів (його радіус тепер складає всього близько 10 км, маса ж, що міститься в такому невеликому об'ємі, перевищує масу Сонця). Це катастрофічне стискання ядра має назву *гравітаційний колапс*. Густина зоряного ядра, яке на момент колапсу майже повністю складається із виродженого нейтронного газу, сягає 10^{12} г/см^3 (а після закінчення формування нейтронної зорі густина сягає 10^{14}–10^{16} г/см^3). І саме за такої густини тиск у зоряному ядрі здатний протистояти силі гравітації. Колапс ядра миттєво припиняється, а речовина зовнішніх шарів зорі, яка все ще падає на ядро, зіштовхуючись з ним, різко гальмується і сильно розігрівається. Тут починається вибухова термоядерна реакція. При зіткненні газу оболонки з неймовірно твердим нейтронним ядром зорі утворюється потужна ударна хвиля, яка з прискоренням рухається назовні. Саме спільна дія ударної хвилі та термоядерного вибуху приводить до скидання зоряної оболонки у міжзоряний простір зі швидкістю 5000–15 000 км/с. На місці колись масивної зорі залишається дуже компактна нейтронна зоря і оболонка, яка розлітається у міжзоряний простір. Описане явище є спалахом Наднової другого типу.

Якщо маса ядра зорі наприкінці її життя перевищує $2M_\odot$, його колапс тиском виродженого нейтронного газу не буде зупинений. І тоді падіння речовини ядра за межу сфери з радіусом, що рівний гравітаційному, утворює *чорну діру*.

Сьогодні вважають, що кінцевий етап еволюції масивних зір — це Наднові типів *SN* Ib і *SN* II. Хоча сам спалах Наднової явище короткочасне, у цей момент перебігають дуже важливі реакції синтезу важких хімічних елементів, без чого природа була б сильно збіднена. Зокрема, мова йде про синтез елементів, важчих за залізо і нікель. Вони утворюються внаслідок взаємодій ядер останніх з вільними нейтронами (див. далі).

Ось перелік процесів *синтезу елементів*, які відбуваються як у спалахах Наднових, так і на більш спокійних етапах еволюції зір помірних і малих мас. Загальноприйняті назви для них такі:

H-процес — перетворення водню в гелій у надрах звичайних зір, зокрема в надрах Сонця, за загальною схемою $4\,^1\mathrm{H} \rightarrow {}^4\mathrm{He}$.

α-*процес* — сукупність реакцій синтезу вуглецю за схемою $3\,^4\mathrm{He} \rightarrow {}^{12}\mathrm{C}$ і наступних реакцій синтезу ядер кисню, неону, магнію ($^4\mathrm{He} + {}^{12}\mathrm{C} \rightarrow {}^{16}\mathrm{O}$,

$^{4}He + {}^{16}O \rightarrow {}^{20}Ne$ і т. д.), що перебігають у надрах зір з $M \geq 1{,}5M_{\odot}$ при температурі в центрі зорі $T_c > 5 \cdot 10^8$ K.

e-процес — утворення ядер елементів групи заліза ($^{16}O + {}^{16}O \rightarrow {}^{28}Si + {}^{4}He$, $^{28}Si + {}^{28}Si \rightarrow {}^{56}Ni$ і т. д.) у надрах масивних зір при $T_c \approx 3 \cdot 10^9$ K безпосередньо перед спалахом зорі як Наднової.

s-процес (від англ. *slow* — повільний) — процес повільного захоплення нейтронів атомними ядрами у ядрах зір з $M \geq 1{,}5M_{\odot}$ на пізньому етапі їхньої еволюції. Потрапляючи в атомне ядро, нейтрон через β-розпад перетворюється у протон раніше, ніж це ядро захопить наступний нейтрон. Так поступово зростає атомний номер і атомна маса ядра. У такий засіб утворюються ядра хімічних елементів важчих, ніж залізо, аж до вісмуту (^{209}Bi).

r-процес (від. англ. *rapid* — швидкий) — процес швидкого захоплення нейтронів атомними ядрами, який відбувається в надрах Наднової безпосередньо до і під час спалаху загалом упродовж часу близько 100 с. В *r*-процесі атомне ядро встигає захопити водночас декілька нейтронів і тільки після цього відбувається β-розпад. Так утворюються елементи з атомною масою *A* до 250 і навіть вище, у тому числі уран і торій.

Перебіг реакцій *s*- і *r-процесу* можливий за умови наявності ядер елементів групи заліза, які поступово трансформуються у більш важкі, а також вільних нейтронів. Останні можуть з'являтися внаслідок перебігу, наприклад, таких реакцій:

$$\begin{aligned} {}^{4}\mathrm{He} + {}^{13}\mathrm{C} &= {}^{16}\mathrm{O} + \mathrm{n} \\ {}^{16}\mathrm{O} + {}^{16}\mathrm{O} &= {}^{31}\mathrm{S} + \mathrm{n} \end{aligned} \qquad (21.5)$$

Якщо концентрація вільних нейтронів досить велика, то домінує *r-процес*. При низькій концентрації захоплення нейтронів відбувається у формі *s-процесу*.

p-процес — процес захоплення протонів ядрами важких елементів, який відбувається в оболонках Наднових. Так виникають протон-збагачені ядра деяких ізотопів, наприклад ^{144}Sm.

ν-процес — утворення в оболонці Наднової ядер деяких хімічних елементів при взаємодії з речовиною оболонки потоків нейтрино, що виходять з надр колапсуючого ядра зорі.

X-процес — утворення ядер літію, берилію і бору внаслідок процесів *скалювання*, при яких легка частинка високої енергії стикається з важким атомним ядром і вибиває з нього осколок — ядро ізотопу ^{6}Li, наприклад.

Правильність схеми еволюції масивних зір підтвердили спостереження Наднової з Великої Магелланової Хмари, коли, відповідно до раніше проведених обчислень щодо таких явищ, зафіксовано короткочасний імпульс нейтринного випромінювання.

Масивні зорі — це важливі постачальники різноманітних хімічних елементів, які в них синтезуються, до міжзоряного середовища. Зауважимо, що, образно кажучи, якраз із «попелу» зір, які давно спалахнули як Наднові, добре перемішаного з первісною речовиною Галактики, і сформувалася наша Сонячна система.

21.6. Особливості еволюції тісних подвійних систем

Подвійні, як і складніші зоряні системи (кратні зорі), формуються внаслідок зберігання моменту кількості руху протозоряної хмари. Тому в кожному конкретному випадку вік зір, що утворюють певну систему, має бути однаковим. А якщо це так, то ту чи іншу відмінності між компонентами (розміри, поверхневі температури тощо) можна пояснити лише різницею у значеннях їхніх мас.

Тим часом спостереження дуже часто різко суперечать цій теоретичній схемі. Особливо це стосується тісних подвійних систем. Наприклад, у переважній більшості добре вивчених тісних подвійних систем один із компонентів є субгігантом, тоді як другий — нормальною зорею головної послідовності. При цьому виявляється, що маси субгігантів, як правило, менші від мас зір головної послідовності — компонентів тої ж системи. А це не узгоджується з описаною вище теорією еволюції поодиноких зір: червоним гігантом швидше повинна стати та зоря, яка має більшу масу.

Проблему з'ясували, коли виявили, що субгіганти — компоненти тісних подвійних систем — заповнюють свою порожнину Роша (див. підрозділ 15.6), яка в тісних подвійних системах обмежує можливі розміри компонентів. Тому можна стверджувати, що початкові маси червоних субгігантів були більшими. Однак у процесі еволюції такої зорі після «вигоряння» основної частини водню в її надрах ядро стискалося, тоді як оболонка розбухала. При цьому речовина оболонки перетинала поверхню Роша, переходила до зорі-супутника та осідала на його поверхню. У цьому полягає так звана гіпотеза «зміни ролей»: унаслідок обміну масою головним компонентом системи стає зоря, маса якої спочатку була меншою і яка тому ще залишається в еволюції на головній послідовності. Значний надлишок світності субгіганта (приблизно на 3^m), що нібито суперечить його малій масі, пояснюється підвищеним вмістом гелію у зовнішніх шарах зорі, який виникає внаслідок конвективного змішування продуктів термоядерного синтезу гелію із надр з речовиною зоряної атмосфери. Завдяки цьому атмосферні шари стають прозорішими, що й сприяє висвічуванню енергії, яка вивільняється в надрах зорі.

Обчислення підтверджують високу ефективність процесу «зміни ролей». Виявляється, що така «зміна ролей» у кожній системі може відбуватися де-

кілька разів. Втративши частину маси, перша зоря з часом, стиснувшись, може за своїми розмірами стати меншою від своєї порожнини Роша, тоді як друга, розширившись, заповнить свою порожнину, і процес обміну масою повториться, але вже у зворотному напрямі. За обчисленнями, такий обмін масою триває усього декілька десятків чи сотень тисяч років.

Ось приклад таких обчислень — еволюція тісної подвійної системи з масами $M_1 = 5M_\odot$ і $M_2 = 4M_\odot$ при відстані між компонентами $a = 13{,}8R_\odot$. Спочатку еволюція кожної зорі проходить так само, як і поодинокої, опис якої було надано вище, і на діаграмі ефективна температура — світність перша, масивніша зоря раніше зміщується з головної послідовності дещо вгору. Незабаром вона стає надгігантом, заповнює свою порожнину Роша і речовина починає перепливати до другого компонента, причому за усього $4\cdot10^5$ років маса першої зорі зменшиться до $0{,}94M_\odot$. Другий компонент навпаки, збільшує свою масу і пересувається вгору вздовж головної послідовності.

З обміном масою в тісних подвійних системах пов'язаний феномен спалаху Нової зорі і Наднової першого типу (*SN* Ia). Аналіз показав, що спалах виникає в тому випадку, якщо компонентом, що збільшує свою масу за рахунок акреції, є білий карлик. Падаючи на поверхню білого карлика, речовина накопичується, стискається і нагрівається. І якщо маса речовини, захопленої зорею, становитиме приблизно $10^{-3}\,M_\odot$, то температура і густина в поверхневому шарі білого карлика зростуть настільки, що в ньому стануть можливими термоядерні реакції вуглецево-азотного циклу. При цьому виділення тепла вгору тут недостатньо швидке. Як наслідок, в оболонці білого карлика розвивається теплова нестійкість і настає вибух, після якого ударна хвиля зриває накопичену при акреції оболонку.

Ефективність механізму «обміну масою» («зміни ролей»), очевидно, істотно зменшується зі зростанням маси компонентів у тому розумінні, що тоді значна частина маси відпливає у міжзоряний простір, так що система її взагалі втрачає. Як приклад можна навести те, що в ряді випадків компонентами тісних подвійних (спектрально-подвійних) систем є зорі *Вольфа-Райє* — об'єкти, маси яких досягають 10 $M_\odot$. Тут швидкості розльоту газової оболонки становлять 1000–1500 км/с при темпі втрати маси 10^{-5}–$10^{-4}\,M_\odot$ за рік. Важливу роль при цьому, очевидно, відіграє висока світність згаданих зір і світловий тиск у їхніх зовнішніх шарах. Особливості еволюції зір Вольфа-Райє остаточно ще не з'ясовані. Обмежимося зауваженням, що в атмосферах цих зір більше гелію, ніж водню, і що вони в основному належать до плоскої складової Галактики, а, отже, є молодими.

21.7. Елементи планетної космогонії

Проблема походження планетних систем — одна з найважливіших у сучасному природознавстві. Проте її розв'язано лише в найзагальніших рисах. Адже якщо передбачення теорії еволюції зір значною мірою можна зіставити з результатами спостережень багатьох зір, що перебувають на різних етапах розвитку, то планетна система, яка оточує наше Сонце, є унікальною (тільки в останнє десятиліття з'явилась реальна можливість вивчати властивості планетних систем поблизу інших зір). Через потребу врахування багатьох найрізноманітніших факторів, які зіграли свою роль у процесі формування планет (магнітні поля, турбулентність у протопланетній хмарі, ефекти теплової та гравітаційної нестійкості, дисипація газового компонента, неоднорідність обертання протосонця тощо), моделювання цього процесу виявилося вкрай складним завданням.

Теорія, що вивчає походження планетної системи Сонця, передусім повинна пояснити такі властивості і закономірності її будови.

1. Орбіти всіх планет (крім орбіти Плутона) лежать практично в одній площині, яка майже співпадає з площиною сонячного екватора.

2. Усі планети обертаються навколо Сонця майже по колових орбітах в одному напрямі, який співпадає з напрямом обертання Сонця навколо своєї осі.

3. Напрям осьового обертання планет (за винятком Венери та Урана) співпадає з напрямом їх обертання по навколосонячній орбіті.

4. Середня відстань планет від Сонця (за винятком Нептуна і Плутона) підлягає емпіричному правилу Тіціуса-Боде (13.1).

5. Сумарна маса планет у 750 разів менша від маси Сонця, однак на них припадає 98% моменту кількості руху усієї Сонячної системи.

6. Планети діляться на дві групи — планети земної групи і планети-гіганти, які істотно відрізняються між собою за фізичними властивостями та хімічним складом.

