

І. А. КЛИМИШИН

АСТРОНОМІЯ

*Затверджено
Міністерством освіти України
як підручник для студентів
фізико-математичних факультетів
педагогічних інститутів*

Л Ь В І В
ВИДАВНИЦТВО «СВІТ»
1 9 9 4

Зміст

ПЕРЕДМОВА	3
ВСТУП	5
1. Предмет астрономії. Підрозділи астрономії	5
2. Загальна картина будови Всесвіту	7
3. Виникнення і розвиток астрономії	9
4. Астрономія і світогляд	12
Частина I. ОСНОВИ СФЕРИЧНОЇ ТА ПРАКТИЧНОЇ АСТРОНОМІЇ	15
Розділ 1. Небесна сфера. Системи небесних координат	16
1.1. Зоряне небо. Сузір'я	16
1.2. Небесна сфера. Основні точки і кола на ній	17
1.3. Обертання небесної сфери. Кульмінації світил	20
1.4. Поняття про добу. Зоряний час	21
1.5. Системи небесних координат	22
1.6. Теорема про висоту полкуса світу над горизонтом	25
1.7. Висота світила в меридіані. Умови перебування світила над горизонтом	27
1.8. Атмосферна рефракція. Мерехтіння зір. Приклади	28
1.9. Елементи сферичної геометрії	30
1.10. Паралактичний трикутник. Перетворення координат	32
1.11. Карти зоряного неба. Каталоги	33
1.12. Прецесія і нутація	34
Розділ 2. Рух Сонця. Вимірювання часу	38
2.1. Видимий річний рух Сонця на небі. Зоряний і тропічний рік	38
2.2. Пери року і теплові пояси	40
2.3. Сонячна доба. Сонячний час. Рівняння часу	42
2.4. Поясний, всесвітній і літній час	44
2.5. Ефемеридний (динамічний) і атомний час	45
2.6. Зв'язок між сонячним і зоряним часом	47
2.7. Астрономічні основи календаря. Типи календарів	49
2.8. Календарні ери. Хронологія	52
Розділ 3. Елементи практичної астрономії	54
3.1. Кутомірні інструменти. Астрономічні годинники. Служба часу	54
3.2. Визначення географічних координат спостерігача	57
3.3. Довжина дуги земного меридіана. Форма і розміри Землі	58
3.4. Рухома карта зоряного неба	62

3.5.	Визначення моментів сходу і заходу світл	63
3.6.	Визначення полуденної лінії. Сонячний годинник	64
3.7.	Зоряний годинник	66
Частина II. КІНЕМАТИКА СОНЯЧНОЇ СИСТЕМИ		68
Розділ 4. Будова Сонячної системи і рухи планет		68
4.1.	Видимі рухи і конфігурації планет	68
4.2.	Система світу Птолемея	71
4.3.	Перехід до геліоцентричної моделі світу	74
4.4.	Пояснення видимих рухів планет. Рівняння синодичного руху	76
4.5.	Утвердження геліоцентричного світогляду	79
4.6.	Закон Кеплера. Елементи орбіт планет	81
4.7.	Добовий паралакс. Масштаби Сонячної системи	85
4.8.	Докази обертання Землі та її руху навколо Сонця	88
Розділ 5. Рух Місяця. Затемнення		91
5.1.	Видимий рух, конфігурації і фази Місяця	91
5.2.	Орбіта Місяця. Драконічний Місяць	93
5.3.	Власне обертання Місяця. Лібрації	95
5.4.	Покриття світл Місяцем. Сонячні і місячні затемнення	97
5.5.	Частота і періодичність затемнень	99
Частина III. ЕЛЕМЕНТИ НЕБЕСНОЇ МЕХАНІКИ І ДИНАМІКИ КОСМІЧНИХ ПОЛЬОТІВ		102
Розділ 6. Основи небесної механіки		102
6.1.	Закон всесвітнього тяжіння	102
6.2.	Задача двох тіл	104
6.3.	Узагальнені закони Кеплера. Визначення мас небесних тіл	106
6.4.	Задача трьох і більше тіл	107
6.5.	Поняття про збурений рух. Відкриття нових планет	111
6.6.	Проблема стійкості Сонячної системи	112
6.7.	Система Земля—Місяць: припливні ефекти	114
Розділ 7. Елементи космонавтики		116
7.1.	Космічні швидкості	116
7.2.	Елементи практичної космонавтики	120
7.3.	Умови видимості штучного супутника Землі	122
7.4.	Польоти космічних апаратів до Місяця і планет	126
7.5.	Практичні здобутки космонавтики	129
Частина IV. ОСНОВИ ТЕОРЕТИЧНОЇ ТА ПРАКТИЧНОЇ АСТРОФІЗИКИ		134
Розділ 8. Елементи теоретичної астрофізики		134
8.1.	Електромагнітне випромінювання	134
8.2.	Закони випромінювання і поглинання світла	136
8.3.	Принципи астрофотометрії. Формула Погсона	139
8.4.	Колориметрія, Фотометричні системи	141
8.5.	Абсолютна зоряна величина. Світність зорі	143

8.6.	Елементи теорії атомних спектрів	145
8.7.	Ефекти Доплера, Зеемана і Штарка	148
8.8.	Газові закони	149
8.9.	Гідростатична рівновага зорі	151
8.10.	Джерела енергії зір	154
8.11.	Механізми перенесення енергії до поверхні зір	156
8.12.	Основи спектрального аналізу та його результати	158
8.13.	Нетеплові механізми випромінювання	161
Розділ 9.	Телескопи	164
9.1.	Загальні характеристики телескопів	164
9.2.	Системи оптичних телескопів	168
9.3.	Сонячні телескопи	170
9.4.	Радіотелескопи і радіоінтерферометри	172
9.5.	Телескопи ІЧ-, УФ- та Х-діапазону	175
9.6.	Найважливіші астрономічні обсерваторії світу	177
Розділ 10.	Методи реєстрації випромінювання небесних тіл	179
10.1.	Приймачі випромінювання	179
10.2.	Допоміжні прилади	183
10.3.	Методи реєстрації енергії у позаоптичних діапазонах	188
10.4.	Нейтронні і гравітаційно-хвильові детектори	190
Частина V.	ФІЗИЧНА ПРИРОДА ТІЛ СОНЯЧНОЇ СИСТЕМИ	194
Розділ 11.	Сонце	195
11.1.	Основні параметри Сонця. Сонячна стала	195
11.2.	Спектр і хімічний склад Сонця	198
11.3.	Фотосфера	199
11.4.	Хромосфера і корона Сонця. Сонячний вітер	201
11.5.	Сонячна активність	203
11.6.	Циклічність сонячної активності	207
11.7.	Зв'язок між сонячними і земними явищами	209
11.8.	Безпосереднє використання сонячної енергії	210
Розділ 12.	Планети та їхні супутники	212
12.1.	Загальна характеристика великих планет	212
12.2.	Планета Земля	214
12.3.	Супутник Землі — Місяць	220
12.4.	Планети Меркурій і Венера	223
12.5.	Марс і його супутники	225
12.6.	Юпітер	227
12.7.	Сатурн	230
12.8.	Уран і Нептун	232
12.9.	Система Плутона—Харона	233
Розділ 13.	Малі планети, комети, метеори і метеорити	234
13.1.	Малі планети (астероїди)	234
13.2.	Комети	236
13.3.	Метеори і метеорні потоки	238
13.4.	Метеорити	240
13.5.	Зодіакальне світло і протиссявко	242

Частина VI. ФІЗИКА ЗІР І ТУМАННОСТЕЙ	244
Розділ 14. Звичайні зорі	245
14.1. Відстані до зір	245
14.2. Світності, радіуси і температури зір	247
14.3. Спектри зір. Спектральна класифікація	249
14.4. Діаграма спектр—світність	252
14.5. Класи світності. Спектральні паралакси	254
14.6. Ефекти обертання, турбулентності і магнітного поля у спектрах зір	257
14.7. Фізичні умови в надрах зір. Моделі зір	259
14.8. Будова вироджених зір	262
14.9. Поняття про чорні діри	264
Розділ 15. Подвійні зорі	266
15.1. Загальні характеристики кратних систем	266
15.2. Візуально-подвійні зорі	269
15.3. Затемнювано-подвійні зорі	270
15.4. Спектрально-подвійні зорі	272
15.5. Визначення мас компонентів подвійних систем	274
15.6. Особливості будови тісних подвійних систем	277
15.7. Невидимі супутники зір. Проблема SETI	279
Розділ 16. Пульсуючі змінні зорі	282
16.1. Класифікація змінних зір	282
16.2. Цефеїди, ліриди і віргініди	283
16.3. Довгоперіодичні, неправильні та напівправильні змінні	287
16.4. Теорія пульсацій змінних зір	290
Розділ 17. Еруптивні змінні зорі	293
17.1. Карлики пізніх класів	293
17.2. Нові і новоподібні зорі	296
17.3. Наднові зорі	298
17.4. Пульсари	300
17.5. Рентгенівські змінні зорі	303
Розділ 18. Фізика туманностей	305
18.1. Дифузна матерія в Галактиці. Міжзоряне поглинання світла	305
18.2. Туманності	307
18.3. Фізичні процеси в емісійних туманностях. Зони H II	310
18.4. Магнітні поля у міжзоряному середовищі. Космічні промені	312
Частина VII. ОСНОВИ ГАЛАКТИЧНОЇ І ПОЗАГАЛАКТИЧНОЇ АСТРОНОМІЇ	315
Розділ 19. Наша Галактика	316
19.1. Молочний Шлях. Галактичні координати	316
19.2. Поняття про методи зоряної статистики	318
19.3. Зоряні скупчення та асоціації	319
19.4. Власні рухи і променеві швидкості зір	321
19.5. Рух Сонячної системи. Обертання Галактики	323
19.6. Зоряні населення і підсистеми	326
19.7. Спиральна структура та ядро Галактики	328

Розділ 20. Позагалактична астрономія	331
20.1. Класифікація галактик	331
20.2. Відстані до галактик	334
20.3. Червоне зміщення в спектрах галактик	335
20.4. Фізичні властивості галактик	337
20.5. Ядра галактик та їхня активність	339
20.6. Радіогалактики і квазари	340
20.7. Розподіл галактик у просторі	342
Частина VIII. ПРОБЛЕМИ КОСМОЛОГІЇ ТА КОСМОГОНІЇ	345
Розділ 21. Елементи космології	347
21.1. Завдання космології	347
21.2. Сучасні уявлення про квантове народження Всесвіту	350
21.3. Можливості інфляційної моделі	353
21.4. Ранні стадії розширення Всесвіту	356
Розділ 22. Проблеми космогонії	358
22.1. Формування галактик	358
22.2. Ранні стадії еволюції зір	359
22.3. Відхід зорі від головної послідовності	362
22.4. Гравітаційний колапс і прикінцеві стадії еволюції масивних зір	364
22.5. Особливості еволюції тісних подвійних систем	367
22.6. Елементи планетної космогонії	369
ВИСНОВКИ	372
Додатки	374
Список літератури	377

НАВЧАЛЬНЕ ВИДАННЯ

КЛИМИШИН Іван Антонович

АСТРОНОМІЯ

Оформлення
та художнє редагування Е. А. Каменщик
Технічний редактор С. Д. Довба
Коректори К. Г. Логвиненко,
М. Т. Ломеха

ІБ № 201

Здано на складання 09.03.93. Підп. до друку
05.11.93. Формат 84×108¹/₃₂. Папір друк. № 2.
Літ. гарн. Вис. друк. Умовн. друк. арк. 15,96.
Умовн. фарб.-відб. 16,69. Обл. вид. арк. 22,01.

Вид. № 49. Зам. 3295.

Видавництво «Світ»
при Львівському держуніверситеті.
290000 Львів, вул. Університетська, 1.

Львівська обласна книжкова друкарня.
290000 Львів, вул. Стефаніка, 11.

ББК: 22.6я73

К49

УДК 521

У підручнику подані основні відомості з усіх галузей астрономії, а також елементів космонавтики, що відповідає навчальній програмі з астрономії для педагогічних інститутів та університетів. Виклад матеріалу максимально конкретний, з урахуванням найновіших досягнень у вивченні Всесвіту, отриманих з допомогою космічних апаратів та орбітальних станцій, а також спільних здобутків учених-спеціалістів з фізики елементарних часток і космології.

Пропонується для викладачів і студентів університетів і педагогічних інститутів, а також учителів шкіл і технічних училищ.

Рецензенти: д-р фіз.-мат. наук, проф. Д. П. Андрієнко (Київ. ун-т); канд. фіз.-мат. наук І. В. Шпичка (Львів. ун-т).

Редактор М. М. Мартиняк

К 1605010000-074
225-94 17-94

© Климишин І. А., 1994

ISBN 5-7773-0006-5

*Висхідна
для публікації*

Черпатський університет
Гасиля Стефа.. 2

БІОТЕКА

584597

ПЕРЕДМОВА

Актуальність створення на Україні підручників і посібників для вищої школи зараз ні в кого не викликає заперечень, бо вони майже практично відсутні. Не становить виняток і підручник з астрономії, оскільки з часу виходу підручника І. Ф. Боярченка, Ю. К. Гулака, Є. В. Сандакової, Г. С. Роздимахи минуло близько 20 років.

Упродовж роботи над рукописом в автора були сумніви щодо того, якою мірою включати той чи інший матеріал у текст. Зумовлене це передовсім різким зменшенням кількості лекційних годин, а водночас — невпинним зростанням нової інформації, найперше з тих чи інших астрофізичних напрямів (проблема сонячних нейтрино, спалахів наднових зір, ранні етапи розвитку Всесвіту тощо).

Тому автор скрупульозно намагався в кожному конкретному випадку дати відповідь на питання: чи так вже й потрібний той чи інший абзац чи формула для студента — майбутнього учителя (та й наукового співробітника). З огляду на це, після тривалих роздумів, наприклад, запланований традиційно розділ «Форма і розміри Землі», що мав три підрозділи, було врешті-решт скорочено до одного. Враховуючи те, що задача двох тіл детально з'ясовується в курсі класичної механіки, ми обмежилися лише коротким формулюванням висновків, що впливають з неї, а точніше — самих законів Кеплера. Те ж стосується й обмеженої задачі трьох тіл.

Водночас ми намагалися якомога чіткіше та лаконічніше викласти ті питання, без з'ясування яких учителеві астрономії і фізики було б важко працювати з юними аматорами астрономії.

І, нарешті, певна перевага, яку ми намагалися надати проблемам астрофізики, аж ніяк не

відображає особистих симпатій автора до тих чи інших розділів астрономії. Сама логіка розвитку науки, одним із результатів якого є своєрідний синтез фізики й астрономії при з'ясуванні проблем раннього етапу розвитку Всесвіту, спонукала нас приділити більше уваги питанням астрофізики, космогонії та космології.

Не обійдена і роль астрономії у формуванні світогляду. Доводиться визнати, що її не слід применшувати, але не можна і перебільшувати.

У 70—80-х роках завдяки зусиллям товариства «Знання» та Міносвіти випущено комплекти чорко-білих і кольорових слайдів. Зважаючи на це, автор дещо скоротив кількість рисунків (особливо це стосується теми «Солячна система»), будучи переконаний, що це істотно не ускладнить навчальний процес і не знизить об'єктивну цінність підручника.

Усі зауваження з приводу змісту підручника просимо надсилати до видавництва. Вони будуть прийняті з вдячністю.

ВСТУП

1. ПРЕДМЕТ АСТРОНОМІЇ. ПІДРОЗДІЛИ АСТРОНОМІЇ

Астрономія (від гр. *αστρον* — світило і *νόμος* — 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, сучасна 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 фотемульсії, фотоелектронні помножувачі, багатоанодні мікроканалні 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 *μετρον* — 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 Всесвіту.

У 50-х рр. нашого 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 ХХ ст. До початку ХІХ ст. астрономи вивчали лише Сонячну систему, у ХІХ ст. — уже нашу Галактику, і лише в ХХ ст. вони досягли світу інших галактик, який, як виявлено, розширюється.

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 ($1 \text{ а. о.} = 149,6 \cdot 10^9 \text{ м}$). При вивченні об'єктів Галактики довелося ввести такі одиниці, як *світловий рік* — відстань, що її світло проходить за один рік ($1 \text{ св. рік} = 63240 \text{ а. о.} = 9,5 \cdot 10^{15} \text{ м}$), і *парсек* — відстань, з якої радіус земної орбіти видно під кутом $1''$ ($1 \text{ пк} = 206\,265 \text{ а. о.} = 3,26 \text{ св. роки} = 3,09 \cdot 10^{16} \text{ м}$).

Сьогодні астрономи зуміли заглибитися у Всесвіт на відстані, звідки світлові промені йдуть до Землі близько 10 млрд років. Тут уже використовують таку масштабну одиницю, як *мегапарсек* — мільйон парсеків ($1 \text{ Мпк} = 10^6 \text{ пк}$). 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.

Головним об'єктом вивчення астрономії найближче до нас 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 дев'ять *великих планет* — Меркурій, Венера, Земля, Марс, Юпітер, Сатурн, Уран, Нептун і Плутон. Разом з планетами рухаються їхні *супутники*. Крім згаданих великих планет навколо Сонця обертається багато тисяч *малих планет*, або *астероїдів*, сотні *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 в сузір'ї Кентавра, відстань до неї — 4,3 св. роки. Якщо змодельювати 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. Близько 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 близько 50 000 *змінних зір*, яскравість яких у той чи інший час 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-пилкові 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 (відома зоря, що складається з шести 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, однак, відрізняються розмірами і кількістю зір. Є галактики-гіганти, є галактики-карлики. Вони об'єднуються у *скупчення галактик*. Аналіз показує, що у малих масштабах розподіл галактик у просторі нагадує швейцарський сир: скупчення великої кількості галактик чергуються з порожнинами, які отримали назву *кавери*, або *воїдів*.

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 *квасари* — 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.

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 розливу 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 вгратати з очей берега.

На світанку цивілізації в людей виникла потреба вимірювати час, мати певні методи його обліку. Так виникли *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 літ 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 не 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, неурожай, 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. 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 величини, 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. $\eta\epsilon\lambda\iota\omicron\varsigma$ — 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 щоразу 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 ХІХ 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 в 30 000 градусів, 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, кальцій, магній і залізо), що й на Землі та Сонці. Тоді ж завдяки працям італійського астронома Анджело Секкі (1818—1878) розпочали систематизацію спектрів зір. На початку ХХ 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, 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 різних стадіях його розвитку.

Найслабшим місцем дотепер є проблема формування галактик, зір і 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 Джінс (1877—1946) розробив

критерій гравітаційної нестійкості, згідно з яким, протяжні газово-пилкові комплекси при певних співвідношеннях температури і густини в них розпадаються на окремі уламки, з яких у процесі гравітаційного стискування формуються зорі (або у виладку первісної речовини у Всесвіті — галактики). Тут, однак, є певні труднощі. Зокрема, при обговоренні питання про походження Сонячної системи поряд з уявленням про формування Сонця і планет з єдиного уламка газово-пилової туманності існує гіпотеза про їхнє походження з речовини, що залишилася тут після спалаху зорі.

4. АСТРОНОМІЯ І СВІТОГЛЯД

З найдавніших часів від астрономії більше, ніж від будь-якої іншої науки, люди намагалися отримати відповідь на питання, яке місце у світі займає Земля. Тим самим вони сподівалися розв'язати важливішу для них проблему — у чому сенс їхнього життя. Відповіді на ці питання давала людям *релігія*. І сьогодні, коли в країні відкривають і будують сотні храмів, а діти відвідують недільні школи, де священники навчають їх основ релігійного сприйняття світу, не можна ухилитися від питання: що ж може і чого не може дати астрономія тим, хто пробує осмислити своє місце і призначення на Землі?

Астрономія є складовою частиною *науки* — упорядкованої системи понять про явища і закони навколишнього світу, причому це не просто перелік фактів, а й їхнє пояснення, осмислення і на цій підставі здатність до передбачення нових явищ і подій. Як уже вказано, така система наукових знань складається поступово багатьма поколіннями вчених. Для пояснення того чи іншого явища спочатку висловлюється певне припущення — *гіпотеза*. І коли за її допомогою вдається передбачити нові явища, вона стає *теорією*, важливою складовою частиною науки. На підставі усієї сукупності даних науки складається так звана *наукова картина світу* — система уявлень про найзагальніші закони будови й розвитку світу та його окремих частин. Вона тою чи іншою мірою стає елементом *світогляду* кожної людини.

Однак тут виникають труднощі. Наприклад, астрономи вивчають навколишній зоряний і галактичний світ усього 2500 років і досягли відстаней 10 млрд св. років. А намагаються вони накреслити картину будови й розвитку усього Всесвіту упродовж усього його життя. Те ж, скажімо, сто-

сується біологів (а питання, чи є життя на інших планетах, обов'язково виникає і в курсі астрономії). Вони досліджують світ живого за допомогою мікроскопів усього 300 років. Проте пробують розповісти, як розвивалося життя на Землі протягом декількох мільярдів років. При цьому вчені неминуче допускають помилки, і побудована ними картина світу також матиме помилкові елементи. У цілому ж очевидно, що питання про походження світу і життя зовсім інакше, ніж «скільки буде 2×2 ?» Ці питання увесь час віддаляються від дослідника за згаданий уже горизонт простору або за горизонт часу. Тому навіть видатний учений, не вступаючи в суперечність ні зі своїми дослідженнями, ні з результатами науки в цілому, може визнавати існування Бога-Творця. Зокрема, віруючими були Коперник, Кеплер, Галілей, Гершель, Джінс, Ейнштейн, Планк і багато інших, серед них лауреати Нобелівських премій і менш відомі вчені. Логічно впливав би писновок; якби релігія справді була несумісна з наукою, то відколи існує наука, усі вчені повинні бути атеїстами. Натомість у США, наприклад, з кожних п'яти вчених чотири — глибоко віруючі.

Упродовж багатьох сотень років сформульовано і детально проаналізовано декілька *аргументів*, які свідчать на користь існування Творця світу. Два з них стосуються астрономії та біології. Це — космологічний і телеологічний аргументи. Перший з них сформульований філософом Платоном (427—347 рр. до н. е.) у такому вигляді: «Усе, що виникло, вимагає певної причини». Суть *космологічного аргумента*, дотримуючись логіки Платона, можна сформулювати так: перед нами Всесвіт (космос) і мусить бути причина його появи, яка мала б бути поза ним.

Довгий час матеріалістична філософія стверджувала, що матерія вічна, що світ безконечний у просторі і вічний у часі.

Проте з усіх сьогodнішніх даних випливає, що наш Всесвіт виник близько 15 млрд років тому, причому з мікроскопічної комірочки, яка раптово почала роздуватися і в якій внаслідок дії певної творчої сили почала з'являтися речовина. Доведено також, що поява цієї речовини не суперечить законам збереження маси та енергії. У кожний момент часу повна енергія у Всесвіті дорівнює сумі кінетичної енергії окремих його частин і сумі потенціальної енергії взаємодії цих мас, що має від'ємний знак. У сумі це завжди нуль. Нулю також дорівнює повна маса Всесвіту, оскільки вона складається не лише з маси спокою всіх галактик, а й енергії їхньої гравітаційної взаємодії.

поділеної на квадрат швидкості світла, що знову ж таки зі знаком мінус.

Телеологічний аргумент (від гр. *τελεος* — мета) формулюється так: у навколишньому світі проявляється надзвичайно тонке допасування окремих параметрів та їхніх систем, і це знову ж таки не могло статися інакше, як за задумом розумного Творця. Особливо це стосується світу живого, де у мікроскопічних краплинах речовини — клітинах — бачимо гідну подиву концентрацію інформації про живі організми, про будову їхніх окремих органів, про функції їхніх окремих систем. До того ж ця інформація записана там, у клітинах, за допомогою всього чотирьох «літер» і в процесі розвитку організму та його життя відбувається переклад (трансляція) цієї інформації на іншу мову, основою якої є 20 амінокислот. Окремі приклади, що стосуються астрономії, наведені на останніх сторінках цього підручника. Тут обмежимося згадкою про теорему австрійського математика Курта Геделя (1906—1978), що звучить так: «ні одна система не може бути пізнана зсередини до кінця, поза її зв'язком з системами вищого порядку». Інакше кажучи, щоб вичерпно пояснити причини виникнення та існування світу, треба вийти за його межі.

Отже, багато питань, які ставить перед собою людина, так і не можуть бути з'ясованими до кінця, тобто наука (принаймні сьогодні) не може дати на них вичерпну відповідь. І, отже, завжди залишається місце для релігії, для віри в Бога-Творця Всесвіту. Тому наука і релігія могли співіснувати упродовж сотень і тисяч років, а протистояння їх було частіше непорозумінням, зумовленим конкретними обставинами та особливостями характеру певних осіб. Зокрема, з'ясовано вже причину суворого присуду для Джордано Бруно (1548—1600) — його втручання в політичні ігри та перекручення поглядів на єхаристію, що з точки зору церкви не могло залишатися безкарним. Жертвою політичних пристрастей став і Галілей, уже в наш час він був цілковито виправданий.

У цілому ж відповідати на питання щодо існування Творця доводиться окремо кожному, прислухаючись до свого внутрішнього голосу.

Частина I

ОСНОВИ СФЕРИЧНОЇ ТА ПРАКТИЧНОЇ АСТРОНОМІЇ

Розповідають, що на дверях Академії Платона було написано: «Хай не входить ніхто, хто не знає геометрії». Давньогрецькі вчені одним з основних для себе вважали питання про місце Землі у Всесвіті, дослідження і з'ясування особливостей руху блукаючих світил—планет — на небі, а в цілому — з'ясування найголовніших елементів світобудови. Тому, коли йшлося про геометрію, то малася на увазі сферична, або геометрія на сфері, яка вже в V ст. до н. е. розвинулася як допоміжна астрономічна дисципліна.

Одною 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. Та найбільшу 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 величезну роль у розвитку сферичної тригонометрії.

Щоб усвідомити, якими значними були труднощі давніх учених, доцільно пригадати, що поняття синуса сформулювали в часи Гіппарха, тоді як тангенса — лише в X ст., що поняття десяткового дробу існує лише з 1585 р., а таблиці логарифмів з'явилися лише після 1614 р.

Розділ I

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 знаходиться під горизонтом. Окремі групи найяскравіших зір давні люди об'єднували в сузір'я. У назвах сузір'їв вони відобразили свій побут і стиль мислення. Біль-

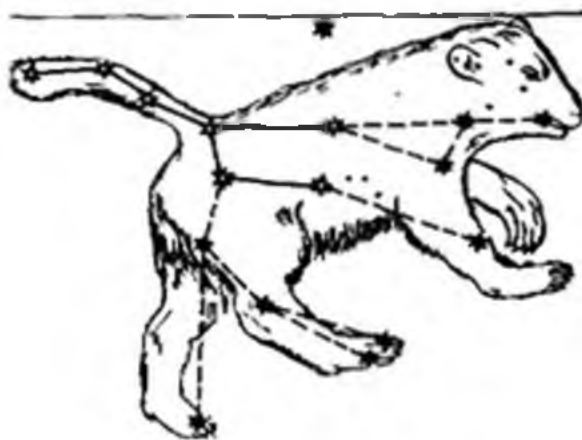


Рис. 1.1. Зображення сузір'я Великої Ведмедиці у давньому атласі.

шість назв, що їх ми використовуємо сьогодні, прийшли до нас із Давньої Греції, де вони склалися поступово протягом сотень років.

Наприклад, у поемі «Роботи і дні» давньогрецького поета Гесіода (VIII ст. до н. е.) згадується 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 Співки в 1922 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 їх дали арабські астрономи, а дійшли вони до нас через німецьку наукову літературу. Тому не зайво зауважити, що в усіх англomовних народів вимова цих назв часто ближча до первісного арабського звучання, наприклад, Мізар, Мегрез, Альфераз тощо.

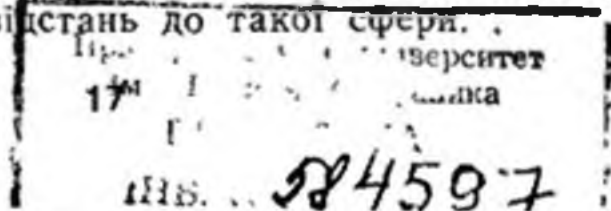
У минулому астрономи визначали положення окремих зір за місцем, яке вони займають на рисунку істоти, назву якої носить це сузір'я (рис. 1.1). У 1540 р. італійський астроном Пікколоміні позначив зорі у кожному окремому сузір'ї грецькими літерами α , β і т. д. у міру зменшення їхньої яскравості. Пізніше англійський астроном Джон Флемстід (1646—1719) увів традицію позначати зорі (також у межах кожного сузір'я зокрема) порядковими номерами, що частково збереглися дотепер (наприклад, зоря β Лебедя).

Отже, сьогодні сузір'я — це ділянки, на які поділено зоряне небо для зручності в орієнтуванні. Уміння розпізнавати на небі окремі групи зір (сузір'я) та окремі зорі називається *астрогнозією* (від. гр. $\alpha\sigma\tau\rho\nu$ — зоря та $\gamma\nu\omega\sigma\iota\varsigma$ — знання).

Сузір'я, через які здійснюється видимий річний рух Сонця на небі, називаються *зодіакальними* (від гр. $\xi\psi\nu\nu$ — тварина, оскільки значна частина з них має назви тварин). Кожне таке сузір'я позначається спеціальним знаком: Овен — Υ , Телець — $\♉$, Близнята — $\♊$, Рак — $\♋$, Лев — $\♌$, Діва — $\♍$, Терези — $\♎$, Скорпіон — $\♏$, 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 знаходяться на різних лінійних відстанях від Землі, тому що на око різниця у цих відстанях не сприймається. Існували уявлення про тверде кам'яне склепіння, яке нібито оточує Землю, до нього 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 з тим, що спостерігач перебуває у його центрі. 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, на яку спроектовані всі світила так, як їх бачить

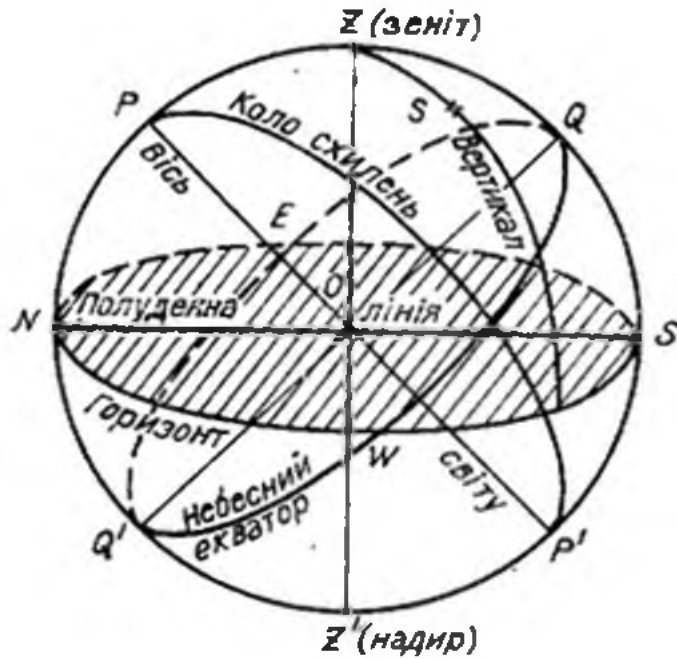


Рис. 1.2. Точки і лінії небесної сфери.

спостерігач у певний момент часу з певної точки простору.

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

Точки перетину небесної сфери з вертикальною лінією (лінією виска) називаються: верхня — *зеніт* Z і нижня — *надир* Z' . Велике коло небесної сфери, площина якого перпендикулярна до вертикальної лінії, називається *математичним горизонтом* (або просто *горизонтом*), а велике коло, яке проходить через зеніт і світило — *вертикалом* (рис. 1.2).

Діаметр небесної сфери, навколо якого вона обертається, називається *віссю світу*, а точки перетину осі світу з небесною сферою — *полюсами світу*. Полюс, відносно якого небесна сфера обертається проти годинникової стрілки (для спостерігача, який перебуває у центрі сфери), на-

зивається Північним полюсом світу, протилежний йому — Південним полюсом світу (рис. 1.3).

Небесний екватор — це велике коло небесної сфери, площина якого перпендикулярна до осі світу. Небесний екватор ділить небесну сферу на дві півкулі: *північну* та *південну*. З горизонтом небесний екватор перетинається у двох точках: у *точці сходу E* і *точці заходу W*. Через точку сходу всі точки небесного екватора піднімаються, через точку заходу — опускаються під горизонт. Вертикал, який проходить через точку сходу, називається *першим вертикалом*.

Добовий рух світил на небі здійснюється по добових *паралелях*.

Велике коло, яке проходить через полюси світу і зеніт, називається *небесним меридіаном*. Він ділить небесну сферу на дві півкулі: *східну* і *західну*. Площина небесного меридіана перерізається з площиною математичного горизонту по прямій лінії, яка називається *полуденною лінією*. Полуденна лінія перетинається з горизонтом у двох точках: у *точці півночі N* і *точці півдня S*. Точкою півночі називається та з них, яка ближче до Північного полюса світу, точка півдня ближче до Південного полюса світу.

Велике коло, яке проходить через полюси світу і через 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 у середині 1990 р. становив $23^{\circ}26'25,5''$. Точки перерізу екліптики з небесним екватором називаються *точками весняного і осіннього рівнодень*. Через точку весняного рівнодення (вона позначається знаком сузір'я Овна Υ) Сонце 20 або 21 березня переходить з південної півкулі неба в північну. Через точку осіннього рівнодення \simeq (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, називаються *точками сонцестоянь*.

Перпендикуляр до площини екліптики, проведений через центр небесної сфери, перетинається з небесною сферою у *полюсах екліптики*. Північний полюс екліптики зна-

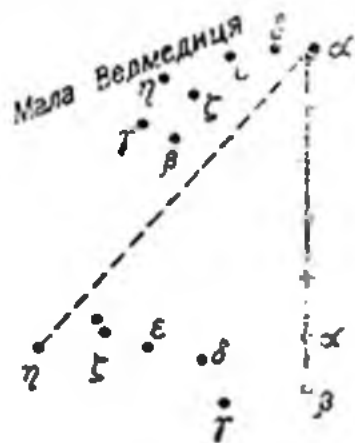


Рис. 1.3. Положення Північного полюса світу серед зір.

ходиться в сузір'ї Дракона. Велике коло, яке проходить через світило і полюси екліптики, називається *колом широти*.

Для глибшого вивчення перелічених тут понять використовують *модель небесної сфери* (рис 14). Доцільно таке вивчення завершувати у *планетарії*.

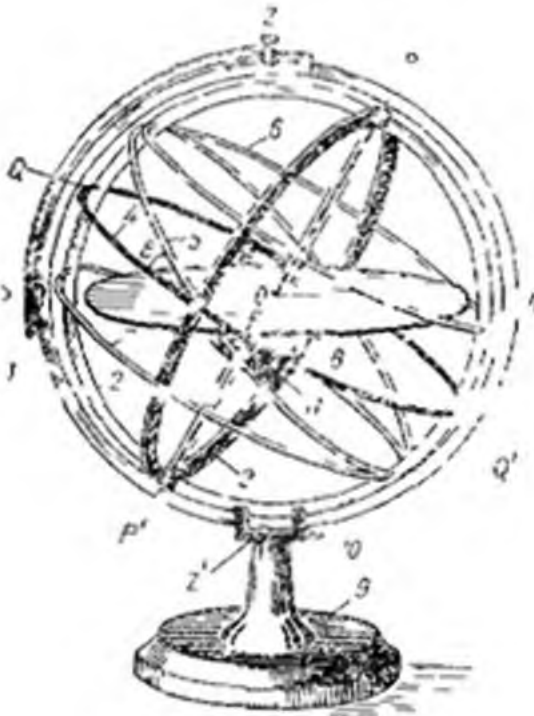


Рис 14. Модель небесної сфери.