7. Майже всі супутники планет обертаються навколо них практично по колових орбітах, які лежать переважно у площині планетного екватора, причому (за декількома винятками) напрям їхнього руху співпадає з напрямом обертання планети.

За останні 300 років висловлено декілька десятків космогонічних гіпотез, в яких розглядали найрізноманітніші варіанти ранньої історії Сонячної системи. За гіпотезою французького вченого П'єра Сімона Лапласа (1749–1827), на ранній стадії розвитку Сонце мало форму гігантської розжареної туманності, яка повільно оберталася. Під дією сили тяжіння протосонце стискалося, швидкість його обертання зростала. І як тільки на екваторі сила тяжіння врівноважувалася відцентровою силою, від Сонця відділялося кільце, яке згодом розвалювалося на окремі згустки. З них і формувалися планети. Таке явище, за Лапласом, повторювалося декілька

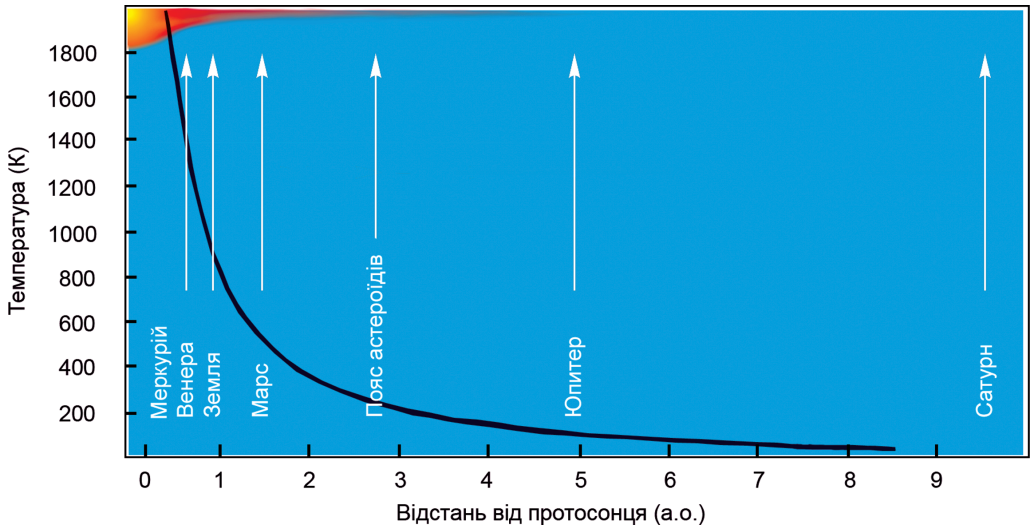
разів. Аналогічно мали б утворитися і супутники планет. Однак наприкінці XIX ст. виявили, що ця гіпотеза не може пояснити перерозподіл моменту кількості руху між Сонцем і планетами. Крім того, кільцеподібні фрагменти гарячого газу швидко розширилися б і розсіялися у просторі.

Велику роль у розробці майже загальноприйнятих тепер поглядів на походження планетної системи зіграли праці Отто Юлійовича Шмідта (1891–1956). В основі його теорії лежали два припущення: 1) планети сформувалися з холодної газопилової хмари, 2) її Сонце захопило під час обертання навколо центра Галактики. Друге припущення невдовзі відкинули. Загальну ж схему розвитку нашої планетної системи тепер можна описати так.

Близько 5 млрд. років тому у протяжному фрагменті газовопилової хмари, пронизаному магнітними силовими лініями, за впливом зовнішньої причини утворилося центральне згущення — протосонце, яке почало стискуватися. Інша частина хмари з масою, приблизно в десять разів меншою, повільно оберталася навколо нього. Унаслідок зіткнень атомів, молекул і пилинок, туманність, яка оберталася, поступово сплющувалася і розігрівалася. Так навколо протосонця утворився протяжний газовий диск. Силові лінії його магнітного поля, «намотуючись» у процесі обертання на протосонце, сприяли передачі моменту від центра зовнішнім шарам диска. Таким чином, незважаючи на нехтовно малу масу речовини диска, з якого потім сформувалися планети, він акумулював в собі більшу частину моменту кількості обертального руху (п'ята властивість). Площина самого диска, природно, співпадала з площиною протосонячного екватора, тому орбіти планет виявилися розташованими майже в одній площині (перша властивість).

В процесі формування протосонця і поступового зростання його густини, зростала і його поверхнева температура. Взаємодія протосонячного випромінювання з речовиною диска привела до встановлення певного розподілу температури в останньому. Природно, що центральна частина диска виявилася значно сильніше нагрітою, ніж його периферійні зони. Результати моделювання температурного розподілу в первинному протопланетному диску показані на рис. 21.4.

Наступним етапом еволюції протопланетного газового диска була конденсація в ньому атомів і молекул у пилинки. Там, де температура була вищою (від 400 K до 1600 K), першими конденсувались атоми тугоплавких елементів — магнію, кальцію, хрому, заліза, нікелю, а також їхніх сполук — оксидів, карбидів, силікатів. І навпаки, низька температура (менше 200 K) сприяла формуванню сполук вуглецю, азоту, кисню та деяких інших елементів із воднем та їхньої наступної конденсації в крижані частинки. Цей процес був практично неможливий у безпосередній близькості від протосонця, тому існують суттєві відміни і в хімічному складі планет, які перебувають на близьких до Сонця орбітах, і планет, віддалених від нього. Так,



Р и с. 21.4. Розподіл температури в протопланетному диску

ці другі містять значну кількість метану (CH_4), етану (C_2H_6), аміаку (NH_3), води (H_2O) тощо, тоді як у складі планет земної групи домінують такі елементи, як магній, кремній, залізо. Цим пояснюється шоста властивість Сонячної системи.

За одним з варіантів еволюції протопланетної хмари спочатку в ній відбувся поділ компонентів — газу і пилу. Осідання пилу в центральній площині супроводжувалося зростанням розмірів пилинок до близько 1 см. Як тільки густина у цьому пиловому диску досягла критичного значення, у ньому виникла гравітаційна нестійкість. Спочатку утворилися кільця, які швидко розпалися на окремі згустки. За рахунок власного тяжіння ці згущення надалі стискалися, ущільнювалися, більші зростали, а менші руйнувалися. Перетворення сконденсованого пилу в окремі тверді тіла — *планетезималі* (від англ. *planet* — планета, *infinitesimal* — нескінченно мала величина) на відстані в 1 а. о. тривало близько 10 000 років. Земля ж зростала до сучасних розмірів усього 100 млн. років.

Щоб узгодити обчислення зі спостереженнями, вважають, що частина первинної речовини диска була викинута на далеку периферію Сонячної системи. Значну роль тут відіграв тиск протосонячного випромінювання на газову і пилову складові протопланетного диска. Так сформувалася *хмара Оорта* кометних тіл (точніше — сферичний шар), яка одержала свою назву на честь нідерландського астронома Яна Оорта (1900–1992) — автора цієї космогонічної гіпотези (див. підрозділ 13.2).

Напрям і швидкість обертання планети навколо своєї осі, які обумовлюють другу і третю властивість Сонячної системи, визначають статистично як сумарний результат об'єднання багатьох планетезималей. Як вияви-

лося, за спостережуваною в наш час величиною нахилу осі обертання планети до площини екліптики можна обчислити масу найбільших тіл, що зазнавали катастрофічних зіткнень з планетою у минулому. Зокрема, для нашої планети ці маси не перевищували 0,001 маси Землі. Те, що вісь обертання Урана нахилена до площини його орбіти під кутом 98°, пов'язане з впливом Юпітера і Сатурна. Як тільки маси цих планет зросли до двох-трьох мас Землі, вони своїм притяганням збурювали рух інших планетезималей, надаючи їм великі швидкості, достатні для вильоту за межі Сонячної системи. Випадкове зіткнення цих тіл з протоураном і призвело до згаданої аномалії в його обертанні навколо своєї осі.

Зародки планет-гігантів не лише перешкоджали формуванню окремої планети в зоні астероїдів між Марсом і Юпітером, а й призвели до значного зменшення маси Урана.

Бомбардування первісної Землі згустками речовини протопланетного диска, а також її стискування спричинили поступовий нагрів надр планети. З часом у цьому все більшу роль відігравали процеси радіоактивного розпаду деяких ізотопів. Тому в окремих зонах Землі речовина плавилася і диференціювалася: важчі хімічні елементи та їхні сполуки опускалися донизу, легші підіймалися вгору. Цей початковий етап формування структури Землі тривав близько 1 млрд. років.

Після формування планет залишки речовини, які оберталися навколо них, конденсувалися і утворювали біля деяких із них супутникові системи. Тут у мініатюрі повторився процес формування Сонячної системи (сьома властивість).

Так, наприклад, за одною з існуючих гіпотез, протоземля на ранній стадії розвитку могла бути оточена роєм невеликих супутників, радіуси яких сягали 100 км. З часом з них і сформувався Місяць. Але дослідження зразків місячного ґрунту показало, що він за своїм складом відрізняється від земного. Це може свідчити про те, що утворення Місяця, як небесного тіла, відбувалося на значно більшій відстані від Землі і, ймовірно, він був захоплений Землею вже після формування.

Система Земля — Місяць перебуває у безперервній зміні. Причиною змін, що виявляються як на Землі, так і на Місяці, служить гравітаційна припливна взаємодія. Сила тертя, обумовлена припливами, прагне загальмувати обертання Землі. І справді, земна доба зростає з цієї причини приблизно на 1,5 мілісекунди за сторіччя. Мільярди років тому земна доба за своєю тривалістю була істотно коротша від теперішньої (приблизно 5–6 годин). Унаслідок того, що Місяць менший від Землі за масою, Земля своєю припливною дією на Місяць уже істотно загальмувала його обертання і «привела» період обертання у відповідність з орбітальним рухом Місяця таким чином, що один оберт навколо своєї осі Місяць виконує за час, рівний одному оберту навколо Землі. Такий ефект зветься *синхронізацією* обертання і часто зустрічається в подвійних зоряних системах. Саме тому Мі-

сяць завжди обернений до Землі одним і тим самим боком. Наявність припливної взаємодії відбивається і на характеристиках місячної орбіти. Із зазначених вище причин Місяць поступово віддаляється від Землі зі швидкістю близько 3,8 см на рік.

Закономірність у розподілі відстаней планет від Сонця згідно з правилом Тіціуса — Боде (четверта властивість) все ще не має теоретичного обґрунтування.

Вважається досить імовірним, що зовнішньою причиною виникнення Сонячної системи був спалах близької Наднової зорі. Її оболонка, викинута з великою швидкістю в міжзоряний простір, через певний час зіткнулася з протосонячною хмарою, спричинила стиск останньої і збагатила цю первинну хмару хімічними елементами, важчими за водень і гелій. Ці дві обставини близько 5 млрд. років тому мали вирішальне значення для подальшого формування Сонця і планет, а також для зародження і розвитку життя на Землі.

Розділ 22

ЕЛЕМЕНТИ КОСМОЛОГІЇ

22.1. Основні характеристики Всесвіту

Розділ астрономії, який займається вивченням властивостей навколишнього Всесвіту, називається *космологією*. Космологія має завдання з'ясувати, як відбулося народження Всесвіту; що собою являє геометрична структура його простору і часу; сформулювати закони розвитку Всесвіту як цілого; дати конкретні відповіді на питання, які процеси призвели до формування галактик та їхніх скупчень. Спостережною основою космології є всі дані позагалактичної астрономії, а теоретичним підмурком — загальна теорія відносності.

Під терміном «Всесвіт, що спостерігається» будемо розуміти ту частину Всесвіту, яка доступна для спостережень за допомогою сучасних астрономічних інструментів. Сьогодні оптичні і радіотелескопи дозволяють «заглянути» у такі віддалені області Всесвіту, звідки випромінювання подорожує понад 10 мільярдів років, поки досягне Землі, проходячи при цьому відстань у 10^{26} м. Всесвіт має кілька фундаментальних властивостей, які ми розглянемо нижче.

Розподіл речовини в спостережуваній частині Всесвіту. Речовина Всесвіту розподілена однорідно. Значні неоднорідності, що мають місце у відносно невеликих масштабах, стають непомітними, коли ми переходимо до розгляду великих масштабів. Наприклад, речовина Сонячної системи зосереджена в основному в Сонці і планетах, а міжпланетний простір можна вважати практично порожнім. На галактичних відстанях, ми знову зіштовхуємося з помітною неоднорідністю — маса в основному сконцентрована в зорях, а густина речовини в міжзоряному просторі нехтовно мала. Якщо ж ми весь об'єм Всесвіту, що спостерігається, поділимо на кубічні складові з ребром куба близько 200 Мпк, підрахуємо масу, що вміщується в кожнім кубі, а потім знайдемо середню густину у кожній кубічній комірці, то виявиться, що отримані середні значення густини для різних комірок будуть

приблизно однаковими, і рівними $\rho = 10^{-31}$ г/см^3. Це значення ми і будемо вважати спостережуваною середньою густиною Всесвіту. З цього випливає, що у великих масштабах речовина розподілена досить однорідно.