1 — небесний меридіан, 2, 3 — кола схилени, 4 — небесний екватор, 5 — екліптика, 6, 7 — дуги паралелі широти відповідно для 22 червня і 22 грудня 8 — горизонтальна площина; 9 і 10 — підставка і затискувач, 11 — пертм'яч, PP' — вісь світу, Z — зеніт, Z' — надир, Q і Q' — найвища і найнижча точки небесного екватора, S, N, E і W — точки півдня і півночі, сходу і заходу, $\varphi = 23,5^\circ$ — кут нахилу площини екліптики до небесного екватора $\varphi = h_p$ — висота полюса світу над горизонтом.

1.3. Обертання небесної сфери. Кульмінації світл

Спостереження зоряного неба показують, що небесна сфера повільно обертається в напрямі зі сходу на захід. Зорі й сузір'я піднімаються над горизонтом у східній частині неба і ховаються за горизонт у західній. Для спостерігача, який знаходиться у північній півкулі Землі і 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, вночі так же 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 доказів. Наприклад, площина коливання маятника Фуко, намагаючись зберегти своє положення відносно далеких зір, відносно земних

орієнтирів повертається навколо вертикалі. Іншим доказом, про що буде мова далі, є сплюснутість Землі біля полюсів: екваторіальний радіус Землі більший від полярного.

Видиме обертання небесної сфери прийнято називати *добовим обертанням*, оскільки його період дорівнює одній добі (поняття доби уточнене нижче). Як згадувалося, 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, що 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. Північний полюс світу знаходиться поблизу Полярної зорі у сузір'ї Малої Ведмедиці: в 1966 р. — на кутовій відстані 54' від неї, у 1986 р. ця відстань становила вже 49'. Причину зменшення її (завдяки прецесії) наведемо нижче.

Унаслідок добового обертання небесної сфери кожне світило двічі перетинає (чи проходить) небесний меридіан. Явище проходження світила через небесний меридіан називається *кульмінацією світила* (від лат. *culmen* — верх). У *верхній* кульмінації світило перетинає ту частину небесного меридіана, в якій знаходиться зеніт, у *нижній* воно проходить через частину меридіана, в якій розміщений надир.

1.4. Поняття про добу. 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 вершинами кульмінаційної точки весняного рівнодення. *Зоряний час* — це час s , що минув від верхньої кульмінації точки весняного рівнодення. Вимірюється він у годинах, хвилинах і секундах.

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

Однак Земля — куля. У кожній її точці, точніше на різних географічних меридіанах, кульмінація точки весня-

ного рівнодення настає в різний момент. 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)

$$s = s_0 + \lambda. \quad (1.1)$$

Гринеїцький зоряний час s_0 на початок доби наведений у всіх «Астрономічних календарях». Наближену формулу для його обчислення наведено у 2.6.

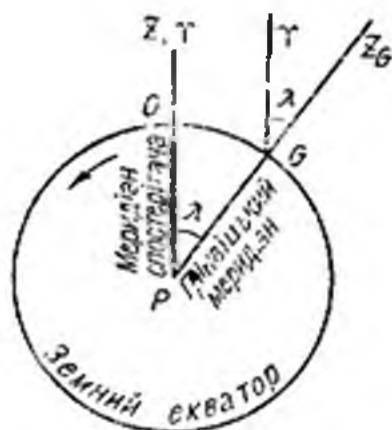


Рис. 1.5. Визначення зв'язку між місцевим s і грінвіцьким s_0 зоряним часом: якщо на земному екваторі в точці O точка весняного рівнодення перебуває в зеніті, то на нульовому меридіані вона знаходиться на кутовій відстані λ від небесного меридіана, а її верхня кульмінація відбудеться через λ годин.

1.5. Системи небесних координат

Положення світила на небесній сфері визначається двома координатами. Залежно від завдань, які ставить перед собою спостерігач, він може використовувати такі системи координат: горизонтальну, екваторіальну, екліптичну, галактичну.

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

Азимут 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.

Висотою h світила M називається кут між площиною горизонту і напрямом на світило, виміряний у площині вертикала. Висоту h світила відлічують від горизонту уздовж вертикала до світила. Замість висоти h часто застосовують зенітну відстань світила z . 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 під горизонтом, висота $h < 0$).

Ця система небесних координат є дуже простою, однак її недоліком є те, що кожна з координат світила безперервно змінюється.

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

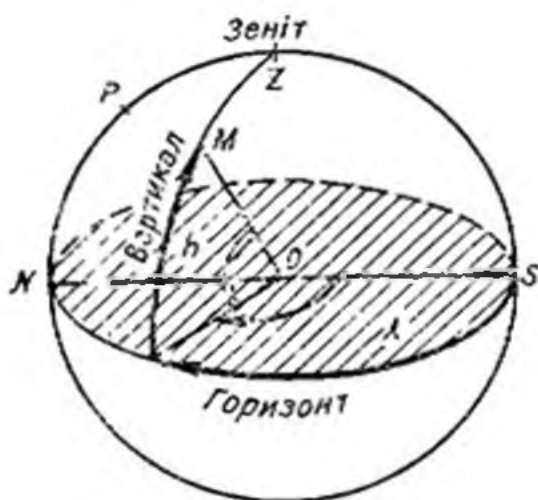


Рис. 16. Горизонтальна система небесних координат; стрілками вказано напрями відліку азимута λ і висоти h .



Рис. 17. Екваторіальні системи небесних координат; стрілками вказано напрями відліку годинного кута t , прямого піднесення α і схилення δ .

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. Іншими словами, годинний кут світила t — це час, що минує від верхньої кульмінації світила (рис. 1.7).

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

Годинний кут світила вимірюється у годинах (хвилинах, секундах) від 0^h (світло у верхній кульмінації) до до 24^h (знову у верхній кульмінації). Якщо годинний кут світила $t=12^h$, то світло перебуває у нижній кульмінації. Іноді годинний кут світила задають у градусах. Як уже згадувалося, перехід до годинної міри здійснюють з роз-

рахунку, що $1^h = 15^\circ$. 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, $t = -1^h$ еквівалентне записові $t = 23^h$ і т. д.

Схилення світила δ вимірюють від 0 (світло на небесному екваторі) до $+90^\circ$ у бік Північного полюса світу і від 0 до -90° у південній півкулі.

У цій системі одна з координат — схилення світила δ — залишається незмінною під час обертання небесної сфери. Інша — годинний кут t — безперервно зростає. Причиною є те, що відлік її ведуть від небесного меридіана спостерігача, точніше — від моменту верхньої кульмінації світила.

Тим часом для того, щоб вказати, де знаходиться те чи інше світло 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 певну 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 .

Прямим піднесенням α світила M називається центральний кут між напрямом на точку весняного рівнодення Υ 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).

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

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

$$\alpha + l = s. \quad (1.2)$$

Визначення якогось точніших координат небесних світил — одне з головних завдань астрометрії. Зокрема, координати сотень тисяч зір подаються у каталогах, публікуються в астрономічних щорічниках. Виписавши з такої каталога координати α і δ світила та обчисливши зведений час s на момент спостережень (про це див. нижче), астроном знаходить зі співвідношення (1.2) годинний кут світила $l = s - \alpha$, 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 площину прийнято площину екліптики, а за основну точку відліку — точку весняного рівнодення. У цій системі використовують такі дві координати: екліптичну довготу λ і екліптичну широту β .

Екліптична довгота λ світила M — це центральний кут між напрямом на точку весняного рівнодення Υ 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, додатна — до Північного полюса екліптики.

Про галактичну систему небесних координат див. далі.

1.6. Теорема про висоту полюса світу над горизонтом

При пересуванні спостерігача від екватора до полюса по поверхні Землі кут між напрямом лінії виска і віссю світу зменшується від 90° до 0° . Для кожної точки земного меридіана правильна така теорема.

Висота полюса світу над горизонтом дорівнює географічній широті спостерігача.

Як уже згадувалося (рис. 1.8), вісь світу PO паралельна осі добового обертання Землі, тобто $PO \parallel AC$. Тому площина небесного екватора паралельна площині екватора Землі, паралельні їй лінії OQ і CB , що належать відповідно цим площинам і водночас лежать у площині небесного меридіана (картинній площині). Оскільки виконуються

умови $NO \perp OC$ і $PO \perp CB$ то звідси випливає, що $\angle NOP = \angle OCB: h_p = \varphi$.

Північний полюс світу знаходимо, відкладаючи п'ять відрізків, що дорівнюють відстані між зорями α і β Великої Ведмедиці, як це показано на рис. 1.3.

Обчислюємо, що нахил небесного екватора до горизонту $i = 90^\circ - \varphi$.

Зі сказаного випливає такий висновок: при пересуванні спостерігача по поверхні Землі від екватора до полюса змінюється загальна картина добового обертання небосхилу (рис. 1.9). Наприклад, на полюсі ($\varphi = 90^\circ$) Північний полюс світу збігається з зенітом, а небесний екватор з горизонтом. Зорі описують добові кола, паралельні горизонту.

Рис. 1.8 Слiввiдношення мiж висотою полюса свiту над горизонтом h_p i географiчною широтою спостерiгача φ .

висота кожного з них протягом доби не змінюється. На земному екваторі $\varphi = 0^\circ$ Північний полюс світу лежить на горизонті, збігаючись з точкою півночі N , а Півден-

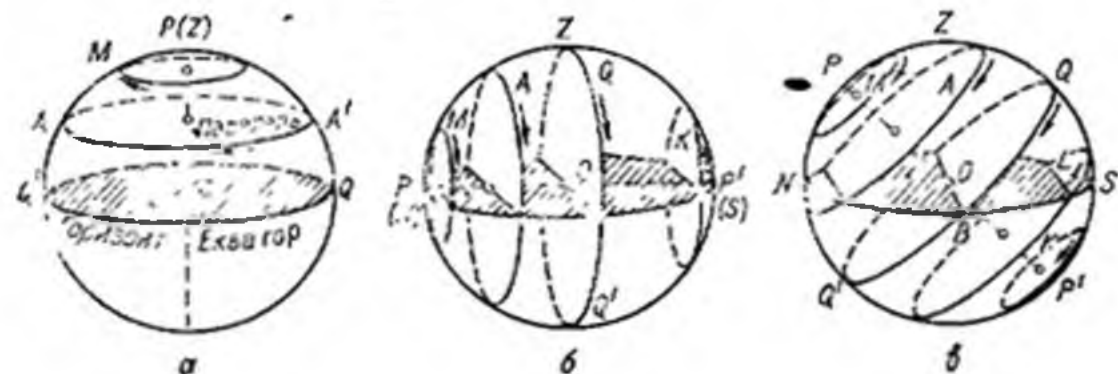


Рис. 1.9 Добове обертання небесної сфери на полюсі (а), екваторі (б) і в середніх широтах (в).

ний — з точкою півдня S . Небесний екватор проходить через зеніт Z . Тут добові кола зір перпендикулярні до площини горизонту, кожне світило перебуває над горизонтом 12 годин і стільки ж — під горизонтом. У проміжному випадку, коли спостерігач знаходиться на географічній широті φ , частина зір цілодобово перебуває над горизонтом, тоді як інша ніколи над ним не з'являється.

1.7. Висота світила в меридіані.

Умови перебування світила над горизонтом

У верхній кульмінації світило займає найвище положення над горизонтом. Якщо схилення світила $\delta = \varphi$, то у верхній кульмінації це світило проходить через зеніт. У цей момент його висота над горизонтом $h_{\text{вк}} = 90^\circ$. Якщо схилення світила $\delta < \varphi$, воно кульмінує на південь від зеніту,

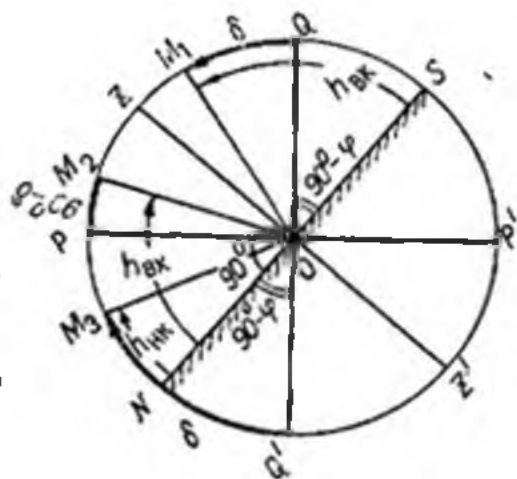


Рис. 1.10. Залежність висоти світила в кульмінації $h_{\text{вк}}$ і $h_{\text{вк}'}$ від географічної широти спостерігача φ і схилення світила δ .

у цей момент його азимут $A = 0^\circ$. При $\delta > \varphi$ світило у верхній кульмінації перетинає небесний меридіан на північ від зеніту, його азимут $A = 180^\circ$ (рис. 1.10). У першому випадку висота світила над горизонтом у верхній кульмінації

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

Для світил, що кульмінують на північ від зеніту,

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

Звідси впливають умови перебування світила над горизонтом. По-перше (рис. 1.11), якщо схилення світила

$$\delta > (90^\circ - \varphi), \quad (1.4)$$

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

$$\delta < -(90^\circ - \varphi), \quad (1.4')$$

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

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

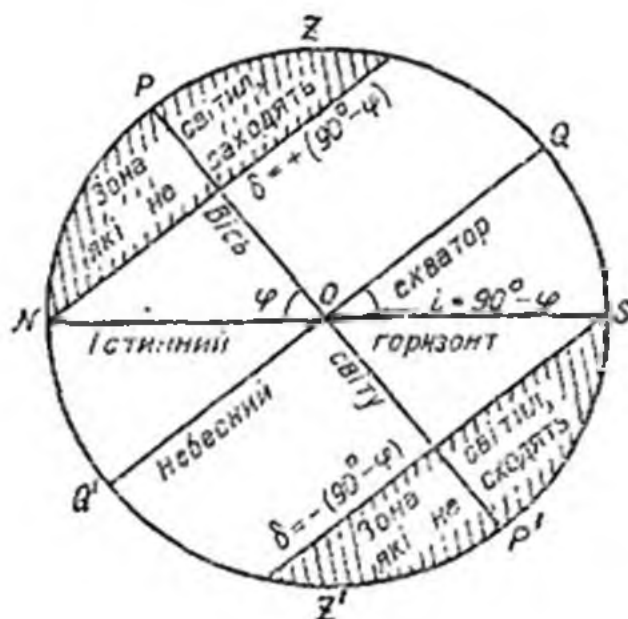


Рис. 1.11. Умови перебування світила над горизонтом.

1.8. Атмосферна рефракція. Мерехтіння зір. Прискерки

Атмосферна або астрономічна рефракція (від лат. *refractio* — заломлюю) — явище відхилення світлового променя від прямолінійного напрямку при його проходженні через атмосферу Землі (рис. 1.12). За рахунок цього ефекту світло спостерігається не на зенітній відстані z , як це було б на планеті, позбавленій атмосфери, а z' , причому

$$z' = z - \rho. \quad (1.5)$$

Отже, завдяки рефракції світло завжди перебуває вище від свого справжнього положення. Значення кута рефракції ρ залежить від температури і густини атмосфери. За нормальних умов ($+10^\circ\text{C}$ і 760 мм рт. ст.) його знаходять за наближеною формулою

$$\rho = 58,2'' \lg z', \quad (1.6)$$

доки зенітна відстань світила $z' \leq 70^\circ$. Біля горизонту середнє значення кута рефракції становить $35,5'$, однак в окремих випадках може досягати 2° . Для внесення виправлень 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 за-

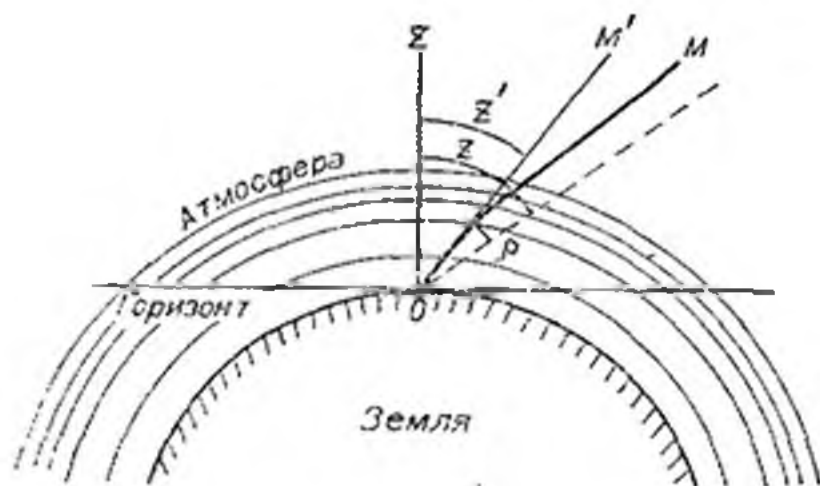


Рис. 1.12. Рефракція променів світила у земній атмосфері: завдяки рефракції світило завжди видно вище від його справжнього положення на небі.

ході 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

$$\Delta t = 3.3^m / \cos \varphi \cos \delta_{\odot} \sqrt{1 - \operatorname{tg}^2 \varphi \operatorname{tg}^2 \delta_{\odot}}$$

раніше, а його захід пізніше, ніж це відбувалося 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 на кут $\Delta A \approx 50' \operatorname{tg} \varphi / \sin A_0$ зсувається в бік точки півночі N відносно її положення без урахування рефракції (A_0 — теоретичний азимут точки сходу Сонця без такого врахування, те ж — при заході Сонця). Наприклад, у березні при $A_0 = 90^\circ$ 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 ру-

хомих неоднорідностях густини атмосфери. У кожний конкретний момент ока спостерігача досягають промені, які до заломлення рухалися в дещо відмінних напрямках. 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. Для планет, що мають значні диски, відбувається усереднення світлових потоків від окремих частин їхніх дисків, тому мерехтіння 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 й астрономічні присмерки. Вечірні *громадянські присмерки* розпочинаються в момент заходу Сонця і тривають доти, доки висота центра диска Сонця h не досягне значення -7° (тобто доки цей диск не опиниться на глибині -7° під горизонтом). У цей момент на небі з'являються найяскравіші зорі. *Астрономічні присмерки* закінчуються (уранці розпочинаються) у момент, коли висота центра сонячного диска $h = -18^\circ$. Власне, ніч, коли на небі видно найлабільші 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 з перелічених 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. 1.13). 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 . Приймавши радіус сфери за одиницю, отримуємо, що

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

Нагадаємо, що, як і в плоскій тригонометрії, кути трикутника позначаються літерами A, B, C , а протилежні їм сторони — a, b, c . При виведенні наведених нижче формул приймається, що сторони b і c трикутника ABC менші від 90° . Для визначення (і подальшого виключення)

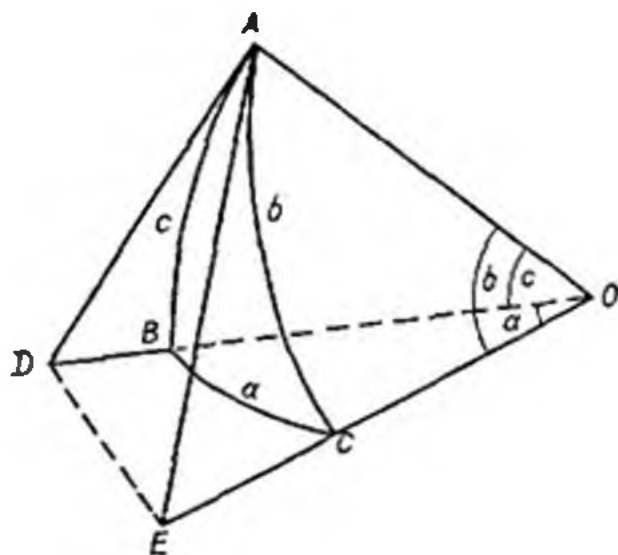


Рис. 1.13. Сферичний трикутник.

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

$$\cos a = \cos b \cos c + \sin b \sin c \cos A;$$

формулу синусів

$$\sin a \sin B = \sin b \sin A;$$

формулу п'яти елементів

$$\sin a \cos B = \cos b \sin c - \sin b \cos c \cos A.$$

За допомогою колової перестановки (заміни $a \rightarrow b$, $b \rightarrow c$, $c \rightarrow a$ і відповідно $A \rightarrow B$, $B \rightarrow C$, $C \rightarrow A$) 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. *παράλλαξις* — 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

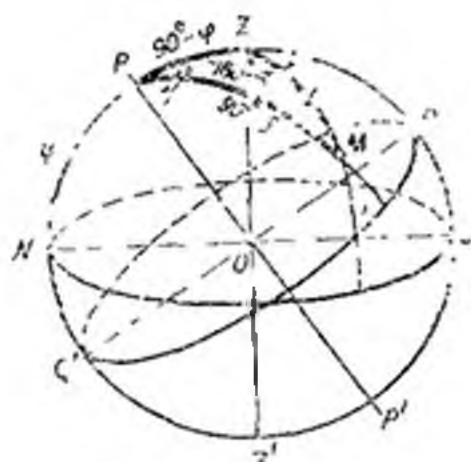


Рис. 1.14 Паралактичний трикутник.

Z — доповнення азимута A до 180° , тобто він дорівнює $(180^\circ - A)$. Кут при світилі M називається *паралактичним кутом*, при обчисленнях не використовується (рис. 1.14).

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 екваторіальної і навпаки.

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

$$\cos z = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos t; \quad (1.7)$$

$$\sin z \sin A = \cos \delta \sin t, \quad (1.8)$$

а також

$$\sin z \cos A = -\cos \varphi \sin \delta + \sin \varphi \cos \delta \cos t. \quad (1.9)$$

При значеннях годинного кута t , близьких до 0 і 180° , азимут світила A ліпше обчислювати за формулою (1.8), якщо ж t близький до 90 і 270° — за формулою (1.9). 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

$$\sin \delta = \sin \varphi \cos z - \cos \varphi \sin z \cos A; \quad (1.10)$$

$$\cos \delta \sin t = \sin z \sin A \quad (1.11)$$

$$\cos \delta \cos t = \cos \varphi \cos z + \sin \varphi \sin z \cos A. \quad (1.12)$$

Знак схилення δ визначається знаком $\sin \delta$, а квадрант для t вибирають за знаками правої частини формул (1.11) та (1.12). Використання першої чи другої з них зумовлюється тими ж умовами, що й 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 пошуку 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 відкладено пряме піднесення α , по вертикалі — схилення δ . Зауважимо, що межі сузір'їв проведено уздовж кіл схилень і кіл однакових схилень (з 1922 р.). На деяких прямокутних картах на екліптиці проставлено дати — перші числа місяців. Так вказано точки екліптики, які на початку того чи іншого місяця перебувають у верхній кульмінації в момент, коли Сонце знаходиться в нижній кульмінації (тобто опівночі).

На карті, виконаній у формі круга, у центрі знаходиться Північний полюс світу. Пряме піднесення α зір проставлене на обводі карти через одну або дві години. Радіальні лінії, що збігаються до центра карти, — це проєкції кіл схилень. Схилення δ проставлене тут уздовж 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 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 12^m).

Конкретні відомості про положення на небесній сфері тих чи інших зір наведені в *каталогах* (від. гр. $\chi\alpha\tau\alpha\lambda\omicron\upsilon\sigma$ — список): Координати найяскравіших стаціонарних і змінних зір (зоряних скупчень, галактик тощо) є в «Довіднику любителя астрономії» П. Г. Куликовського та в «Астрономічному календарі. Стала частина» Наближені координати 324 188 зір північної півкулі неба вказані в складеному в 1863 р «Боннському огляді» (його скорочене позначення — *BD*). Дотепер широко використовують «Новий загальний каталог туманностей і зоряних скупчень» (скорочено *NGC*), складений у 1888 р. Він разом з двома доповненнями містить дані про понад 13226 об'єктів. Найдавнішим з уживаних є каталог Месьє (1784 р), в якому вказано координати і зоряні величини 109 об'єктів — туманностей і зоряних скупчень. При посилянні на нього після літери *M* вказують порядковий номер об'єкта за цим списком (наприклад, *M 31* — туманність з сузір'я Андромеди, вона ж — об'єкт *NGC 224*)

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 , не залишає незмінним своє положення відносно зір, а зміщується по екліптиці назустріч видимому річному рухові Сонця з кутовою швидкістю 50,26" за рік або 1° за 72 роки (рис. 1.15). Це явище *прецесії* (випередження рівнодень) відкрите Гіппархом

Коротко з'ясуємо, як же було виявлено зміщення уявної точки перетину двох уявних кіл Трапилоса так що за 169 років до Гіппарха два грецькі астрономи Арістіл і Тимохарис спостерігали повне місячне затемнення в ніч весняного рівнодення. Очевидно, що в момент найглибшого входження Місяця в тінь Землі (див. далі) центр його диска проектувався на точку осіннього рівнодення. Тоді-

то згадані астрономи зафіксували кутову відстань зорі Спіки (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 Υ за рік на $43''$. Згодом значення прецесії було уточнене. Ми звертаємо увагу на цей факт тому, що він є чудовою ілю-



Рис. 1.15 Зміщення точки весняного рівнодення назустріч рулові Сонця — причина безперервної зміни небесних координат зір; Υ_0 — положення точки весняного рівнодення 3500 р. до н. е.

страцією 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 доbowого обертання Землі (вісь світу) приблизно за 26000 років описує конус (рис. 1.16), а полюси світу — на небі кола з кутовим радіусом $23,5^\circ$ (рис. 1.17). Тому-то близько 5 тис. років тому Полярною була зоря α Дракона, а через 12 тис. років цей полюс буде недалеко від зорі Веги (α Ліри).

Водночас на небесній сфері зміщується і вся сітка екваторіальних координат. Наприклад, 6000 років тому координати зорі Спіки були такі: $\alpha = 8^h 13^m$, $\delta = +18^\circ 52'$, на початок же 1950 р. $\alpha = 13^h 23^m$, $\delta = -10^\circ 54'$. Близько 4000 років тому точка весняного рівнодення знаходилася в сузір'ї Тельця недалеко від зоряного скупчення Плеяд. І в момент весняного рівнодення центральне місце на південній частині небосхилу ввечері займало сузір'я Лева, сузір'я ж Близнят перебувало 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. У наш час взимку і весною у південній частині небосхилу перебуває Оріон, поблизу «першого справа» Косаря (так наші предки назвали Пояс Оріона — групу з трьох яскравих зір, що сходять вранці до сходу Сонця під кінець липня «враз із косарями») про-

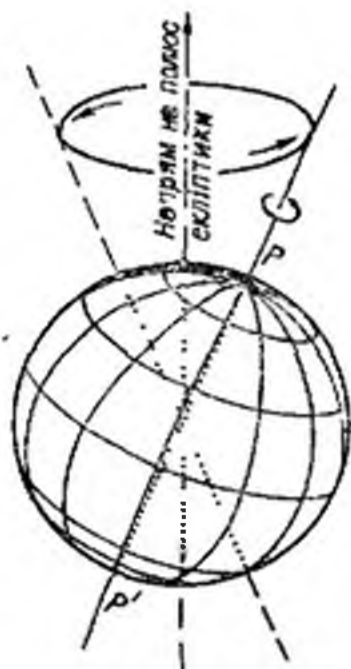


Рис. 116. Явище прецесії.

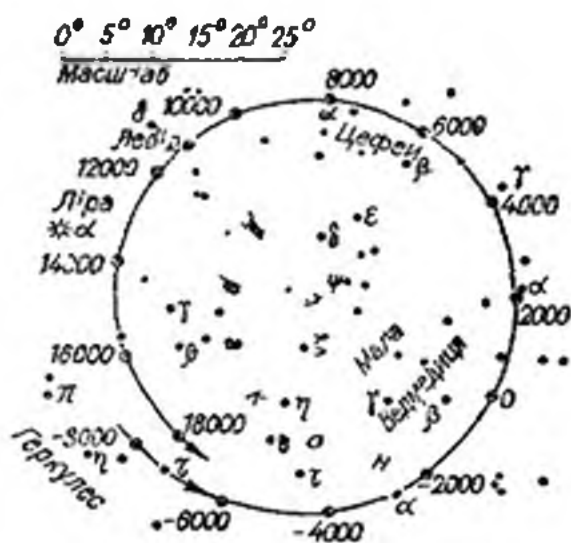


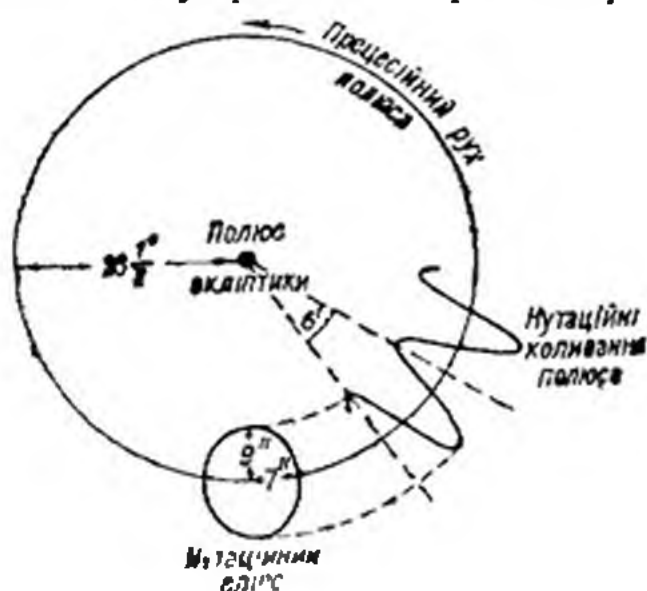
Рис. 117. Рух Північного полюса світу внаслідок прецесії; точками в центрі показано зміну положення полюса екліптики

ходить небесний екватор. Проте внаслідок прецесії через 10000 років цього мальовничого сузір'я в 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* — коливаю) — коливання осі світу (рис. 1.18) 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 зодіа-

ку, від початку якого відлічували екліптичну довготу світила). Наприклад, перший уламок дуги в 30° позначили знаком Овна Υ , другий — знаком Тельця $\var�$ і т. д. Тоді це відповідало реальному положенню цих сузір'їв на небі. Однак від початку нашої ери за ці 2000 років точка весняного рівнодення змістилася на 28° , тобто практично на дугу, що відповідає одному знакові зодіаку, і сьогодні вона знаходиться в сузір'ї Риб. Проте астрологи — укла-



Рс. 118. Рух полюса світу внаслідок прецесії і нутації.

дачі гороскопів (ворожінь про долю окремої людини за 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 (що можна було б 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 протягом декількох тижнів, свідчать, що вся сфера зір обертається назустріч Сонцю. Зодіакальне сузір'я, яке було



Рис. 2.1. Видиме зміщення Сонця по зодіакальних сузір'ях унаслідок руху Землі навколо нього.

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 диск Сонця зміщується за добу в напрямі з заходу на схід назустріч обертанню небесної сфери приблизно на 1° , тобто на два свої видимі кутові діаметри.

Проміжок часу, за який Сонце, здійснивши повний оберт на небесній сфері, повертається на попереднє місце,

називається *зоряним роком*. Його тривалість — 365,256360 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 Υ) пересувається назустріч видимому рухові Сонця зі швидкістю 50,26" за рік. З переходом Сонця з південної півкулі неба у північну пов'язана зміна температурного режиму на земній поверхні — зміна *літ 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 точку весняного рівнодення. Його тривалість 365,2422 доби, або 365 діб 5 год 48 хв 46 с. Як бачимо, зоряний рік триває на 20 хв 24 с довше, що на 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 Υ до точки осіннього рівнодення \cap Сонце проходить за 186 діб, тоді як від точки \cap до точки Υ — 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 (днів, далі) введено поняття *середнього сонця* — фіктивної точки, яка рухається рівномірно по небесному екватору і, як справжнє Сонце, попертається в точку весняного рівнодення за 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 $23,5^\circ$. Визначено, що завдяки притяганню планет 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 $24,568^\circ$. У наш час кут ϵ щорічно зменшується на $0,47''$. Наприклад, на початок 1980 р. $\epsilon = 23^\circ 26' 30,78''$, на початок 1990 р. — $23^\circ 26' 26,10''$.

2.2. Пари року і теплові пояси

Унаслідок видимого річного руху Сонця його схилення δ_\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 —

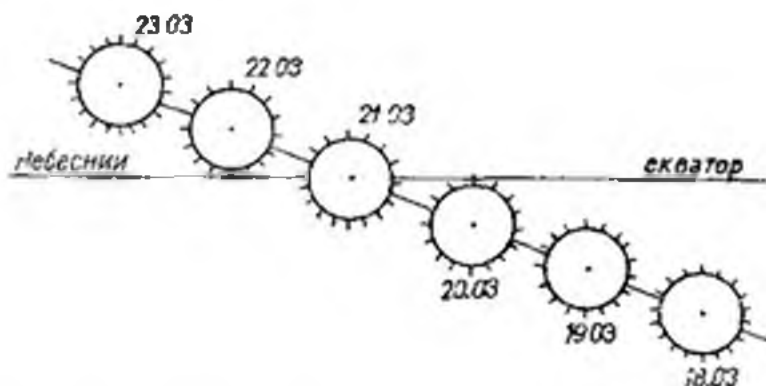


Рис. 2.2 Перехід Сонця через точку весняного рівнодення

весняне рівнодення, початок астрономічної весни. Схилення Сонця $\delta_\odot = 0^\circ$;

22 червня — *літнє сонцестояння, початок літа* у північній півкулі. У цей день $\delta_\odot = +23^\circ 26'$. За формулою (1.3) знаходимо, що для $\varphi = 50^\circ$ висота Сонця у верхній кульмінації $h_{\text{вк}}^\odot = 63^\circ 26'$. Протягом декількох днів ця висота Сонця над горизонтом опівдні залишається майже незмінною (звідси й поняття «сонцестояння»). Тривалість дня на цій широті — 16 год, ночі — 8 год;

23 вересня — *осіннє рівнодення.* Схилення Сонця $\delta_\odot = 0^\circ$, висота Сонця над горизонтом у верхній кульмінації $h_{\text{вк}} = (90^\circ - \varphi)$. Центр диска Сонця перетинає небесний екватор у точці осіннього рівнодення. Це — *початок осені* в північній півкулі;

22 грудня — *зимове сонцестояння, початок астрономічної зими.* Схилення Сонця $\delta_\odot = -23^\circ 26'$, висота Сонця у

верхній кульмінації на широті $\varphi = 50^\circ$ становить усього $16^\circ 34'$. День тут триває 8 год, ніч — 16 год.

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



Рис. 23. Рух Землі навколо Сонця і зміна пір року.

Указана тут зміна схилення Сонця δ_\odot упродовж року зумовлена орієнтацією осі добового обертання Землі у просторі (рис. 23). Ця вісь нахилена до площини екліптики під кутом $(90^\circ - \varepsilon) = 66^\circ 34'$ і під час руху Землі навколо Сонця переноситься паралельно сама собі (насправді описує 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 $\varphi = 50^\circ$ потік сонячної енергії в літній період (так звана інсоляція) у 3,2 раза більший, ніж узимку, а тривалість дня на цій широті влітку удвічі більша, ніж узимку.