Реліктове випромінювання. Крім речовини, з якої утворені об'єкти Всесвіту, і випромінювання самих об'єктів, весь об'єм заповнений ще й особливим типом випромінювання, що зветься *реліктовим* (цей термін буде пояснений нижче). Його існування було відкрито в 1965 році, значною мірою випадково. Реліктове випромінювання — це радіохвилі з довжиною в інтервалі від 0,05 см до 50 см. Інтенсивність реліктового випромінювання визначається його температурою T = 2,725 K. Спектр цього випромінювання показано на рис. 22.1. Існування реліктового випромінювання теоретично передбачив Г. А. Гамов (1904–1968, США).

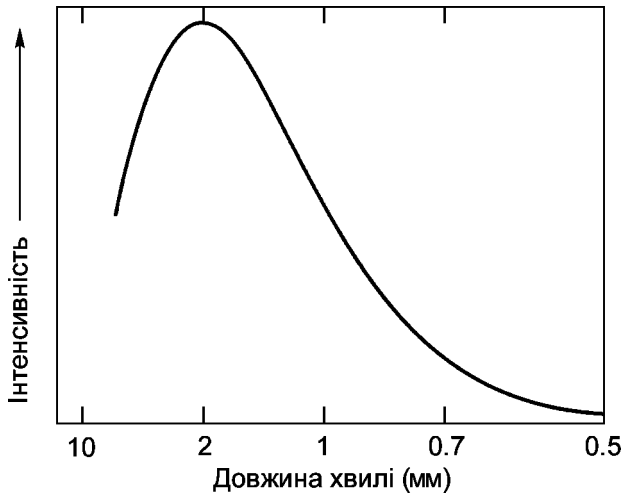


Рис. 22.1. Загальний спектр реліктового радіовипромінювання

Лише з початком 90-х рр. XX ст. вдалося виявити флуктуації інтенсивності реліктового випромінювання на рівні $\delta T/T \sim 5 \cdot 10^{-5}$. Завдяки цьому знайдено експериментальне підтвердження уявлення про фазу інфляції у розвитку Всесвіту, а також отримані згадані у Вступі числові оцінки внеску окремих складових у повну масу й енергію, що визначають будову й еволюцію Всесвіту.

Космологічне розширення Всесвіту. Параметр Хаббла. Всесвіт перебуває в стані безперервного розширення. Швидкість взаємного віддалення, наприклад, двох скупчень галактик пропорційна відстані r між ними:

$$V = H \cdot r \qquad (22.1)$$

З цього співвідношення випливає, що чим дальший об'єкт ми спостерігаємо, тим з більшою швидкістю він віддаляється від нас.

Вперше глобальне розширення виявив Е. Хаббл наприкінці 20 років XX століття. Вивчаючи спектри інших галактик, він установив, що спектральні лінії зміщені в довгохвильовий, тобто червоний бік спектра (так зване червоне зміщення). Причому, чим більшою є відстань до галактики, тим більшим виявляється червоний зсув. Коефіцієнт пропорційності H в формулі (22.1) — це параметр Хаббла, введений у підрозділі 20.3.

Глобальне розширення простору Всесвіту називається космологічним і стає помітним тільки для великих відстаней. Не має сенсу говорити про космологічне розширення в межах, скажімо, Сонячної системи, нашої Галактики чи окремо взятої галактики щодо інших у певному скупченні, бо сила гравітаційної взаємодії тут ще здатна протистояти цьому глобальному розширенню. Деякі з близьких галактик навіть наближаються до нас. Але для віддалених об'єктів — скупчень галактик — результуюча швидкість завжди свідчить про зростання взаємної відстані з часом. Простий і наочний приклад, що дозволяє уявити собі глобальне розширення, — це збільшення відстані між будь-якими заданими точками на поверхні повітряної кульки, що надувається.

Інші властивості Всесвіту.

а) Всесвіт в основному складається з речовини та випромінювання. В загальній масі антиречовини фактично не виявлено.

б) Простір Всесвіту можна вважати плоским (іншими словами кривина простору є нульова), а його геометрією, є геометрія Евкліда. Зокрема, тут сума всіх кутів трикутника рівна 180°, а паралельні прямі ніде не перетинаються.

Першою теоретичною моделлю, яка успішно пояснила багато спостережуваних властивостей Всесвіту, стала *модель Великого Вибуху*. До її розгляду ми звернемося далі.

22.2. Еволюція Всесвіту

Загальні властивості Всесвіту, закономірності його розвитку досліджують шляхом побудови *космологічних моделей*. Основні рівняння тут отримують, виходячи із загальної теорії відносності. Побудувати ж *модель Всесвіту* — значить виявити, як з часом t змінюються його параметри: густина, температура і відстані між довільно взятими скупченнями галактик.

Основні рівняння, що описують еволюцію простору Всесвіту з нульовою кривиною, мають таку форму:

$$\begin{aligned} &\frac{1}{2}\left(\frac{da(t)}{dt}\right)^2 - \frac{4\pi G\rho}{3}a(t)^2 = 0, \\ &\frac{d^2a(t)}{dt^2} + \frac{4\pi G}{3}(\rho + \frac{3p}{c^2})a(t) = 0. \end{aligned} \qquad (22.2)$$

Тут використано такі позначення: *a(t)* — масштабний фактор Всесвіту, його залежність від часу *t* визначає, як змінюються з часом просторові відстані у Всесвіті, тобто $r(t) = a(t)\cdot r(t_0)$, де $r(t_0)$ — це відстань на момент часу t_0; ρ — густина речовини і енергії (енергія і речовина — це еквівалентні поняття); p — гідродинамічний тиск речовини і випромінювання; G — гравітаційна стала; c — швидкість світла.

Перше рівняння описує закон збереження повної енергії системи в розрахунку на одиницю маси (перший член у лівій частині — кінетична енергія, другий — потенціальна). Друге рівняння — це рівняння руху, яке показує, що сила обумовлена тиском та густиною речовини і випромінювання. Для розв'яку наведеної системи рівнянь необхідно задати зв'язок між тиском та густиною $p = p(\rho)$, тобто рівняння стану.

Диференціювання першого рівняння (22.2) і наступна підстановка $\frac{d^2a(t)}{dt^2}$ з другого дозволяють отримати вираз для зміни густини Всесвіту з часом:

$$\frac{d\rho(t)}{dt} = -\frac{3}{a(t)}\frac{da(t)}{dt}\left(\rho(t) + \frac{p(t)}{c^2}\right) \equiv -3H\left(\rho(t) + \frac{p(t)}{c^2}\right). \qquad (22.3)$$

Зауважимо, що $H \equiv \frac{1}{a(t)}\frac{da(t)}{dt}$ і є той самий параметр Хаббла у формулі (22.1).

Рівняння (22.3) дає можливість одержати залежність ρ від масштабного фактора для деяких важливих випадків.

а) Якщо випромінювання та релятивістські частинки дають основний вклад у тиск, рівняння стану має вид $\frac{p}{c^2} = \frac{\rho}{3}$. Тому з (22.3) одержимо:

$$\frac{d\rho(t)}{dt} = -\frac{4}{a(t)}\frac{da(t)}{dt}\rho(t). \qquad (22.4)$$

Інтегрування цього рівняння приводить до наступної залежності:

$$\rho \propto a^{-4} \Rightarrow \rho a^3 \propto \frac{1}{a} \qquad (22.5)$$

б) Якщо нерелятивістська речовина домінує над випромінюванням, але тиск, пов'язаний з нею, нехтовно малий, то $\frac{p}{c^2} \ll \rho$. Неважко знайти, що при такій умові:

$$\frac{d\rho(t)}{dt} = -\frac{3}{a(t)}\frac{da(t)}{dt}\rho(t), \qquad (22.6)$$

що приводить до такої залежності:

$$\rho \propto a^{-3} \Rightarrow \rho a^3 = const \tag{22.7}$$

в) Для досить екзотичного рівняння стану $\frac{p}{c^2} = -\rho$ отримуємо тривіальний результат:

$$\frac{d\rho(t)}{dt} = 0 \Rightarrow \rho = const \tag{22.8}$$

Кожен з наведених вище прикладів має відношення до конкретного етапу еволюції Всесвіту.

22.2.1. Народження Всесвіту. Сингулярність

Щоб пояснити спостережуване розширення простору у космологічних масштабах, довелося зробити припущення про існування первісного поштовху — Великого Вибуху, який надав речовині Всесвіту енергію, достатню для подолання сили гравітаційного притягання і наступного розширення. Якщо сьогодні Всесвіт розширюється, це означає, що колись розширення почалося з надгустого стану, у якому вся речовина начебто була зосереджена в дуже малому об'ємі. При цьому густину первісного стану можна вважати практично нескінченно великою. Такий стан названо *сингулярністю*. Відповідно до моделі Великого Вибуху, розширення Всесвіту почалося саме зі стану сингулярності.

Зміну масштабного фактора з часом знаходимо із першого рівняння (22.2):

$$\frac{da(t)}{dt} = \sqrt{\frac{8\pi G}{3}\rho a^2} \equiv \frac{1}{\sqrt{a(t)}}\sqrt{\frac{8\pi G}{3}\rho a^3}. \tag{22.9}$$

На початковому етапі еволюції Всесвіту, безпосередньо після Великого Вибуху, густина енергії випромінювання домінувала над густиною нерелятивістської речовини $\left(\frac{p}{c^2} = \frac{\rho}{3}\right)$; тому, як було знайдено вище, $\rho a^3 \propto a^{-1}$. З врахуванням цього, інтегрування (22.9) приводить до такої залежності масштабного фактора від часу у молодому Всесвіті:

$$a(t)^2 \propto t \Rightarrow a(t) \propto \sqrt{t}. \tag{22.10}$$

Як відомо, густина енергії випромінювання залежить від температури, тобто $\rho \propto T^4$. Тому для $\rho \propto a^{-4}$ і $a \propto \sqrt{t}$ температура у первісному Всесвіті

буде спадати за законом: $T(t) \sim \frac{1}{\sqrt{t}}$. Точне співвідношення, яке випливає з теорії, є таким:

$$T(t) = \frac{3{,}4 \cdot 10^{10} K}{\sqrt{t}}. \qquad (22.11)$$

Згідно з цією формулою температура Всесвіту досягала 10^{32} К приблизно через 10^{-44} с після його народження (згадаємо, що температура в центрі Сонця складає $1{,}5 \cdot 10^7$ К — величина мізерно мала в порівнянні з температурою народженого Всесвіту). Вважається, що такою була початкова температура. Вже через одну мікросекунду після Великого Вибуху температура знизилася до 10^{13} К, а через одну секунду — до десяти мільярдів градусів.

22.2.2. Первинна плазма. Адронна і лептонна ери

У перші миті після Великого Вибуху температура була, імовірно, настільки висока, що в первинній плазмі у великій кількості народжувалися частинки різної маси.

Кожна частинка має набір визначених характеристик, таких, як маса, електричний заряд і деякі інші. Маса спокою частинки та її енергія пов'язані добре відомим співвідношенням:

$$E = mc^2. \qquad (22.12)$$

Ще одне дуже важливе правило мікросвіту — *співвідношення Гейзенберга*: $\Delta E \cdot \Delta t \approx h$ (h — стала Планка). Відповідно до цього співвідношення певний «сплеск» енергії ΔE може виникнути й існувати тільки протягом проміжку часу Δt. Частинки, які виникають внаслідок цих енергетичних сплесків, існують визначений час, а потім зникають, звуться *віртуальними частинками*.

Кожній частинці відповідає конкретна античастинка, причому їхні маси однакові. Наприклад, для електрона e^-, що має від'ємний електричний заряд, античастинкою є позитрон e^+. Усі характеристики позитрона й електрона збігаються за винятком одного — знаку електричного заряду. Для протона (електричний заряд додатний) античастинкою є антипротон, що несе від'ємний заряд. Нейтрон не має електричного заряду, проте, для нейтрона античастинкою є антинейтрон, що відрізняється від нього іншою специфічною характеристикою.

Навколишній світ, Сонце й інші зорі складаються з частинок — протонів, нейтронів, електронів. Частка античастинок у Всесвіті, здається, мізерно мала. Цей факт має важливе космологічне значення, він породжує проблему *зарядової асиметрії* Всесвіту і буде докладніше розглянутий далі.

Усі частинки мікросвіту беруть участь у чотирьох фундаментальних взаємодіях природи: електромагнітній, сильній, слабкій і гравітаційній. Кожна взаємодія припускає наявність частинок-джерел взаємодії і частинок-носіїв взаємодії. Джерела створюють відповідне поле (наприклад, електромагнітне), а носії забезпечують «зв'язок» між різними джерелами. При цьому кожну частинку можна вважати за згусток енергії того чи іншого поля.

Відповідно до загальноприйнятої сьогодні стандартної моделі мікросвіту елементарними вважаються такі частинки: важкі — *кварки* (їх відомо 6 типів), легкі — *лептони* (електрон, мюон, тау-лептон, нейтрино — електронне, мюонне і тау-нейтрино, і відповідні їм позитрон та інші античастинки) і віртуальні частинки — носії взаємодії: *фотони* (переносять електромагнітну взаємодію), *векторні бозони* (3 типи), що забезпечують слабку взаємодію, і *глюони* (8 типів), — носії сильної взаємодії. З кварків побудовані важкі частинки — *адрони* (протон, нейтрон і т. д). Наприклад, протон складається з трьох кварків (*uud*), кожний з яких має дробовий електричний заряд у одиницях заряду електрона (+2/3, +2/3 і −1/3), так що в сумі заряд складеної частинки — протона рівний +1. Електрично нейтральна частинка — нейтрон — складається з двох кварків із зарядом −1/3 й одного кварка, що має заряд +2/3, у сумі (*udd*) це дає нульовий електричний заряд.

Крім перелічених вище частинок, стандартна модель мікросвіту постулює існування так званого *поля Хіггса* і пов'язаних з ним частинок — *хіггсовських бозонів*, що, ймовірно, відіграють одну з провідних ролей як у мікро-, так і в макросвіті, але які поки ще експериментально не виявлені. Їхнє існування теоретично було передбачене П. Хіггсом у 1965 році. Вважається, що поле Хіггса заповнює весь простір Всесвіту. Взаємодія між полем Хіггса і всіма іншими частинками мікросвіту приводить до появи у останніх такої фундаментальної характеристики, як маса. Саме завдяки різним властивостям взаємодії з полем бозонів Хіггса, одні частинки реалізуються в природі, як електрони, інші як протони, і т. д. Самі ж бозони Хіггса — надважкі частинки, з масою порядку 10^{14} ГеВ (приблизно 10^{-13} кг). Вони поділяються на X та Y-бозони (та їхні античастинки $\overline{X}$ і $\overline{Y}$). Вважається, що усі вони мають дробовий електричний заряд $\pm 4/3$.

Втім, не тільки бозони Хіггса залишаються загадкою для сучасної науки. Дотепер, наприклад, не з'ясовано, які частинки переносять гравітаційну взаємодію, хоча з гравітацією кожний з нас зіштовхується протягом усього життя. Усі без виключення частинки беруть участь у гравітаційній взаємодії.

Електромагнітна взаємодія — добре знайомий нам з повсякденної практики тип взаємодії. Відомо, що її джерелом є електрично заряджені частинки, такі як, скажімо, електрон і протон (наприклад, нейтрон і нейтрино, будучи електрично нейтральними частинками, в електромагнітній взаємодії

не беруть участі). Взаємодія між двома електрично зарядженими частинками здійснюється за допомогою носіїв електромагнітного поля — віртуальних фотонів. Оскільки фотон не має маси спокою, він може існувати тривалий час, переносячи взаємодію зі швидкістю світла на значні відстані. Тому електромагнітна взаємодія є *далекодіючою*. Навіть перебуваючи на великій відстані, електрично заряджені частинки «відчувають» присутність одна одної.

Слабка взаємодія — короткодіюча. Носії цієї взаємодії — віртуальні бозони $W\pm$ — мають масу приблизно 81 ГеВ, що в 100 разів більше від маси протона, а, отже, час існування кожної такої частинки обмежений, усього 10^{-25}с. Рухаючись зі швидкістю, близькою до швидкості світла, віртуальний бозон встигає за такий час пройти лише близько 10^{-17} м. Приклад слабкої взаємодії — розпад вільного нейтрона за схемою: $n \to p + W^-$, $W^- \to e^- + \overline{\nu}_e$. Інший приклад — перша з реакцій протон-протонного циклу (див. підрозділ 14.6). Кожен протон — джерело віртуальних бозонів. У межах дії віртуального бозона, випущеного одним із протонів, може виявитися інший протон, здатний поглинути віртуальний бозон і розпастися на нейтрон, позитрон і нейтрино. Після цього уцілілий протон і знову утворений нейтрон, обмінюючись частинками вже іншого типу, можуть об'єднатися в єдине ядро дейтерію. Це вже приклад сильної взаємодії.

Сильна взаємодія відбувається між кварками, чи, іншими словами, між частинками, що складаються з кварків. Сильна взаємодія, як і слабка, є короткодіючою, тому що віртуальні носії цієї взаємодії (глюони) — це масивні частинки, і вони можуть існувати лише дуже малий час, встигаючи перенести взаємодію тільки на незначну відстань. Завдяки сильній взаємодії баріони можуть об'єднуватися в атомні ядра. Лептони участі в сильній взаємодії не приймають.

У 1967 р. розроблено єдину теорію слабких та електромагнітних взаємодій, за якою при енергіях, вищих від 100 ГеВ, слабкі та електромагнітні сили вже не розрізняються. За існуючими тепер теоріями, при температурах 10^{27} К відбувається *Велике об'єднання* електромагнітної, слабкої і сильної взаємодій. Саме тут роль квантів поля, завдяки яким переноситься взаємодія, повинні б відігравати бозони Хіггса. При температурах понад 10^{32} К настає *Супероб'єднання*, коли до згаданих трьох взаємодій приєднується ще й гравітація.

Первинний Всесвіт складався із суміші випромінювання високої енергії (γ-квантів) і частинок мікросвіту. При визначеній температурі T можливим є народження частинок з масою спокою:

$$m \le \frac{kT}{c^2}. \qquad (22.13)$$

Частинки народжуються парами «частинка-античастинка» при зіткненні двох енергійних γ-квантів. Наприклад, у реакції :

$$\gamma + \gamma = p^+ + p^- \tag{22.14}$$

або

$$\gamma + \gamma = e^+ + e^- \tag{22.15}$$

Зникають частинки також парами, випромінюючи при цьому γ-кванти високої енергії. Процес зникнення пари «частинка — античастинка» зветься *анігіляцією*.

При температурі $T = 10^{28}$ К, що згідно з (22.11) відповідає $t = 10^{-36}$ с після Великого Вибуху, у плазмі повинні були народжуватися частинки з масою аж до 10^{-12} кг (порівняйте з масою протона $m_p = 1{,}67 \cdot 10^{-27}$ кг). Це величезна маса для мікросвіту.

Зі зниженням температури гранично можлива маса частинок, що народжуються, безупинно зменшується. Частинки з масою, більшою від граничної, зникають при анігіляції, а для народження нових не вистачає енергії γ-квантів. І якщо виявиться, що з якихось причин число частинок певного сорту не дорівнює строго числу відповідних їм античастинок, то після повної анігіляції в плазмі залишиться ще деяка кількість надлишкових частинок, що так і не знайшли собі «пари» для анігіляції.

Розглянемо конкретний приклад. З моменту народження Всесвіту і аж до однієї мікросекунди ($t = 10^{-6}$ с, $T = 10^{13}$ К) у плазмі народжувалися й анігілювали адрони (зокрема протони й нейтрони) і відповідні їм античастинки. Оскільки адрони є складені частинки й утворені вони з кварків, то доречно говорити про народження пар типу «кварк-антикварк». Цей короткий проміжок часу зветься *адронна ера*. Плазма первинного Всесвіту упродовж адронної ери була переважно сумішшю високоенергійних γ-квантів, кварків і глюонів, які забезпечують взаємодію між кварками. До закінчення адронної ери температура знизилася до значення, за якого народження нових кварк-антикваркових пар стає неможливим. Протягом деякого проміжку часу всі наявні в первинній плазмі пари анигілілюють, за винятком невеликої частки надлишкових кварків, з яких надалі утворяться протони і нейтрони. Саме ці «реліктові» баріони і стали своєрідним будівельним матеріалом для всього розмаїття об'єктів Всесвіту, що ми з вами спостерігаємо сьогодні: галактик, зір, планет тощо.

Частинки, менш масивні, як наприклад, електрони і позитрони, продовжували народжуватися і при значно менших температурах. При взаємодії цих частинок із раніше утвореними протонами і нейтронами виникали нейтрино й антинейтрино. Оскільки маса електрона (і позитрона) складає $9{,}1 \cdot 10^{-31}$ кг, то народження електрон-позитронних пар припинилося після того, як температура плазми знизилася приблизно до шести мільярдів градусів, що відбулося через приблизно 3 с після народження Всесвіту. Цей момент ознаменував собою закінчення *лептонної ери*. Всі електрон-позитронні пари при-

пинили своє існування внаслідок анігіляції, залишивши у Всесвіті деяку кількість надлишкових електронів. Саме ці електрони сьогодні входять до складу атомів і молекул речовини Всесвіту. Річ ясна, ця, поки що лише орієнтовна схема, може набути істотно іншого звучання в теорії суперструн, яка, у поєднанні з ідеями суперсиметрії, зможе дати відповіді і на питання «Чому конкретні фізичні сталі мають конкретні числові значення?».

22.2.3. Первинний нуклеосинтез. Ера випромінювання

Проміжок часу від закінчення лептонної ери й аж до приблизно мільйона років після народження Всесвіту зветься *ерою випромінювання*. Через 100 секунд після Великого Вибуху температура досягала всього мільярда градусів. При такій температурі деякі протони і нейтрони могли поєднуватися, утворюючи в основному ядра гелію, а також значно меншу кількість ядер дейтерію, тритію і літію. Цей процес називається *первинним нуклеосинтезом*. Після його закінчення речовина Всесвіту стала складатися з ядер водню (приблизно 70% від повної маси), гелію (приблизно 30%) і незначного домішку вже згаданих ядер дейтерію, тритію, літію. Були тут також у відповідній кількості вільні електрони, нейтрино та антинейтрино. Ядра всіх хімічних елементів, важчих за літій, були утворені потім в зорях на пізніших етапах еволюції Всесвіту.

Наприкінці ери випромінювання температура плазми сягала усього кілька тисяч градусів. При такій температурі атомні ядра і електрони одержали змогу поєднуватися в атоми. Як тільки відбулося таке об'єднання, плазма стала прозорою для випромінювання. Часовий інтервал об'єднання електронів і ядер водню, гелію, дейтерію, тритію і літію в атоми зветься *ерою рекомбінації*.

Випромінювання високої енергії, що виникло одразу після народження Всесвіту, до ери рекомбінації, було перемішано з речовиною (частинками мікросвіту) і ефективно взаємодіяло з нею. Ця суміш була однорідною й ізотропною, у ній не було областей підвищеної чи зниженої густини, густина у всіх напрямках була однаковою. Після ери рекомбінації випромінювання практично перестало взаємодіяти з речовиною, тобто з утвореними атомами, але зберегло усі властивості первісної однорідності та ізотропності. Розширюючись одночасно з об'ємом Всесвіту, випромінювання поступово «холонуло», його енергія спадала, а це означає, що довжина хвилі цього випромінювання безупинно збільшувалася з часом. Сьогодні відгомін тієї бурхливої епохи ми спостерігаємо як вже згадане *реліктове радіовипромінювання* — залишки того, надзвичайно гарячого високоенергійного випромінювання, що колись заповнювало молодий Всесвіт.

Як ми бачили вище, з моменту народження Всесвіту і до кінця ери випромінювання ($t \approx 10^{13}$ сек.), масштабний фактор змінювався згідно з

(22.10). Після ери рекомбінації у Всесвіті починає домінувати вже не випромінювання, а звичайна нерелятивістська речовина. Якщо обрати для неї рівняння стану $\frac{p}{c^2} = 0$ (див. приклад «б» з підрозділу 22.2) і урахувати, що у цьому випадку $\rho a^3 = \text{const}$, то інтегрування (22.9) дасть:

$$a(t)^{\frac{3}{2}} \propto t \Rightarrow a(t) \propto t^{\frac{2}{3}}. \qquad (22.16)$$

Ця форма зростання масштабного фактора з часом справедлива також і для сучасного Всесвіту.

Одразу після того, як нерелятивістська речовина стала відігравати важливішу роль, у Всесвіті почався процес формування галактик.

Модель Великого Вибуху змогла успішно пояснити розширення Всесвіту, наявність реліктового випромінювання, особливості хімічного складу первинної речовини. Однак на деякі питання ця модель так і не змогла відповісти. Серед них такі.

— Чому світ, що спостерігається, є однорідним та ізотропним? Якщо, відповідно до моделі Великого Вибуху, Всесвіт спочатку перебував у надгустому стані, то будь-які неоднорідності його речовини, що могли виникнути на початковому етапі його існування, повинні були згодом посилитися. У нашу епоху ці неоднорідності неминуче повинні були б виявити себе як неоднорідності спостережуваного реліктового випромінювання. Однак, згідно з результатами багатьох експериментів, реліктове випромінювання не показує помітної неоднорідності та анізотропії.

— Чому геометрія нашого Всесвіту є геометрією плоского простору? Сьогодні ми не знаємо жодного переконливого свідчення того, що простір спостережуваної нами частини Всесвіту підкоряється законам іншої геометрії. З першої формули (22.2) випливає, що Всесвіт повинний бути плоским у тому випадку, якщо його середня густина у точності дорівнює критичній:

$$\overline{\rho} = \rho_{кр} = \frac{3}{8\pi G}\left(\frac{1}{a(t)}\frac{da(t)}{dt}\right)^2 \equiv \frac{3H^2}{8\pi G}. \qquad (22.17)$$

Дослідження останніх років показують, що відношення значення середньої густини спостережуваного Всесвіту до значення критичної густини приблизно дорівнює 0,1. Іншими словами, густина Всесвіту начебто є меншою за критичну. Однак, є всі підстави вважати, що значення середньої густини Всесвіту встановлене неточно, а саме, є заниженим. Наші вимірювання засновані тільки на аналізі світної, тобто випромінюючої матерії навколишнього світу, однак аналіз гравітаційної взаємодії зоряних систем у скупченнях і надскупченнях галактик свідчить про те, що близько 90% маси Всесвіту — це невидима, «темна» речовина. Відповіді на питання про те, що собою являє ця «темна» речовина, поки що немає (див. підрозділ 20.4).