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

На екваторі всі світила, у тому числі й Сонце, перебувають 12 год над і 12 год під горизонтом. Двічі на рік, 21 березня і 23 вересня, Сонце у верхній кульмінації проходить через зеніт, 22 червня Сонце кульмінує на північ від зеніту на висоті $66^\circ 34'$, 22 грудня — на такий же висоті на південь від зеніту.

На північному тропіку (тропіку Рака) на широті $\varphi = 23^\circ 26'$ Сонце в день літнього сонцестояння переходить через зеніт. Через півроку, 22 грудня, Сонце переходить

через зеніт 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 дорівнює широті місця.

На північному полярному колі (широта $\varphi = 66^{\circ}34'$) у день літнього сонцестояння Сонце цілодобово перебуває над горизонтом, а в день зимового сонцестояння за рахунок рефракції з'являється над горизонтом біля точки півдня.

На полюсі Сонце перебуває над горизонтом увесь час, поки його схилення $\delta_{\odot} \geq 0^{\circ}$, тобто поки воно перебуває над екватором. На північному полюсі Сонце сходить близько 21 березня, найбільшої висоти ($23^{\circ}26'$) досягає 22 червня і близько 23 вересня заходить. Унаслідок добового руху воно описує на небі кола, майже паралельні горизонту, у першій половині вказаного періоду повільно піднімаючись угору, у другій — опускаючись униз. У цілому день і ніч на полюсі 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 так: $T_{\odot}(\odot$ — знак Сонця).

Як відомо, Сонце рухається на небі нерівномірно (це є відображенням руху Землі по еліптичній орбіті). Тому в різні пори року тривалість доби різна. Найдовша доба 23 грудня, найкоротша — 16 вересня, причому ця різниця в тривалості досягає 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 ділиться 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 найкоротші). Однак годинники наші показують середній

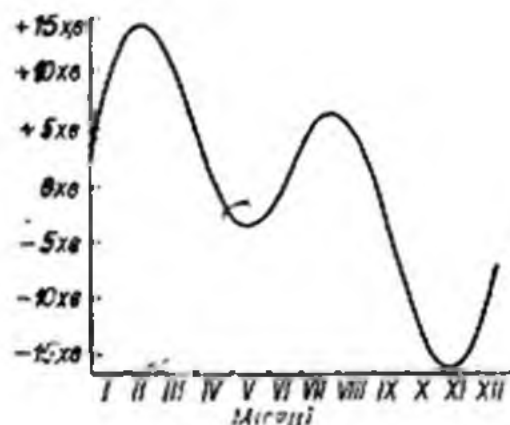


Рис. 2.4. Рівняння часу.

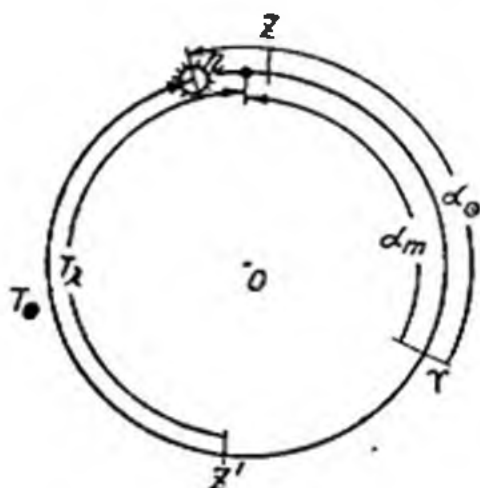


Рис. 2.5. Визначення рівняння часу через пряме піднесення справжнього Сонця і середнього екваторіального сонця.

сонячний час. Зв'язок між справжнім сонячним часом T_{\odot} і середнім сонячним часом T_{λ} , виміряним на тому ж меридіані, задається за допомогою рівняння часу

$$\eta = T_{\lambda} - T_{\odot}. \quad (2.1)$$

Рівнянням часу називається також сама величина η , яку обчислюють наперед і подають на кожен день у всіх астрономічних щорічниках. Наближено його можна визначити з рис. 2.4.

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 α_{\odot} 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. Найбільша розбіжність між поло-

женнями справжнього Сонця і середнього сонця буває 12 лютого (тоді $\eta = +14$ 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 $\eta = 0$.

У день весняного рівнодення $\eta = +7,5$ хв. Це означає, що в добовому обертанні небесної сфери спочатку через ме-

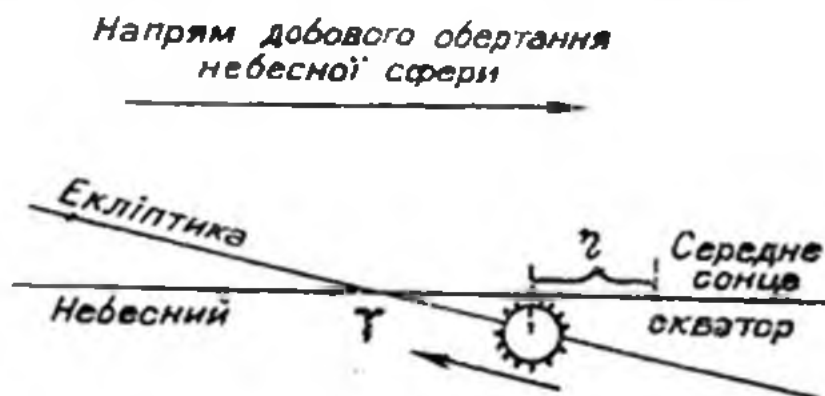


Рис. 26. Положення справжнього Сонця і середнього екваторіального сонця в середині березня.

ридіан спостерігача проходить середнє сонце і лише через 7,5 хв — центр диска справжнього Сонця (рис. 2.6).

Через Берінгову протоку і водами Тихого океану приблизно вздовж меридіана 180° від північного полюса Землі до південного простяглася лінія зміни дати. Звідси на нашій планеті починається нова доба і новий рік. Якщо мандрівник перетинає цю лінію, рухаючись на схід, то він потрапляє у вчорашню дату, якщо ж 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 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 одна календарна дата викидається, наприклад, після 10 липня пишуть 12 липня.

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 виникла потреба

певного упорядкування лічби часу. У 1884 р. Міжнародна конференція представників 26 держав прийняла систему поясного часу. За цією системою всю земну кулю поділили на 24 годинні пояси з нумерацією від 0-го до 23-го так, що ширина по довготі такого поясу дорівнює 15° . Через середину кожного годинного поясу проходить *центральный меридіан* поясу.

Місцевий час центрального меридіана поясу T_{\square} називається *поясним часом*.

За *нульовий* прийняли *грінвіцький меридіан*, нульовий годинний пояс відповідно простягається по довготі на $7,5^\circ$ 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:

$$T_{\lambda} = T_0 + \lambda. \quad (2.2)$$

У свою чергу, поясний час

$$T_{\square} = T_0 + N^h, \quad (2.3)$$

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

Для деякого заощадження електроенергії на початку ХХ 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 вересня — назад. Очевидно, що літній час T_{λ} пов'язаний з поясним часом T_{\square} простим співвідношенням

$$T_{\lambda} = T_{\square} + 1^h. \quad (2.4)$$

Такий літній час було введено в СРСР у 1930 р., однак стрілки годинників тоді назад переведені не були, і цей час названо *декретним*. З 1981 р. на літній період тут вводили літній час, тобто стрілки годинників переводили ще на одну годину вперед, тому люди жили не за своїм поясним часом і не за часом сусіднього східного годинного поясу, 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. Це було зроблено у 1991 р.

Повна група формул для взаємного перетворення систем часу така:

$$\begin{aligned}
T_{\lambda} &= T_0 + \lambda; & T_0 &= T_{\lambda} - \lambda; \\
T_{\Pi} &= T_0 + N^h; & T_0 &= T_{\Pi} - N^h; \\
T_{\Gamma} &= T_0 + (N+1)^h; & T_0 &= T_{\Gamma} - (N+1)^h.
\end{aligned}
\tag{2.5}$$

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

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 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 атмосфери. Тривалі періодичні зміни зумовлені гальмівним впливом Місяця (припливами і відпливами, які виникають в океанах завдяки притяганню з боку Місяця), а також змінами маси льоду в Антарктиді та Гренландії. Проте причина стрибкоподібних змін швидкості обертання Землі, що досягають 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 тисячу чи дві тисячі років тому).

Це стало причиною введення рівномірного *ньютонівського*, або *ефемеридного часу* (в останні роки його названо *динамічним*), який і використовують тепер для розрахунку положень планет, автоматичних міжпланетних станцій (АМС) і штучних супутників Землі (ШСЗ).

У 1956 р. Міжнародний комітет мір і ваг прийняв рішення вважати секундою $1/31\,556\,925,9747$ частину тро-

півного року для моменту 1900 р. 0 січня (тобто 31 грудня попереднього року) на 12 год ефемеридного часу. Це була *середня сонячна секунда* на початок 1900 р. А що швидкість обертання Землі навколо осі поступово сповільнюється, то кожна середня сонячна доба сьогодні довша за ефемеридну добу початку 1900 р. Тому і початок кожного наступного року за ефемеридним часом настає раніше, ніж за календарним. Зокрема, на початок 1992 р. різниця між ефемеридним часом T_0 і всесвітнім T_0 становила 58 с.

У 1964 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.

Проте порівняно з фіктивними ідеальними годинниками, які відлічують ефемеридний час (а його визначають з аналізу руху Місяця навколо Землі) атомні годинники дещо спішають. За рік різниця в показах цих двох типів годинників досягає 0,9 с. Тому за міжнародною угодою в ніч з 31 грудня на 1 січня або з 30 червня на 1 липня цю похибку усувають таким чином: остання хвилина року (чи півроку) має не 60, а 61 с. Для зручності лічби секунд у році в деяких випадках після 58-ї секунди йде безпосередньо 60-та, нульова, покази ж атомних годинників пересувають на одну секунду назад. За угодою відхилення атомного часу від ефемеридного не повинно перевищувати 0,7 с.

За допомогою радіо сигнали точного часу передають в ефір у вигляді шести секундних імпульсів, причому початок останнього сигналу означає кінець години. Крім того, декілька радіостанцій світу ведуть безперервні передачі сигналів точного часу цілодобово. У цих сигналах є зашифрована інформація про величину відхилення атомного часу від ефемеридного.

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 за добу Сонце зміщується на екліптиці на $0,986^\circ$, то сонячна доба довша від зоряної на 3 хв 56,555 с,

тобто майже на 4 хв. За рік ця різниця становить добу: 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 співпадає з точкою весняного рівнодення якраз у момент її верхньої кульмінації. За добу, до полудня 21 березня Сонце зміститься в бік сходу майже

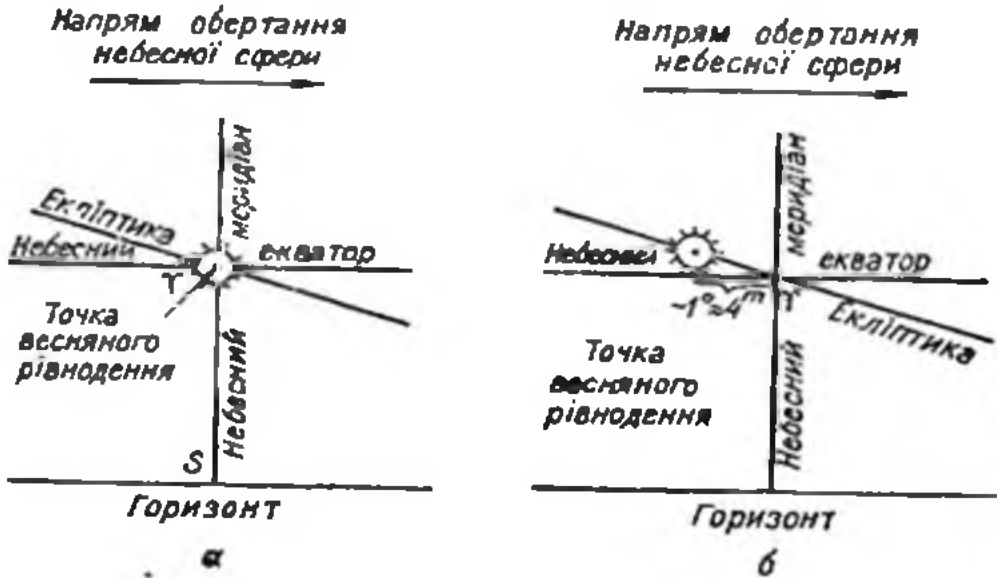


Рис. 2.7. Пояснення різниці в тривалості зоряної та сонячної доби: якщо 20 березня центр диска Сонця співпадає з точкою весняного рівнодення Υ у момент її верхньої кульмінації (а), то за добу до півдня 21 березня Сонце зміститься на схід майже на 1° , тому центр його диска пройде через небесний меридіан на 3 хв 56 с пізніше, ніж точка Υ (б).

на 1° , тому центр його диска пройде через небесний меридіан на 3 хв 56 с пізніше, ніж точка Υ .

Середній сонячний час T_λ і зоряний час s співпадають 23 вересня (тоді в момент нижньої кульмінації Сонця, коли на меридіані спостерігача починається сонячна доба, точка весняного рівнодення Υ перебуває у верхній кульмінації і починається зоряна доба). Кожного наступного дня точка Υ переходить через небесний меридіан на 3 хв 56 с швидше, ніж попереднього, тому різниця між сонячним і зоряним часом зростає. Через три місяці, 22 грудня, на початок сонячної доби зоряний час $S_0 = 6$ год, через півроку, 21 березня, у той же момент $S_0 = 12$ год (Сонце і точка Υ одночасно перебувають у нижній кульмінації, але зоряний час відлічують від верхньої кульмінації точки Υ !), ще через три місяці, 22 червня, на по-

чаток сонячної доби $S_0 = 18$ год, так що до наступного осіннього рівнодення набігає ціла зоряна доба.

Зоряний час S_0 на початок кожної доби наведений у всіх астрономічних щорічниках. А якщо такого календаря під руками немає, то значення S_0 можна (з точністю до 4 хв) обчислити за такою наближеною формулою:

$$S_0 \approx 6 \text{ год } 40, \text{ хв} + 2 D,$$

де D — дата, виражена у місяцях та їхніх частинах, яку 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 $S_0 \approx 6$ год 40 хв + 16 год 40 хв $\cong \cong 23$ год 20 хв.

Якщо зоряний час S_0 на початок доби відомий, то далі знаходимо зоряний час на момент T_λ

$$s = S_0 + T_\lambda + \Delta T_\lambda, \quad (2.6)$$

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 треба використовувати спеціальні таблиці для переведення інтервалів середнього сонячного часу в інтервали зоряного (і навпаки), які можна взяти з Астрономічних щорічників, лабораторних практикумів з астрономії. При наближених обчисленнях (скажімо, для наближеного 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 24 год 03 хв 56,555 с зоряної.

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 *calco* — проголошую і *calendarium* — боргова книга. Перше нагадує про те, що у Давньому Римі, звідки до нас прийшов наш календар, початок кожного місяця проголошувався 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. Сонячний 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, 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 на вісім років, в «арабському циклі» — 11 днів за 30 років. Завдяки цьому перше число календарного місяця утримується при першій появі вузького серпа Місяця на вечірньому небі, яку давні греки називали *неоменією* (від гр. νεος — новий, μηνυ — Місяць).

Календар, в якому менші проміжки часу вимірюють місяцями по 30 і 29 днів, 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 таким календарем користується Ізраїль. У минулому такі системи лічби часу, мабуть, були у 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 методу лічби часу за

фазами Місяця на звичний для нас календар, який наші предки отримали разом з християнством.

Відомо декілька варіантів погодження 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 доби і це майже співпадає з 99 синодичними місяцями (тут 2923,53 доби). Проте ліпшим є *метонів 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 поблизу дати весняного рівнодення.

Що стосується нашого календаря, то його першоосновою був *юліанський календар*, 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 доб, тим часом як у тропічному році налічується 365,2422 доби. І хоча різниця тут невелика, однак за кожні 128 років набігала ціла доба, тому всі астрономічні явища в юліанському календарі через кожні 128 років зсували 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 і т. д.

Після того як у 311 р. при імператорові Константіні християнство стало державною релігією і на Ніхейському церковному соборі (325 р.) прийнято святкувати Пасху у першу неділю після повні, яка настає після весняного рівнодення, Римська імперія жила за юліанським календарем, а найважливіші церковні свята відзначали за місячно-сонячним. З часом згадані недоліки юліанського календаря стали помітними. Тому папа Григорій XIII провів реформу календаря. Оскільки до середини XVI ст. дата весняного рівнодення змістилася на 10 діб і випадала вже на 11 березня, то, щоб повернути її на 21 березня, з лічби днів вилучили 10 діб: після 4 жовтня 1582 р. настало не 5, а 15 жовтня. Щоб надалі такої помилки не було, з кожних 400 років вилучають три доби. Тобто ті столітні роки, число сочень яких не ділиться без остачі на 4, прийнято вважати короткими, у них повинно бути 365, а не 366 діб.

Цей виправлений календар отримав назву *григоріанського* або *нового стилю*, за юліанським календарем 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 днів, а 300 — по 365 днів. У григоріанському календарі 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* — вдруге 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 на 26 с перевищує тропічний рік і похибка в одну добу тут набігає за 3300 років (з урахуванням сповільнення обертання Землі — за близько 2 800 років). Отже, цей 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 20, так і 21 березня.

Існують твердження, нібито точнішим від григоріанського був календар народу майя, потомки 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 (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 ери — системи лічби років, *літочислення*. У далекому минулому кожне плем'я мало свою власну календарну систему і свою еру. 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 наповди. З найвідоміших є літочислення від перших Олімпійських ігор, що відбулися у 776 р до н. е., від заснування Рима, що нібито сталося у 753 р до н. е. Вважають, що слово ера походить від лат. *aera* — число Є й інша персія, за якою це аббревіатура з перших літер фрази *ab eor-dio regni Augusti* — «від початку царювання Августа», римського імператора Августа Октавіана, що тривало з 27 р. до н. е. по 14 р. н. е. (літочислення насправді вели від обрання його консулом у 44 р до н. е.).

Ми користуємося ерою від Різдва Христового. Її 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 давноминулих років і століть упорядковані в єдину всесвітню історію завдяки *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 виявилось, труднощі виникають не лише тому, що доводиться мати справу з різними календарями, а й з різноманітними стилями, якими могли користуватися одні й ті ж народи в різні проміжки часу.

Під стилем літочислення розуміють визначення початку року. У країнах Західної Європи вживали шість календарних 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 григоріанського календаря можна пояснити так: це календар з таким початком відліку, в якому 21 березня є днем весняного рівнодення.

У Київській Русі, як це видно з літописів, використовували декілька стилів: березневий з початком року 1 березня та вересневий з лічбою року від 1 вересня (прийшов з Візантії). Згодом на Україні закріпився звичай відлічувати рік від 1 січня.

Розділ 3 ЕЛЕМЕНТИ ПРАКТИЧНОЇ АСТРОНОМІЇ

3.1. Кутомірні інструменти. Астрономічні годинники. Служба часу

Вимірювання кутових відстаней між світилами — найважливіша проблема, яка й тепер така ж актуальна, як і дві тисячі років тому. Для цього сьогодні використовують надійні прилади і високоточні кутомірні інструменти.

Для найпростіших вимірювань кутових відстаней мож-

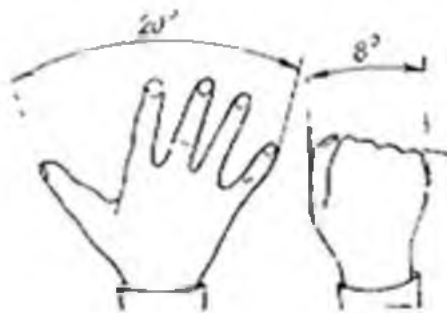


Рис. 3.1. Вимірювання взаємних кутових відстаней світл за допомогою пальців рук.



Рис. 3.2. Кутові відстані між зорями Ковша Великої Ведмедці.

на скористатися тим, що ширина великого пальця на витягнутій руці становить 2° , ширина кулака — 8° , розкритої руки від нігтя великого пальця до нігтя мізинця — близько 20° (рис. 3.1). Варто запам'ятати також відстані в градусах між окремими зорями Великої Ведмедиці (рис. 3.2). Зокрема, кутова відстань між зорями α і β («задніми колесами Великого Воза») — $5,4^\circ$, а між зорями ζ і g Великої Ведмедиці — $12'$.

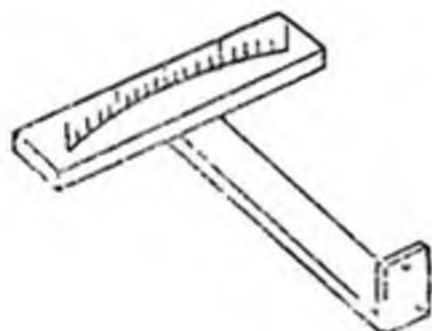


Рис 3.3 Найпростіша кутомірна лінійка.

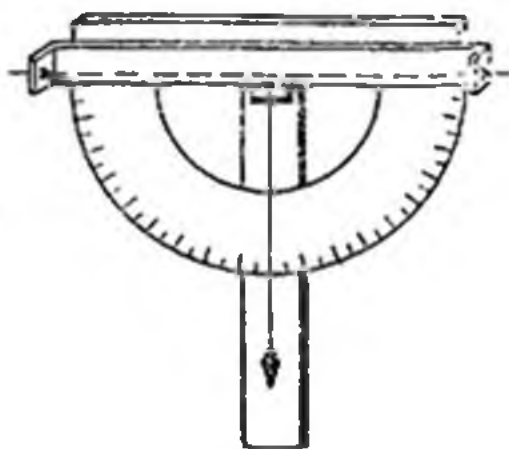


Рис 3.4 Найпростіший висотомір

Найпростіший варіант кутомірного приладу складається з двох лінійок, коротшу з яких наглухо закріплюють перпендикулярно до довшої (рис. 3.3). 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 висот світил над горизонтом зручно використати транспортир, на якому закріплена лінійка з візирами і висок (рис. 3.4).

Певні спостереження можна проводити за допомогою бінокля і теодоліта. Треба пам'ятати, що у правій трубці польового бінокля є сітка рисок, які називаються тисячними. Кут, під яким видно предмет, що вкладається в одну мітку, дорівнює $3,6'$, а $\text{tg } 3,6' = 0,001$. Отже, відстань до земного предмета, який має висоту H , у цьому випадку становить $1000 H$. Якщо той же предмет 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 $100H$. Саме за допомогою теодоліта можна проводити безпосередні спостереження кратерів на Місяці, визначити їхні діаметри тощо.

У теодолітів часто вертикальна шкала менш точна, оскільки цей інструмент в основному використовують землеміри, які вимірюють в основному горизонтальні кути. Таким же легким і зручним у вжитку є універсальний інструмент.

Для визначення моментів проходження світил у верхній кульмінації і вимірювання їхніх схилень в астрономічних обсерваторіях використовують пасажні інструменти (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 кіл. Тут також труба рухається вздовж площини небесного екватора, відліки роблять часто фотографічним і фотоелектричним методами.

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

$$u = T - T'$$

Отже, справжній час T знаходимо зі співвідношення

$$T = T' + u.$$

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*:

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

Добовий хід морського хронометра не перевищує $\pm 0,3$ с, у маятникових астрономічних годинників — $0,003$ с, у кварцових — $0,0002$ с. В атомних і молекулярних годинників похибка 1 с накопичується 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 $h_{\text{вк}}$, якщо тільки йому відоме схилення світила δ . Перед цим спостерігачеві треба визначити напрям найкоротшої тіні від вертикальних предметів, тобто 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 можна визначати також за висотою Полярної зорі. Однак слід пам'ятати, що вона описує навколо полюса світу коло радіусом $47'$ (на початок 1994 р.) і в момент зоряного часу $s \approx 2^{\text{h}}$ перебуває у верхній кульмінації, тобто вище від полюса світу, а при $s = 14^{\text{h}}$ — у нижній кульмінації, тобто нижче від полюса світу. Саме в ці моменти найвигідніше визначати широти (у першому випадку зменшивши виміряну висоту на кут $47'$, у другому — збільшивши її на стільки ж), оскільки не треба спішити з вимірюванням, бо висоти світил при переході через небесний меридіан змінюються найновільніше.

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 T , який дає змогу визначити зоряний час нульового (грінвіцького) меридіана S_0 . Таким чином, $\lambda = \alpha - S_0$.

Для вимірювання висот світил у мореплаванні та авіації використовують секстанти (а при суцільній хмарності вдень висоту Сонця над горизонтом вимірюють радіосекстантом). Самі ж координати пункту перебування корабля визначають методом, що його розробив капітан Сомнер ще в середині минулого століття (*метод Сомнера*) таким чи-

ном: цей пункт знаходять на карті (чи глобусі) на перекресті кіл однакових висот, накреслених для двох світил, висоти яких, точніше зенітні відстані, виміряні. В основі методу лежить той очевидний факт, що кожне світило (небесні координати якого α і δ відомі) у певний момент часу в якійсь точці Землі перебуває в зеніті. Тоді там географічна широта $\varphi = \delta$, а довгота $\lambda = \alpha - s_0$, де s_0 — зоряний час за Грінвічем. Помітивши це світило на зенітній відстані z , спостерігач накреслює на глобусі (чи на карті) коло радіусом z , те ж робить і для другого світила. Перетин цих кіл і вказує місце перебування спостерігача (друга точка перетину, 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 кіл 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.

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 через близько 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 час, поки над горизонтом не з'являється 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. с.), за яким довжина кола Землі мала б становити 250 000 стадій і $R_{\oplus} = 6290$ км (при довжині стадії 157,5 м). Метод таких вимірів очевидний (рис. 3.5). Нехай у пункті A певна зоря переходить через зеніт, а якщо спостерігач зміститься уздовж меридіана на відстань d , — на зенітній відстані z . Очевидно, якби спостерігач описав навколо центра дугу 360° , тобто пройшов шлях $2\pi R_{\oplus}$, то все було б, як на початку. Звідси складаємо пропорцію: довжина

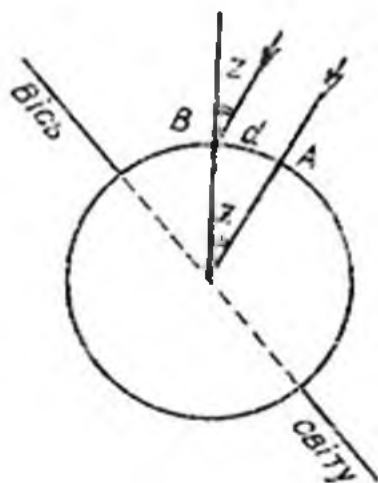


Рис. 3.5. Визначення радіуса Землі за допомогою спостережень зенітної відстані світила з двох пунктів.

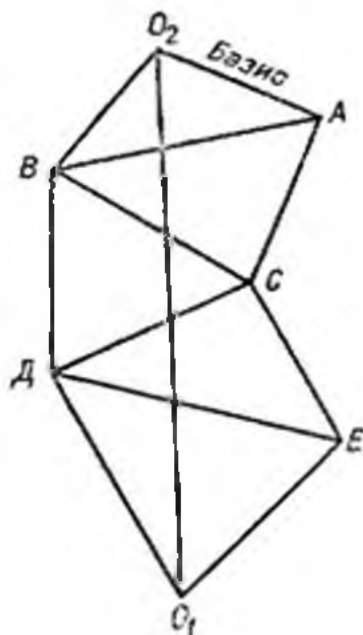


Рис. 3.6. Знаходження довжини O_1O_2 дуги меридіана методом триангуляції.

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

$$R_{\oplus} = \frac{180^\circ}{\pi z} d. \quad (3.1)$$

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_1 отримували однакове R_{\oplus} , то звідси випливало б, що Земля має форму кулі. Насправді це не так. Щоб уточнити форму Землі, провели високоточні вимірювання довжини дуг земних меридіанів на основі *методу триангуляції* (оскільки безпосереднє вимірювання значних лінійних відстаней уздовж географічного меридіана неможливе з огляду на природні перешкоди — річки, болота, гори тощо). У кін-

цевих пунктах O_1 та O_2 дуги, довжину якої визначають (рис. 3.6), і по обидва боки від неї у пунктах A, B, C, \dots встановлюють спеціальні вишки висотою близько 3 м — *геодезичні знаки*, а в долинах і лісах висотою 20...40 м — *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 триангуляційної сітки*, виміряна з високою точністю, і так же точно виміряно кути між напрямом на сусідні вишки, то за допомогою формул тригонометрії обчислюють сторони трикутників і довжину d шуканої дуги меридіана.

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

Унаслідок проведених вимірів виявлено, що довжина 1° дуги кола Землі на екваторі дорівнює 110,576 км, на широті 45° — 111,143 км і на полюсі — 111,696 км. З'ясовано, що форма Землі подібна до двовісного еліпсоїда. Однак оскільки різниця між значеннями екваторіального і полярного радіусів невелика, то говорять звичайно про земний сфероїд. Для нього у 1976 р. прийняли такі розміри:

- екваторіальний радіус $R_e = 6378,140$ км;
- полярний радіус $R_p = 6356,755$ км;
- різниця їхніх значень $R_e - R_p = 21,385$ км;
- сплюснутість $(R_e - R_p) : R_e = 1 : 298,257$.

Прийнято, що середній радіус Землі $R_\oplus = 6371$ км, середнє значення 1° дуги земного меридіана — 111,2 км, довжина кола земного екватора — 40075 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. 3.7, на рівній місцевості видимий горизонт AB розташований нижче від справжнього 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 (з урахуванням рефракції)

$$d = 3,8\sqrt{H}. \quad (3.2)$$

якщо H виміряно в метрах а d — у кілометрах. При $H = 2, 20$ і 200 м відповідно $d = 7,6, 17$ і 54 км.

І, нарешті, спостерігач повинен пам'ятати, що висоти світил, 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 висоти наведені в табл. 1.

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

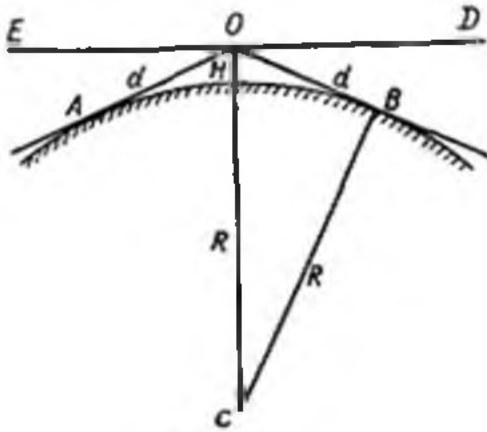


Рис. 3.7 Визначення дальності видимого горизонту.

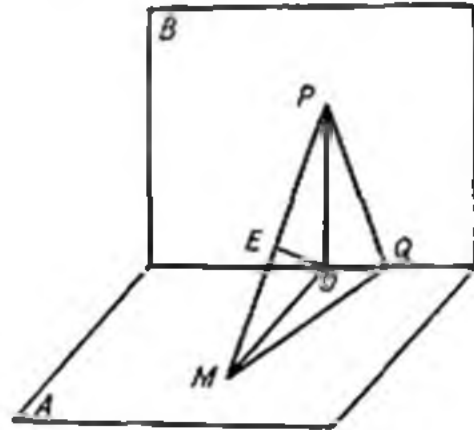


Рис. 3.8. Розрахунок поділок циферблата сонячного годинника.

Таблиця 1

Позірні і справжні висоти, у градусах

Позірні висоти		Справжні висоти	Позірні висоти		Справжні висоти
удель	уночі		удель	уночі	
13	10	5	60	50	35
25	18	10	67	61	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

справді не так, легко перевірити, вимірявши діаметр Сонця за допомогою теодоліта (з дотриманням захисту від прямих концентрованих сонячних променів за допомогою щільного нейтрального світлофільтра!).

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.

Однак з цією метою часто використовують 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 ті світила, прямі піднесення α 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 є горизонт.

Після накладання допоміжного круга на карту зоряного неба сузір'я, що знаходяться всередині овала, 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 склі. Це дало б змогу, поклавши карту і круг концентрично, скріпити їхні центри заклепкою, що зробило б карту зручнішою 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 проєкція 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 «короткому астрономічному календарі». Наближено моменти сходу і заходу Сонця і зір можна визначити 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, що водночас є точкою півдня, було найближче до нас), на момент заходу зорю встановлюють справа при горизонті. Навпроти календарної дати відчитують місцевий середній сонячний час T_d , 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_d .

Перша поява зорі в промінні ранішньої заграви називається *геліакічним сходом*, захід зорі у цей момент — *космічним заходом*, схід зорі при заході Сонця — *акронічним сходом*, її захід у вечірні присмерки — *геліакічним заходом* (від гр. $\eta\lambda\iota\omicron\varsigma$ — Сонце, пов'язаний з Сонцем; $\alpha\kappa\rho\omicron\varsigma$ — вищий (очевидно, малося на увазі найдаліше положення відносно Сонця); $\kappa\omicron\sigma\mu\omicron\varsigma$ — прикраса (тут, очевидно, мали на увазі, що захід Сонця у ранкових присмерках є чудовим).

При розв'язуванні задач на ці особливі сходи чи зходи поміщають зорю на горизонті в східній чи західній частині залежно від завдання. Приймають, що тривалість присмерків у середньому становить 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 перегину 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 (1.7) — (1.9). При цьому використовують екваторіальні координати α і δ , а також географічні координати λ і δ спостерігача з точністю до 1'. Перед проведенням обчислень треба перевірити, чи задовольняє схилення світила умову $-(90^\circ - \varphi) < \delta < + (90^\circ - \varphi)$, інакше світило не заходить за горизонт або взагалі не з'являється над ним.

Для визначення годинного кута світила t формулу (1.7) розв'язують відносно $\cos t$. Щоб знайти азимут точки сходу ($A < 0$) чи заходу ($A > 0$), використовують співвідношення (1.8), якщо ж t близьке до $\pm 90^\circ$, точніший результат отримують за формулою (1.9). 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 (1.7) — (1.9) 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 сказано вище, для визначення географічної широти і довготи спостерігача вимірюють висоту світил (зокрема, Полярної зорі) у меридіані в момент їх кульмінацій. Отже, перед тим, як проводити такі спостереження, слід визначити напрям полуденної лінії, яка і є проєкцією небесного меридіана на горизонтальну площину.

Напрямок полуденної лінії визначають удень у момент верхньої кульмінації Сонця, коли справжній сонячний час $T_\odot = 12^h 00^m$ 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 з астрономічного календаря виписують значення рівняння часу η на цей день.

Заздалегідь обчислюють поясний (або літній) час $T_{\text{пк}}$ (або $T_{\text{лк}}$) на момент, коли $T_\odot = 12^h 00^m$, використовуючи

співвідношення (2.5). У цей момент $T_{\text{ок}}$ фіксують напрям тіні, який і буде вказувати напрям полуденної лінії. Для обчислення $T_{\text{ок}}$ наближене значення довготи λ можна взяти з географічної карти, а потім уточнити його.

З навчальною метою доречно 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 стержень, від якого падає тінь, паралельний осі світу. Тут кожній годині на циферблаті відповідає кут 15° .