— Чому наш Всесвіт не містить у собі надважких частинок мікросвіту, які повинні були б народжуватися у великій кількості одразу ж після Великого Вибуху, коли температура сягала 10^{32}–10^{28} К? Експериментально таких частинок мікросвіту в навколишньому середовищі не виявлено.

— Що було до моменту часу $t = 0$, з якого почалося розширення, і які сили викликали це розширення? Відповідно до моделі Великого Вибуху розширення почалося зі стану сингулярності. Сингулярний стан характеризується нескінченно великою густиною, але ніяка фізична теорія не здатна описати речовину у такому стані.

Більш докладно з цими проблемами ми познайомимося у підрозділі 22.3 при розгляді *інфляційної моделі Всесвіту*.

Незважаючи на деякі протиріччя моделі Великого Вибуху, вона все ж таки дозволяє одержати певну уяву про майбутнє Всесвіту.

22.2.4. Майбутнє Всесвіту

У будь-якій фізичній системі (у тому числі і Всесвіті) повинний виконуватися закон збереження повної енергії. Баланс кінетичної і потенційної енергії в розрахунку на одиницю маси дається першим рівнянням (22.2) для випадку геометрії плоского світу. У цьому разі значення критичної густини випливає з (22.17).

Величина критичної густини речовини і параметр Хаббла зменшуються по мірі зростання часу існування Всесвіту. Дійсно, вважаючи, що $H \equiv \frac{1}{a(t)}\frac{da(t)}{dt}$, з (22.10) для ранньої епохи еволюції Всесвіту, і з (22.16) для пізнішої, отримаємо $H \propto 1/t$ (точніше $H = 1/(2t)$ і $H = 2/(3t)$ відповідно для цих випадків).

У сучасну епоху параметр Хаббла дорівнює 71 км/(с·Мпк) = $2{,}4\cdot10^{-18}$ $с^{-1}$, тому з (22.17) знайдемо, що критична густина сьогодні складає приблизно 10^{-29} г/$см^3$.

Якщо спостережувана густина Всесвіту все ж є меншою за критичну, то розширення ніколи не зміниться стисканням. Такий Всесвіт має від'ємну кривину і є відкритим. Якщо ж середня густина перевищує критичну, сили гравітації через якийсь час зупинять розширення і змінять його стисканням. Це може відбутися у Всесвіті з додатною кривиною, і він у цьому разі називається закритим. Ці важливі висновки вперше були отримані російським вченим О. О. Фрідманом (1888–1925) на основі аналізу рівнянь А. Ейнштейна, що описують властивості Всесвіту. У 1922–1924 рр. він побудував перші нестатичні (фрідманівські) моделі Всесвіту. Графічно різні варіанти еволюції Всесвіту відображені на 22.2. Параметр q залежить від середньої густини і визначає прискорення розширення Всесвіту. Якщо $q > ½$,

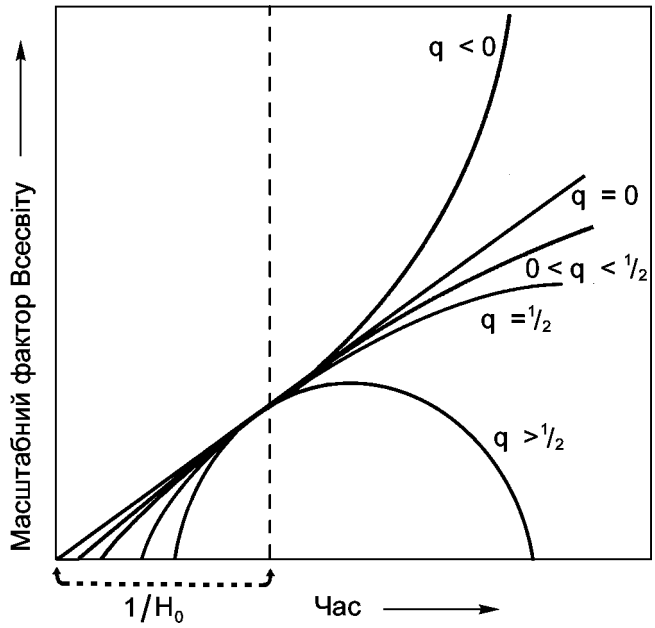


Рис. 22.2. Деякі типи космологічних моделей. Точка стику усіх ліній відповідає сучасному моментові $t_0 = H_0^{-1}$ (де H_0 — сучасне значення параметра Хаббла)

Всесвіт є закритим, а $q < ½$ описує відкритий Всесвіт, який має розширюватися завжди. Темп такого розширення з часом спадає. Випадок $q = 0$ відповідає розширенню зі сталою швидкістю. У разі, коли $q < 0$, Всесвіт розширюється з прискоренням.

Отже, передвіщення майбутнього Всесвіту цілком залежить від значення середньої густини речовини в нашу епоху. Якщо це значення менше критичної густини, наш Всесвіт є *відкритим*, його геометрія аналогічна геометрії на поверхні Лобачевського (простір від'ємної кривини), а сам він буде розширюватися вічно, і сила гравітації буде не в змозі зупинити цей процес.

Якщо $\rho = \rho_{кр}$, то геометрія Всесвіту евклідова (кривина простору дорівнює нулю). У цьому випадку розширення Всесвіту відбувається теж необмежено.

Якщо ж середня густина більше критичної, властивості простору Всесвіту визначає сферична геометрія (геометрія простору з додатною кривиною). Ця модель називається *закритою* (замкнутою) *моделлю Всесвіту*. Тут сила гравітації рано чи пізно зупинить розширення, після чого Всесвіт із прискоренням почне стискуватися.

Таким чином, визначення середньої густини речовини у Всесвіті є вкрай важливим для правильного розуміння еволюції нашого світу. Як уже було сказано вище, сьогодні є всі підстави вважати, що середня густина дорівнює критичній. У такому випадку розширення Всесвіту буде відбу-

ватися необмежено довго. Що буде з речовиною Всесвіту через 10, 100 чи 1000 мільярдів років? Сьогодняшній розмір спостережуваного Всесвіту складає $R_0 = 10^{26}$ м, а його вік дорівнює приблизно $t_0 = 1{,}4 \cdot 10^{10}$ років. Для Всесвіту, якщо його густина співпадає з критичною, збільшення розмірів з часом визначається в такий спосіб:

$$R(t) = R_0 \left(\frac{t}{t_0} \right)^{2/3}, \qquad (22.18)$$

де R_0 і t_0 — це відповідно розмір та час існування Всесвіту на даний момент. Наприклад, через 1000 мільярдів років розміри Всесвіту стануть у 20 разів більшими. За такий величезний проміжок часу запаси міжзоряного газу в галактиках мають бути практично вичерпані, утворення нових зір припиниться. Речовина буде сконцентрована переважно у вигляді чорних дір, остиглих нейтронних зір, білих карликів і планетоподібних тіл. Температура випромінювання буде безупинно знижуватися протягом цього часу, наближаючись до абсолютного нуля.

У найбільш віддаленому майбутньому можливі і більш катастрофічні процеси, пов'язані з поки ще не дуже добре вивченими явищами мікросвіту. Сучасна теорія елементарних частинок розглядає протон не як абсолютно стабільне утворення. Час життя протона оцінюється більш ніж у 10^{33} років — неймовірно тривалий проміжок часу, у порівнянні з яким навіть сучасний вік Всесвіту є короткою миттю. І все-таки цей проміжок часу не є нескінченно великий. Якщо передбачення теорії вірні, то необоротний процес розпаду протонів у Всесвіті почнеться після того, як його вік перевищить час життя протона. Результат розпаду кожного з протонів — позитрон і електрично нейтральна частинка π-мезон. На той час Всесвіт буде містити в собі переважно тільки легкі частинки, тобто перетвориться в лептонну пустелю (якщо екстраполяції на такі великі проміжки часу будуть обґрунтованими).

22.3. Інфляційна модель Всесвіту

Труднощі, з якими зіштовхнулася модель Великого Вибуху при спробі пояснити такі спостережувані характеристики Всесвіту, як однорідність, ізотропність і плоска геометрія простору, вдалося вирішити на початку 80-х років XX століття побудовою *інфляційної моделі* Всесвіту. Ця модель постулює існування в часі фізичного поля φ, визначеного частинками із властивостями, що нагадують властивості вже знайомих нам частинок Хіггса. Вважається, що поле таких гіпотетичних частинок характеризується різними значеннями потенціалу $V(\varphi)$ в різних точках простору, яке воно утворює. Густина енергії поля може досягати дуже великого значення 10^{114} Дж/м^3 (еквівалент-

на масова густина 10^{93} г/см^3). Це неймовірно велике значення, але, що дуже важливо відмітити, воно все ж таки скінчене, на відміну від одного з припущень моделі Великого Вибуху, за яким густина Всесвіту у стані сингулярності необмежено велика.

У тих областях простору, де поле має великий потенціал, імовірність його переходу в стан з меншою енергією зростає. Тут відбувається так званий фазовий перехід. Його тривалість мізерно мала — не більш, як 10^{-35} с. За цей час локальне значення потенціалу поля зменшується від первісного дуже великого до нуля. А початковий етап такого фазового переходу поля займає усього лише 10^{-43} с. Саме протягом цієї короткої миті, мабуть, і відбувається народження фізичного простору і часу Всесвіту!

Нам здається, що час тече безупинно, а всі події ми вимірюємо певними інтервалами. Повна тривалість життя нашого Сонця — близько 10 мільярдів років, середня тривалість життя людини менша за 100 років, час життя вільного (не в складі ядра) нейтрона — 15 хвилин, а найкоротшеживучі частинки, які людина може створити сьогодні в прискорювачах, існують всього 10^{-25} с. Подій більш короткочасних ми поки не знаємо. У порівнянні з проміжком часу 10^{-43} с навіть час життя цих частинок здається вічністю — він в 10^{18} разів триваліший! Проміжок часу $t_{\text{pl}} = 5{,}4\cdot10^{-44}$ с (чи приблизно 10^{-43} с) прийнято називати «квантом часу». Вперше це поняття було введено у фізику внаслідок використання комбінації світових сталих — гравітаційної сталої, швидкості світла і сталої Планка. Одна з таких комбінацій з розмірністю часу і визначає квант часу t_{pl}, який ще називають *планківським часом*. Крім цього, в теорію введено *планківську довжину* l_{pl}, *планківську масу* m_{pl} і *планківську густину* ρ_{pl}. Формули, за якими обчислюють ці величини, мають вигляд:

$$
\begin{aligned}
l_{\text{pl}} &= \sqrt{G\hbar/c^3} \approx 1{,}6\cdot10^{-33} \ \text{см},\\
t_{\text{pl}} &= l_{pl}/c = \sqrt{G\hbar/c^5} \approx 5{,}4\cdot10^{-44} \ \text{с},\\
m_{\text{pl}} &= \sqrt{c\hbar/G} \approx 2{,}2\cdot10^{-5} \ \text{г},\\
\rho_{\text{pl}} &\approx \frac{m_{Pl}}{l_{Pl}^3} = c^5/G^2\hbar \approx 5\cdot10^{93} \ \text{г/см}^3.
\end{aligned}
\qquad (22.19)
$$

Їхній зміст такий: розмір і маса причинно зв'язаної області в народженому Всесвіті дорівнюють відповідно планківській довжині і планківській масі. Для будь-якого спостерігача причинно зв'язана область — це сферичний об'єм з центром у точці спостереження і радіусом, який дорівнює $c\cdot t$ (c — швидкість світла, t — час існування Всесвіту). Для спостерігача відстань визначає положення горизонту подій, тобто це є максимальна відстань у певний момент часу, з якої можна одержувати світлову інформацію. Таким чином, наприклад, для земного спостерігача

сьогоднішня причинно зв'язана область — це спостережувана частина Всесвіту, розмір якої становить приблизно 10^{26} м. Густина енергії, що укладалася в причинно зв'язаній області на момент народження Всесвіту, сягала значення $\rho = \dfrac{m_{\text{pl}}c^2}{4\pi l_{\text{pl}}^3/3} \approx 10^{114}$ Дж/м^3 (відповідна цьому планківська температура $T_{\text{pl}} = \sqrt[4]{\varepsilon/a} \approx 10^{32}$ К, a — стала Стефана).

Проміжок часу, протягом якого відбувається народження Всесвіту, називається *планківською ерою*. Може виникнути закономірне питання: чому при такій фантастичній густині енергії сила гравітації миттєво не перетворює народжений Всесвіт у чорну діру? Відповідь на це питання полягає в незвичайних властивостях поля, фазовий перехід якого і дає початок Всесвіту. Одна з характеристик такого поля — його від'ємний тиск. Саме цей тиск діє як сила антигравітації, що перешкоджає гравітаційному колапсу тільки-но народженого Всесвіту. Детальне дослідження особливостей поводження поля φ під час фазового переходу показує, що розміри народженого Всесвіту з часом швидко зростають за експоненційним законом. Справді, згідно з прикладом *в*), розглянутим на початку підрозділу 22.2, за умовою $\dfrac{p}{c^2} = -\rho,$ густина речовини і енергії є сталою. Тому інтегрування рівняння (22.9) приводить до такої залежності масштабного фактора від часу:

$$a(t) \propto \exp\left(\sqrt{\frac{8\pi G\rho}{3}} \cdot t\right). \qquad (22.20)$$

Слід зауважити, що, на відміну від тих випадків, які описують еволюцію масштабного фактора в моделі Великого Вибуху від моменту сингулярності і до наступного часу, і в яких відповідно $a(t) \propto t^{1/2}$ та $a(t) \propto t^{2/3}$ (що приводить до залежності $H(t) \propto 1/t$), при від'ємному тиску параметр Хаббла є сталою величиною, і не залежить від часу. В планківську епоху параметр H визначається характеристиками поля φ і досягає величезного значення — приблизно 10^{43} с$^{-1}$, тому навіть якщо народжений Всесвіт мав розміри, порівнянні з планківською довжиною (10^{-33} см), то за час фазового переходу поля (10^{-35} с) його розміри, як випливає з (22.20), повинні були зрости в $\exp(10^8)$ разів! Процес такого неймовірного «роздування» Всесвіту зветься *космологічною інфляцією*. Треба звернути увагу на те, що за проміжок часу 10^{-35} с Всесвіт змінює свої розміри від мізерно малої величини до неймовірно великої, що, здається, не узгоджується з постулатом про швидкість світла, як про гранично можливу швидкість у природі. Насправді протиріччя тут немає. Швидкість світла справді накладає межі на швидкість передачі будь-яких сигналів між різними ділянками простору. У випадку ж інфляції розширюється сам простір. Якими б малими не були первісні розміри

Всесвіту, вони миттєво будуть збільшені космологічною інфляцією в неймовірно велике число разів. Простір Всесвіту в буквальному значенні роздувається за 10^{-35} с до непідвладних для уявлення розмірів. Внаслідок інфляції простір Всесвіту вмить стає плоским, усі первісні неоднорідності стираються.

Чому цей висновок інфляційного сценарію є привабливим для космології? Передусім тому, що він дозволяє природно вирішити проблему однорідності, яка виникає в моделі Великого Вибуху. Справді, у рамках цієї моделі зі співвідношень (22.10) і (22.16) випливає, що масштабний фактор зростає з часом повільніше, ніж розмір причинно зв'язаної області. А отже, якщо відстань між двома причинно зв'язаними областями у якийсь час і перевищує їх розміри (тобто ці дві області фізично не можуть обмінюватися інформацією і нічого не «знають» про існування одна одної), то через певний час обидві обов'язково опиняться у межах єдиної причинно зв'язаної області. Якщо дві відокремлені області були спочатку поза межами інформаційного зв'язку між собою, то вони можуть мати довільні значення фізичних характеристик (наприклад, густини і температури). Іншими словами, для причинно відокремлених областей простору не існує можливості завдяки будь-якому фізичному процесу усунути різницю між їхніми фізичними властивостями. Після того, як обидві опиняться у межах горизонту подій, ця різниця буде обов'язково зафіксована у спостереженнях. Але, як було сказано вище, вивчення, наприклад, реліктового випромінювання не підтверджує наявність помітної неоднорідності Всесвіту у великих масштабах. Таким чином, ця обставина ставить під сумнів здатність моделі Великого Вибуху накреслити бездоганну картину еволюції Всесвіту. На відміну від закону зростання масштабного фактора $a(t) \propto t^{1/2}$ на початковому етапі, або $a(t) \propto t^{2/3}$ на пізніших етапах еволюції, ця характеристика в інфляційній моделі зростає за експоненційним законом, тобто набагато швидше, ніж розмір причинно зв'язаної області. За проміжок часу, протягом якого відбувається інфляція, Всесвіт стає цілком однорідним, тобто будь-яка причинно зв'язана область у ньому має такі ж самі характеристики, як і безліч інших.

Інфляційна модель також природно пояснює відсутність у спостережуваній частині нашого Всесвіту надважких частинок, які мали б з'явитися, коли температура сягала 10^{28}–10^{32} К. Якщо такі частинки народжувалися у той час, вони мали б бути розкидані космологічною інфляцією на фантастично великі відстані у просторі Всесвіту, тому вірогідність сьогодні знайти хоча б одну з них у нашій причинно-зв'язаній області практично дорівнює нулю.

У рамках інфляційної моделі також вирішена проблема сингулярності. Наш Всесвіт народився внаслідок квантового фазового переходу первинного поля φ. Стану сингулярності на початковому етапі розвитку Всесвіту не було. Хоча значення планківської густини ρ_{pl} вражає своєю величиною, воно все ж таки скінченне.

Наприкінці інфляційного періоду, тобто через 10^{-35} с після народження Всесвіту, потенціал поля φ наближається до нульового значення $V(\varphi)= 0$, але поле, досягши такого значення потенціалу, починає робити загасаючі коливання поблизу нього подібно до маятника, виведеного з положення рівноваги, що не зупиняється раптово в найнижчій точці своєї траєкторії, а робить коливання доти, поки сила тертя не зупинить його рух. Щось подібне відбувається і з полем φ наприкінці інфляційного періоду. Коливаючись поблизу значення потенціалу $V(\varphi) = 0$, поле втрачає енергію. Енергія, що втрачається ним, йде на народження частинок, античастинок і випромінювання. Відбувається так званий вторинний розігрів Всесвіту. Як наслідок цього, наприкінці інфляційного періоду майже «пустий» Всесвіт наповнюється речовиною і випромінюванням, після чого його еволюція проходить в точності за тим сценарієм, що був докладно описаний у підрозділі 22.2.

Зарядову асиметрію Всевіту теж поясняють у рамках інфляційної моделі, виходячи з особливостей процесів, які відбуваються на стадії роздування. Кожен *X*-бозон може розпадатися на кварки та антикварки, причому розпад цей проходить за двома схемами (двома каналами) і з різними ймовірностями. Наприклад, *X*-бозон, що має електричний заряд +4/3, розпадається на два *u*-кварки ($X \to q_u + q_u$) або ж антикварк з зарядом +1/3 і позитрон e^+ з електричним зарядом +1 ($X \to \overline{q}_d + e^+$). Так виникає певна перевага кварків над антикварками. А після їх об'єднання в протони і антипротони над античастинками незначно переважають частинки, що й дає змогу спостерігати сьогодні «залишок» у вигляді звичної для нас речовини.

Існування двох каналів розпаду *X*-бозона на кварки або антикварк-позитрон фактично означає, що баріонний заряд не зберігається (це видно зі схем взаємних перетворень $uu \leftarrow X \to \overline{d}e^+$, що еквівалентне $uu \to \overline{d}e^+$, тобто $uud \to e^+ + \gamma$ (*uud* — це протон). Як вже було сказано в підрозділі 22.2.4, період піврозпаду протона за цією схемою становить 10^{33} років. Тому й прийнято говорити, що в далекому майбутньому наш Всесвіт може перетвориться у лептонну пустелю.

Ще один важливий висновок сучасної космологічної моделі свідчить про те, що народження нашого Всесвіту не є винятковим явищем. Фазові переходи у первісному полі φ проходять безперервно, і це дає початок нескінченної кількості всесвітів, які, проте, не взаємодіють один з одним, а розвиваються незалежно. Кожен з них являє собою відокремлену просторово-часову систему «у собі», яка нічого «не знає» про існування інших систем. Різні всесвіти не мають принципової змоги обмінюватися ніякою інформацією між собою.

Так теорія інфляційного Всесвіту пояснює цілу низку раніше нез'ясованих проблем, хоча її розвиток почався лише у 80-х роках XX століття.

На закінчення упорядкуємо основні етапи еволюції нашого Всесвіту в такий спосіб (нижче в дужках, для кожного наступного етапу зазначена відповідна тривалість, відлічувана від кінця попереднього етапу):

— Планківська ера (тривалість близько 10^{-43} с): квантове народження Всесвіту і початок фазового переходу первісного поля φ в стан з меншою енергією.
— Стадія інфляції (10^{-35} с): перехід поля φ в стан з нульовим потенціалом і «роздування» простору первісного Всесвіту. Вирівнювання всіх неоднорідностей. Осциляції поля поблизу нульового значення потенціалу наприкінці інфляційної стадії і вторинний розігрів Всесвіту. Утворення матерії у формі частинок і античастинок.
— Адронна ера (10^{-6} с): домінуюча роль кварків і глюонів у первинній плазмі. Анігіляція кварків і антикварків наприкінці адронної ери й утворення баріонів і мезонів з надлишкових кварків. У цей період густина речовини $\rho \approx 10^{14}$ г/см^3 і температура $T \approx 10^{12}$ К.
— Лептонна ера (3 с): домінуюча роль лептонів. Анігіляція електронів і позитронів наприкінці лептонної ери. При цьому температура зменшилася від 10^{12} К до $5 \cdot 10^9$ К, а густина — від 10^{14} г/см^3 до 10^4 г/см^3.
— Первинний нуклеосинтез (100 с): утворення ядер дейтерію, тритію, гелію і літію з протонів і нейтронів.
— Ера випромінювання (10^{13} с): домінуюча роль випромінювання. Об'єднання атомних ядер і електронів в атоми (рекомбінація) наприкінці цього періоду і «просвітління» Всесвіту. За цей час густина зменшилася від 1 г/см^3 до 10^{-21} г/см^3, а температура — від 10^9 К до 3000 К.
— Ера речовини, або *післярекомбінаційна ера* (приблизно 10^{18} с) розпочалася в момент рекомбінації і триває дотепер. Протягом цієї ери у Всесвіті домінує звичайна матерія. На певному її етапі розпочалося формування галактик і зір. Невдовзі, однак, як зазначено у Вступі, верх бере антигравітація як вияв особливостей вакууму, завдяки чому розширення Всесвіту є прискореним. З'ясування глибших таємниць розвитку Всесвіту можна очікувати в рамках теорії суперструн, тобто — у *струнній космології*.

Предметний покажчик

Аберації оптичні 188
Аберраційна стала 99
Адаптація темнова 184, 202
Адаптивна оптика 191
Адіабата 303
Адронна ера 453
Азимут 24
Акреція 381, 439
Активна оптика 190
Активні галактики 415
Активність сонячна 224, 226–235
Альбедо 238
Анігіляція 453
Апекс сонячний 386
Апертура 184
Апоастр 318
Апогей 106
«Аполлон» 253
Астероїди 269
Астроблеми 279–281
Астрогнозія 17
Астрометрія 26
Астрономічна весна 47
— зима 48
— літо 47
— осінь 48
Астрономічна одиниця (а. о.) 7, 87
Атомні переходи 168–172
Афелій 93
Ахондрити 277

Балдж 390
Бальмера серія 169–170
Бальмерівський континуум 171
Бар (перемичка) 402
Барстери 361
Бієли комета 276
Блазари 416
Блакитні бродяги 381
Блиск 160
Блиску крива 321
Болід 276
Болометр 210
Болометрична поправка 166
Больцмана формула 176
Брекета серія 169–170
Брекчія 252
Бугера закон 160

Вебера-Фехнера закон 161
Велика червона пляма 259
Велике об'єднання 452
Великий Вибух 447, 449
Вертикал 21
Верхні планети 80
Веста 269–270
Взаємодіючі галактики 405, 421–423
Видиме світло 153
Виродження 313
Висота кутова 24
Висота полюса світу 27
Висхідного вузла довгота 95
Відбивні туманності 367
Відманштеттеновий візерунок 277
Відносний отвір 184
Відцентрова сила 117
Вільно-вільні переходи 171
Вільсона ефект 228
Віна закон зміщення 157
— формула 156
Віргініди 337–341
Віріальний парадокс 423
Віртуальні частинки 450
Вісь світу 19
Власний рух 331, 384
Войди 423
Волокнисті туманності 367
Волоконна оптика 208
Вольфа-Райє зорі 292, 439
Всесвітній час 52
— координований час 54
Всесвітнього тяжіння закон 118
Вузлів лінія 94, 106
Вузол орбіти 95, 106

Газ вироджений 174
Галлея комета 274
Гамма-випромінювання космічне 371
Гамма-кванти 153
Ганімед 261
Гарвардська спектральна класифікація 290–292
Гейгера-Мюллера лічильник 198
Гейзенберга співвідношення 450
Гелієвий спалах 433
Геліостат 236
Гео-геліоцентрічна модель 92