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

$$\operatorname{tg} \alpha = \sin \varphi \operatorname{tg} t,$$

де α — 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 $\varphi = 50^\circ$ $\alpha_1 = 11^\circ 36'$, $\alpha_2 = 23^\circ 52'$, $\alpha_3 = 37^\circ 27'$, $\alpha_4 = 53^\circ 00'$, $\alpha_5 = 70^\circ 41'$, для α_6 приймають значення 90° . Таким чином, лінії, що відповідають 13 та 11 годинам, проводять з обох боків полуденної лінії (= 12 год) на кутовій відстані $11^\circ 36'$, лінії для 14 і 10 годин — на $23^\circ 52'$ 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 — широті місця φ . Годинні лінії можна зробити кольоровими або висіяти різними сортами трави.

Вертикальний сонячний годинник встановлюють на стіні, розташованій строго у напрямі схід—захід. Стержень, тінь якого вказує годину, розташовують під кутом ($90^\circ - \varphi$) до стіни так, щоб його проекція на стіну збігалася з напрямом лінії виска. Годинні лінії проводять на основі формули $\operatorname{tg} \beta = \cos \varphi \operatorname{tg} t$, де, як і раніше, годинний кут Сонця t задаємо через кожні 15° (15° , 30° , 45° і т. д.).

Наведені тут формули виводять за допомогою елементарних міркувань (рис. 3.8). 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 (від-

повідно полуденна лінія і лінія виска). У прямокутному трикутнику $\angle EPO = 90^\circ - \varphi$. Нарешті $\angle OEQ$ — годинний кут, а $\angle OMQ = \alpha$ для горизонтального годинника і $\angle OPQ = \beta$ для вертикального — кут відхилення тіні. В обох випадках $OQ = OE \operatorname{tg} t$, а також $OE = OM \sin \varphi$, $OE = OP \cos \varphi$ і $OQ = OM \operatorname{tg} \alpha$, $OQ = OP \operatorname{tg} \beta$. Звідси впливають наведені вище співвідношення.

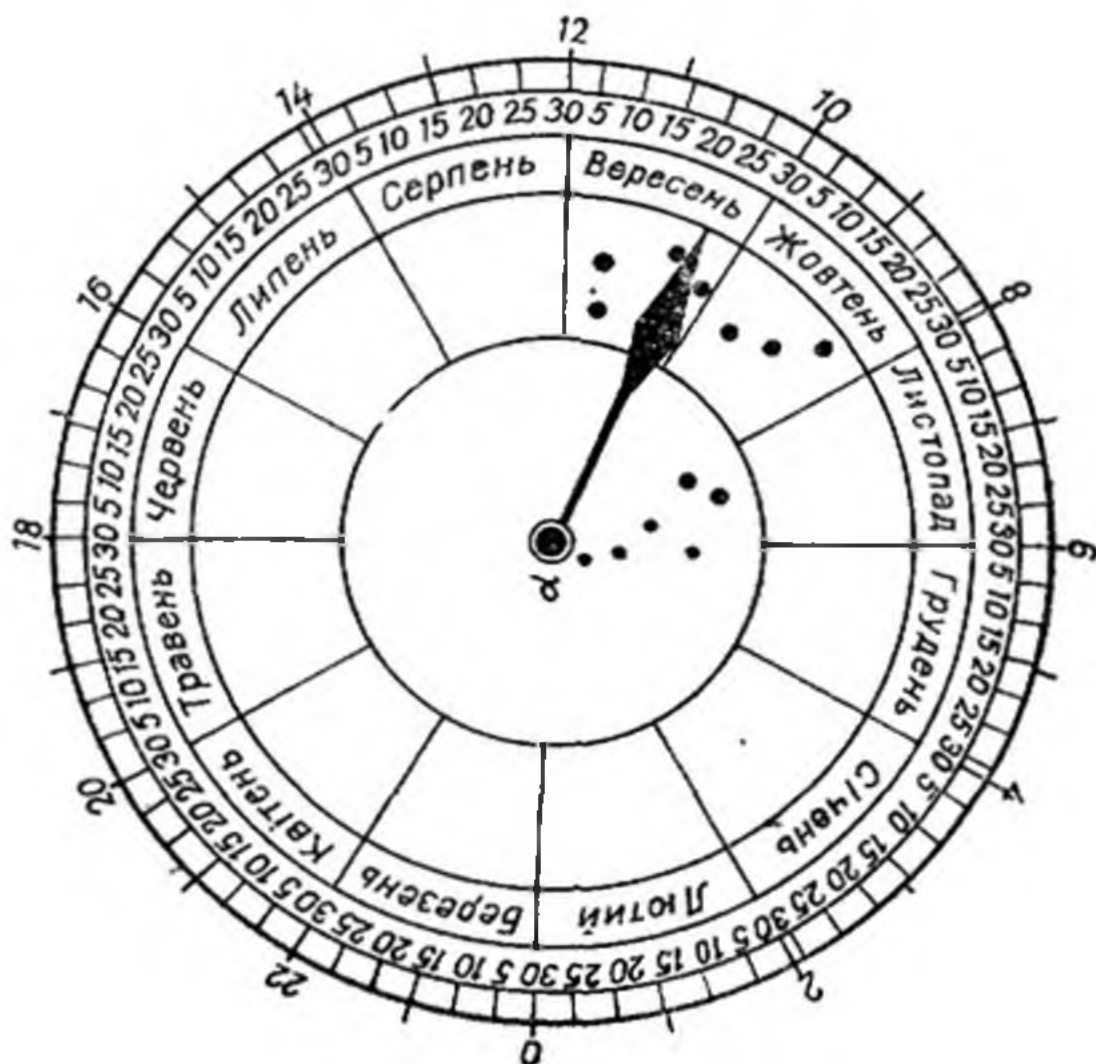


Рис. 39. Зоряний годинник

Сонячний годинник будь-якої конструкції зустрічається сьогодні як музейний експонат або елемент декору.

3.7. Зоряний годинник

Як відомо, річний рух Сонця по екліптиці відображається і на положенні навколополярних зір у певній годині 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 з них буде циферблатом. На його обводі у напрямі, протилежному обертанню годинникової стрілки, через однакові проміжки часу пишуть числа 1, 2, 3, ..., 23, 0 (рис. 3.9). 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 через середину прямої, що з'єднує її зорі γ і β , 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.

При вимірюванні часу циферблат годинника встановлюють числом 0 вниз. 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. 3.9 положенні Ковша $s=10$ год 20 хв 1 вересня в цей момент $T_{\lambda}=12$ год, 1 грудня — 6 год, 1 червня — 18 год і т. д.

Після деякого тренування можна визначати сонячний час і без зоряного годинника безпосередньо за положенням зір Великої і Малої Ведмедиць відносно горизонту. Слід пам'ятати, що саме так визначали час наші предки, причому з похибкою не більше 10...15 хв.

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 серед зір 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, тоді вона переміщається серед зір практично уздовж 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*.

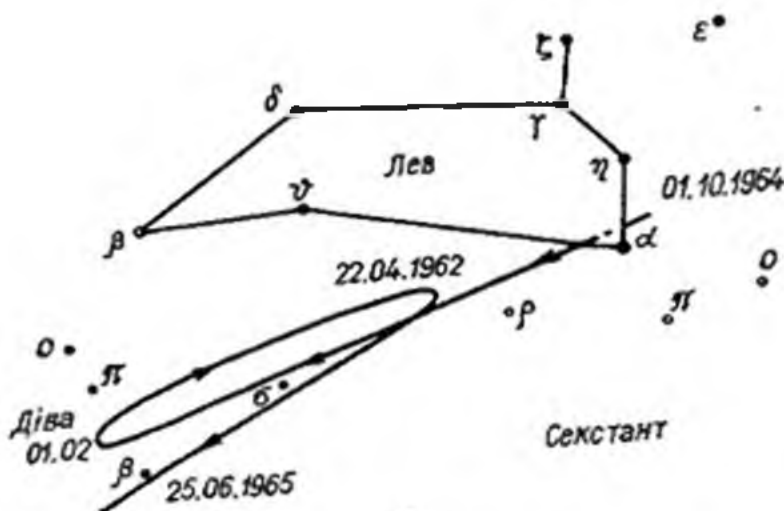


Рис. 4.1. Видимий рух планети Марс серед зір.

При спостереженнях планет уже давні астрономи зауважили, що дві з них — Меркурій і Венера — віддаляються від Сонця лише у певних межах: найбільше віддалення Меркурія становить 27° (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 найдалше справа від Сонця, з її найбільшої західної елонгації (від лат. *elongatio* — відхилення). У цей час планету видно вранці перед сходом Сонця. На рис. 4.2 це положення позначено V_2 . Кутова швидкість руху планети серед зір у напрямі з заходу на схід

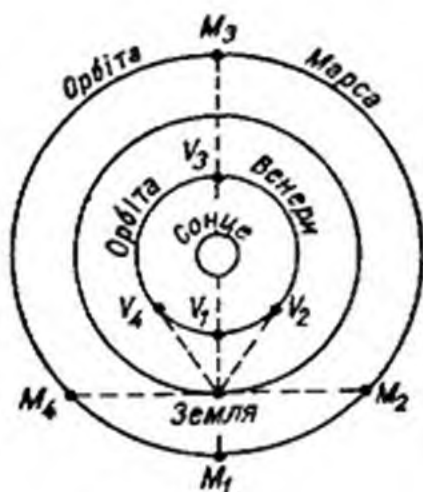


Рис. 4.2. Конфігурації планет.

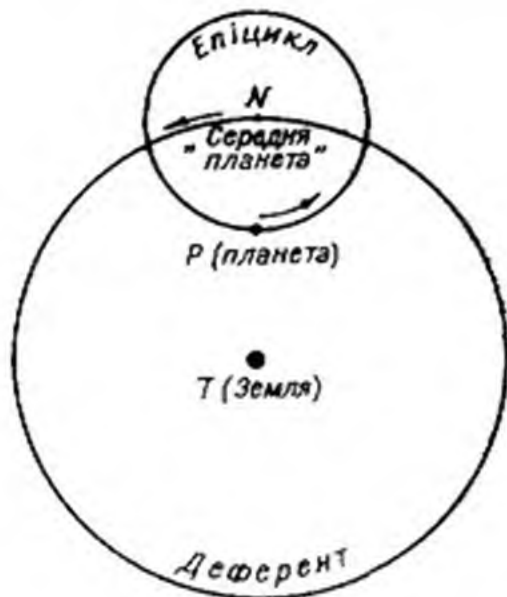


Рис. 4.3. Епіцикл і деферент у системі світу Птолемея.

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 планета перебувають на одній лінії.

Через деякий час (для Венери він становить три місяці) планета з'являється зліва від Сонця на вечірньому небі (тоді кутова швидкість планети більша, ніж Сонця). Досягнувши найбільшого відхилення від Сонця (положення V_4), тобто *найбільшої східної елонгації*, планета наближається до Сонця і, врешті, зникає в його променях. Відбувається *нижнє сполучення* планети з Сонцем (положення V_1). Для Венери 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 і положення V_2 .

Оскільки Сонце безперервно рухається серед зір, то разом з ним, переганяючи Сонце або відстаючи від нього, рухається і планета. Момент, коли планета зупиняється на тлі зір, називається *стоянням*. Венсра 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. *συνωδος* — 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 напрямку 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*. 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 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 загальною 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 — $2^\circ 15'$. Це значить, що через кожні 8 років Венера практично повторює свій рух серед 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 $2^\circ 15'$ 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 змагаються до центра Землі, а оскільки кожне тіло прямує до центра Всесвіту, то і Земля повинна знаходитися непорушно у цьому центрі».

У часи Арістотеля і Птолемея існували також припущення, за якими Земля, можливо, обертається навколо своєї осі і рухається навколо Сонця. Одним з авторів такої ідеї був Арістарх Самоський (бл. 310—бл. 250 рр. до н. е.). Тому правильність геоцентричної моделі Арістотель, а згодом і Птолемей обгрунтовували на основі певних фізичних міркувань. Наприклад, в «Альмагесті» Птолемеєм 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 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 ХІХ ст., усього

150 років тому (бо вони такі мусять існувати незалежно від того, чи розташовані всі зорі на одній сфері, чи перебувають на різних відстанях від спостерігача).

Птолемсеви вдалося побудувати модель руху планет, що давала змогу визначати положення планет на десятки років уперед чи назад. Нерівномірний рух планети йому вдалося представити комбінацією декількох рівномірних рухів. У найпростішому випадку рух планети він моделює

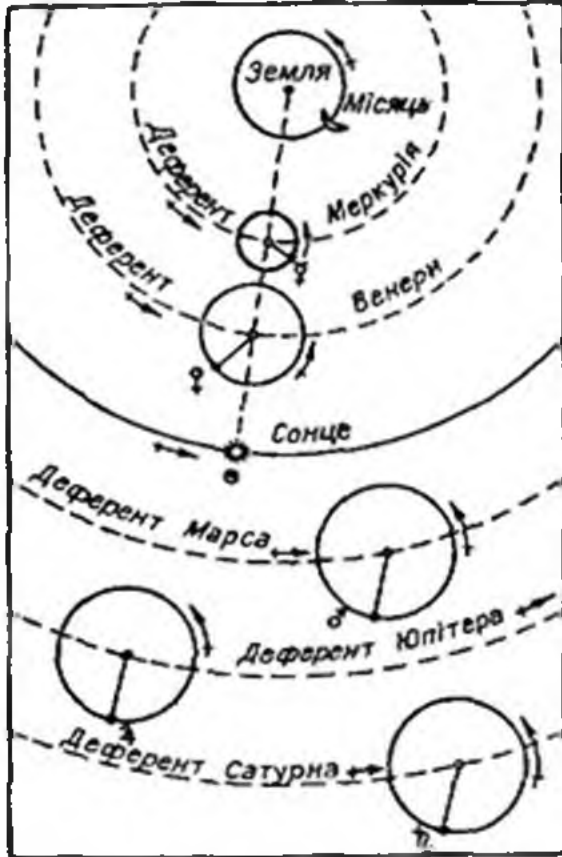


Рис 4.4 Рухи планет у системі світу Птолемея. Біля епіциклу планетк проставлено її знак.

якому відносно спостерігача перебуває 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 напрям видимого руху планети в положенні, близь-

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 епі — на; жуклос — коло, лат. *deferro* — несу). Параметри σ і ω , а також відношення радіуса епіциклу R_e до радіуса деференту R_d (значення $\delta = R_e/R_d$) для кожної планети Птолемей добрав, спостерігаючи положення планет на небі та використовуючи спостереження своїх попередників. Загальна схема планетних рухів за Птолемеєм показана на рис 4.4

Модель світу Птолемея має дві важливі особливості. По-перше, кожна з верхніх планет знаходиться на епіциклі у тому ж напрямі відносно центра епіциклу, в

кому до P_2 , змінюється так: планета тут рухається зі сходу на захід

Правильно визначаємо положення планети в такій моделі світу завдяки відносності руху (рис. 46). Епіцикл будь-якої планети є не що інше, як відображення руху Землі.

Щоб пояснити рух планети упродовж багатьох сотень років, у систему Птолемея довелося вводити не один, а

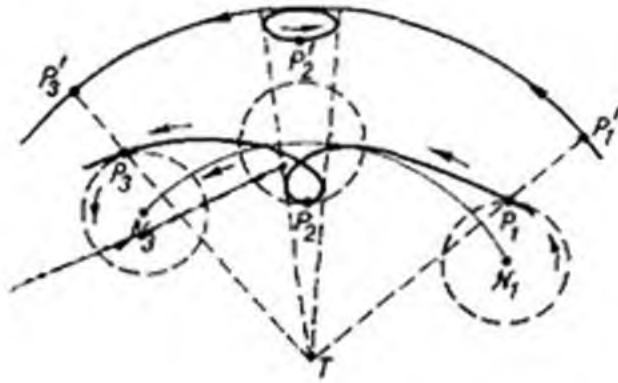


Рис 45 Пояснення петлеподібного руху планет у системі світу Птолемея

декілька епіциклів. Тому вона ставала щораз громіздкішою. З іншого боку, ставало очевидним, що рухається Земля.

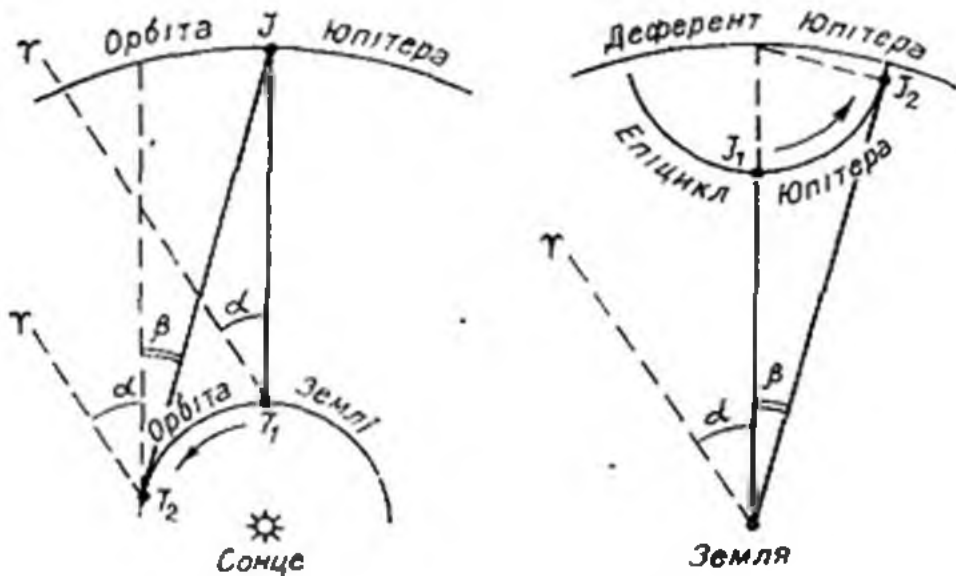


Рис 46 Пояснення відносності руху на прикладі Юпітера. Зміщення Землі на орбіті від T_1 до T_2 призводить до того ж спостережувального ефекту, що й зміщення Юпітера на епіциклі від точки I_1 до I_2 , в обох випадках кутова відстань планети від точки Γ зростає на кут β .

4.3. Перехід до геліоцентричної моделі 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 Демокритом уявляв собі Всесвіт безконечним 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. 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 Арістотелю, за яким небесні тіла складаються з «неземного елемента» — ефіру (по лат. *quinta essentia* — п'ята сутність), 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 «ні одна 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 Коперник. 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 обдумає, 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 природне 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 Коперникові: «...я ще і ще наполегливо прошу тебе повідомити про твій винахід ученим людям... Якщо ти виконаєш у цьому мое прохання, то

побачиш, що мав справу з людиною, яка турбується про твоє ім'я і бажає бути корисною такому генієві».

Сьогодні ми зображаємо модель світу Коперника дуже схематично (рис. 4.7). Однак, поставивши Сонце в центр світобудови, Коперник 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

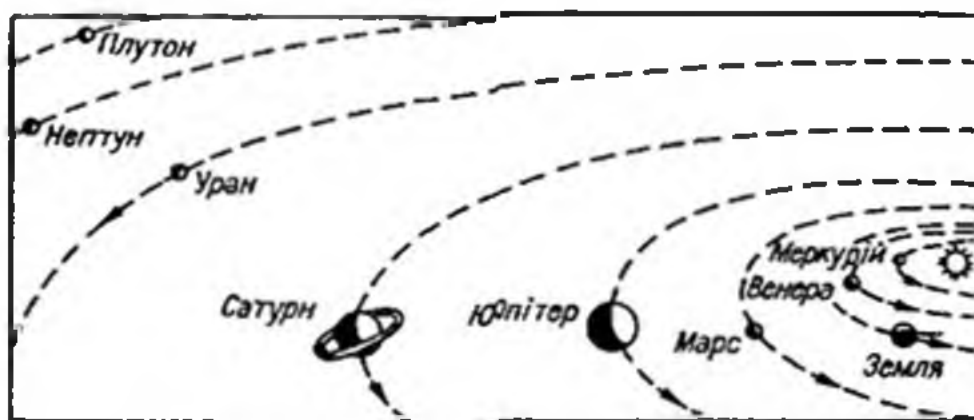


Рис. 4.7. Рух планет навколо Сонця в геліоцентричній моделі світу Коперника.

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 фіктивної точки, не може бути правильною. Тому і зволікав з публікацією своєї книги. Картина руху планет 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 виявилось, ці відносні відстані вже були в моделі Птолемея: для нижніх планет — це δ , для верхніх — $1/\delta$ (нагадаємо, що $\delta = R_E/R_d$ — відношення радіуса епіциклу до радіуса деференту). Зокрема, відстань від Сонця до Марса за Коперником дорівнює 1,520, за да-

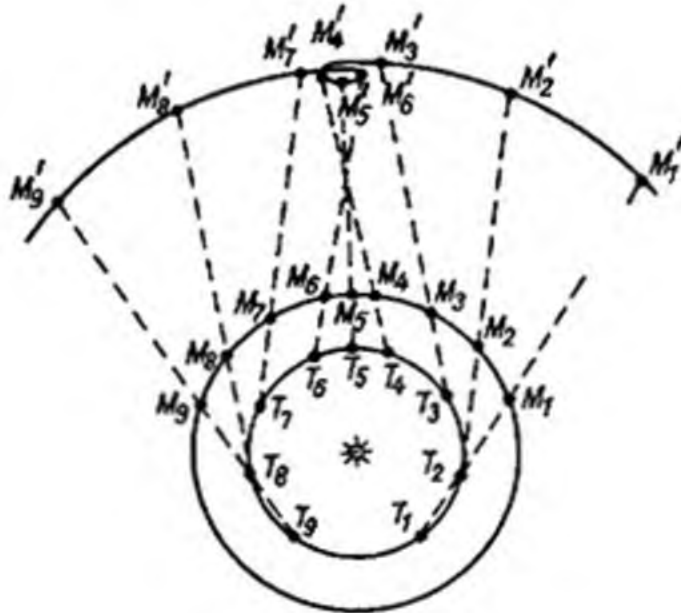


Рис 4.8. Петлеподібний рух планети — наслідок зміщення як планети, так і Землі разом зі спостерігачем.

ними Птолемея $1/\delta = 1,520$, до Юпітера відповідно 5,217 і $1/\delta = 5,208$, тоді як справжня відстань — 5,203 а. о.

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, оскільки 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, повернеться до тої ж зорі, тобто займе попереднє положення серед зір.

Спостерігач на Землі визначає звичайно не сидеричний, а синодичний період обертання планети S . Крім того, він знає сидеричний період обертання Землі навколо Сон-

Тя \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

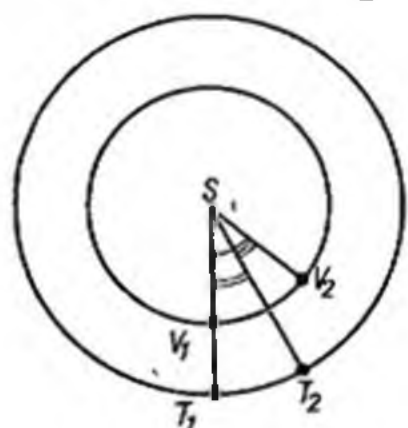


Рис. 4.9. Виведення рівняння синодичного руху

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 віддаляється від Землі на кут 360° , отже $360^\circ/S$ — це і є зміщення планети відносно Землі в їхньому русі навколо Сонця. Прирівнявши ці дві величини і скоротивши на 360° , отримуємо рівняння синодичного руху для нижньої планети

$$\frac{1}{S} = \frac{1}{T} - \frac{1}{T_{\oplus}}. \quad (4.1)$$

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

$$\frac{1}{S} = \frac{1}{T_{\oplus}} - \frac{1}{T}. \quad (4.2)$$

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.

Слід, однак, пам'ятати, що в таблицях (див. Додаток 1) наведені звичайно усереднені значення синодичних періодів. 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 люретанський 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 мого 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 Галілеем (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. Як бачимо зі статті Лернера і Госселіна «Галілей і примара Джордано Бруно»^{*}, основним 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 подібні одна на одну. Такими ж подібними нібито повинні стати погляди згаданих католиків і протестантів на євха-

^{*} Лернер Л., Госселин Е. Галилей и призрак Джордано Бруно // В мире науки. 1987. № 1. С. 80—88.

ристію (найголовніший момент літургії). Церква розцінила це як ересь і засудила Бруно. Отже, усе це надто далеко і від науки, і від «боротьби науки з релігією».

Внесок Галілея в астрономію (як і в 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 впливало

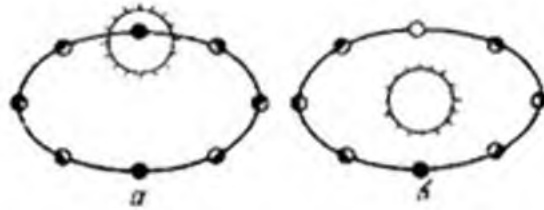


Рис 4.10. Зміна фаз Венери у моделі світу Птолемея (а) і Коперника (б):

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.

Астрономічні відкриття Галілея були дуже прихильно зустрінуті в Римі і підтверджені астрономами Римської колегії. Однак 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 вступив 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 Га-

лілея 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 Сімпліціо — «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).

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



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

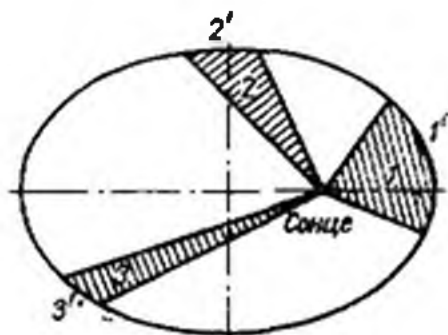


Рис. 4.12. Ілюстрація другого закону Кеплера: площі 1, 2 і 3 — рівновеликі, це означає, що по дузі 1' планета рухається з більшою швидкістю, ніж по дугах 2' і 3'.

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:

$$\frac{T_2^2}{T_1^2} = \frac{a_2^3}{a_1^3}. \quad (4.3)$$

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

$$T^2 = a^3 \quad (4.4)$$

або якщо період обертання T визначають у земних добах, то

$$T = 365,26 a^{\frac{3}{2}}. \quad (4.4')$$

Нагадаємо, що найближча до Сонця точка орбіти називається перигелієм, найдалша — афелієм (від гр. ле-

ри — навколо, зверху; ало — вдалині, ηλιος — Сонце). Ступінь витягнутості еліпса характеризується його ексцентриситетом e . Ексцентриситет дорівнює відношенню відстані фокуса від центра до довжини великої півосі a ($e=c/a$, див. рис. 4.11).

Ексцентриситети орбіт планет малі, так що ці орбіти мало відрізняються від кіл. Найменший ексцентриситет

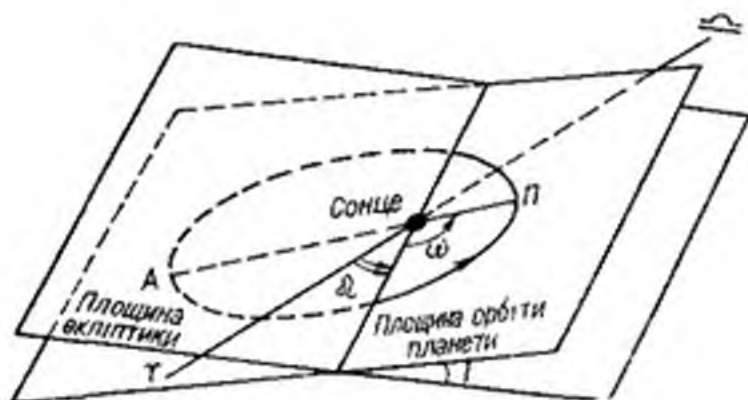


Рис. 4.13 Елементи планетної орбіти.

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 :

$$q=a(1-e); \quad Q=a(1+e). \quad (4.5)$$

У свою чергу, з другого закону Кеплера випливає, що оскільки дуга P_1P_2 більша від дуги P_2P_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, орієнтацію еліпса орбіти на згаданій площині і нарешті час проходження планети через конкретну точку її орбіти. Тому 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).

По-четверте, виміряна у площині екліптики кутова відстань Ω від напрямку на точку весняного рівнодення до площини орбіти планети в тій її частині, де планета руха-

ється в бік Північного полюса світу. Зазначимо, що лінія перерізу площин орбіти планети й орбіти Землі (площини екліптики) називається *лінією вузлів*, точки перерізу площини екліптики з орбітою планети — *вузлами орбіти*. Вузол, через який планета переходить, рухаючись у бік Північного полюса світу, називається *висхідним вузлом*, його позначають Ω , протилежний вузол — *низхідний*, позначають ζ .

Тому можна сказати, що четвертим елементом планетних орбіт є *довгота висхідного вузла* Ω . 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 P* (або через висхідний вузол Ω).

За відомими елементами a , e , i , Ω , 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 $i=7^\circ$, для Венери — $3,4^\circ$, для Марса — $1,85^\circ$. Найбільший він у Плутона — $17,1^\circ$. 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 планета проходить по диску Сонця. Трапляється це рідко. Для Меркурія воно буває у травні і листопаді через 13 і 7 років, причому між травневим і наступним листопадовим проходженням може минути 3,5 року. Останнє проходження Меркурія по диску Сонця відбулося 6 листопада 1993 р., наступні можна буде спостерігати 15 листопада 1999 р., 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, 8 і 121,5 років. Останнє проходження відбулося 6 грудня 1882 р., наступні будуть 8 червня 2004 р., 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 обґрунтування 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.

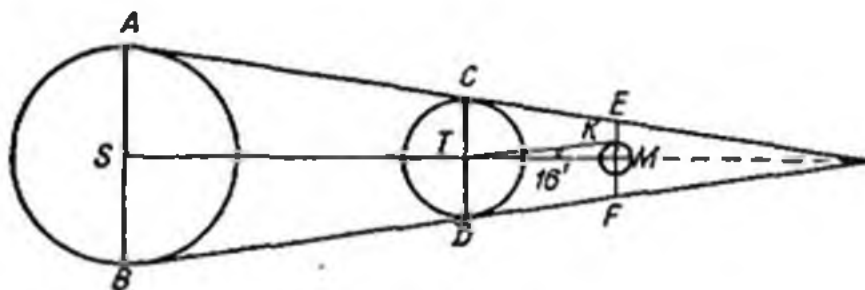


Рис. 4.14. Подібні трикутники, за допомогою яких Гіппарх визначив відстань до Місяця.

Відстань до Місяця з високою точністю визначив ще Гіппарх ось таким чином. Він знав, що кутовий радіус Місяця $\rho_c = 16'$, а радіус земної тіні на відстані Місяця — $40'$ (тобто він у $8/3$ раза 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:

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

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_c , тобто

$$\frac{ST}{TM} = \frac{R_\odot}{R_c} = x.$$

Тому попереднє співвідношення запишемо так:

$$R_c + R_t = \left(1 + \frac{1}{x}\right) R_\odot.$$

або з урахуванням того, що $R_T = 8/3 R_C$,

$$R_C = \frac{31}{11} \left(1 + \frac{1}{x} \right) R_{\oplus}. \quad (4.6)$$

Оскільки $x \gg 1$, то другим доданком у дужці можна знехтувати. Так Гіппарх виявив, що радіус Місяця $R = 3/11 R_{\oplus}$. Цей результат практично збігається з сучасними даними про розміри Місяця.

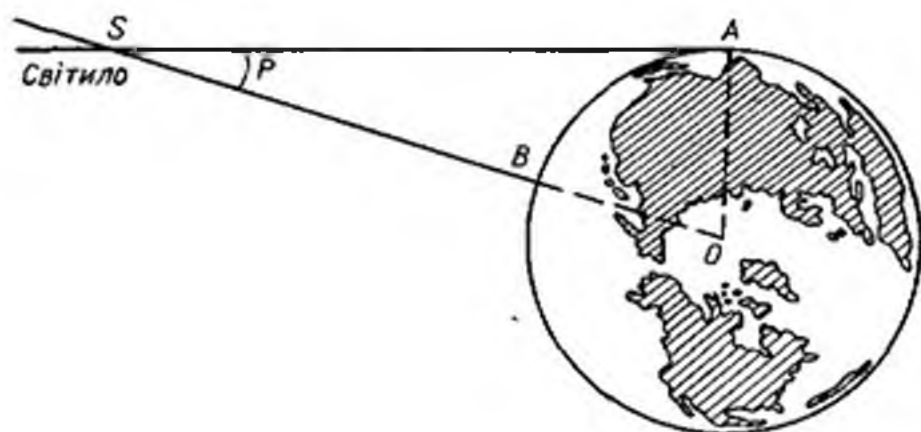


Рис. 4.15. Добовий паралакс світла.

Якщо ж лінійний і видимий кутовий радіуси Місяця відомі, то з трикутника TMK знаходимо, що $TM = R_C / \text{tg } 16'$ або $TM = 218 R_C \approx 59,3 R_{\oplus}$. Гіппарх ще тригонометричною функцією тангенс не користувався, проте шляхом дещо довгих обчислень він отримав той же результат.

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

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

Якщо позначити радіус Землі R_{\oplus} , відстань до світла Δ і горизонтальний паралакс p_0 , то з прямокутного трикутника (див. рис. 4.15) отримуємо

$$\Delta = \frac{R_{\oplus}}{\sin p_0}. \quad (4.7)$$

Визначено, що горизонтальний паралакс Місяця $p_0 = 57'$. У планет він значно менший і лише у виняткових випадках перевищує $1'$. Тому формулу (4.7) можна спростити, прийнявши для малих кутів, що $\sin p_0 \approx p_0$ (у радіанах). Перетворюючи радіани в секунди ($1 \text{ радіан} \approx 206\,265''$), зводимо формулу (4.7) до вигляду

$$\Delta = 206\,265'' \frac{R}{p_0}. \quad (4.7')$$

Отже, 300 років тому французькі астрономи Доменіко Кассіні та Жан Ріше, визначивши положення Марса серед зір (один у Паризькій обсерваторії, другий — у м. Кайєна (Південна Америка)), визначили чому дорівнює 0,52 частини астрономічної одиниці. 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 55,3 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 визначати лінійні розміри планет. Гігантом серед них виявився Юпітер: його радіус дорівнює $11 R_{\oplus}$. 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 зміщення зір, однак ці твердження не витримували критики.

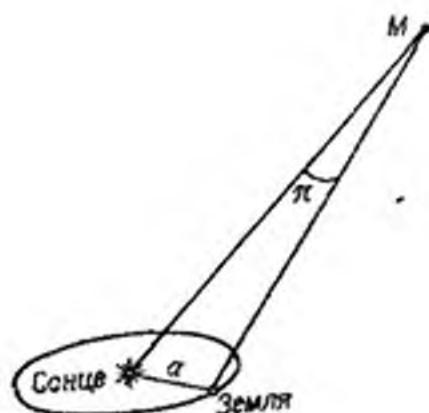


Рис 4.16. Річний паралакс зорі

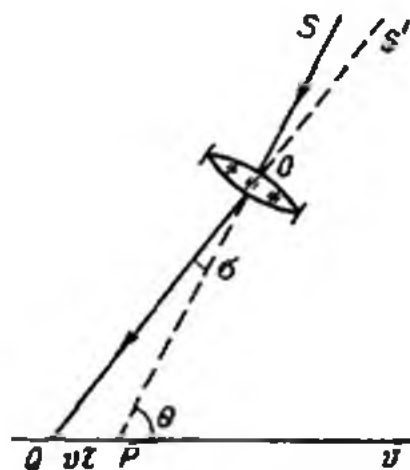


Рис 4.17 Аберация; спостерігач, який рухається зі швидкістю v , побачить світило не в напрямі SP , а в напрямі $S'Q$.

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 видно радіус земної орбіти a .

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

$$r = 205\,265'' \frac{a}{\pi''}. \quad (4.8)$$

Уже згадувалося, що відстань, з якої радіус земної орбіти видно під кутом $\pi = 1''$, називається парсеком. $1 \text{ пк} = 3,26 \text{ св. року} = 3,09 \cdot 10^{16} \text{ м}$.

Наприкінці 1725 р. англійський астроном Бродлей 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 Бродлей відкрив явище *аберації* — зміщення положення зорі на небесній сфері, зумовлене зміщенням телескопа за час проходження світлового променя від об'єкта 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 $\kappa = 20,5''$. Для зір, екліптична широта β яких менша 90° , — це еліпс, велика піввісь якого дорівнює κ , мала — $\kappa \sin \beta$. 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 κ називається *абераційною сталою*.

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 принаймні 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 значення абераційного еліпса не залежить від відстані до зорі.

Як зазначено вище, Гук не зміг з'ясувати природу явища, яке він перший виявив. Зробив це Бродлей. Річний паралакс виміряв у Росії Василь Якович Струве (1793—1864) у 1835 р. Він визначив, що паралакс зорі Вега (α Ліри) дорівнює $0,13''$. Відразу ж були отримані точні

результаті, 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 обгаяти основу башти і впасти на схід від неї. Адже як вершина, так і основа башти мають одну і ту ж кутову швид-

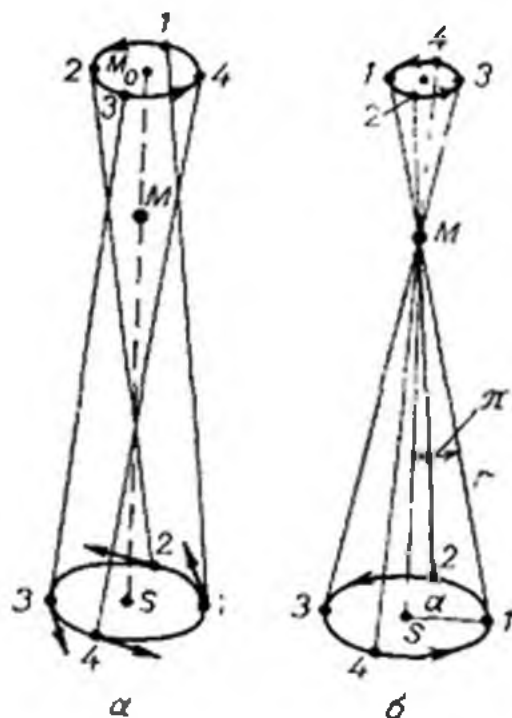


Рис. 4.18: Абераційне (а) і паралактичне (б) зміщення зорі протягом року; S — положення Сонця.

кість обертання ω , тоді як лінійна швидкість вершини $v = \omega(R \oplus h)$ більша. Теоретичний аналіз показав, що для широти $\varphi = 48^\circ$ 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 даними, перший достовірний результат її 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 Піті вистрілювали з гармати ядра вверх, 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. На-

справді, зберігаючи лінійну швидкість обертання Землі, але збільшуючи свою відстань від її центра (від осі обертання), ядро за час піднімання вгору і подальшого падіння вниз 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 вгору 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 коливання 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 $11,5^\circ$ 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 свого зовнішнього вигляду (своїх фаз) він звертає 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, переконаємося в тому, що він зміщується серед зір з заходу на схід з середньою кутовою швидкістю $13,2^\circ$ за добу. Проміжок часу, за який Місяць, описавши повне коло на небесній сфері, повертається до тої ж зорі, називається *сидеричним періодом* обертання Місяця навколо Землі. Він дорівнює $27\frac{1}{3}$ 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 фази можна характеризувати як описово, так і числом. *Фазою Φ* називається відношення найбільшої ширини освітленої частини d місячного диска до його діаметра D , тобто $\Phi = d/D$ (рис. 5.1).

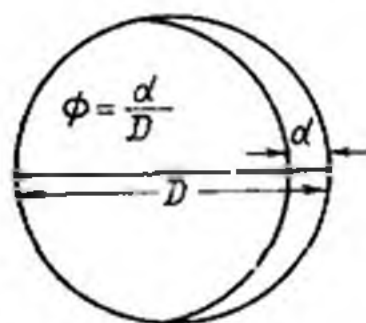


Рис. 5.1. Визначення фази Місяця $\Phi = d/D$.

Положення, при якому Місяць у своєму русі навколо Землі є 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 знаходиться на кутовій відстані 90° на схід від Сонця. Приблизно ще через вісім діб Місяць опиняється

у *протистоянні* з Сонцем, настає фаза *повного Місяця* $\Phi = 1$. Ще через сім діб він буде у *західній квадратурі*, відповідна їй фаза — *третья або остання чверть* $\Phi = 0,5$.

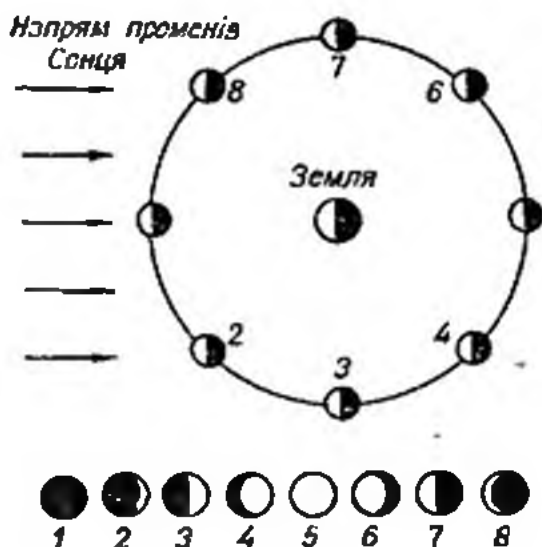


Рис. 5.2. Конфігурації і фази Місяця:

1 — сполучення Місяця з Сонцем (кон'юнкція), новий місяць; 2 — східна квадратура, перша чверть; 3 — протистояння Місяця і Сонця, повний місяць (півня); 4 — західна квадратура, третя чверть.

Проміжок часу, за який фази Місяця повторюються у тому ж порядку, 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 у початковий момент Місяць у повні перебуває біля якоїсь конкретної зорі. Через $27\frac{1}{3}$ доби він знову зблизиться з нею. Однак Земля за цей час зміститься на своїй орбіті на кут близько $27\frac{1}{3}^\circ$. Щоб настало протистояння Місяця й Сонця, а отже, чергова новня, Місяць повинен зміститися на цей же кут.

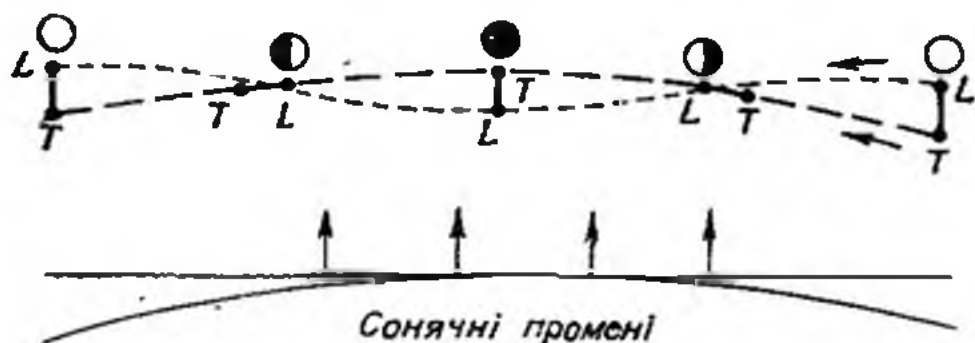


Рис. 5.3. Рух Місяця у системі координат, пов'язаній із Сонцем.

Оскільки Земля при цьому безперервно рухається, то повня настає 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 ± 13 год) відхилитися 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, якщо рух Місяця описувати в системі координат, пов'язаній з центром Сонця, то це буде хвиляста лінія, зміщуючись по якій, Місяць то випереджує Землю (у третій чверті), то відстає від неї (рис. 5.3).

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 $5^\circ9'$, то настільки ж опускається під неї, ближче до Південного по-

люса світу. Це значить, що орбіта Місяця нахилена до площини екліптики під кутом $i=5^{\circ}9'$, що майже дорівнює 10 видимим кутовим діаметрам Місяця.

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

Рух Місяця навколо Землі є надзвичайно складним (причина — притягання Землі, форма якої не є сферичною, а також притягання Сонця). Його 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 $a=384400$ 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 $q=363300$ км ($56,961 R_{\oplus}$) і $Q=405500$ км ($68,573 R_{\oplus}$). За рахунок збурень велика піввісь змінюється від 381540 до 386960 км, ексцентриситет — від $0,0435$ до $0,0715$, нахил орбіти до площини екліптики — від $4^{\circ}59'$ до $5^{\circ}19'$. Тому й видимий діаметр Місяця змінюється від $33'32''$ у перигей до $29'20''$ в апогеї. Найближча відстань до Місяця становить 356420 , найдальша — 406660 км.

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

Причина того, що драконічний місяць коротший від сидеричного, стає зрозумілою, якщо спостерігати декілька проходжень Місяця через один і той же вузол. Як виявляється, вузли місячної орбіти зміщуються в бік заходу, тобто назустріч рухові Місяця, приблизно на $1,5^{\circ}$ за сидеричний місяць, або на $19,3^{\circ}$ 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 Ω співпадає з точкою весняного рівнодення Υ , а низхідний ϑ — з точкою осіннього рівнодення ϖ , то протягом сидеричного місяця схилення Місяця змінюється в межах $\delta = \pm (e + i) = \pm (23^\circ 26' + 5^\circ 09') = \pm 28^\circ 35'$. Це мало місце в моменти 1950,6; 1969,2 і 1987,8. У межах двох-трьох років біля вказаних моментів весною Місяць у першій чверті перебуває у верхній кульмінації на висоті $h_{\text{ЕК}} = (90^\circ - \varphi) + \delta$, при $\varphi = 50^\circ$ — на висоті $68,5^\circ$, у третій чверті — усього на висоті $11,5^\circ$. Восени картина змінюється: увечері Місяць дуже низько над горизонтом, уранці — високо. Якщо ж з точкою весняного рівнодення співпадає низхідний вузол (це було в момент 1978,5 і буде в 1997,1 р.), схилення Місяця змінюється в межах $\delta = \pm (e - i)$ і найбільша висота Місяця весною при $\varphi = 50^\circ$ становить усього $58,5^\circ$.

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 же боком. Насправді це означає, що Місяць обертається навколо осі з тим же періодом, що й навколо Землі, тобто за $27\frac{1}{3}$ доби. Таке обертання називається *синхронним*.

Як виявлено, площина місячного екватора утворює з площиною екліптики кут $1^\circ 30'$, а з площиною орбіти Місяця — кут $6^\circ 39'$, тобто вісь обертання Місяця нахилена до площини його орбіти на кут $83^\circ 21'$. При цьому площина екліптики лежить між площинами місячного екватора й орбіти Місяця, і всі три площини перерізаються по лінії місячних вузлів. Це явище відкрив французький астроном Жак Кассіні (1677—1756) у 1721 р. Воно називається *законом Кассіні*.

Разом з лінією вузлів вісь обертання Місяця повертається в просторі, описуючи за 18,61 року конічну поверхню. Завдяки цьому з Землі позмінно видно то північний, то південний полюс Місяця (рис. 5.4). Це створює ілюзію погойдування Місяця на $6^\circ 39'$ 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 періоду обертання Місяць після проходження перигею П пройде шлях, більший за чверть своєї

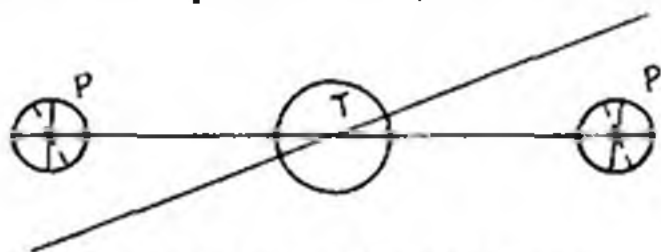


Рис. 5.4. Лібрація Місяця по широті.

орбіти, а навколо осі він повернеться на 90° . Точка *a*, що в перигеї проектувалася на центр 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 же 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* —

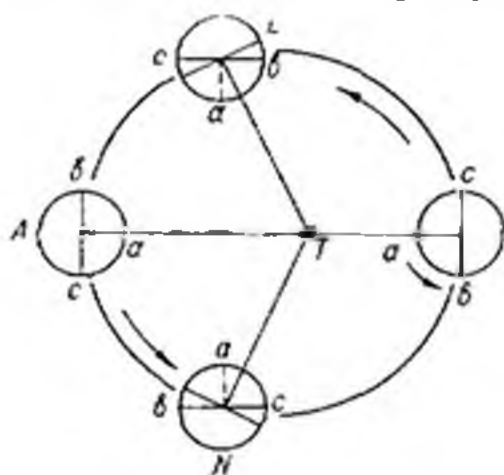


Рис. 5.5. Лібрація Місяця по довготі.

проміжку в 27,55 доби, за який Місяць, здійснивши оберт на орбіті, знову повертається в перигей. Найбільше значення лібрації по довготі становить $7^\circ 54'$.

Існує також *добова*, або *паралактична лібрація*, яка виникає внаслідок того, що два спостерігачі 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 напрямку на Землю, її значення усього $2''$.

Унаслідок спільної дії усіх лібрацій 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

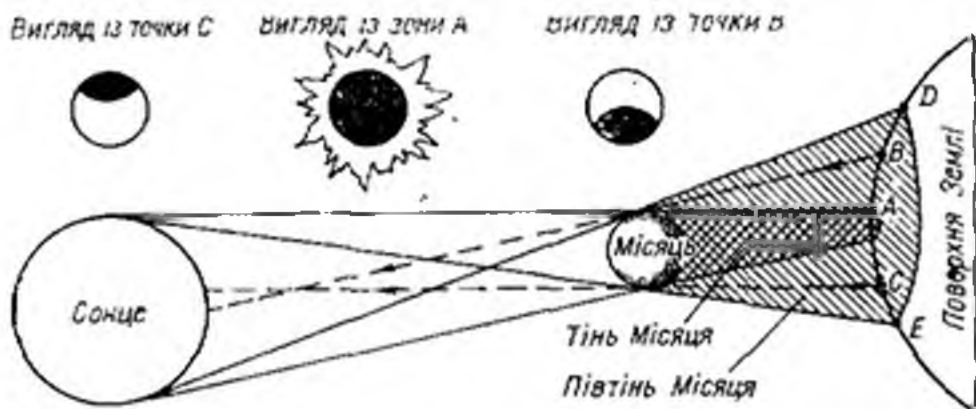


Рис. 5.6. Схема повного сонячного затемнення; затемнення видно як повне у зоні А, у точках В і С воно часткове.

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 зорі 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 її пунктах спостерігається сонячне затемнення. Там, де падає тінь Місяця, затемнення повне, у місцях, куди потрапляє півтінь Місяця, затемнення часткове (рис 5.6). Унаслідок 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 досягає 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

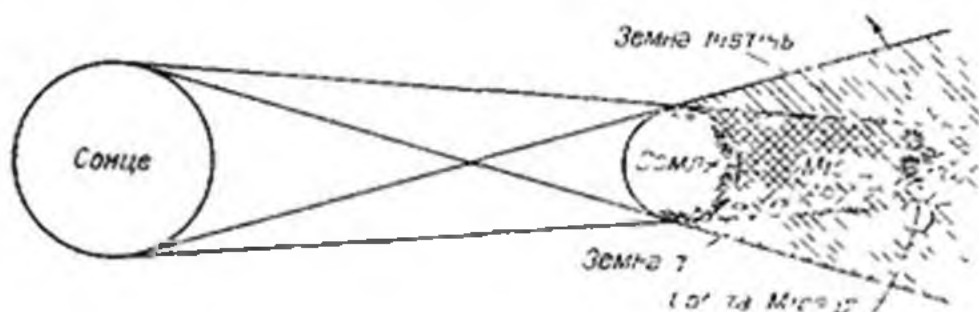


Рис. 57 Схеми місячного затемнення

називаються *центральними*. Якщо ж на поверхню Землі потрапляє лише півтінь Місяця, то настає *часткове сонячне затемнення*.

Сонячне затемнення починається з правого, західного краю сонячного диска. На ньому з'являється виїмка (ущерб), яка поступово зростає, так що з часом Сонце набирає форми все вузшого серпа. У момент повного затемнення, що може тривати до 7 хв 31 с, спалахує сріблясто-біла сонячна корона. Небо різко темніє, на ньому можна зауважити найяскравіші 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 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 перевищує відстань від Землі до Місяця. Тому її середній радіус тіні Землі, в яку може заpurитися Місяць, становить $42'$. В її переріз диск Місяця вкладається 2,5 рази. Тому повне місячне затемнення може тривати від одної хвилини до 1,8 год, а загалом, включаючи часткові фази, — до 3,8 год.

Якби площина місячної орбіти співпадала з площиною екліптики, то сонячні затемнення траплялися б під час кожного нового Місяця, а затемнення Місяця — під час кожної повні. Оскільки ж ці площини перерізуються під кутом $i = 5^{\circ}09'$, то здебільшого сполучення Місяця з Сон-

цем настає при положенні Місяця вище або нижче від сонячного диска (рис. 58). Лише коли відстань Місяця і Сонця від вузла місячної орбіти менша від $16 \dots 18^\circ$, тобто коли для земного спостерігача їхні диски дотикаються або перерізаються, затемнення Сонця можливе.

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

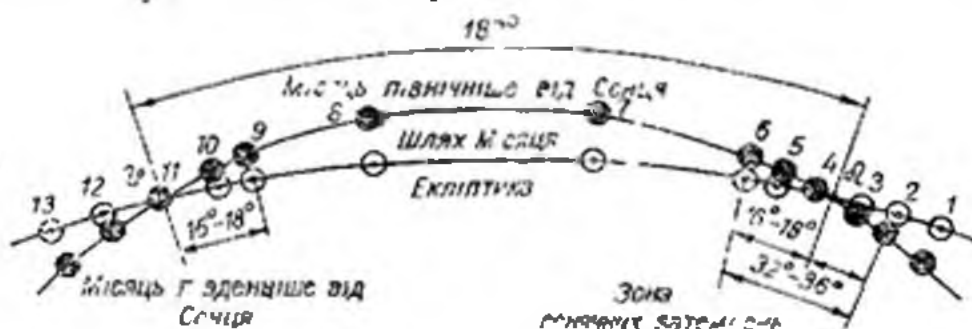


Рис. 58 Положення Місяця і Сонця у різні нові місяці

1° за добу. У свою чергу вузли місячної орбіти пересуваються в бік заходу на $0,053^\circ$ 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, центральне настає при відстані Сонця від вузла, не більшій $11,5^\circ$), 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 $5,6^\circ$. Оскільки це менше за дугу, яку описує на екліптиці диск 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 $19,3^\circ$ 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 ча-

ступного 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 $12 S=12 \times 29,53=354,36$ 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 $10 \dots 11^\circ$ ближче (або далше) 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 схема таких подій. На початку січня Сонце входить у зону затемнень і при фазі нового місяця настає часткове сонячне затемнення. Через два тижні, у повню відбувається повне місячне затемнення, а ще через два тижні (15 днів) — знову часткове сонячне затемнення. Через 177 діб, 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 комбінація затемнень спостерігалася в 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 буває 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: синодичним місяцем $S=29,5306^d$, тривалістю драконічного місяця $S_{\odot}=27,2122^d$ і драконічного року $T_{\Omega}=346,6200^d$. Можна знайти певну кількість днів, в яку з достатньою

точністю вкладеться кожен зі 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, повториться таке ж затемнення, що й у попередньому циклі.

Одним з таких циклів є *сарос* (від єгипетського слова, що означає «повторення»), що був відомий ще вавілонським астрономам. Він базується на співвідношенні $223S = 242S \approx 197 \Omega$. Справді,

$$223S = 223 \times 29,5306^d = 6585,32^d;$$

$$242S \approx 242 \times 27,2122^d = 6585,35^d;$$

$$197 \Omega = 19 \times 346,6200^d = 6585,78^d.$$

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 іншими, бо за 0,3 доби (близько 8 год) Земля повернеться майже на 120° , 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 сароса (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 спостерігалось 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 положенні у просторі в 1 км. У фундаментальній праці австрійського астронома Теодора Опольцера (1841—1896) «Канон затемнень» (1887 р.) наведено дані про затемнення Сонця і Місяця з 1208 р. до н. е. по 2163 р. н. е. — усього близько 8000 сонячних і 5000 місячних затемнень. Продовженням «Канону» Опольцера є новий «Канон затемнень» (1966 р.), складений бельгійськими астрономами. У ньому є відомості про 1449 затемнень з 1898 р. по 2510 р.

У найближчий час будуть спостерігатися такі сонячні затемнення:

1999 р., 11 серпня — повне, пройде на південь від Криму і Кавказу;

2006 р., 29 березня — повне, смуга його протягнеться від Північного Кавказу до Бурятії.

ЕЛЕМЕНТИ НЕБЕСНОЇ МЕХАНІКИ І ДИНАМІКИ КОСМІЧНИХ ПОЛЬОТІВ

У цій частині пояснено особливості руху і взаємодії небесних тіл, зокрема планет Сонячної системи та їхніх супутників, що впливають з закону всесвітнього тяжіння. Тут немає традиційних для підручників з астрономії підрозділів, де описане виведення закону тяжіння з законів Кеплера, а також при відомій залежності сили взаємодії двох тіл від відстані — самі закони Кеплера в узагальненому вигляді. Нагадаємо лише, що ці задачі Ньютон розв'язав шляхом громіздких геометричних побудов. Загальноприйнятою тепер мовою диференціального та інтегрального числення результати Ньютонів описав Леонард Ейлер (1707—1783) у праці «Механіка» (1736 р.) через 49 років після виходу в світ «Математичних основ природознавства» Ньютонів.

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 принаймні ще один центр тяжіння. Кеплер, визначивши кінематику Сонячної системи, уперше спробував з'ясувати причину рухів планет. Він припустив, що від Сонця до планет простягається

певна рушійна сила, подібна до променів світла і тепла, і втягує планету в рух навколо Сонця. Її напрям мав би бути перпендикулярним до напрямку «Сонце—планета». Це співпадає з поглядами Арістотеля та його послідовників: рух триває доти, поки діє сила, що спричинює 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 довів, що для підтримання рівномірного руху зовсім не потрібно безперервної дії сили, та вивів закон інерції, стало очевидним таке: у русі планет треба шукати не силу, що створює рух, а силу, що змінює їїній прямолінійний шлях на криволінійний. Мова, отже, йде про силу, що утримує планету на її орбіті. Нездовзі голландський фізик Христіан 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 центру (Сонця) на неї діє *відцентрова сила*

$$F_v = \frac{mv^2}{r}, \quad (6.1)$$

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_v і певної *доцентрової сили* F_d , залежність якої від відстані ще була невідома.

Однак уже в 1645 р. французький учений Ісмаїл Бвіль (1605—1694) стверджував, що сила, яка діє на планету і спрямована до центра світу, змінюється обернено пропорційно 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 Гук. Проте ніхто не зауважив, що принаймні для колового руху планети залежність доцентрової сили від відстані легко 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 $F_v = F_d$, то з формули (6.1) отри-

муємо, що $F_d = 4\pi^2 m / A r^2$ — 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 головні 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:

$$F = \frac{G m_1 m_2}{r^2}, \quad (6.2)$$

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 всі тіла падати на Землю. Припустивши, що ця сила поширюється до орбіти Місяця, Ньютон отримав числове підтвердження ідентичності обох сил. Справді, якщо $g = 9,8 \text{ м/с}^2$ — 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 $g_1 = 0,27 \text{ см/с}^2$.

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

$$g_1 = \frac{v^2}{r} = \omega^2 r = \frac{4\pi^2}{T^2} r.$$

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

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 частковим розв'язком є рівняння 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 $m_2 \ll m_1$, тобто коли маса силового центра (Сонця) значно перевищує масу супутника (планети):

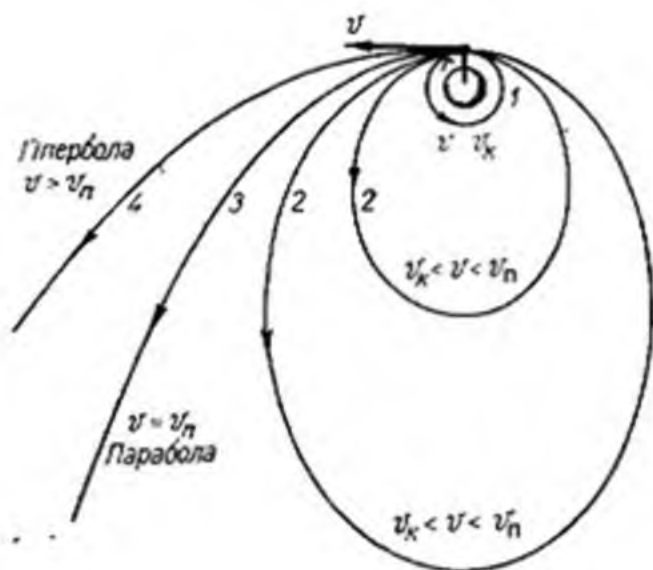


Рис. 6.1. Типи траєкторій у задачі двох тіл.

1 — коло; 2 — еліпс; 3 — параболла, 4 — гіпербола

$m \ll m$. Припустимо, що тіло m є нерухомим. Нехай також у початковий момент часу t_0 тіло m займає положення Π на відстані r від центра O маси m (рис. 6.1)

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

$$\frac{v^2}{2} - \frac{Gm}{r} = K, \quad (6.3)$$

де перший доданок — кінетична енергія частинки; другий — потенціальна енергія в розрахунку на одиницю маси; K — стала. Наприклад, якщо $K = -Gm/a < 0$, де a — велика піввісь орбіти, то рух відбувається по еліпсу і у випадку колової орбіти ($r=a$) маємо вираз для колової або першої космічної швидкості

$$v_k = \sqrt{\frac{Gm}{r}}. \quad (6.4)$$

При $K=0$ з формули (6.3) випливає формула для *параболічної, або другої космічної швидкості*

$$v_n = \sqrt{\frac{2Gm}{r}}. \quad (6.5)$$

Якщо ж $K > 0$, то рух відбувається по *гіперболічній орбіті*.

6.3. Узагальнені закони Кеплера.

Визначення мас небесних тіл

Вище ми прийняли, що маса силового центра значно більша від маси пробної частинки ($m \ll m_2$). У цьому випадку центр інерції системи співпадає з центром маси η_2 . Насправді ж центральне тіло m_2 має прискорення $g_m = Gm/r^2$ у напрямі до маси m , тоді як пробна маса — прискорення $g_m = Gm_2/r^2$ у напрямі до маси m_2 . Значення прискорень обернено пропорційні масам: $g_{m_2}/g_m = m/r$. Якщо сумістити початок відліку координат з центром маси η_2 , то відносно нього повне прискорення $g = g_m + g_{m_2}$. Тому в рівняннях руху та їхніх розв'язках стоїть сума мас $m_2 + m$. Зокрема, третій, узагальнений Ньютонів, закон Кеплера має вигляд

$$\frac{(m_2 + m) r_1^3}{(r_2 + m) l_2^3} = \frac{a_1^3}{a_2^3}. \quad (6.6)$$

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

$$\frac{(m_2 + m) T^2}{a^3} = \frac{4\pi^2}{G}. \quad (6.7)$$

Знаючи період обертання мас відносно далеких зір T та велику піввісь a , з нього можна визначити суму мас системи. Проте числове значення сталої гравітації G визначив лише у 1798 р. Генрі Кавендіш (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. § 6.7), применшивши її удвічі.

Масу Сонця в одиницях маси Землі m_\odot можна визначити так. Нехай T_\odot і T_\oplus — зоряний рік і сидеричний мі-

сяць; a_{\oplus} і a_{\odot} — відповідно велика піввісь орбіти Землі й орбіти Місяця; m_{\odot} , m_{\oplus} та m_{\ominus} — маси Сонця, Землі і Місяця. Записавши рівняння (6.5) спочатку для системи Земля—Сонце, а потім для системи Місяць—Земля та виключаючи з них праву сталу частину, отримуємо, що

$$\frac{(m_{\odot} + m_{\oplus}) T_{\oplus}^2}{(m_{\oplus} + m_{\ominus}) T_{\ominus}^2} = \frac{a_{\oplus}}{a_{\ominus}}$$

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

$$\frac{m_{\odot}}{m_{\oplus}} = \left(\frac{T_{\oplus}}{T_{\ominus}} \right)^2 \left(\frac{a_{\oplus}}{a_{\ominus}} \right)^3$$

При $T_{\oplus} = 365,256$ доби, $T_{\ominus} = 27,32$ доби, $a_{\oplus} = 149,6 \cdot 10^6$ км, $a_{\ominus} = 384000$ км отримуємо $m_{\odot} = 332\,958 m_{\oplus}$ або наближено $333\,000 m_{\oplus}$.

Масу Землі обчислюють, зокрема, і за значенням прискорення сили тяжіння на її поверхні: $g = G M_{\oplus} / R_{\oplus}^2$. При відомому радіусі Землі і гравітаційній сталій $G M_{\oplus} = 5,98 \cdot 10^{24}$ кг. Годі $m_{\odot} \approx 2 \cdot 10^{30}$ кг.

До речі, центр маси системи Земля—Місяць знаходиться 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. Незважко 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 $g_{TL} = G M_{\oplus} / r_{TL}^2$ і $g_{SL} = G M_{\odot} / r_{SL}^2$ — прискорення, якого надають Місяцеві відповідно Земля і Сонце; $g_{ST} = G M_{\odot} / a_{TS}^2$ — 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 $r_{SL} = a \pm r \approx a$ набуває вигляду

$$\Delta g \approx \frac{2Gm_1 \odot r}{a^3}.$$

Звідси випливає, що

$$\frac{\Delta g}{g_{TL}} \approx \frac{2m_1 \odot}{m_{\oplus}} \left(\frac{r}{a}\right)^3 \quad (6.8)$$

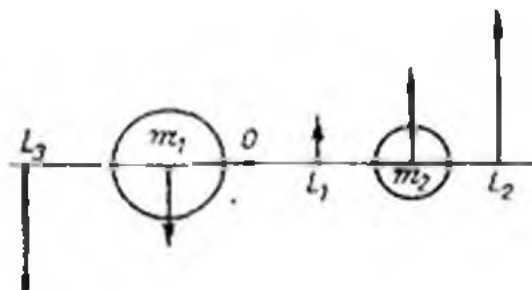


Рис. 6.2. Розв'язок задачі трьох тіл, якщо усі тіла перебувають на одній прямій, причому третє тіло (пробна частинка) — в одній з трьох колінеарних точок лібрації L_1 , L_2 або L_3 .

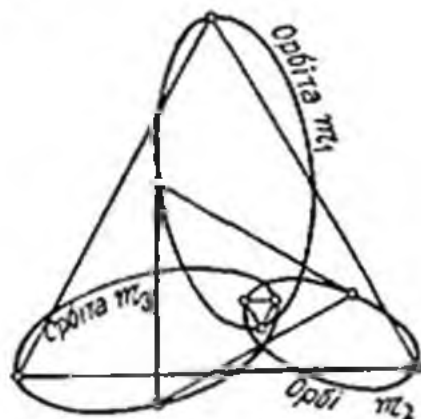


Рис. 6.3. Трикутні (тригональні) точки лібрації; матеріальні точки m_1 , m_2 і m_3 , розташовані у вершинах рівностороннього трикутника, зберігають форму фігури при взаємному русі по еліптичних орбітах навколо спільного центра мас.

або $\Delta g/g_{TL} \approx 1/90$. Це значення ще менше, коли Місяць знаходиться поза лінією Земля—Сонце. Тому середнє значення дії Сонця на Місяць близьке до $1/360$ від того прискорення, що йому надає Земля.

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. Однак у 1912 р. фінський математик Карл Зундман (1873—1949) знайшов теоретичний розв'язок у вигляді нескінченних рядів, які збігаються настільки повільно, що для забезпечення потрібної для астрономії точності довелося б узяти таку кількість членів, у якій загалом налічувалося б 8000000 значущих цифр. Тому формули Зундмана поки що практичного значення не мають.

Однак ще 1772 р. французький математик Жозеф Лагранж (1736—1813) з'ясував, що у двох випадках задача трьох тіл все ж має точний розв'язок, а саме: якщо всі три тіла знаходяться на одній прямій, причому третє тіло перебуває в точці L_1 , L_2 або L_3 (рис. 6.2); якщо всі три тіла утворюють рівносторонній трикутник, причому третє тіло перебуває в точці L_4 або L_5 (рис. 6.3).

Згадані п'ять точок називаються *центрами лібрації*, або

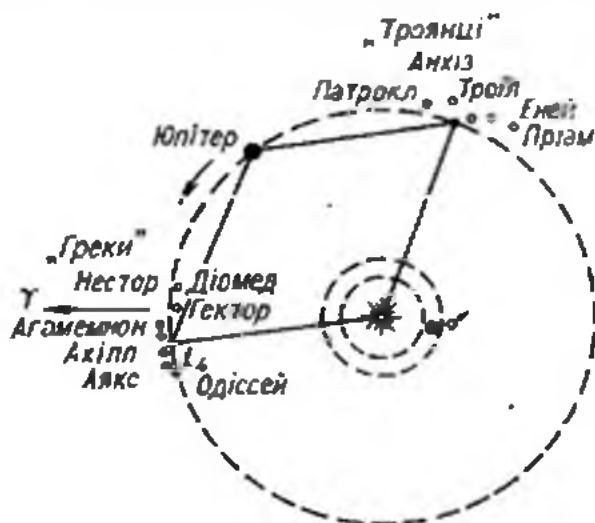


Рис. 6.4. «Греки» і «троянці» в системі Сонце—Юпітер.

точками Лагранжа. Перші три — *колінеарні*, наступні дві — *тригональні точки лібрації*. У другому випадку, якщо в одну з точок Лагранжа помістити третє тіло, то всі три тіла m_1 , m_2 і m_3 будуть рухатися в площині, в якій вони перебувають, причому відношення між їхніми взаємними відстанями завжди будуть однаковими. А якщо маса другого тіла не перевищує $0,04 m_1$, а масою m_3 можна знехтувати, то під час руху їх навколо 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. § 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.

Точки лібрації системи Земля—Місяць показані на рис. 6.5. Якщо a — велика піввісь місячної орбіти ($a = 384\,400$ км), то відстань точки L_1 від Місяця $r_{L_1} = 0,15 a =$

$= 57600$ км, відстань точки L_2 від Місяця $r_{L_2} = 0,17 a = 65300$ км, відстань точки L_3 від Землі $r_{L_3} = 0,99 a = 380000$ 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: $v_{L_1} = 0,85 v$, $v_{L_2} = 1,17 v$ і $v_{L_3} = 0,99 v$. Зауважимо,

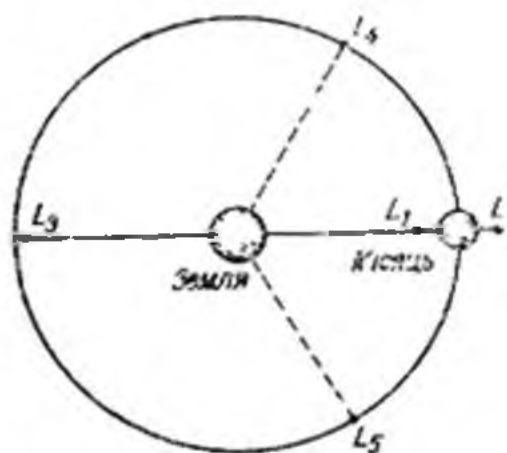


Рис 65. Точки лібрації в системі Земля—Місяць

що положення тіла в цих колінеарних точках лібрації нестійке, тоді як у тригональних точках L_4 і L_5 воно стійке

Під нестійкістю положення розуміють наступне. Система трьох тіл обертається навколо спільного центра мас. Якщо лише швидкість третього тіла за значенням або за напрямом дещо відхилиться від значайного, то конфігурація 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 .