Геодезичний сигнал 68
Герцшпрунга-Рессела діаграма 292–296
Гіади 382
Гігантів гілка 293
Гіперболічна орбіта 119, 120
Гіпергіганти 294
Гіппаркос 285, 286
Глобули 365
Година прикладна 130
Годинне коло 21
Годинник зоряний 75
— сонячний 73-74
Головна послідовність 293
Горизонт видимий 69
— математичний 18
— подій 315
Гравітаційний радіус 315
Гравітаційних хвиль детектори 213–214
Грануляція 222
«Греки» 124, 270
Грінвіцький зоряний час 23
Густина критична 455, 457

Деймос 257
Дельти Щита типу змінні 342
Деферент 82
Джинсова довжина хвилі 426
Динамічний (ефемеридний) час 54
Дипольна антена 194
Диск Галактики 390
Дисперсія спектрографа 206–207
Диференціальна функція блиску 378
Диференційне обертання 218
Дифузні туманності 366–367
Діаграма напрямленості 194
Доба зоряна 22, 49
— сонячна середня 50
— сонячна справжня 49
Добове обертання 22
Довгоперіодичні комети 274
Довгота галактична 377
— географічна 26, 65
— екліптична 26
Довжина вільного пробігу 175
Доплера ефект 172, 323
Доплерівська ширина спектральної лінії 180
Друга космічна швидкість 120
Другий закон Кеплера 93

Евершеда ефект 228
Еволюція зір 427–439
Екватор галактичний 376
— небесний 19
Еквівалентна ширина лінії 179
Екліптика 21
Екосфера 336
Екстинкція атмосферна 162
Ексцентриситет 94
Електромагнітне випромінювання 153–155
Електронно-оптичний перетворювач 208
Еліптична орбіта 119
Елонгації 79
Емісійні туманності 367
Епіцикл 82
Епоха 60
— максимуму (мінімуму) блиску 321
Ера 60
— випромінювання 454
— рекомбінації 454
Еруптивні змінні 337, 347–361
Ефемериди 95

Європа, супутник Юпітера 261

Заборонені лінії 369
Задача двох тіл 119
— трьох тіл 122
Зарядова асиметрія 450
Затемнення Місяця 109–113
— Сонця 109–113
Затемнювано-змінні (подвійні) зорі 319, 321–323
Збільшення телескопа 185
Збудження атома 168
Збурення 126
Збурювальна сила 126
Зеемана ефект 172
Зелігера теорема 378, 420
Землезнавство космічне 145
Зеніт 19
Зенітна відстань 24
Зодіакальне світло 281–282
Зони H II 369
Зоретрус 359
Зорі-бігуни 389
Зоряна величина абсолютна 167
— болометрична 166
— видима 161
— фотовізуальна 163
— фотографічна 163
Зоряний дощ 276
Зоряні асоціації 384
— скупчення 317, 379–383

Індустрія космічно-орбітальна 149
Інсоляція 48

Інструмент пасажний 64
Інтеграл енергії 119
Інтегральна функція блиску 378
Інтенсивність випромінювання 156
— в центрі лінії 179
Інтерферометр оптичний 288
Інфляційна модель 456, 458
Іо 260–261
Іонізації потенціал 170
Іоносфера 247

Календар 57–59
Каллісто 261
Камасит 277
Камера електронна 207
Карлики білі 294
— коричневі 332
Карликові Нові зорі 351
Карликові планети 268
Кассегрена рефлектор 189
Кассіні щілина 263
Каталога рівнодення 41
Квадратури 80, 103, 105
Квазаги 419
Квазари 419
Кварки 451
Кірхгофа закон 156
Клапейрона-Менделєєва рівняння 173
Коефіцієнт випромінювання 155
— поглинання 155
— променистої теплопровідності 304
Койпера пояс 271
Колапс гравітаційний 436
Коліматор 206
Колір зорі 163
Колір — зоряна величина діаграма 292
Коло велике 18
— коротації 396
— мале 18
— рівнодення 26
— схилень 21
— широти 27
Колова швидкість 120
Колориметрія 163
Кольору показник (колор-індекс) 163
— — звичайний 163
Кома 272
Комптона ефект 182
Комптонівське розсіювання 182
Конвекція 222, 301–303
Конденсаційна теорія 426
Контактна система 329
Континуум 171
Конфігурації планет 78
Коронограф 223
Космічні промені 230, 371
Кратні системи 317
Куде телескоп 189
Кульмінація 22
Кут годинний 24
— рефракції 35

Лагранжа точки 123–125, 329
Лаймана серія 169–170
Лайманівський континуум 171
Ланде фактор 172
Лептони 451
Лептонна ера 453
Лібрації Місяця 107–109
Лінзоподібні галактики 403–404
Лінія вузлів 94
— зміни дати 53
Ліриди 337, 341–342
Літній час 52
Літосфера Місяця 250
Літочислення 59, 60

Магнітне поле 172
— зір 298, 302
— Сонця 223, 227–229, 232–233
— планет 241, 247–248, 252, 260, 265, 266
Магнітні бурі 234
Магнітні поля міжзоряні 371
Магнітопауза 248
Магнітосфера 248
Мазери космічні 370
Максвелла формула 175
Максутова телескоп 189–190
Малі тіла 268
Маркаряна галактики 416
Маскони 252
Маундерівський мінімум 235
Мезосфера 247
Мерехтіння зір 36
Меридіан грінвіцький 52
— небесний 19
— нульовий 52
Метастабільний стан 369
«Метелики Маундера» 227
Метеорити 277–280
Метеорне тіло 275
Метеорні потоки 276
Метеороїди 270
Метеорологія космічна 147
Метод Сомнера 65
Метонів цикл 58

Міжзоряне поглинання світла 363–365
Міри Кита типу змінні 343
Місцева група 420
Місяць аномалістичний 108
— драконічний 106
— сидеричний 103
— синодичний 57
Моделі зір 302
Моделі космологічні 447
Модель маяка 358
Модуль відстані 167
Монтування телескопа 186–187
Мохоровичича поверхня 245

Надгіганти 294
Надир 19
Надлишок кольору 365
Наднові зорі 351–356
Накладний круг 71
Напівправильні змінні 342
Напіврозділена система 329
Нахил орбіти 94
Небесна сфера 17
Небулярні лінії 368
Незбурений рух 125
Нейтринні телескопи 212
Нейтронна зоря 314
Неоменія 57
Нескінченного червоного зміщення поверхня 315
Нижні планети 79
Нові зорі 349–351
Нормальні карлики 293
Нуклеосинтез первинний 454
Нутація 43
Ньютона рефлектор 189

Обертання Сонця диференційне 218
— зорі 297–298
Озон 248–249
Олімп, гора на Марсі 255
Оорта хмара 272, 442
Опенгеймера-Волкова межа 314
Оптична глибина 159
Оптично-подвійні 317
Орбіта оскулююча 126
Орбіти визначення 95
Освітленість 160

Паллада 269–270
Параболічна антена 195
— орбіта 119
— швидкість 120
Паралакс 97–98, 285–286
Парниковий ефект 242, 248
Парсек (пк) 7, 99, 285
Пашена серія 169–170
Пекулярні швидкості 386–387
Перемичка 390
Перигей 106, 132
Перигелій 93
Періастр 318
Період — світність залежність 286, 340
Період сидеричний (зоряний) 88
— синодичний 80
Пертурбаційна сила 126
Перша космічна швидкість 120
Перший вертикал 21
— закон Кеплера 92
ПЗЗ 204
Пилові туманності 367
Піввісь велика 92, 94
Післярекомбінаційна ера 463
Планетарій 21
Планетарні туманності 367, 368, 433
Планка стала 153
Планківська ера 460
Плеріони 354
Плеяди 382
Плями сонячні 226–228
— на поверхні зір 298–299
Повітряна маса 162
Повороту точка 379
Повторні Нові зорі 351
Позаземні цивілізації 335–336
Пойнтінга-Робертсона ефект 282
Покриття світил 109
Політропа 304, 313
Полоїдальний компонент магнітного поля Сонця 232
Полуденна лінія 20
Полудень 50
Полюси галактичні 377
— екліптики 21, 27
— Землі 19
— світу 19
Поляри 361
Поляризації ступінь 209
Поляризація світла міжзоряна 370–371
Поляриметр 209
Полярні кола 49
— сяйва 248
— шапки 256
Поправка годинника 64
Пора року 45, 47
Потемніння до краю 220–221

Пояс астероїдів 270
Поясний час 52
Прецесія 41
Припливи 129–130
Присмерки 36–37
Програма CETI 336
— SETI 336
Проксіма 320
Променista рівновага 304
Променистої теплопровідності коефіцієнт 304–305
Проникна сила телескопа 185
Протистояння 80
— великі 98
— Місяця 105
Протисяйво 281–282
Протозорі 428
Протуберанці 226, 228
Профіль лінії 179
Пряме піднесення (сходження) 26
Прямовисна лінія 18
Пульсари 314, 337, 353, 357–361
Пульсуючі змінні 337–346

Радіант метеорного потоку 276
Радіаційні пояси 247
Радіовипромінювання Галактики 372
Радіоінтерферометр 195–196
Радіометр 210
Радіохвиль діапазони 193
Радіус коротації 396
Реакції термоядерні 306–311
Реголіт 252
Редукція до зеніту 162
Рекомбінація 171
Релея-Джинса формула 156
Реліктове випромінювання 446, 454
Релятивістські електрони 182
Рентгенівські зорі 360
— пульсари 360–361
Рефлектор 187
Рефрактор 187
Рефракція 35
Рівнодення 21, 47–48
Рівняння гідростатичної рівноваги 217
— переносу 158
— синодичного руху 89
— часу 50
Різницеві методи 312
Рік високосний 59
— галактичний 388
— драконічний 112
— зоряний 45
— простий 59
— тропічний 45, 57
Річі-Кретьєна рефлектор 189
Роздільна здатність телескопа 185
— — спектрографа 206
Роздільна система 329
Роша межа 130
— порожнина 125, 329, 438–439

Сарос 113
Саха формула 177
Світловий потік 160
Світлосила об'єктива 184
Світлофільтр 205
Світність зорі 166, 288
Світності функція 288
Сейсмологія 244
Сейферта галактики 416
Секстант 65
Секунда середня сонячна 54
Сенсибілізація 202
Середнє Сонце 46
Симбіотичні зорі 351
Сингулярність 449
Синтезу елементів процеси 436–437
Синфазна антена 194
Синхротронне випромінювання 182
Система координат галактична 376–378
— — горизонтальна 23
— — екваторіальна 23
— — екліптична 23
Сітка хромосферна 224
Скупчення зоряні 379–383
— галактик 420–421
Служба Сонця 235
— часу 64
Сонцестояння 21, 47–48
Сонячна стала 217
Сонячний вітер 225–226
— час середній 50
— — справжній 49
Спалахи сонячні 226, 229–230
Спекл-інтерферометрія 208
Спектрально-подвійні зорі 319, 323–325
Спектрограф 206
Спікули 224
Спіральні рукави (вітки) 390
Сполучення 79–80, 103
Спорадичні метеори 276
Стандартні «свічки» 409
Стиль календарний 59–60
Стояння 80
Стратосфера 247

Стремгрена зони 369
Стрілець А 378
Струнна космологія 463
Субгіганти 293
Субкарлики 294
Сузір'я 17
— зодіакальні 17
Супероб'єднання 452
Супутники зв'язку 148
— навігаційні 146
Схилення 25
Сюняєва-Зельдовича ефект 408

Таласоїди 252
Тангенціальна швидкість 384
Тектонічні плити 246
Телевізійні системи 208
Телескопічні метеори 275
Телуричні лінії 220
Темпеля-Туттля комета 276
Температура випромінювання 178
— електронна 178
— ефективна 158
— збудження 178
— іонізації 178
— кінетична 178
— колірна (спектрофотометрична) 162
— яскравісна 163
Теніт 277
Теодоліт 63–64
Теорема про віріал 423
Теорія зоряних пульсацій 344–346
Термінатор 105
Термодинамічна рівновага (локальна і повна) 155, 178
Типи населення Галактики 389
Тіціуса-Боде правило 269
Тороїдальний компонент магнітного поля Сонця 232
Точки заходу 19
— лібрації 123–125
— півдня 19
— півночі 19
— сходу 19
Траєкторія гоманівська (котангенціальна) 142
Третій закон Кеплера 93
— — — узагальнений 120, 287–288
Третя космічна швидкість 135
Трикутник астрономічний 40
— паралактичний 38
— сферичний 37
Тріангуляція 68
Тропік 49
Тропосфера 247
«Троянці» 124, 270
Туллі-Фішера залежність 410
Тунгуський метеорит 280–281
Тунельний перехід 310
Турбулентність в атмосферах зір 298
Т-асоціації 347

Фабрі-Перо інтерферометр 205
Фази Місяця 103–105
Факели 226, 228
Флокули 228
Фобос 257
Фокусна відстань об'єктива 184
— — еквівалентна 186
Формули косинусів, п'яти елементів, синусів 38
Фотогеліограф 193
Фотоелектричний фотометр 203
Фотоефекту рівняння 170
Фотометричні системи 164
Фотони 153, 451
Фотопомножувач 203
Фотосфера 216, 220–223
Фраунгоферові лінії 219
Функція світності 288