При збільшенні відстані від кожної з мас при певних r_1 та r_2 поверхні однакового потенціалу (відповідно $\varphi_1 = -G M_1/r_1$ і $\varphi_2 = -G M_2/r_2$), 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 , введена на цю поверхню біля однієї маси, з відповідною швидкістю $v_{кр}$ пройде через точку L_1 та опиниться у полі тяжіння іншої маси, описуючи вісімки як завжди довго.

Ця спільна сквіпотенціальна поверхня називається *критичною поверхнею Роша*, а охоплений нею простір — *порожниною Роша*. Назва походить від імені французького астронома Едуарда Роша (1820—1883), який одним з перших дослідив особливості такого руху. Як побачимо далі (див розділ 22), під час свого розвитку зоря, що є компонентою подвійної системи, заповнює свою порожнину Роша,

після чого починається перетікання речовини від неї до її супутника.

6.5. Поняття про збурений рух. Відкриття нових планет

Рух тіла по еліптичній орбіті навколо силового центра (маси 1), що відповідає розв'язковій задачі двох тіл, називається *незбуреним*. Проте, як уже знаємо, рух кожного небесного тіла ускладнюється притяганням інших, сусідніх тіл. У Сонячній системі на кожен з планет 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*, сила, яка це збурення спричиняє, — *збурювальною*, або *пертурбаційною* (від лат. *perturbatio* — розлад). Отже, можна стверджувати, що в кожний момент часу планета (чи інше тіло) рухається по еліптичній орбіті, однак параметри цієї орбіти — розміри, форма, положення у просторі — безперервно змінюються. Така орбіта називається *осцилюючою*.

Унаслідок дії збурювальних сил виникають три типи збурень елементів орбіт планет: періодичні, вікові та змішані. Збурення ще називають *нерівностями*. При *періодичних збуреннях* величина елемента орбіти змінюється 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. При наявності *вікових збурень* елемент орбіти змінюється увесь час в один і той же бік, наприклад, збільшується. У формулах ці збурення позначають $a_n t^k$, де A_n , B_n , a_n — сталі; t — час. У загальному кожен з параметрів орбіти планети записують у вигляді ряду

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

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 $\mu^2 \Pi_2(t)$ — *збуреннями другого порядку* і т. д. Згадані вище змішані нерівності мають вигляд $\mu^n C_n t^k \sin \nu_n t$, 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. 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 ще невідомої планети, орбіта якої знаходиться за орбітою Урана. Незалежно один від одного англійський астроном Джон Адамс (1819—1892) та французький — Левер'є провели відповідні обчислення. У вересні 1846 р. німецький астроном Йоганн Галле (1812—1910) за даними Левер'є знайшов нову планету Нептун на відстані усього $52'$ від точки, яку вказав Левер'є.

Однак до 1875 р. вияснили, що повного погодження спостережень Урана з теорією його руху немає. Виник здогад, що за орбітою Нептуна є ще одна планета, пошук якої фотографічним методом розпочали 1915 р. Відкрив планету, яку назвали Плутон, американський астроном Клайд Томбо (нар. 1906 р.) у лютому 1930 р. на відстані 6° від обчисленого наперед 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). Однак, якщо ця планета і є, то її видимі розміри і зміщення на тлі зір такі, що не сприяють її виявленню.

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 накопичаться вони з часом так, що це могло б призвести до виходу планети з системи або, навпаки, її надіння на Сонце.

Теоретично дослідили ці питання Лагранж і Лаплас. З їхніх обчислень випливало, що більшість збурень елементів планетних орбіт мають періодичний характер, зокрема це стосується великих півосей їхніх орбіт та ексцентриситетів цих 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_J і T_S такі, що виконується співвідношення $5 T_J \approx 2 T_S$ (≈ 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.

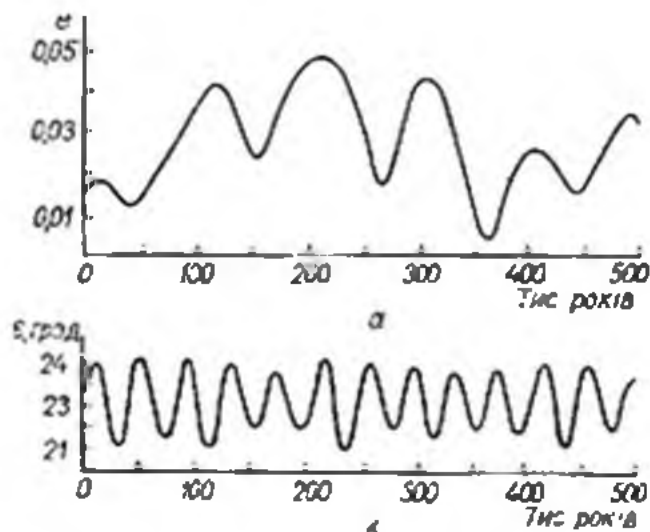


Рис. 6.6. Зміна з часом ексцентриситету (а), нахилу земної орбіти (б) ($t=0$ відповідає 1850 р.).

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 добутоків після вилучення періодичних членів є сталою:

$$m_1 e_1^2 \sqrt{a_1} + m_2 e_2^2 \sqrt{a_2} + \dots + m_n e_n^2 \sqrt{a_n} = \text{const.}$$

Друга теорема: якщо масу кожної планети помножити на квадратний корінь з великої півосі її орбіти і на квадрат тангенса нахилу, то сума цих добутоків для всіх планет після вилучення періодичних нерівностей є сталою:

$$m_1 \sqrt{a_1} \text{tg}^2 i_1 + m_2 \sqrt{a_2} \text{tg}^2 i_2 + \dots + m_n \sqrt{a_n} \text{tg}^2 i_n = \text{const.}$$

Звідси випливає, що якщо ексцентриситет одної орбіти збільшується, то ексцентриситет іншої повинен зменшуватися. Це стосується і нахилів орбіт i до площини екліптики.

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 100 тис. років вони мають чітко окреслені межі (рис 6.6).

6.7. Система Земля—Місяць: припливні ефекти

Вище (див. § 1.12) описано явище прецесії — зміщення точки весняного рівнодення Υ назустріч видимому річному рухові Сонця по екліптиці. Ньютон з'ясував, що при-

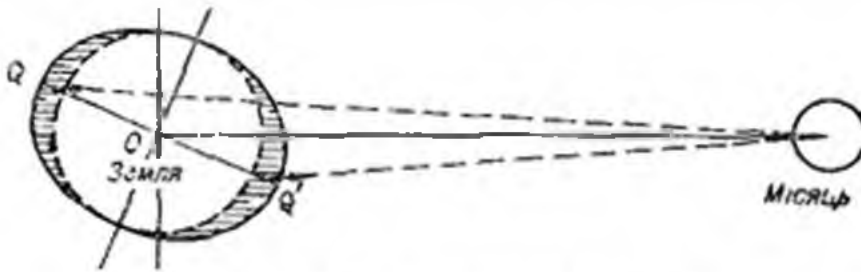


Рис. 6.7. Пояснення прецесії.

чиною цього явища є відхилення форми Землі 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 $23,5^\circ$. 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. Наявність же додаткового приекваторіального шару речовини призводить до появи пари сил (з точками прикладання їх відповідно Q і Q'), завдяки чому вісь обертання Землі описує конус (на рис. 6.7 північний полюс нахиляється до читача, південний — від нього). Аналогічна пара сил виникає внаслідок дії сонячного притягання. Тому з загального ефекту прецесії ($50''$) $34''$ припадає на Місяць і $16''$ — на Сонце.

Здавня зауважено, що двічі на добу, точніше через кожні 12 год 26 хв, рівень води в океані піднімається, а через 6 год 13 хв 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 висота припливу — 6 м, біля Кольського півострова — 8 м.

Існує легенда, за якою Арістотель, не зумівши з'ясувати причину цих явищ, кинувся зі скелі у море. Однак

уже архієпископ 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 герб спрямований завжди у напрямі цього руху і в зворотний бік). Повністю пояснив явище припливів Ньютон.

На зв'язок припливів і відпливів з Місяцем вказує те,

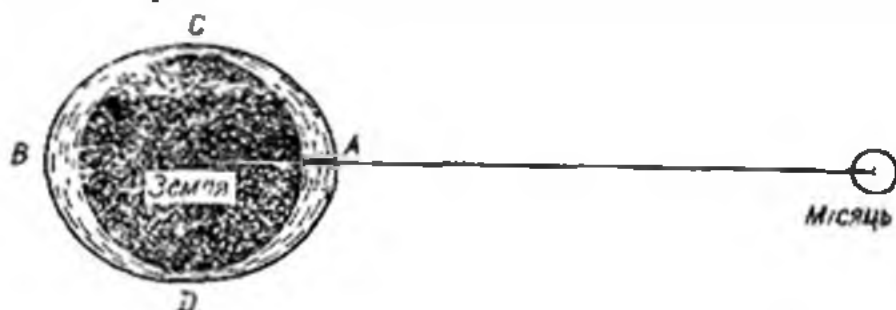


Рис 68 Утворення припливних горбів у точках А і В на поверхні Землі внаслідок притягання Місяцем Для спрощення прийнято, що вся поверхня Землі вкрита океаном.

що повторення цих явищ відбуваються через такий же проміжок часу, через який відбуваються кульмінації Місяця. Як знаємо, кожної наступної доби у верхній кульмінації Місяць буває через 24 год 52 хв після попередньої. Зрозумілим є і механізм формування припливних горбів: частинки води в точці А, найближчі до Місяця, притягуються ним сильніше, ніж центр Землі, а він, у свою чергу, — сильніше, ніж частинки води в точці В (рис. 68). Тому одночасно на Землі виникає два припливні горби. Натомість у точках, зміщених на 90° відносно А, В, буде відплив Унаслідок обертання Землі припливні горби в кожний наступний момент формуються вже в нових її пунктах

Проте з огляду на складну форму морського дна, температура води об дно берега, в'язкість, інерцію та інтерференцію хвиль, що виникають, момент найвищої води не співпадає з моментом проходження Місяця через небесний меридіан. Це запізнення припливу буває різним у різних місцях (зокрема у 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 електричної енергії 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.

Як виявив Рош, якщо супутник перебуває на відстані від планети, меншій від певної *межі Роша*, то припливна сила може призвести до його руйнування. При однаковій щільності планети та її супутника межа Роша становить $2,5 R_p$, де R_p — радіус планети. Однак сказане стосується передовсім газоподібного або рідкого супутника. Руйнування твердого об'єкта настає лише у випадку, якщо його розміри перевищують певне значення. Наприклад, 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 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 137,8, 139,5 і 141,7 тис. км).

Розділ 7

ЕЛЕМЕНТИ КОСМОНАВТИКИ

7.1. Космічні швидкості

З запуском 4 жовтня 1957 р. в СРСР першого штучного супутника Землі (ШСЗ) розпочалася нова ера в історії людства — ера вивчення небесних об'єктів за допо-

могою космічних зондів, прямої їх посадки на Місяць та ближчі планети, досліджень, що їх проводять з борту орбітальних кораблів космонавти. Варто згадати, що 12 астронавтів США у 1969—1972 рр. побували на поверхні Місяця і доставили на Землю загалом 400 кг місячного ґрунту.

Штучні супутники Землі, як і автоматичні міжпланетні станції (АМС), під час руху підлягають дії тих же зако-

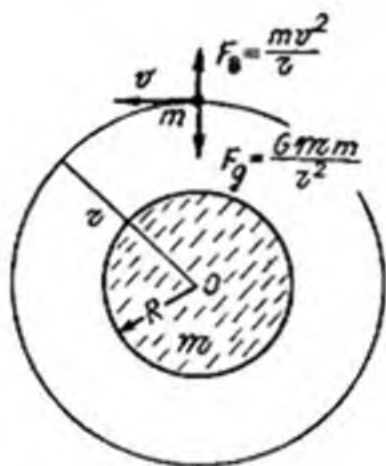


Рис. 7.1. Зіставлення відцентрової сили F_c і сили тяжіння F_g , з якого випливає формула для колової або першої космічної швидкості маси m .

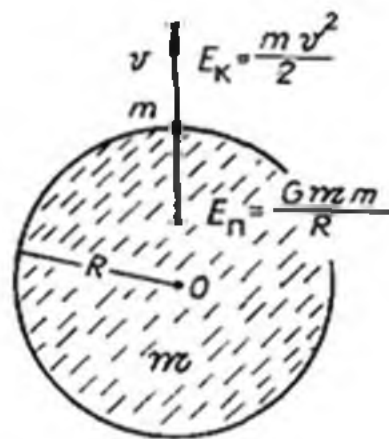


Рис. 7.2. Зіставлення потенціальної енергії E_n маси m та її кінетичної енергії E_k , з якого випливає формула для другої космічної швидкості.

нів, 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 і площини орбіти ШСЗ до площини земного екватора. Виводяться ШСЗ на свої орбіти за допомогою багатоступеневих ракет (див. § 7.2).

Одним з основних у космонавтиці є поняття про *першу космічну швидкість*, яку визначають за формулою (6.4). У випадку колової орбіти (рис. 7.1) її виводять з міркувань, що сила тяжіння F_g , що діє на супутник маси m і визначається формулою (6.2), зрівноважується відцентровою силою F_c , значення якої обчислюють за формулою (6.1).

Якщо R і H — відповідно радіус Землі і відстань ШСЗ від її поверхні, то формулу (6.4) можна записати

$$v_k = \sqrt{\frac{Gm}{R+H}} = 7,91 \sqrt{\frac{R}{R+H}}, \text{ км/с.} \quad (7.1)$$

Отже, для запуску ШСЗ його потрібно підняти за межі густих шарів земної атмосфери (на висоту $H \geq 200$ км) і надати йому горизонтальну швидкість $v \geq v_k$. При $v > v_k$ супутник рухається по еліптичній орбіті, найближча точка якої до Землі називається *перигеєм*, найдальша — *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_k , проходить шлях $2\pi a$

$$T = \frac{2\pi a}{v_k} = 84,4 \sqrt{\frac{R+H}{R}}, \text{ хв.} \quad (7.2)$$

Наприклад, при $H=200$ км $T=88$ хв 25 с, при $H=500$ км $T=94$ хв 32 с (табл. 2). Якщо ж висота супут-

Таблиця 2

Параметри колових орбіт штучного супутника Землі

Період, T , хв	Висота, H , км	Колова швидкість v_k , км/с	Зміщення по довготі за вигук, ψ	Кількість вигуків за добу n	Поправка на час про- ходження зп добу Δt , хв	Зміщення по довготі за добу Δl , град
88	173	7,83	22,1°	16,36	-32	-7,0'
89	220	7,80	22,3	16,18	-16	-3,0
90	271	7,77	22,6	16,00	0	+1,0
91	320	7,74	22,8	15,82	+16	+5,0
92	368	7,71	23,1	15,65	+32	+9,0
94	466	7,65	23,6	15,52	-30	-6,5
96	562	7,59	24,1	15,00	0	+1,0
100	754	7,48	25,1	14,40	-40	-9,0
106	1036	7,33	26,6	13,48	+14	+12,0
112	1308	7,20	28,1	12,86	+16	+5,0
120	1674	7,04	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

ника над поверхнею Землі дорівнює 35800 км, то його період обертання становить 23 год 56 хв 04 с. За такий же час Земля здійснює повний оберт відносно зір. Тому якщо орбіта такого супутника лежить у площині земного екватора, то він, обертаючись навколо Землі з тією ж кутовою швидкістю 15° за годину, з якою обертається Земля навколо своєї осі, увесь час перебуватиме «нерухомо» над

певною точкою екватора. Таку орбіту називають *стаціонарною*.

Аналіз показує, що штучний супутник буде обертатися навколо Землі, 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 його великої півосі 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, у середині якої супутник може перебувати як завгодно довго, незважаючи на збурення з боку Сонця, називається *сферою Хілла*. Радіус сфери Хілла Землі відносно Сонця дорівнює 1,5 млн км.

Існує також поняття *другої космічної швидкості* — швидкості, яку слід надати масі m , щоб вона переборола силу земного тяжіння і вийшла у міжпланетний простір. Зіставлення формул (6.4) і (6.5) показує, що $v_{\text{п}} = \sqrt{2} v_{\text{к}}$. Оцінити другу космічну (параболічну) швидкість можна з таких міркувань. Прібну частинку m , що перебуває на поверхні кулі радіуса R і маси M , треба кинути вгору з такою швидкістю $v_{\text{п}}$, щоб ця частинка переборола силу тяжіння, тобто щоб її кінетична енергія $E_{\text{к}} = mv_{\text{п}}^2/2$ дорівнювала потенціальній енергії $E_{\text{п}} = G \cdot Mm/R$ або перевищувала її (рис. 7.2). Прирівнявши ці вирази, знаходимо наведену вище формулу (6.5) для другої космічної швидкості. Підставивши в неї $M = M_{\oplus}$ та $R = R_{\oplus}$, обчислюємо, що для Землі $v_{\text{п}} = 11,2$ км/с.

Співвідношення $v_{\text{п}} = \sqrt{2} v_{\text{к}}$ можна використати для оцінки швидкості, потрібної для подолання сонячного тяжіння і виходу космічного зонда у міжзоряний простір. За допомогою формули (6.4) знаходимо, що колова швидкість Землі на її орбіті $v_{\text{к}} = 29,8$ км/с. Тоді параболічна швидкість відносно Сонця на відстані Землі від нього $v_{\text{п}} = \sqrt{2} \times 29,8$ км/с $= 42,1$ км/с. Отже, при виході зонда зі сфери притягання Землі його швидкість повинна перевищувати швидкість руху Землі по її орбіті на значення додаткової швидкості (якщо запуск здійснюється у напрямі руху Землі) $v_{\text{дод}} = (42,1 - 29,8)$ км/с $= 12,3$ км/с.

Оскільки зонд запускають з поверхні Землі, то для визначення його стартової швидкості $v_{\text{ст}}$ (стартової кінетичної енергії $E_{\text{ст}} = mv_{\text{ст}}^2/2$) додають кінетичну енергію $E_{\text{п}} = mv_{\text{п}}^2/2$, потрібну для виведення зонда за межі земного притягання, і кінетичну енергію $E_{\text{дод}} = mv_{\text{дод}}^2/2$, завдяки якій зонд виходить за межі притягання Сонця. Так

знаходять формулу для третьої космічної швидкості відносно Землі

$$v_{ст} = v_{III} = \sqrt{v_{II}^2 + v_{доп}^2}. \quad (73)$$

При вказаних вище значеннях швидкостей v_{II} і $v_{доп}$ 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.

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. Вагомі внески здійснили в цю галузь науки і наші співвітчизники Юрій Васильович Кондратюк (1900—1942) та Сергій Павлович Корольов (1907—1966). Перший розробив ряд конкретних схем таких ракет, другий був конструктором перших космічних кораблів

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

$$\frac{d(mV)}{dt} = (V - u) \frac{dm}{dt}, \quad (74)$$

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

$$m \frac{dV}{dt} = -u \frac{dm}{dt}.$$

Розв'язок цього рівняння називається формулою Ціолковського

$$V = u \ln z, \quad (75)$$

де $z = Q_{ст}/Q_k$ — число Ціолковського; відношення початкової ваги ракети $Q_{ст}$ до кінцевої Q_k . $Q_{ст}$ — це вага самої ракети, пального і корисного вантажу, Q_k — вага ракети і корисного вантажу q . Введені ще такі дві характеристики: $Q_{ст}/q = p$ — відношення стартової ваги ракети з паливом і корисним вантажем до ваги корисного вантажу q , а також так звану технічну характеристику ракети s , що є

відношенням ваги ракети з паливом до ваги ракети. Підставляючи ці параметри у формулу (7.5), анаходимо, що

$$p = z \frac{s-1}{s-z}. \quad (7.6)$$

Не аналізуючи реальні ракетні системи, зауважимо, що сучасне ракетне паливо дає швидкість витоку газів з сопла ракети $u \approx 2,5$ км/с, максимальне число Ціолковського $z \approx 6$, для сучасних ракет $s \lesssim 10$ і в середньому можна прийняти $s \approx 5$. Тому й максимально можлива швидкість одноступеневої ракети $V \lesssim 4$ 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:

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

де

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

а якщо всі p_i, z_i і s_i однакові, то $Z = z_n, P = p_n$, так що

$$P = Z \left(\frac{s-1}{s - \frac{1}{\sqrt[n]{Z}}} \right)^n. \quad (7.7)$$

Оскільки з формули Ціолковського випливає, що

$$Z = e^{V/u},$$

то співвідношення для оцінки повної відносної ваги (відношення повної стартової ваги ракети до корисного вантажу, який вийшов на орбіту)

$$P = e^{V/u} \left(\frac{s-1}{s - e^{-V/nu}} \right)^n. \quad (7.8)$$

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

У наведених тут формулах V — це певна характеристична швидкість, при обчисленні якої враховують, по-перше, роботу виведення супутника на висоту $H = r - R$ (R — радіус Землі), що дорівнює різниці потенціальних енергій

$$A_{11} = q(g_0 R - gr) = qg_0 R \left(1 - \frac{R}{r} \right).$$

де g — прискорення сили тяжіння; цю роботу можна описати деякою швидкістю v_n , так що

$$A_n = \frac{q v_n^2}{2}; \quad v_n^2 = 2g_0 R \left(1 - \frac{R}{r} \right),$$

і, по-друге, роботу $A_k = q v_k^2 / 2$, затрачену для надання супутнику колової швидкості v_k . Тому $v_x = \sqrt{v_n^2 + v_k^2}$

або

$$v_x = 11,2 \sqrt{1 - R/2r}, \quad \text{км/с,}$$

що є узагальненням формул (6.4) і (6.5).

Проте насправді затрати енергії при виведенні супутника на орбіту дещо більші (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 $Q=0,3 \cdot 373 \text{ т} = 112 \text{ т}$.

Заслоговує 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 орбіти супутника — місце точок, в яких його було видно в зеніті (рис. 7.4).

Слід зважати і на такі дві обставини. У зв'язку з видимим рухом Сонця по екліптиці 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 $\psi =$

$=0,25^\circ T$. Зокрема, при $T=89$ хв $\psi=22,3^\circ$, при $T=92$ хв $\psi=23,1^\circ$. 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 $\omega=0,6^\circ \left(\frac{R}{R+H}\right) \times$

$\times \cos i$. Отже, у цілому за один оберт Земля відносно площини руху супутника повернеться на кут $\Phi \cong 0,25^\circ T +$



Рис. 73. Схема орбіти штучного супутника Землі, запущеного під кутом $i=65^\circ$ до площини земного екватора.

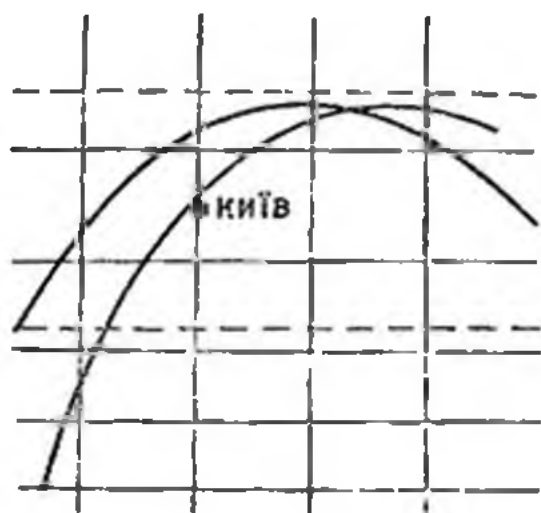


Рис. 74. Проекції траєкторії супутника на земну поверхню при $i=65^\circ$.

$+0,6^\circ \cos i$. 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 $q = \arcsin [\cos i \operatorname{cosec} \varphi]$ (рис. 7.5). Якщо $\varphi=49^\circ$, $i=65^\circ$, то $q=40^\circ$, при $i=52^\circ$ для того ж спостерігача $q=70^\circ$. 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 обер-

тів (витків) на орбіті за час $89 \times 16 = 1424$ хв і з'являється над горизонтом на $\Delta t = 1440 - 1424 = 16$ хв раніше, ніж це було попереднього дня. Наступний, 17-й виток буде західний. Проекція першого з них зміщена на схід на кут $\Delta l = 361^\circ - 16 \Phi$, другого — на захід на кут $\Delta l = 17 \Phi - 361^\circ$.

Тому для передбачень появи супутника над горизонтом слід підібрати найближчий східний і західний витки (n_0

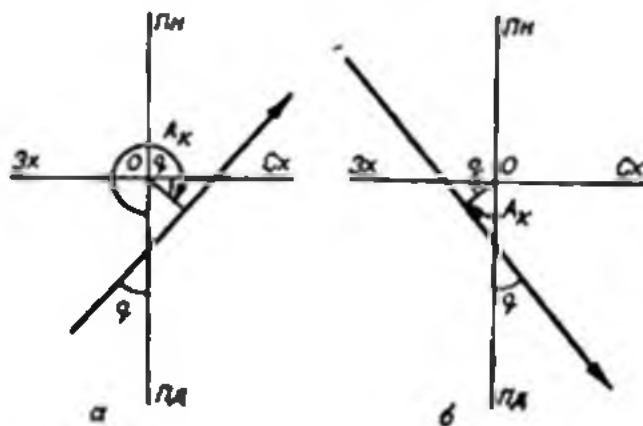


Рис. 7.5. Проекція висхідного (а) і низхідного (б) витків на поверхню Землі: O — положення спостерігача; A_k — азимут точки найкоротшої відстані до супутника

та $n_0 + 1$), обчислити поправки Δt і Δl та додати їх до відповідних значень моменту проходження і довготи проекції орбіти ШСЗ на паралель спостерігача, тобто до t_0 і l_0 :

$$t = t_0 + \Delta t; \quad l = l_0 + \Delta l.$$

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

для східного витка

$$\Delta t = T n_0 - 1440 \text{ хв};$$

$$\Delta l = (0,25^\circ T + 0,6^\circ \cos i) n_0 - 361^\circ;$$

для західного витка

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

$$\Delta l = (0,25^\circ T + 0,6^\circ \cos i) (n_0 + 1) - 361^\circ$$

і зобразити їх графічно (рис. 7.6).

Знаючи висоту ШСЗ над поверхнею Землі H , неважко визначити його очікувану висоту над горизонтом у меридіані та в напрямі найкоротшої відстані до нього h_m і h_k . Азимут найкоротшої відстані знаходимо за формулами

$A_k = 90^\circ + q$ або $A_k = 270^\circ + q$ для висхідного і $A_k = 90^\circ - q$ або $A_k = 270^\circ - q$ для низхідного витків. Відповідні формули запишемо

$$h_m = \arctg \left[\frac{360^\circ H}{2\pi R l \cos \varphi} \operatorname{tg} q \right];$$

$$h_k = \arctg \left[\frac{360^\circ H}{2\pi R l \cos \varphi \cos q} \right], \quad (7.9)$$

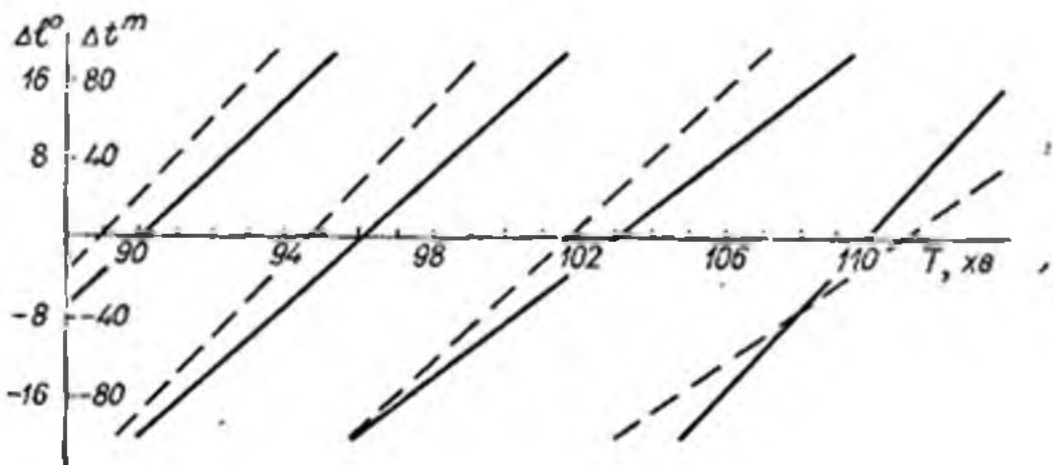
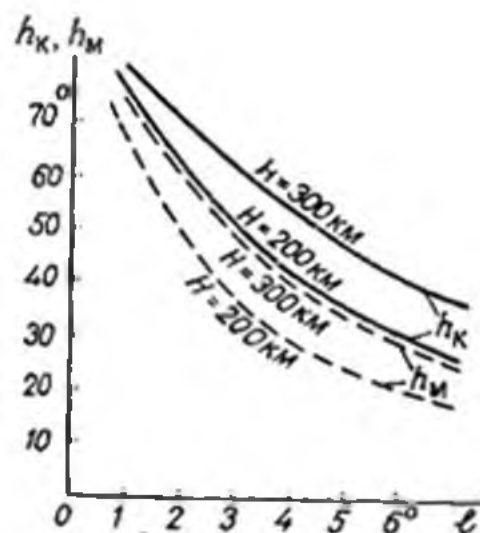


Рис. 7.6. Графік поправок Δl (суцільна лінія) і Δl (штрихова) для обчислення моментів і місця проходження ШСЗ при $i = -52^\circ$.

де l — відносна довгота підсупутникової точки на паралелі спостерігача (її слід для конкретності вважати від'ємною, якщо ШСЗ проходить на схід від спостерігача). Її

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



визначають за наведеними тут формулами для кожного проходження; R — радіус Землі. Ці формули придатні, якщо $H < R [\sec(i - \varphi) - 1]$. Результати відповідних об-

числень можна навести у вигляді таблиць або графічно (рис. 7.7).

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

Понад 50 космічних апаратів уже запущено в бік Місяця. Одні з них виходили на орбіту супутника Місяця, інші облітали його з поверненням на Землю, ще інші — робили м'яку посадку на поверхню Місяця. 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 (маси 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 Гомана), або *котангенціальною*. Друга назва говорить про те, що орбіти АМС і планети-цілі дотикаються, причому це стається в точці, протилежній до положення Землі відносно Сонця (рис. 7.8). У цьому випадку значення великої півосі орбіти АМС дорівнює $a_A = 1/2(a_T + a_P)$, де a_T і a_P — відповідно великі півосі орбіти Землі і планети. Тривалість польоту АМС M_A визначають з третього закону Кеплера (4.4). Оскільки сидеричний період T_A обертання АМС навколо Сонця по цій орбіті дорівнював би $T_A = \sqrt{a_A^3}$ (де a_A — в астрономічних одиницях), то $\Delta t_A = 1/2 T_A$ років (цю величину, зрештою, зручніше вимірювати у добах N_A).

Зокрема, при запуску АМС до Венери $a_V = \frac{1}{2}(1,00 + 0,72) = 0,86$ а.о., $T_V = 0,797$ року, так що $\Delta t_V = 0,399$ року або $N_V = 146$ діб. При запуску АМС до Марса $a_M = 1,26$ а.о., $T_M = 1,418$ 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 . Передовсім 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

$$\omega_V = 1,6^\circ/\text{добу}, \quad \omega_T \approx 1^\circ/\text{добу}, \quad \omega_M = 0,52^\circ/\text{добу}.$$

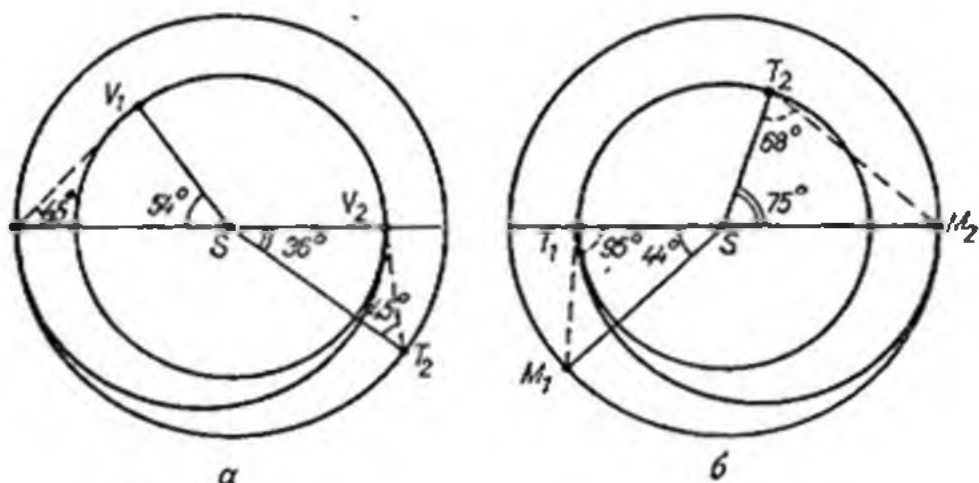


Рис. 7.8. Гоманівські траєкторії польоту автоматичної міжпланетної станції до Венери (а) і Марса (б). Вказано взаємне положення планет і Землі в момент старту («1») і фінішу («2») АМС.

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

$$\psi = 180^\circ - \omega_P N_P. \quad (7.10)$$

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 випереджає Землю на кут

$$\varphi = 180^\circ - \omega_T N_P. \quad (7.11)$$

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 проходить шлях по гоманівській траєкторії до Венери 350 млн км, до Марса — 500 млн км. Визначити сприятливі дати для старту АМС в бік тої чи іншої планети можна за допомогою даних про положення планет з астрономічних щоріч-

ників. 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 дзер-

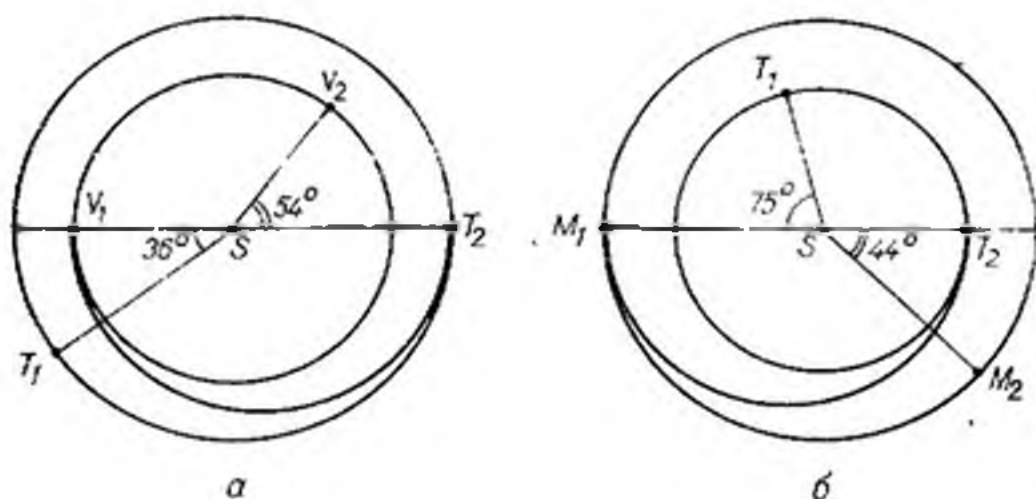


Рис. 7.9 Гоманівські траєкторії для повернення АМС від Венери (а) і Марса (б) на Землю. АМС і планети рухаються проти годинникової стрілки

кальним 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 $\varphi_M = 75^\circ$.

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:

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

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

Тут передбачено, що нижня планета зробить на один оберт більше, щоб через певний момент часу t_P довготи планети і Землі мали відповідно значення $\lambda_P^{(1)}$ і $\lambda_T^{(1)}$. При цьому повні цикли по 360° виключаються, оскільки після досяг-

нення довготи 360° її відлік знову починається від 0° . Так отримуємо загальну формулу для визначення часу очікування на планеті моменту, сприятливого для повернення на Землю,

$$t_p = \frac{360^\circ - 2|\varphi_p|}{|\omega_p - \omega_z|} \quad (7.12)$$

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 Δt_A , тривалості перебування поблизу планети t_p і тривалості польоту по гоманівській траєкторії назад Δt_A , тобто

$$t_{\text{експ}} = \Delta t_A + t_p + \Delta t_A = 2 \Delta t_A + t_p.$$

Зокрема, при експедиції до Венери $t_V = 480$ діб, до Марса $t_M = 438$ 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 особ-

ливості структури чи стану, яких не зауважує спостерігач з поверхні Землі чи з літака. Важливу роль гут відіграють телевізійні методи, що не вимагають повернення 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 ґрунту, то це дає змогу вивчати фізичний стан земної поверхні до глибини 10 м, виявляти стан вологості ґрунту тощо.

Космічні методи дають змогу оцінювати товщину снігового покриву і таким чином — наявні запаси вологи, вивчати снігові лавини і гірські льодовики, склад і стан ґрунтів 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-посадочних смуг на аеродромах

Тими ж методами контролюють стан навколишнього середовища; легко виявляють димові шлейфи лісових, торф'яних і степових пожеж, визначають розмір і напрям руху пожежі. З космічної висоти добре помітне забруднення атмосфери (пиллові бурі, димові факели заводів, теплових, електростанцій тощо, виявляють хімічний склад компонентів диму) і водяних басейнів (розрізняють хімічне і біологічне забруднення). Методи космічної зйомки дають змогу оновлювати й уточнювати географічні карти, оскільки берегова лінія багатьох замкнутих морів (як от Аральського) пересувається, зміщуються лінії 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 точ-

ніше 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 імпульса і відповідно йому знаходження супутника. Невелика електронно-обчислювальна машина, що є на кораблі, проводить всі потрібні обчислення.

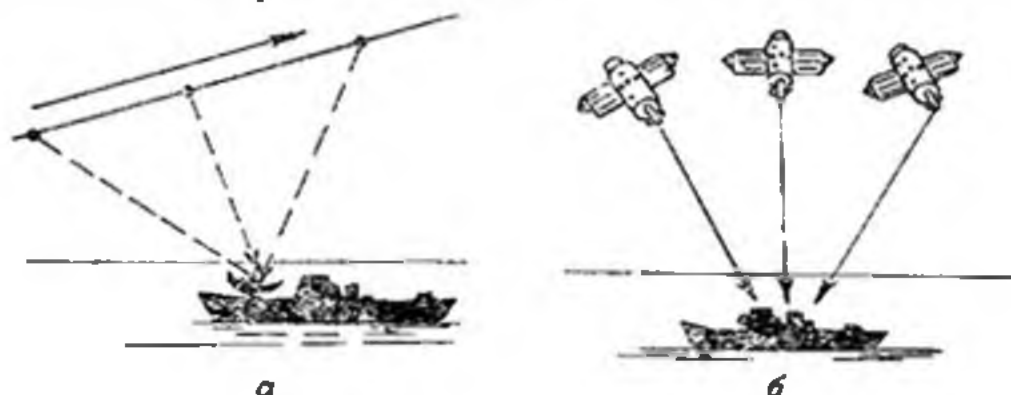


Рис. 7.10. Схема визначення місцезнаходження корабля в океані шляхом прийому радіосигналів від ШСЗ у три моменти часу (а) та під трьох ШСЗ одночасно (б)

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.

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 13000 літаків, у 1980 р. — понад 22000, а в 2000 р. їх буде близько 100000. 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 метеоро-

логічного прогнозу всього на 10% дає для цієї країни щорічну економію у декілька сотень мільйонів доларів.

Систематичні щоденні спостереження за всіма змінами погоди ведуть на 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

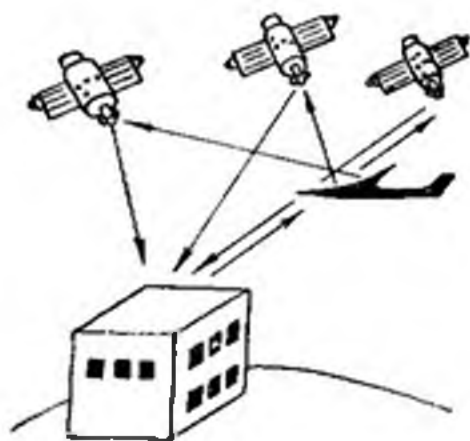


Рис 711 Схеми керування польотом літака за допомогою декількох ШСЗ і наземної станції.

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, 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 кіньських 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 має вигляд двох зчеплених гаків. З'ясувавши напрям і швидкість пересування тайфунів, 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'язку вловлюють сигнали, підсилюють їх, змінюючи при цьому

частоту й усуваючи побічні 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 13 років забезпечує двобічний радіотелефонний зв'язок на 120 тис. каналах, а також передачу телевізійних програм тощо. Супутники такого типу виводять на геостационарну 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 униз, легші піднімаються вгору, 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 (спінують 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 зерно 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 осадів 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.

ОСНОВИ ТЕОРЕТИЧНОЇ ТА ПРАКТИЧНОЇ АСТРОФІЗИКИ

Астрофізика як розділ астрономії, який вивчає фізичну природу, хімічний склад, походження та еволюцію небесних об'єктів і Всесвіту в цілому, успішно розвивається вже з середини XIX ст. Успіхи астрофізики значно зумовлені досягненнями *астроспектроскопії* — розділу астрофізики, який досліджує спектри зір та інших небесних об'єктів, що стали можливими завдяки впровадженню фотографічних і фотоелектричних методів реєстрації випромінювання, яке надходить до спостерігача від певного світила (певної ділянки неба). Астрофізика поділяється на окремі підрозділи: *фізику Сонця, фізику зоряних атмосфер, фізику міжзоряного середовища, фізику планет, метеорних явищ, космічних променів, газових туманностей* тощо. Релятивістська астрофізика вивчає процеси в космосі, для яких є істотними ефекти теорії відносності (вони стають помітними за великих швидкостей і сильних гравітаційних полів). Типовими об'єктами тут є *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 $c = 300\,000$ 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 переносить певну порцію (квант) енергії $\epsilon = h\nu$, де h — стала Планка, ν — частота. Часто використовують довжину хвилі $\lambda = c/\nu$.

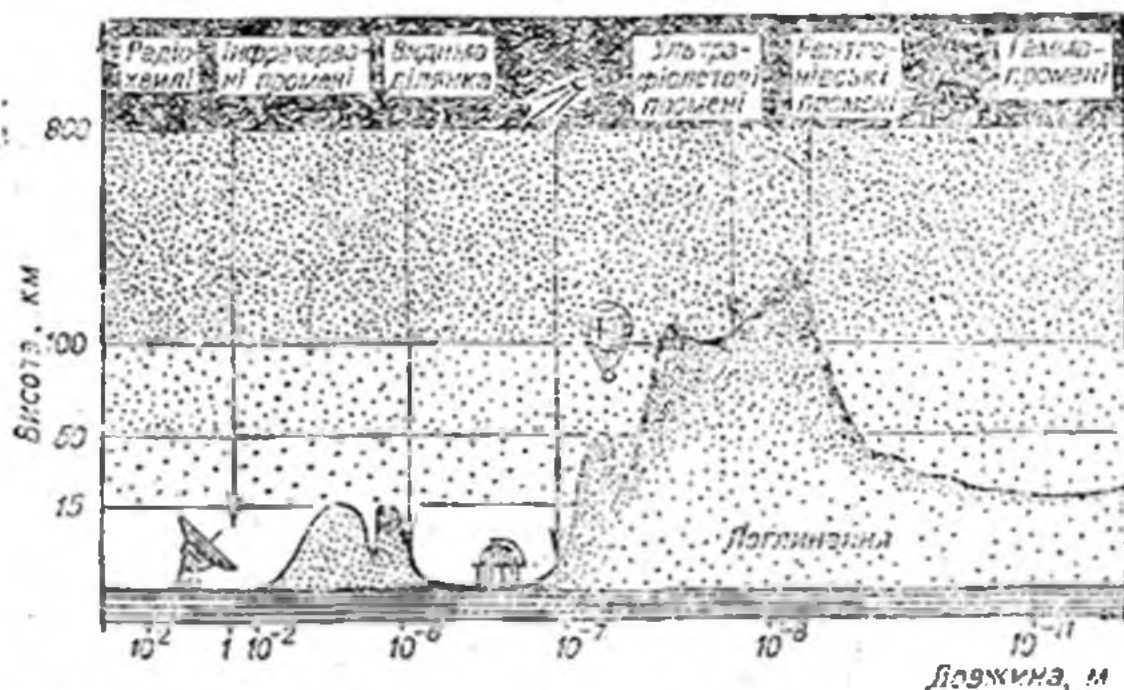


Рис. 8.1. Проходження електромагнітних хвиль через земну атмосферу. Ордината кривої зображає висоту в атмосфері, до якої доходить випромінювання у певній довжині хвилі.

Світлове випромінювання, яке сприймаємо оком, — лише незначна частина надзвичайно широкого діапазону електромагнітних хвиль, що виникають в атмосферах зір і в міжзоряному середовищі, однак лише у видимому світлі та в радіодіапазоні вони досягають поверхні Землі (рис. 8.1). Дотепер в астрономії короткі довжини хвиль вимірюють в ангстремах ($1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ м} = 0.1 \text{ нм}$). Нагадаємо, що фотони, для яких довжина хвилі $\lambda < 0,1 \text{ \AA}$, називаються *гамма-квантами* (γ -кванти). Випромінювання з довжиною хвилі від $0,1$ до 100 \AA називається *рентгенівським*, від 100 до 3900 \AA — *ультрафіолетовим*. Випромінювання з довжинами хвиль від 3900 до 7600 \AA складає *видиме світло*. Наступним є *інфрачервоне випромінювання* (до $\lambda \leq 0,01 \text{ см}$) і, нарешті, *радіохвилі* з довжинами від $0,01 \text{ см}$ до 1000 км .

Залежно від того, в якому спектральному діапазоні досліджують небесні світила, розрізняють *гамма-астрономію, рентгенівську астрономію, інфрачервону астрономію, радіоастрономію* тощо. Під цим розуміють лише різні методи астрофізичних досліджень, а не окремі галузі.

Проведемо деякі нескладні обчислення. Від Сонця на кожен квадратний сантиметр земної поверхні, перпендикулярної до сонячних променів, надходить енергія $q = 0,139 \text{ Вт/см}^2$. Середня довжина хвилі цього випромінювання $\lambda = 5000 \text{ \AA}$, середня частота $\nu = 6 \cdot 10^{14} \text{ Гц}$. Енергія одного середнього кванта $\epsilon = h\nu = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с} \times 6 \times 10^{14} \text{ Гц} = 4 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$. Таким чином, за одну секунду на згадану площу 1 см^2 від Сонця надходить $0,139 / 4 \cdot 10^{-19} = 3 \cdot 10^{17}$ 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 такої зорі до Землі надходить близько $3 \cdot 10^6$ фотон/см²·с. Від далеких галактик на 1 см^2 надходить один фотон за 1000 с. Тому для їхнього вивчення потрібні потужні телескопи.

Кванти світла, що вловлюються спостерігачем за допомогою телескопів і реєструючих пристроїв, виникають в атмосферах тих чи інших небесних тіл чи в міжзоряному середовищі завдяки перебігу певних фізичних процесів. Відповідно до цього розрізняють випромінювання: *теплове і нетеплове*. Теплове випромінювання зумовлене рухом частинок, швидкості яких визначаються формулою Максвелла (див. § 8.8). Прикладом нетеплового випромінювання є синхротронне випромінювання, що виникає під час руху релятивістських електронів у магнітному полі (8.13).

8.2. Закони випромінювання і поглинання світла

Першочергове завдання астрофізики — визначити, при якому стані поверхневих шарів небесного тіла (температурі й густині) отримується спостережуваний розподіл за енергіями фотонів, які ця речовина випромінює. Іншими словами, основним завданням астрофізики була і є інтерпретація зоряних спектрів. При цьому дуже вдалим виявилось уявлення про *чорне тіло*, тобто про ідеалізоване тіло, яке поглинає випромінювання усіх довжин хвиль, що падають на нього. За оптичними властивостями до чорно-

го тіла наближається сажа, яка поглинає до 95% променів.

При деякій температурі T чорного тіла настає *термодинамічна рівновага*, тобто кількість поглинутої енергії зрівноважується з енергією, затраченою на випромінювання самого тіла. Однак, що дуже важливо, тіло поглинає випромінювання одних довжин хвиль, а випромінює зовсім інші. Тому введено поняття *коефіцієнта поглинання* і *коефіцієнта випромінювання* для кожної конкретної речовини. Поглинання кванта світла окремим атомом описується атомним коефіцієнтом поглинання $k(\nu)$, розмірність якого — см^2 . Введено також поняття коефіцієнта поглинання одиницею об'єму $\alpha(\nu)$ та одиницею маси $\chi(\nu)$. Відповідно речовину характеризують коефіцієнтом випромінювання в розрахунку на одиницю маси $j(\nu)$ та на одиницю об'єму.

Потужність будь-якого світила характеризується *інтенсивністю випромінювання* $I_\nu(T)$, тобто кількістю енергії, що її випромінює одиниця поверхні тіла за одиницю часу в одиничному інтервалі частот (наприклад, $\Delta\nu = 1 \text{ Гц}$) у тілесному куті, що дорівнює одному стерадіану. Для чорного тіла інтенсивність випромінювання є функцією лише одного параметра — абсолютної температури T . Загалом це твердження формулюють як *закон Кірхгофа* (1859 р.): при термодинамічній рівновазі відношення коефіцієнта випромінювання $j(\nu)$ до коефіцієнта поглинання $\chi(\nu)$ дорівнює інтенсивності випромінювання і є функцією частоти ν і температури T та не залежить від природи тіла:

$$\frac{j(\nu)}{\chi(\nu)} = B_\nu(T). \quad (8.1)$$

Співвідношення для інтенсивності випромінювання $B_\nu(T)$ чорного тіла отримав Макс Планк (1858—1947) у 1900 р. Воно має вигляд

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \cdot \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{Гц} \cdot \text{ср}}, \quad (8.2)$$

де $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$ — *стала Больцмана*; $e = 2,718$ — *основа натуральних логарифмів*. При низьких частотах ($h\nu \ll kT$) з формули (8.2) отримуємо *формулу Релея—Джінса*

$$B_\nu(T) = \frac{2k\nu^2}{c^2} T. \quad (8.3)$$

тоді як при високих частотах ($h\nu \gg kT$), пехтуючи оди-
ницею у знаменнику, — формулу Віна. Залежність інтен-
сивності від довжини хвилі λ для декількох значень тем-
ператури T , а також розподіл енергії у спектрі Сонця по-
казано на рис. 8.2. Як бачимо, довжина хвилі λ_m , на яку
припадає максимум випромінювання чорного тіла, зі збіль-
шенням його температури зміщується у короткохвильовий

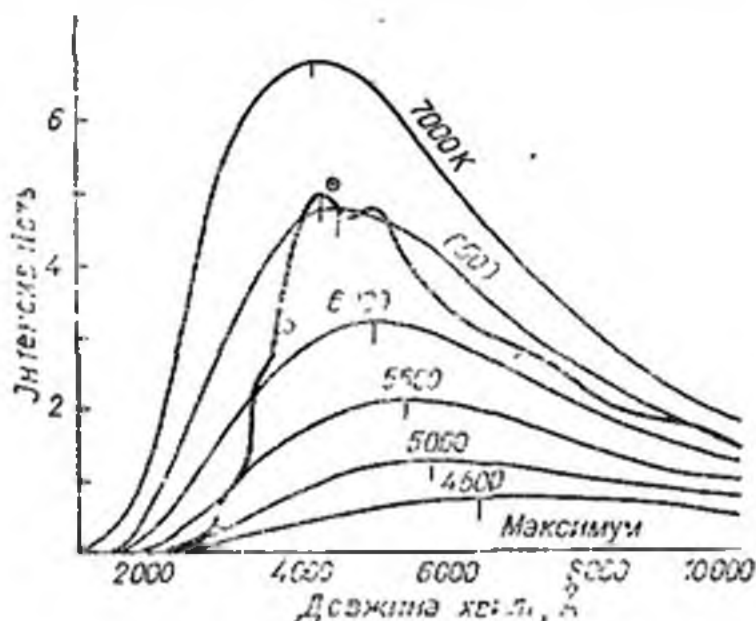


Рис. 8.2. Залежність інтенсивності випроміню-
вання чорного тіла від довжини хвилі для де-
кількох значень температури, а також розпо-
діл енергії у центрі Сонця

бік спектра. Сказане формулюють у вигляді закону змі-
щення Віна

$$\lambda_m = \frac{2,9 \cdot 10^{-3}}{T} \text{ м} = \frac{29 \cdot 10^6}{T} \text{ Å}. \quad (8.4)$$

Інтегруючи інтенсивності, знайдені за формулою План-
ка, за всіма частотами від $\nu=0$ до $\nu=\infty$, отримуємо повну
кількість енергії, яку тіло випромінює з одиниці поверхні
за одиницю часу

$$\epsilon = \pi l = \sigma T^4, \quad (8.5)$$

де $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{град}^4$. Якщо зі спостережень зна-
йдено ϵ , то формулою (8.5) визначають ефективну темпе-
ратуру зорі T_{ef} .

Зокрема, для Сонця $T_{ef} = 5807 \text{ К}$. За формулою (8.4)
обчислюємо також, що $\lambda_m = 5 \cdot 10^{-5} \text{ см} = 5000 \text{ Å}$. Тим часом
для пилінки сажі при $T = 350 \text{ К}$ $\lambda_m = 8,26 \cdot 10^{-4} \text{ см} = 82000 \text{ Å}$.
Це — далека інфрачервона ділянка спектра.

Енергія, яку віддає зоря зі своєї поверхні, виділяється глибоко в її надрах (див. § 8.10). Тому одною з важливих задач 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 dI_ν унаслідок проходження через шар товщиною dx дорівнює різниці між кількістю енергії $j_\nu dx$, яку цей шар випромінює, і кількістю енергії $I_\nu \kappa_\nu dx$, що він її поглинає, де ρ — густина середовища. При розв'язанні рівняння переносу залежності коефіцієнтів j_ν і κ_ν від густини, температури і частоти мусять бути відомими, їх задають звичайно у вигляді таблиць.

В окремих випадках основну роль відіграє лише поглинання світла. Тому зміна інтенсивності $dI_\nu = -I_\nu N k_\nu dx$, де N — кількість частинок в одиниці об'єму, і розв'язок задачі має вигляд

$$I_\nu = I_0(\nu) e^{-\tau}, \quad (8.6)$$

де $\tau = \int_0^x k_\nu N(x) dx$ — *оптична товщина* середовища. Для

однорідного шару товщиною x маємо $\tau_\nu = N k_\nu x$. Вираз (8.6) називається *законом Бугера*.

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 променевої енергії, що проходить за одиницю часу через задану площину. Світловий потік E , що падає на одиничну площину певної поверхні, називається *освітленістю* цієї поверхні.

Саме освітленість, що її створює на Землі та чи інша зоря, визначають зі спостережень. Однак 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 $I = E r^2$. 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

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{r_1^2}{r_2^2}. \quad (8.7)$$

У фізиці освітленість вимірюється в люксах. Однак в астрономії, як вже згадувалося (див. с. 10), традиційно прийнято вживати *видимі зоряні величини* m . Тому замість слів «освітленість від зорі» кажуть — «блиск зорі»: «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:

$$m = m_0 - 2,5 \lg E,$$

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) зростають у геометричній прогресії, то зорові відчуття (величини зір) — в арифметичній. У цьому суть *закону Вебера—Фехнера*, сформульованого у середині XIX ст.

У цей же час 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 величини двох зір відрізняються точно на одиницю, то відношення їхніх блисків E_m і E_{m+1} набуде вигляду

$$\frac{E_m}{E_{m+1}} = \sqrt[5]{100} = 2,512.$$

Загальний зв'язок між блиском двох зір E_1 та E_2 і їхніми зоряними величинами m_1 і m_2 запишемо

$$\frac{E_2}{E_1} = 2,512^{m_1 - m_2} = 10^{0,4(m_1 - m_2)}$$

або

$$m_2 - m_1 = -2,512 \lg E_2/E_1. \quad (8.8)$$

Ця залежність називається *формулою Погсона*.

Варто запам'ятати, що інтервалові у 5 зоряних величин відповідає відношення інтенсивностей, що дорівнює 100, інтервалу в 10 величин — відношення освітленостей 10^4 і т. д.

Видима зоряна величина Сонця в зеніті $m_{\odot} = -26,58^m$, повного Місяця $m_{\text{Д}} = -12,55^m$, найяскравішої зорі неба Сіріуса $m_S = -1,46^m$. За формулою (8.8) знаходимо, що при однаковій висоті над горизонтом повний Місяць освітлює земну поверхню в 465000 разів слабше від Сонця, а Сонце посилає на Землю у 10 млрд разів більше енергії, ніж Сіріус.

Зауважимо, що блиск світила, яке перебуває на висоті $h = 4^\circ$ над горизонтом, на $2,00^m$ більший, ніж тоді, коли воно перебуває у зеніті. Це значить, що освітленість від нього у $2,512^2 \approx 6,3$ разів менша. У цьому проявляється ефект поглинання світла у земній атмосфері. При строгих фотометричних спостереженнях застосовують метод *редукції до зеніту* — урахування поглинання світла земною атмосферою залежно від зенітної відстані світила (від видимої зоряної величини віднімають поправку $\Delta m(z)$), а потім здійснюють *редукцію за межі атмосфери* (тобто від знайденої видимої величини $m(0)$ віднімають поправку $\Delta m(0) \approx 0,23^m$). Для цього використовують вже складені і неодноразово перевірені таблиці.

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. Цей параметр і буде колірною температурою. *Колірною* або *спектрофотометричною* називається температура такого чорного тіла, яке 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, зі зростанням температури зовнішніх шарів зорі, що світяться, *поверхневої температури* T_0 , найбільше енергії випромінюється на все коротших довжинах хвиль. Це значить, що різним температурам відповідає різний спостережуваний колір зорі. Наприклад, у червоних зір ця температура близька до 3000 К, у жовтих (як от Сонце) — 6000, білих — 10000, голубуватих — понад 30000 К.

Як буде показано далі (див. § 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 (рис. 8.3). Це можна здійснити порівняно легше, особливо якщо це стосується слабких зір. Тому якщо за допомогою світлофільтрів (див. § 10.2) визначити видимі зоряні величини $m(\lambda_1)$ і $m(\lambda_2)$ у двох спектральних

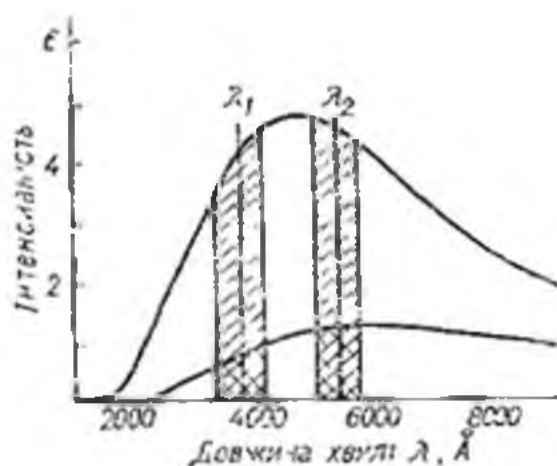


Рис. 8.3 Схема виділення спектральних інтервалів, в яких вимірюються зоряні величини світла і визначаються їхні колор-індекси

діапазонах з ефективними довжинами хвиль λ_1 та λ_2 , то різниця цих зоряних величин

$$C I = m(\lambda_1) - m(\lambda_2) \quad (8.9)$$

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 минулому столітті поруч з візуальним почали застосовувати і фотографічний метод реєстрації світлових потоків. Було введено поняття візуальної m_v і фотографічної m_{pg} зоряних величин. Як виявилось, ефективна довжина хвилі при візуальних спостереженнях $\lambda_v \approx 5550 \text{ \AA}$ (людське око сприймає діапазон хвиль від 3900 до 7700 Å), звичайна фотографічна емульсія сприймає промені з довжиною хвилі від 3000 до 5500 Å, для неї $\lambda_{pg} \approx 4270 \text{ \AA}$. Тому й ввели характеристику зорі

$$C = m_{pg} - m_v$$

— *звичайний показник кольору*. Прийняли, що для зір з блиском $5,5^m \dots 6,5^m$ чисто білого кольору $m_{pg} = m_v$ і $C = 0$. Для жовтих і червоних зір $m_{pg} > m_v$ і $C > 0$, для голубих $m_{pg} < m_v$ і $C < 0$. Конкретно для Сонця (чисто жовта зоря)

$C \approx +0,6^m$, для червоних зір $C \approx +2,6^m$. Для голубуватих зір звичайний показник кольору досягає значення $C = -0,47^m$.

З появою фотоелектричних методів реєстрації світлових потоків (див. § 10.1) у 1955 р. Міжнародна Астрономічна Спілка затвердила «систему UBV » — фотометричну систему, в якій зараз проводять більшість вимірів блиску світил. Тут літерою V позначено фотоелектричну зоряну величину, якою вимірюють блиск у жовто-зеленому діапазоні спектра, вона близька до візуальної зоряної величини (звідси й назва V : *visual* — зоровий). Цей діапазон охоплює ділянку спектра від 4710 до 6780 Å, а її ефективна довжина хвилі $\lambda_e = 5294$ Å. Літерою B (*blue* — синій) позначено зоряну величину, що вимірюється у синій та близькій ультрафіолетовій частині спектра в інтервалі від 3790 до 5520 Å при ефективній довжині хвилі $\lambda_e = 4200$ Å. Літера U позначає ультрафіолетову зоряну величину, де випромінювання охоплює в діапазоні від 2980 до 4100 Å, ефективна довжина хвилі $\lambda_e = 3590$ Å.

У системі UBV вживають два показники кольору: основний, його позначено $B-V$, та ультрафіолетовий — $U-B$ або $U-V$. За домовленістю, показники кольору $B-V=0$, $U-B=0$ для зір чисто білого кольору. Для зір жовтого і червоного кольорів вони додатні (до $+2,3^m$), для голубих зір — від'ємні (до $-0,46^m$).

Тепер в астрофізиці успішно використовують одинадцятикольорову систему $UBVRIJKLMNQ$, що охоплює і далеку інфрачервону ділянку спектра до 20 мкм. Тут також використовують відповідні показники кольору. Сьогодні вже розроблено понад 20 вузькосмугових фотометричних систем, в яких смуги пропускання у 2—3 рази вужчі, ніж у зазначених вище.

Оскільки між числовим значенням показника кольору і температурою поверхневих шарів зорі, що світяться, є чітка залежність, в астрофізиці дуже часто замість температури зорі вживають показники кольору, зокрема показник $B-V$.

8.5. Абсолютна зоряна величина.

Світність зорі

Визначена зі спостережень видима зоряна величина m нічого не говорить про справжню потужність — *світність зорі*. Оскільки відстані до зір неоднакові, то близька, хоча й слабка зоря виглядає яскравішою, ніж далека зоря-гігант. Однак після того як знайдено відстані до зір, можна

переобчислити і знайти, яку зоряну величину мала б та чи інша зоря, якби вона знаходилася на однаковій для всіх стандартній відстані. За таку відстань прийнято 10 пк. Це вже дає змогу порівнювати потужності 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 впливає з формули Погсона (8.8), а також з умови, що освітленості E та E_0 , створювані світилом відповідно з відстаней r і r_0 , обернено пропорційні цим відстаням. Далі прийнемо, що $r_0 = 10$ пк, при цій відстані освітленість E_0 і відповідна зоряна величина світила M . Отже,

$$\frac{E_0}{E} = \frac{r^2}{r_0^2} \quad \lg \frac{E_0}{E} = 2(\lg r - 1),$$

оскільки $r_0 = 10$.

За формулою Погсона

$$\lg E_0/E = 0,4(m - M),$$

що й дає шуканий зв'язок величин M , m та r

$$M = m + 5 - 5 \lg r. \quad (8.10)$$

Різниця видимої та абсолютної зоряних величин називається *модулем відстані*, $m - M = 5(\lg r - 1)$.

Як приклад, знайдемо абсолютну візуальну зоряну величину Сонця, видима візуальна величина якого $m_{\odot} = -26,6^m$ і яке перебуває на відстані $r_{\odot} = 1$ а.о. = $1/206265$ пк. Підставляючи ці дані у формулу (8.10), знаходимо $M = +5^m$ (точніше значення $M_{\odot} = +4,96^m$). Отже, з відстані 10 пк Сонце виглядало б слабкою зорею 5^m .

Як уже відомо (див. § 8.2), при проходженні світла через земну атмосферу воно частково поглинається нею. Крім того, є вграти і в оптичній системі телескопа, та й чутливість приймача світла у різних довжинах хвиль неоднакова. Тому до знайденої зі спостережень величини M треба додати певну болометричну поправку Δm_{bol} , чим враховується випромінювання світла у всіх спектральних діапазонах.

Зоряна величина M_{bol} , визначена з урахуванням випромінювання у всіх довжинах хвиль, називається *болометричною абсолютною зоряною величиною*. Болометрична поправка Δm_{bol} має найменше значення для тих зір, які

найбільшу кількість своєї енергії випромінюють у видимому діапазоні спектра (як Сонце), тут $\Delta m_{bol} = -0,1^m$. Для червоних зір при їхній ефективній температурі $T_{ef} = 3000 \text{ K}$ $\Delta m_{bol} = -2,5^m$, для білих зір при $T_{ef} = 10000 \text{ K}$ $\Delta m_{bol} = -0,36^m$, для голубих при $T_{ef} = 50000 \text{ K}$ $\Delta m_{bol} = -4,55^m$. Якраз болометричні величини і використовують при обчисленнях світностей зір.

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} , приймаючи $L_{\odot} = 1$. Якщо E — освітленість, що її створює зоря за межею земної атмосфери, а r — відстань до цієї зорі, то світність

$$L = 4 \pi r^2 E.$$

Використавши формулу Погсона (8.8), знаходимо, що

$$\lg L = 0,4 (M_{\odot} - M), \quad (8.11)$$

де $M_{\odot} = +4,8^m$ — абсолютна болометрична величина Сонця.

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, молекул, іонів та електронів. Розглянемо деякі з них на прикладі атома водню.

Відповідно до постулатів Бора електрон в атомі може перебувати на одному з дискретних енергетичних рівнів. В атомі водню енергію рівнів, що відповідають головним квантовим числам $n = 1, 2, 3, \dots$, визначають за формулою

$$W_n = - \frac{13,5}{n^2} \text{ eV}, \quad (8.12)$$

причому $1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$. Ось перелік деяких найголовніших елементарних процесів, що перебігають у зоряних атмосферах.

Унаслідок зіткнення атома з іншою частиною або з достатньо жорстким квантом може виникнути *збудження* або *іонізація* атома — перехід електрона на вищий енергетичний рівень або у вільний стан. Як відомо, енергія $\epsilon_{kn} = |W_1| - |W_n|$, потрібна для переміщення електрона з рівня $k=1$ на рівень n , називається *потенціалом збуджен-*

ня атома водню, тоді як енергія $\chi = |W_n|$, потрібна для відриву електрона з рівня n , — потенціалом іонізації з рівня n . Зокрема, потенціал збудження другого рівня ($n=2$) атома водню $\epsilon_{12} = 10,12$ еВ, а потенціал іонізації з першого рівня ($n=1$) $\chi_1 = 13,5$ еВ.

Очевидно, що енергія іонізуючого кванта $\epsilon = h\nu$ може бути значно більшою за потенціал іонізації χ_n . У цьому випадку відірваний від атома електрон рухається зі швидкістю v , значення якої обчислюють з рівняння фотоэффекту

$$h\nu = \chi_n + \frac{mv^2}{2}. \quad (8.13)$$

З теорії випливає, що середній час перебування електрона на рівні k (у збудженому стані) $t_k \approx 8,4 \cdot 10^{-11} k^5$ с. Зокрема, при $k=2$ $t_2 \approx 2,7 \cdot 10^{-9}$ с.

Час перебування атома в іонізованому стані t_p залежить від концентрації вільних електронів і температури плазми T

$$t_p \approx \frac{2,5 \cdot 10^{12}}{N_e} \left(\frac{T}{10^4} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (8.14)$$

При типових для астрофізики умовах, якщо $T \approx 10000$ К і $N_e \approx 10^{14}$ см⁻³, $t_p \approx 0,025$ с. Як бачимо, в умовах зоряних атмосфер збудження та іонізація атомів супроводжується їхніми практично миттєвими переходами в основний стан і рекомбінаціями.

Під час переходу електрона з рівня $k > n$ на заданий рівень n енергія ϵ_{nk} вивільнюється у вигляді кванта світла, довжину хвилі якого для водню можна знайти з формули

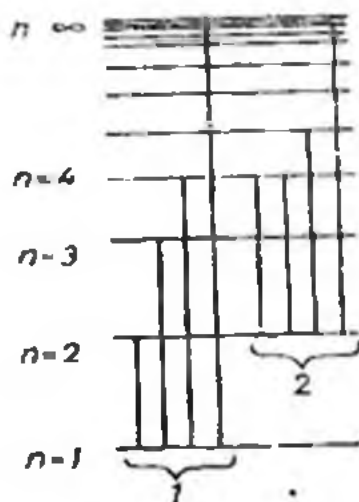
$$\frac{1}{\lambda_{nk}} = \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right) \frac{1}{912 \text{ \AA}}. \quad (8.15)$$

Унаслідок такого ж випромінювання багатьох атомів утворюється *емісійна спектральна лінія*. Переходи з усіх вищих рівнів на певний рівень n утворюють *серію* спектральних емісійних ліній (рис. 84). Для водню при $n=1$ серія називається *головною* або *серією Лаймана*, що знаходиться в далекій ультрафіолетовій частині спектра. Тут переходові з другого рівня на перший відповідає лінія L_α з довжиною хвилі $\lambda = 1216$ Å. У видимій частині спектра розташовані такі лінії *серії Бальмера*: червона H_α ($\lambda = 6566$ Å, перехід $3 \rightarrow 2$), голуба H_β ($\lambda = 4864$ Å, перехід $4 \rightarrow 2$) і дві фіолетові H_γ ($\lambda = 4340$ Å, перехід $5 \rightarrow 2$) і H_δ ($\lambda = 4102$ Å, перехід $6 \rightarrow 2$). Усі інші лінії цієї серії знахо-

дяться в ультрафіолеті. Переходи з усіх вищих рівнів на третій і четвертий дають в інфрачервоному діапазоні відповідно *серії Пашена* і *Брекета*.