Хаббла діаграма 411–412
— імені космічний телескоп 199
— параметр (стала) 411, 446–447
Хейла цикл 231
Хейла-Боппа комета 275
Хербіга-Аро об'єкти 429
Хіггса поле 451
Хід годинника 64
Хілла сфера 133
Хімічний склад зоряних атмосфер 181, 299–302
Хіякутакі комета 275
Хондрити 277
— вуглисті 279
Хромосфера 223–224
Хромосферний телескоп 193
Хронологія 60

Целостат 192
Церера 269–270
Цефеїди 337–340
Цикли «горіння» водню 306–308, 310–311
— «горіння» гелію 308
— сонячної активності 231–233
Ціолковського формула 136

Чандрасекара межа 314
Час атомний 53
— всесвітній 52
— декретний 52
— динамічний 53–54
— ефемеридний 53–54
— зоряний 22
— літній 52
— поясний 52
— пробігу 175
— середньоєвропейський 53
— справжній сонячний 49
Червоне зміщення 410
Чорне тіло 155
Чорні діри 314, 436

Шварцшільда провал 379
— сфери радіус 315
Швидкість променева 323, 384
Шенберга-Чандрасекара межа 431
Широта галактична 377
— географічна 26, 65
— екліптична 26
Шмідта О. Ю. космогонічна теорія 441
Шмідта телескоп 189
Шперера закон 227
Штарка ефект 173
Шумейкер-Леві 9, комета 275

Юліанські дні 61
Юнона 269, 270

Ядра галактик 415–416
Ядро Галактики 390
Япет 264
Яскраві гіганти 293
Яскравісна температура 163

Зміст

Передмова 3

Вступ 5

Частина І. ОСНОВИ СФЕРИЧНОЇ ТА ПРАКТИЧНОЇ АСТРОНОМІЇ

Розділ 1. Небесна сфера. Системи небесних координат 15
1.1. Зоряне небо. Сузір'я 15
1.2. Небесна сфера. Основні точки і кола на ній 17
1.3. Обертання небесної сфери. Кульмінації світил 21
1.4. Зоряна доба і зоряний час 22
1.5. Системи небесних координат 23
1.6. Кутова висота полюса світу над горизонтом 27
1.7. Висота світила в меридіані. Умови перебування світила над горизонтом 33
1.8. Астрономічна рефракція. Мерехтіння зір. Присмерки 35
1.9. Елементи сферичної геометрії 37
1.10. Паралактичний трикутник. Перетворення координат 38
1.11. Карти зоряного неба. Каталоги 40
1.12. Прецесія і нутація 41

Розділ 2. Рух Сонця. Вимірювання часу 45
2.1. Видимий річний рух Сонця на небі. Зоряний і тропічний рік 45
2.2. Пори року і теплові пояси 47
2.3. Сонячна доба. Сонячний час. Рівняння часу 49
2.4. Поясний, всесвітній і літній час 52
2.5. Ефемеридний (динамічний) і атомний час 53
2.6. Зв'язок між сонячним і зоряним часом 55
2.7. Астрономічні основи календаря. Типи календарів 57
2.8. Календарні ери. Хронологія 59

Розділ 3. Елементи практичної астрономії 62
3.1. Кутомірні інструменти. Астрономічні годинники. Служба часу 62
3.2. Визначення географічних координат спостерігача 65
3.3. Довжина дуги земного меридіана. Форма і розміри Землі 66

3.4. Рухома карта зоряного неба 70
3.5. Визначення моментів сходу і заходу світил 71
3.6. Визначення полуденної лінії. Сонячний годинник 72
3.7. Зоряний годинник 74

Частина II. КІНЕМАТИКА СОНЯЧНОЇ СИСТЕМИ

Розділ 4. Будова Сонячної системи і рухи планет 78
4.1. Видимі рухи і конфігурації планет 78
4.2. Система світу Птолемея 81
4.3. Геліоцентрична модель світу 85
4.4. Пояснення видимих рухів планет. Рівняння синодичного руху 87
4.5. Утвердження геліоцентричного світогляду 90
4.6. Закони Кеплера. Елементи орбіт планет 92
4.7. Добовий паралакс. Масштаби Сонячної системи 95
4.8. Докази обертання Землі та її руху навколо Сонця 98

Розділ 5. Рух Місяця. Затемнення 103
5.1. Видимий рух, конфігурації і фази Місяця 103
5.2. Орбіта Місяця. Драконічний місяць 106
5.3. Власне обертання Місяця. Лібрації 107
5.4. Покриття світил Місяцем. Сонячні і місячні затемнення 109
5.5. Частота і періодичність затемнень 112

Частина III. ЕЛЕМЕНТИ НЕБЕСНОЇ МЕХАНІКИ І ДИНАМІКИ КОСМІЧНИХ ПОЛЬОТІВ

Розділ 6. Основи небесної механіки 117
6.1. Закон всесвітнього тяжіння 117
6.2. Задача двох тіл 119
6.3. Узагальнений закон Кеплера. Визначення мас небесних тіл 120
6.4. Задача трьох і більше тіл 121
6.5. Поняття про збурений рух. Відкриття нових планет 125
6.6. Проблема стійкості Сонячної системи 127
6.7. Система Земля-Місяць: припливні ефекти 128

Розділ 7. Елементи космонавтики 132
7.1. Космічні швидкості 132
7.2. Елементи практичної космонавтики 135
7.3. Умови видимості штучного супутника Землі 138
7.4. Польоти космічних апаратів до Місяця і планет 141
7.5. Практичні здобутки космонавтики 145

Частина IV. ОСНОВИ ТЕОРЕТИЧНОЇ ТА ПРАКТИЧНОЇ АСТРОФІЗИКИ

Розділ 8. Елементи теоретичної астрофізики 153
8.1. Електромагнітне випромінювання 153
8.2. Закони випромінювання і поглинання світла 155

8.3. Принципи астрофотометрії. Формула Погсона 160
8.4. Колориметрія. Фотометричні системи 162
8.5. Абсолютна зоряна величина. Світність зорі 166
8.6. Елементи теорії атомних спектрів 168
8.7. Ефекти Доплера, Зеемана і Штарка 172
8.8. Газові закони 173
8.9. Основи спектрального аналізу та його результати 178
8.10. Нетеплові механізми випромінювання 181

Розділ 9. Телескопи 184
9.1. Загальні характеристики телескопів 184
9.2. Системи оптичних телескопів 187
9.3. Сонячні телескопи 192
9.4. Радіотелескопи і радіоінтерферометри 193
9.5. Телескопи ІЧ-, УФ- та Х-діапазону 198

Розділ 10. Методи реєстрації випромінювання небесних тіл 201
10.1. Приймачі випромінювання 201
10.2. Допоміжні прилади 205
10.3. Методи реєстрації енергії у позаоптичних діапазонах 209
10.4. Нейтринні і гравітаційно-хвильові детектори 211

Частина V. ФІЗИЧНА ПРИРОДА ТІЛ СОНЯЧНОЇ СИСТЕМИ

Розділ 11. Сонце 216
11.1. Основні параметри Сонця. Сонячна стала 216
11.2. Спектр і хімічний склад Сонця 219
11.3. Фотосфера 220
11.4. Хромосфера і корона Сонця. Сонячний вітер 223
11.5. Сонячна активність 226
11.6. Циклічність сонячної активності 231
11.7. Причина сонячної активності 232
11.8. Зв'язок між рівнем сонячної активності і земними явищами 234
11.9. Безпосереднє використання сонячної енергії 235

Розділ 12. Планети та їхні супутники 237
12.1. Елементи фізики планет 237
12.2. Загальні характеристики планет 239
12.2.1. Меркурій 239
12.2.2. Венера 241
12.2.3. Система Земля-Місяць 244
12.2.4. Марс 253
12.2.5. Юпітер. Галілейові супутники 258
12.2.6. Сатурн 262
12.2.7. Уран 264
12.2.8. Нептун 265
12.2.10. Система Плутон-Харон 267

Розділ 13. Малі планети, комети, метеори і метеорити 269
13.1. Малі планети (астероїди) 269
13.2. Комети 271
13.3. Метеори і метеорні потоки 275
13.4. Метеорити 277
13.5. Астероїдна загроза 280
13.6. Зодіакальне світло і протисяйво 281

Частина VI. ФІЗИКА ЗІР І ТУМАННОСТЕЙ

Розділ 14. Нормальні зорі 285
14.1. Відстані до зір 285
14.2. Маси, світності, радіуси і температури зір 287
14.3. Спектри зір. Спектральна класифікація 290
14.4. Діаграма «спектральний клас — світність». Класи світності 292
14.5. Ефекти обертання, турбулентності, магнітного поля і атмосферної стратифікації елементів у спектрах зір 296
14.6. Фізичні умови у надрах зір. Моделі зір 302
14.7. Будова вироджених зір 313
14.8. Поняття про чорні діри 314

Розділ 15. Подвійні зорі і кратні зоряні системи 317
15.1. Загальні характеристики кратних систем 317
15.2. Візуально-подвійні зорі 319
15.3. Затемнювано-подвійні зорі 321
15.4. Спектрально-подвійні зорі 323
15.5. Визначення мас компонентів подвійних систем 325
15.6. Особливості будови тісних подвійних систем 328
15.7. Невидимі супутники зір 331

Розділ 16. Пульсуючі змінні зорі 337
16.1. Класифікація змінних зір 337
16.2. Цефеїди, ліриди і віргініди 338
16.3. Інші типи пульсуючих змінних 342
16.4. Елементи теорії зоряних пульсацій 344

Розділ 17. Еруптивні змінні зорі 347
17.1. Карлики пізніх класів 347
17.2. Нові і новоподібні зорі 349
17.3. Наднові зорі 351
17.4. Пульсари 357
17.5. Рентгенівські змінні зорі 360

Розділ 18. Фізика туманностей 362
18.1. Дифузна матерія в Галактиці. Міжзоряне поглинання світла 362
18.2. Туманності 366

18.3. Фізичні процеси в емісійних туманностях. Зони HII 368
18.4. Магнітні поля у міжзоряному середовищі. Космічні промені 370

Частина VII. ОСНОВИ ГАЛАКТИЧНОЇ І ПОЗАГАЛАКТИЧНОЇ АСТРОНОМІЇ

Розділ 19. Наша Галактика 376
19.1. Молочний Шлях. Галактичні координати 376
19.2. Поняття про методи зоряної статистики 378
19.3. Зоряні скупчення та асоціації 379
19.4. Власні рухи і променеві швидкості зір 384
19.5. Рух Сонячної системи. Обертання Галактики 385
19.6. Зоряні населення і підсистеми 388
19.7. Морфологічні властивості Галактики 391

Розділ 20. Позагалактична астрономія 400
20.1. Класифікація галактик 400
20.2. Відстані до галактик 406
20.3. Червоне зміщення в спектрах галактик 410
20.4. Фізичні властивості галактик 412
20.5. Ядра галактик і їхня активність 415
20.6. Радіогалактики і квазари 416
20.7. Розподіл галактик у просторі 420

Частина VIII. ПРОБЛЕМИ КОСМОГОНІЇ ТА КОСМОЛОГІЇ

Розділ 21. Проблеми космогонії 426
21.1. Формування галактик 426
21.2. Ранні стадії еволюції зір 427
21.3. Відхід зорі від головної послідовності 431
21.4. Особливості еволюції зір малих мас. Утворення планетарних туманностей і білих карликів 432
21.5. Еволюція масивних зір. Наднові зорі. Утворення нейтронних зір та чорних дір 434
21.6. Особливості еволюції тісних подвійних систем 438
21.7. Елементи планетної космогонії 440

Розділ 22. Елементи космології 445
22.1. Основні характеристики Всесвіту 445
22.2. Еволюція Всесвіту 447
22.2.1. Народження Всесвіту. Сингулярність 449
22.2.2. Первинна плазма. Адронна і лептонна ери 450
22.2.3. Первинний нуклеосинтез. Ера випромінювання 454
22.2.4. Майбутнє Всесвіту 456
22.3. Інфляційна модель Всесвіту 458

Предметний покажчик 464

Навчальне видання

АНДРІЄВСЬКИЙ Сергій Михайлович
КЛИМИШИН Іван Антонович

КУРС ЗАГАЛЬНОЇ АСТРОНОМІЇ

Підручник

Завідувачка редакції Т. М. Забанова
Редактор Н. Я. Рихтік
Технічний редактор О. М. Петренко

Підписано до друку 16.06.2010.
Формат 70×100/16. Папір офсетний. Гарнітура «Newton». Друк офсетний.
Ум. друк. арк. 39,00. Тираж 500 прим. Вид. № 80. Зам. № 704.

Видавництво і друкарня «Астропринт»
65091, м. Одеса, вул. Разумовська, 21
Тел.: (0482) 37-07-95, 37-14-25, 33-07-17
www.astroprint.odessa.ua
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 1373 від 28.05.2003 р.

Андрієвський С. М., Климишин І. А.
А656 Курс загальної астрономії : підручник / С. М. Андрієвський, І. А. Климишин. — Одеса : Астропринт, 2010. — 480 с.
ISBN 978-966-190-338-5

ББК 22.6я73
УДК 52(075.8)

ДЛЯ НОТАТОК

ДЛЯ НОТАТОК