Переходові електронів з вільного стану (з рівня $k = \infty$) на рівень n відповідають *рекомбінації*, вони дають випромінювання у неперервному спектрі — у *континуумі*. *Бальмерівський континуум* ($n=2$) обмежений довжинами хвиль $\lambda \leq 3646 \text{ \AA}$, *лайманівський* — $\lambda \leq 912 \text{ \AA}$. У кожному кон-

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.



кретному випадку частота ν кванта, що випромінюється при рекомбінації, згідно з рівнянням фотоефекту (8.13), залежить від швидкості руху вільного електрона v .

Атом водню, що перебуває в основному стані, може випромінювати квант з частотою $\nu = 1420,4 \text{ МГц}$ ($\lambda = 21,11 \text{ см}$) — результат переорієнтації спінів протона й електрона, тобто при переході зі стану A (спіни паралельні) у стан B (спіни антипаралельні). Час перебування атома у стані A близько 11 млн років. Зворотний перехід атома зі стану B у стан A здійснюється завдяки його зіткненню з іншою частинкою. Вивчення цього радіовипромінювання зіграло суттєву роль у з'ясуванні будови Галактики (див. § 19.9).

Випромінювання енергії атомами внаслідок переходів електронів з одного енергетичного рівня на інший (зв'язано-зв'язані переходи) і рекомбінацій (вільно-зв'язані переходи) — це дві складові теплового випромінювання газу, нагрітого до температури T . У такому газі відбуваються ще і гальмівні процеси — вільно-вільні переходи електронів у кулонівському полі атомних ядер, при яких випромінюються кванти усіх частот.

Однак температура поверхневих шарів зорі менша, ніж глибших. Стан такий, що на шляху випромінювання, яке повільно просочується до поверхні зорі, розташовані дещо

холодніші шари газу. Відповідно до закону Кірхгофа цей газ поглинає випромінювання якраз у тих довжинах хвиль, які він має здатність випромінювати. Унаслідок цього утворюється спектр поглинання, що складається зі спектральних ліній або смуг на тлі неперервного спектра. Саме вивчення спектральних ліній і дає змогу визначити хімічний склад і фізичні умови зоряних атмосфер.

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 довжини хвилі λ_0 , яку випромінює джерело, спостерігач фіксує хвилю довжиною λ , так що

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{v_r}{c}. \quad (8.16)$$

Променева швидкість v_r додатна під час руху 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 поля. Відомо, якщо атом перебуває в однорідному магнітному полі напруженістю H , то випромінювана ним спектральна лінія з довжиною хвилі λ розщеплюється на декілька компонент, у найпростішому випадку на лінії $\lambda - \Delta\lambda$, λ , $\lambda + \Delta\lambda$. Це явище розщеплення спектральних ліній у магнітному полі називається *ефектом Зеемана*. Відстань між крайніми поляризованими компонентами

$$2 \Delta\lambda = 9,4 \cdot 10^{-13} g \lambda^2 H. \quad (8.17)$$

Тут λ виміряно в Å, напруженість магнітного поля H — в ерстедах, *фактор Ланде* g розрахований окремо для кожної спектральної лінії. За спостереженням ефекту Зеемана вдалося виміряти магнітні поля на Сонці та багатьох зорях.

Ефект Штарка полягає у розщепленні і зсуві рівнів енергії атомів і молекул під дією електричного поля. В атмосферах зір цей ефект виникає, зокрема, при проходженні зарядженої частинки біля поглинаючого (або випромінюючого) атома. Вимірні зумовленого ефектом Штарка розширення спектральної лінії дають змогу ви-

значити концентрацію заряджених частинок в атмосферах зір.

8.8. Газові закони

При вивченні зір і туманностей використовують закони фізики, які описують газоподібний стан речовини, тобто рівняння стану, рівняння Максвелла тощо.

Рівняння стану. Тиск p , температура T і густина ρ ідеального газу зв'язані рівнянням стану (рівнянням Клапейрона—Менделєєва)

$$p = \frac{A}{\mu} \rho T = NkT, \quad (8.18)$$

де A — універсальна газова стала; μ — відносна молекулярна маса; N — кількість частинок в одиниці об'єму (в 1 см^3); k — стала Больцмана. Частинками можуть бути молекули, атоми або ж суміш іонів та електронів. Якщо газ складається лише з нейтральних атомів водню, то $\mu=1$, для молекулярного водню $\mu=2$, для цілковито іонізованого водню $\mu=1/2$, оскільки при лічбі частинок електрон є рівноправним з протоном. Аналогічно для нейтрального гелію $\mu=4$, а для повністю іонізованого $4/3$, бо кожен атом гелію дає три частинки. Відносна молекулярна маса будь-якого важкого хімічного елемента при повній іонізації близька до двох ($\mu=2$). Якщо масові частки водню, гелію та інших хімічних елементів у суміші позначити відповідно X , Y і Z , то при повній іонізації атомів відносна молекулярна маса суміші

$$\mu = \frac{4}{8X + 3Y + 2Z}. \quad (8.19)$$

Розподіл частинок за швидкостями. Як видно з рівняння (8.13), частота кванта світла, випроміненого, наприклад, у бальмерівському континуумі при рекомбінації електрона на другий рівень, залежить від швидкості електрона у вільному стані. Аналіз показує, що частинки газу, який при заданій температурі T перебуває в стані статистичної рівноваги, мають різні швидкості v — від нуля до дуже значних. Розподіл частинок газу за швидкостями описується формулою Максвелла

$$dN = 4\pi N \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} v^2 dv, \quad (8.20)$$

де N — загальна кількість частинок в одиниці об'єму; m — маса частинки; dN — кількість частинок, що мають швид-

кість від v до $v+dv$. З рис. 8.5 видно, як значно залежить розподіл частинок за швидкостями від температури. Найбільше частинок рухається зі швидкістю v_* , що відповідає максимуму кривої розподілу. Ця швидкість називається найімовірнішою. Її числове значення обчислюють за формулою

$$v_* = \sqrt{\frac{2kT}{m}}. \quad (8.21)$$

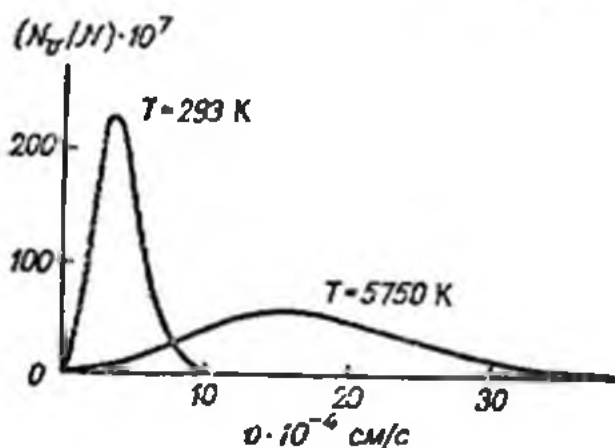


Рис. 8.5. Розподіл частинок (атомів аргону) за швидкостями при температурах 293 і 5750 К. По осі абсцис відкладено швидкості частинок газу, по осі ординат — кількість частинок, що мають певну швидкість при заданій температурі.

Маса частинки $m = \mu m_n$, причому $m_n = 1,67 \cdot 10^{-27}$ кг. Для нейтрального водню при $\mu = 1$ і $T = 6000$ К $v_* = 10$ км/с.

Статистичний розподіл Максвелла встановлюється внаслідок ударянь частинок, в яких довжина вільного пробігу $l_* \approx 1/N\sigma$, де σ — площа перерізу частинки (ефективний переріз взаємодії двох частинок). Час пробігу частинки між зіткненнями $t_* \approx l_*/v_* \approx 1/Nv_*\sigma$.

Зокрема, в умовах сонячної атмосфери при $N = 10^{16}$ см⁻³, $T = 6000$ К, $l_* \approx 1$ 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 $t_* \approx 30000$ років.

Формула Больцмана. У зоряних атмосферах протягом багатьох мільйонів років підтримується певна динамічна рівновага між кількістю збуджених та іонізованих атомів. За кожну одиницю часу відбувається іонізація і збудження на вищі рівні якоїсь кількості атомів і стільки ж електронів за цей же час рекомбінує і переходить з цих рівнів на нижчі. Кількість електронів, що перебувають на n -му рівні, визначається формулою Больцмана. У найпростішому випадку для атома водню ця формула має вигляд

$$\frac{N_n}{N_1} = n^2 e^{-\frac{\epsilon_n}{kT}}, \quad (8.22)$$

де N_1 — кількість атомів, що перебувають на основному, першому рівні. Зокрема, при температурі $T = 6000$ К, типо-

вій для сонячної атмосфери, $N_2 = 4 \cdot 10^{-9} N_1$, тобто водень практично цілковито перебуває в основному стані.

Формула Саха. Кількість іонізованих атомів в одиниці об'єму при заданій температурі T і концентрації частинок N визначають за формулою Саха. Для чисто водневої атмосфери її записують так:

$$\frac{x^2}{1-x} = \frac{2,24 \cdot 10^{15}}{N} T^{3/2} e^{-\frac{157200}{T}}, \quad (8.23)$$

де $x = N_e/N$ — ступінь іонізації водню; $N = N_n + N_p$ — повна кількість атомів в одиниці об'єму; N_n — кількість неіонізованих атомів водню. Враховано також, що для водню кількість вільних електронів N_e дорівнює кількості іонізованих атомів — протонів N_p .

Для сонячної атмосфери при $T = 5700$ К і концентрації атомів $N = 10^{16}$ см $^{-3}$ $N_p = 0,0004 N$. У цьому випадку водень практично не іонізований. Однак у вищих шарах тієї ж атмосфери, де $T = 6000$ К, а $N = 10^{11}$ см $^{-3}$, $N_p = 0,2 N$.

В астрофізиці прийнято позначати нейтральні атоми римською цифрою I, однократно іонізовані — II і т. д. Наприклад, H I — це нейтральний водень, H II — іонізований водень, Fe XXIV — атом заліза, від якого відірвано 23 електрони.

Температура, що є у формулі (8.20), називається *кінетичною температурою* частинок T_k , а якщо під частинками розуміють електрони, то *електронною температурою* T_e . Температура в рівнянні Больцмана і Саха називається відповідно *температурою збудження* T_z і *температурою іонізації* T_i , а параметр T у формулі Планка — *температурою випромінювання* T_r . У кожному зі згаданих тут рівнянь вона є параметром, який треба визначити зі спостережень.

Стан, при якому $T_k = T_z = T_i = T_r$, називається *повною термодинамічною рівновагою*. Якщо однакові лише перші три значення, то говоримо про *локальну термодинамічну рівновагу*.

8.9. Гідростатична рівновага зорі

Важливою складовою частиною астрофізики є теорія внутрішньої будови зір. Вона, зокрема, визначає, як змінюються з відстанню до центра зорі основні фізичні параметри — тиск p , густина ρ і температура T , виходячи з уявлення про *гідростатичну рівновагу* зорі як велетенської газової кулі.

Умову гідростатичної рівноваги знаходять так. Розглянемо газову кулю масою M і радіусом R (рис. 86). Виділимо в ній елемент маси m на відстані r від центра кулі. Нехай ρ — густина газу, dr і S — висота і поперечний переріз стовпчика, тоді його маса $m = \rho S dr$. Позначимо через $M(r)$ масу всередині сфери радіуса r . Відповідно до закону всесвітнього тяжіння (6.2) сила притягання, що діє на виділений елемент маси m з боку маси $M(r)$,

$$F = - \frac{G M(r) m}{r^2}$$

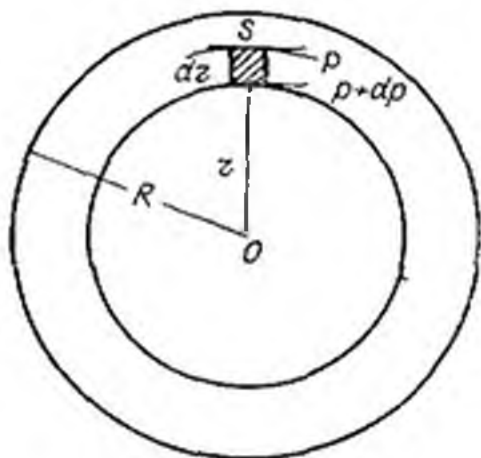


Рис 86 Умова гідростатичної рівноваги зорі сила тяжіння, яка діє на елемент маси, зрівноважується різницею тисків $dp = p_1 - p_2$

Якби ця сила нічим не зрівноважувалася, то виділений елемент маси m вільно падав би до центра. Час цього падіння — *гідродинамічний час* t_G — можна оцінити з формули рівномірнозмінного руху $t = \sqrt{2r/g}$. Прискорення сили тяжіння $g = \frac{G M(r)}{r^2}$. Тому відстань, що дорівнює половині початкового радіуса зорі $r = \frac{1}{2} R$, цей елемент маси пройшов би за час

$$t_G \cong \sqrt{\frac{R}{g}} \approx \sqrt{\frac{R^3}{G M}} \quad (8.24)$$

Неважко переконатися, що для зір t_G досягає усього декількох тисяч секунд. Насправді ж зорі існують мільярди років. Це можливе тому, що кожен елемент маси зорі перебуває у зрівноваженому стані: сила тяжіння F , що діє в напрямі до центра зорі, зрівноважується різницею сили тиску, що діє на цей же елемент «знизу» і «зверху». Наприклад, якщо на відстані $r + dr$ від центра зорі тиск дорівнює p , то на відстані r він становить $p + dp$, причому

$dp > 0$. Тому умову гідростатичної рівноваги елемента m запишемо у вигляді $F + Sdp = 0$ або

$$\frac{dp}{dr} = - \frac{G m(r)}{r^2} \rho. \quad (8.25)$$

Це фундаментальне рівняння внутрішньої будови зір розв'язують у поєднанні з рівняннями збереження і переносу енергії від центра зорі до її поверхні. Розглянемо два наближені розв'язки рівняння (8.25).

Оцінка температури в центрі зорі. Уважаючи, що густина зорі ρ однакова від її центра до поверхні ($\rho = \text{const}$) і підставляючи значення тиску за формулою (8.18) у співвідношення (8.25) та замінюючи відношення приростів величин відношенням їхніх різниць, узятих на поверхні і в центрі зорі (тобто замінюючи $\frac{dT}{dr} \rightarrow \frac{0 - T_c}{R - 0} = - \frac{T_c}{R}$), отримуємо вираз для температури у центрі однорідної газової кулі

$$T_c = \frac{\mu G m}{A R}. \quad (8.26)$$

Для Сонця молекулярна маса $\mu = 0,6$ (обчислена за формулою (8.19) при $X = 0,73$, $Y = 0,25$ і $Z = 0,02$, знайдених зі спостережень). Так отримуємо, що температура у центрі Сонця $T_c \approx 14 \cdot 10^6$ К. Як виявилось, строгі обчислення будови сонячних надр приводять до такого ж значення T_c .

Висота однорідної атмосфери. Якщо йдеться про будову атмосфери зорі (чи планети), то можна вважати, що $m(r) = m$ і $r = R$ — відповідно маса і радіус зорі (планети), а також, що у відносно тонкому шарі атмосфери температура змінюється незначно ($T = \text{const}$). Це дає змогу з урахуванням співвідношення (8.18) інтегрувати рівняння (8.25) та отримати відому барометричну формулу

$$p(h) = p_0 e^{-\frac{gh}{a^2}}, \quad (8.27)$$

де p_0 — тиск газу на рівні $h = 0$ (при $r = R$); $h = r - R$ — висота над рівнем $r = R$; $g = Gm/R^2$ — прискорення сили тяжіння; $a = \sqrt{RT/\mu}$ — ізотермічна швидкість звуку. Такою буде і формула для зміни густини середовища з висотою

$$\beta = \frac{a^2}{g}. \quad (8.28)$$

на якій густина зменшується в e разів, прийнято називати шкалою висот, або висотою однорідної атмосфери. Саме вона визначає характерну товщину випромінюючого шару зоряних атмосфер. Для Сонця при $T=6000\text{ К}$ $\beta=180\text{ км}$. Для земної атмосфери $\beta=8\text{ км}$.

8.10. Джерела енергії зір

Протягом ста років після сформулювання Р. Майером у 1842 р. закону збереження енергії висловлювали багато гіпотез про природу джерел енергії зір, зокрема випадання на зорю метеорних тіл, радіоактивний розпад елементів, анігіляція протонів та електронів. Реальне значення мають лише гравітаційне стискування і термоядерний синтез.

Гравітаційне стискування. Зорю масою M і радіусом R можна характеризувати її потенціальною енергією Ω . Потенціальною, або гравітаційною, енергією зорі називається робота, яку треба затратити, щоб розпилити речовину зорі на нескінченність. І навпаки, ця енергія вивільнюється при стискуванні зорі, тобто при зменшенні її радіуса. Значення цієї енергії можна обчислити за формулою

$$\Omega \approx \frac{3GM^2}{2R}. \quad (8\ 29)$$

Потенціальна енергія Сонця $\Omega_{\odot}=5,9 \cdot 10^{41}\text{ Дж}$.

Теоретичне дослідження процесу гравітаційного стискування зорі показало, що приблизно половину своєї потенціальної енергії зоря випромінює, тоді як друга половина витрачається на підвищення температури її маси приблизно до десяти мільйонів кельвінів. Неважко, однак, переконатися, що цю енергію Сонце висвітлює б за 23 млн років. Отже, гравітаційне стискування може бути джерелом енергії зір лише на деяких етапах їхнього розвитку.

Термоядерний синтез. Теорію термоядерного синтезу довершили в 1938 р німецькі фізики Карл Вейцзекер і Ганс Бете. Передумовою цього були, по-перше, визначення у 1918 р. Ф. Астоном (Англія) маси атома гелію, що дорівнює 3,97 маси атома водню (m_H), по-друге, виявлення у 1905 р зв'язку між масою тіла m та його енергією E у вигляді формули Ейнштейна

$$E=mc^2, \quad (8\ 30)$$

де c — швидкість світла, по-третє, з'ясування у 1929 р. того, що завдяки тунельному ефекту дві однаково заряджені частинки (два протони) можуть зближуватися на

відстань, де переважаючою є сила притягання, по-четверте, відкриття у 1932 р. позитрона e^+ і нейтрона n .

Першою і найефективнішою з реакцій термоядерного синтезу є утворення з чотирьох протонів p ядра атома гелію за схемою $4^1\text{H} \rightarrow ^4\text{He}$. Дуже важливо те, що тут виникає *дефект маси*: маса ядра гелію дорівнює 4,00389 а. о. м., тоді як маса чотирьох протонів $4 \times 1,00813 = 4,03252$ а. о. м. За формулою Ейнштейна обчислюємо

Таблиця 3

Реакція синтезу гелію

Реакція	Енергія, що вивільнюється, МеВ	Середній час реакції
<i>pp-цикл</i>		
$^1\text{H} + ^1\text{H} \rightarrow ^2\text{H} + e^+ + \nu$	1,44	14 млрд років
$^2\text{H} + ^1\text{H} \rightarrow ^3\text{He} + \gamma$	5,9	5 с
$^3\text{He} + ^3\text{He} \rightarrow ^4\text{He} + ^1\text{H} + ^1\text{H}$	12,85	1 млн років
<i>CNO-цикл</i>		
$^{12}\text{C} + ^1\text{H} \rightarrow ^{13}\text{N} + \gamma$	1,95	13 млн років
$^{13}\text{N} \rightarrow ^{13}\text{C} + e^+ + \nu$	2,22	7 хв
$^{13}\text{C} + ^1\text{H} \rightarrow ^{14}\text{N} + \gamma$	7,54	2,7 млн років
$^{14}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{15}\text{O} + \gamma$	7,35	320 млн років
$^{15}\text{O} \rightarrow ^{15}\text{N} + e^+ + \nu$	2,71	82 с
$^{15}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^4\text{He}$	4,96	110 тис років

енергію, яка виділяється під час утворення одного ядра гелію $E = 0,02863 \cdot 1,67 \cdot 10^{-27} \cdot (3 \cdot 10^8)^2 = 4,3 \cdot 10^{-12}$ Дж.

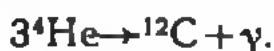
Неважко підрахувати, що якби Сонце на початковій стадії розвитку складалося з одного водню, то його перетворення в гелій було б достатнім для існування Сонця як зорі при нинішніх втратах енергії близько 100 млрд років. Насправді ж іде мова про «вигоряння» близько 10% водню з найглибших надр зорі, де температура достатня для перебігу реакцій синтезу.

Реакції синтезу гелію можуть перебігати двома шляхами. Перший називається *pp-циклом*, другий — *CNO-циклом*. У тому й іншому випадку двічі в кожному ядрі гелію протон перетворюється у нейтрон за схемою $p \rightarrow n + e^+ + \nu$, де ν — нейтрино. У табл. 3 вказано середній час кожної реакції τ — проміжок, за який кількість вихідних частинок зменшиться в e разів.

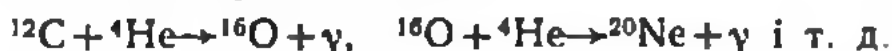
Ефективність реакції синтезу характеризується потужністю джерела ϵ — кількістю енергії, що вивільнюється

в одиниці маси речовини за одиницю часу. З теорії випливає, що $\epsilon_{pp} \approx T^4$, тоді як $\epsilon_{CNO} \approx T^{20}$. Межа температури T , вище якої головну роль відіграє не pp -, а CNO -цикл, близька до $15 \cdot 10^6$ К. У надрах Сонця основну роль відіграє pp -цикл. Саме тому, що перша з його реакцій має дуже великий характерний час ($\tau \approx 14$ млрд років), Сонце і подібні до нього зорі проходять свій еволюційний шлях близько десяти мільярдів років. Для масивніших білих зір цей час у десятки і сотні разів менший, оскільки значно меншим є характерний час основних реакцій CNO -циклу.

Якщо температура в надрах зорі після вичерпання там водню досягне сотень мільйонів кельвінів (а це можливе для зір з $M > 1,2 M_{\odot}$), то джерелом енергії стає реакція перетворення гелію у вуглець за схемою



Розрахунок показує, що запаси гелію зоря витрачає приблизно за 10 млн років. Якщо її маса достатньо велика, ядро продовжує стискатися і при температурі понад 500 млн градусів стають можливими реакції синтезу складніших атомних ядер за схемою



При вищих температурах перебігають такі реакції:



і т. д. аж до утворення ядер заліза. Ці реакції *екзотермічні*, унаслідок їх перебігу енергія вивільнюється. На певних етапах розвитку зорі перебігають *ендотермічні* реакції синтезу важких ядер, про це буде мова далі (див. розділ 22).

Близько 5% енергії, що вивільнюється в надрах Сонця, виносять нейтрино. Їхній потік на відстані 150 млн км від Сонця становить 65 млрд на 1 см^2 за 1 с. Для їх вловлювання використовують нейтринні телескопи (див. § 9.7).

8.11. Механізми перенесення енергії до поверхні зір

Як знаємо, енергія, що її зорі висвічують у навколишній простір, виділяється в їхніх надрах і поступово просочується до поверхні зорі. Це перенесення енергії через товщу речовини зорі може здійснюватися двома механізмами: *променистим переносом* або *конвекцією*.

У першому випадку мова йде про багаторазове поглинання і перевипромінювання квантів. Фактично при кож-

ному такому акті відбувається їхнє дроблення, так що замість жорстких γ -квантів, що виникають при термоядерному синтезі у глибоких надрах зорі, до її поверхні доходять мільйони квантів низьких частот. При цьому виконується закон збереження енергії: у стаціонарному стані повна енергія усіх фотонів, що досягли поверхні зорі, дорівнює енергії γ -кванта, завдяки дробленню якого вони виникли.

Аналогічно до формули для довжини вільного пробігу частинок у теорії переносу введено поняття довжини вільного пробігу кванта певної частоти ν : $l_\nu \approx 1/k_\nu N$. Тут N — кількість частинок, що здатні поглинати випромінювання частоти ν , k_ν — коефіцієнт поглинання в розрахунку на одну частинку. Коефіцієнт поглинання біля межі лайманівського і бальмерівського континуума $k_\nu \approx 10^{-17}$ см², у центрі спектральної лінії $k_{\nu_0} \approx 10^{-12}$ см². Неважко зорієнтуватися, що і в умовах зоряних атмосфер, де $N \approx 10^{17}$ см⁻³, довжина вільного пробігу кванта не перевищує декількох сантиметрів. Тому-то час просочування квантів енергії від центра зорі до її поверхні вимірюється мільйонами років.

Однак у надрах зір можуть скластися умови, за яких така промениста рівновага порушується. Аналогічно поводиться вода в посудині, яку підігрівають знизу. Певний час тут рідина перебуває у стані рівноваги, бо молекула, отримавши надлишок енергії безпосередньо від дна посудини, встигає передати її частину за рахунок зіткнень іншим молекулам, що знаходяться вище. Тим самим встановлюється певний градієнт температури в посудині від її дна до верхнього краю. Однак з часом швидкість, з якою молекули можуть передавати енергію вверх за рахунок зіткнень, стає меншою від темпу допливу тепла знизу. Настає кипіння — перенос тепла безпосереднім переміщенням речовини.

В основі теорії конвекції лежить те, що під час руху вверх кожен такий елемент маси не встигає обмінюватися енергією з навколишньою речовиною, тобто що цей рух *адіабатичний*. Це дає змогу розробити теорію конвективного руху, а відповідні рівняння розв'язувати в поєднанні з рівнянням гідростатичної рівноваги (8.25). Хоча в певних частинах зорі може бути конвективна зона, рівновага зорі як цілого зберігається.

Як з'ясовано, в умовах зоряних конфігурацій конвекція виникає у двох випадках (рис. 8.7) у центральній частині зорі, якщо виділення енергії там відбувається у надто швидкому темпі (завдяки процесам CNO-циклу), це стосується зір, маси яких перевищують сонячну; в оболон-

ках зір, якщо речовина там мало або й зовсім не іонізована, промениста енергія поглинається в певному шарі оболонки зорі, після чого нагріта речовина рухається до поверхні зорі. Важливим є питання про довжину вільного пробігу конвективного елемента l , що називається *довжиною шляху перемішування*. Звичайно вважають, що l дорівнює шкалі висот β ($l \approx \beta$). Отже, піднявшись на висоту β , конвективний елемент розпадається, передаючи

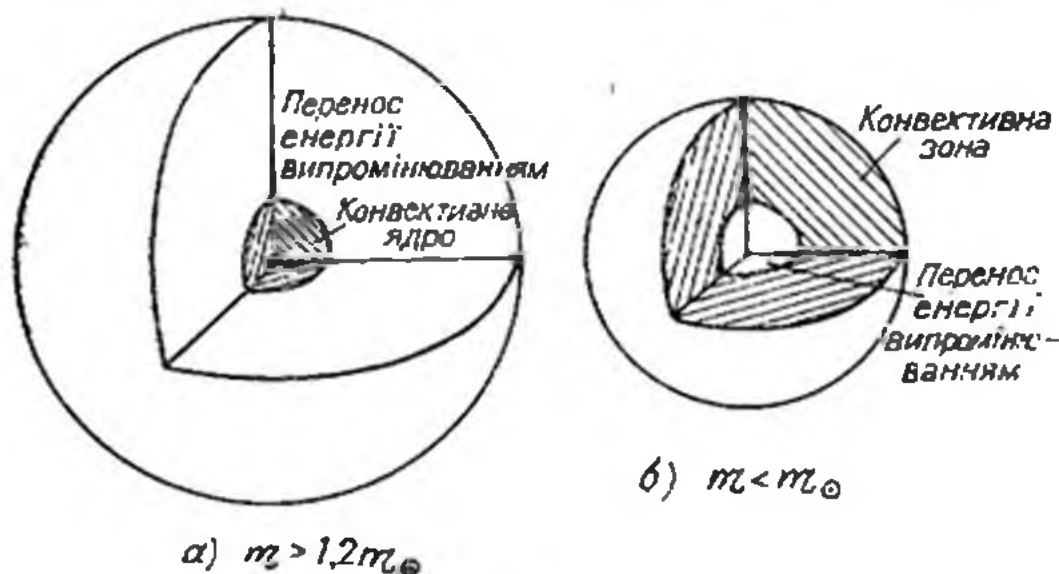


Рис. 8.7. Схема будови надр зорі у випадку $m > 1,2 m_{\odot}$ (а) та при $m < m_{\odot}$ (б); у заштрихованих зонах енергія переноситься конвективними рухами.

свою енергію іншим, вищим шарам, де формуються нові конвективні елементи. Проявом конвекції, яка існує в зовнішніх шарах Сонця, є *грануляція* (див. розділ 11).

8.12. Основи спектрального аналізу та його результати

У переважної більшості зір на фоні неперервного спектра наявні лінії поглинання (рис. 8.8). Інтенсивність випромінювання в лініях поглинання менша, ніж у сусідніх ділянках неперервного спектра. На рис. 8.9 схематично зображений *профіль лінії поглинання*. Лінія поглинання характеризується *шириною* $\Delta\lambda$, положенням центра лінії λ_0 , *інтенсивністю випромінювання в центрі лінії* $I(\lambda_0)$ та *еквівалентною шириною* W_{λ} , що вимірюється площею, охопленою профілем лінії. Усі ці параметри підлягають якнайстараннішому аналізу для кожної з ліній, наявних у спектрі будь-якого небесного світила.

Внутрішні частини лінії називаються *ядром*, зовнішні — *крилами*. Уведено також поняття *залишкової інтенсивності* r_ν як відношення інтенсивності I_λ , що спостерігається в довжині хвилі λ , до інтенсивності неперервного спектра I_λ^0 , знайденої шляхом інтерполяції до цієї ж довжини хвилі: $r_\nu = I_\lambda / I_\lambda^0$.

З теорії випливає, що якби атоми зоряної атмосфери не взаємодіяли один з одним і були нерухомими, то шири-

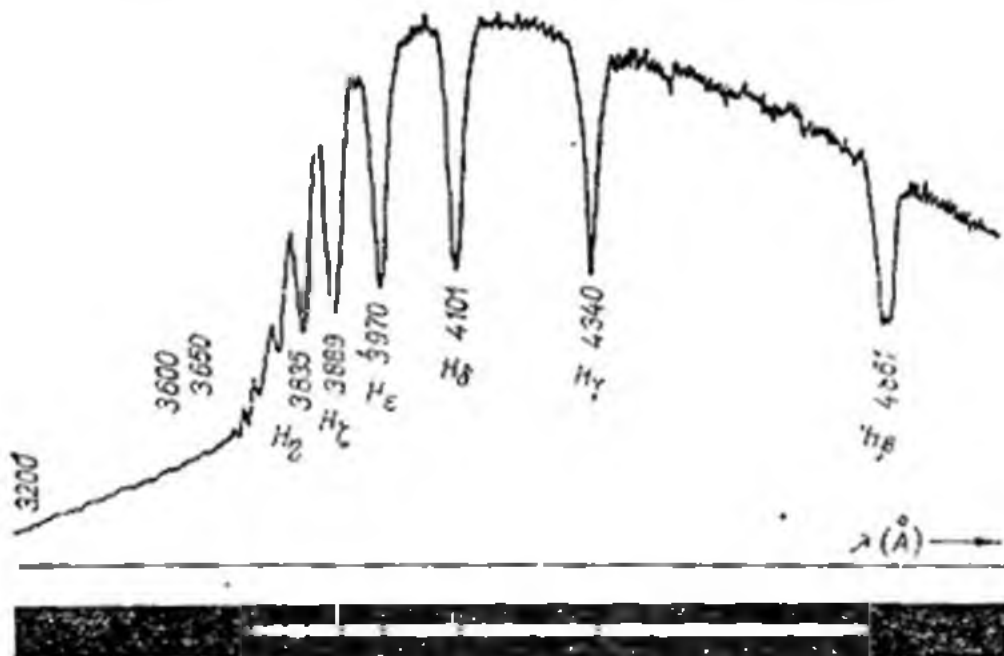


Рис. 8.8. Фотографія (внизу) і реєстрограма спектра зорі ξ_1 Кита. На фоні неперервного спектра добре видно лінії поглинання серії Бальмера.

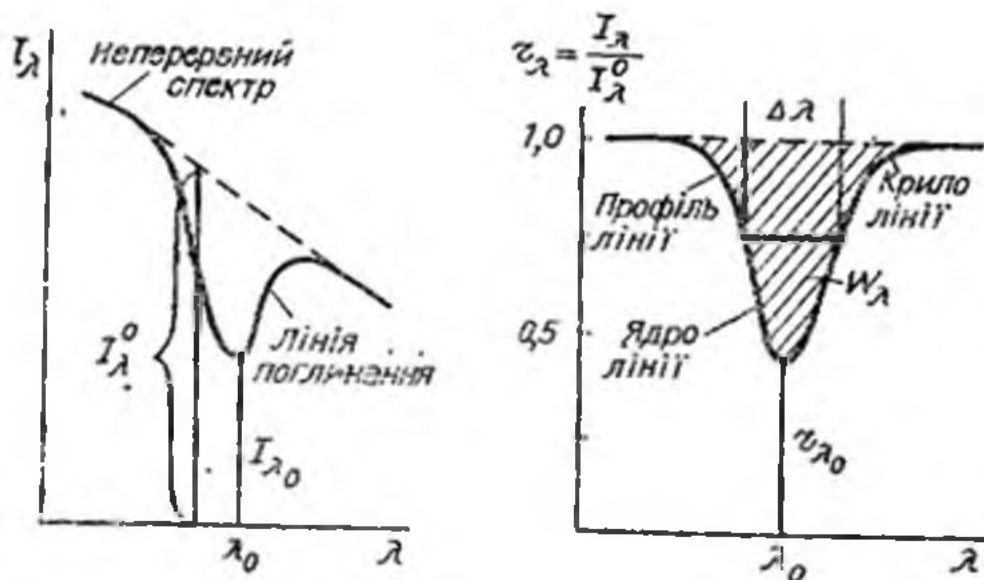


Рис. 8.9. Профіль лінії поглинання.

на спектральній лінії в оптичному діапазоні не перевищувала $\delta \Delta\lambda \lesssim 0,0001 \text{ \AA}$. Реальні їхні 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 (8.20). Якщо атом рухається зі швидкістю v до спостерігача, то завдяки ефекту

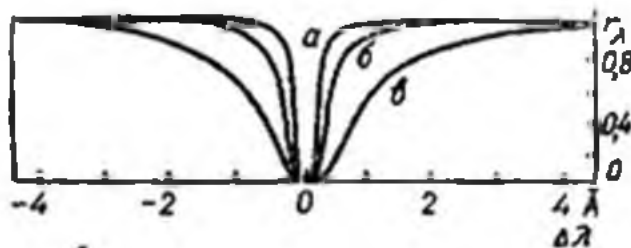


Рис. 8.10. Залежність форми профілю спектральної лінії від повної кількості поглинаючих частинок:

$a - \mathfrak{N} = 10^{14}$; $b - \mathfrak{N} = 10^{15}$, $c - \mathfrak{N} = 10^{16} \text{ см}^{-2}$.

Доплера під час переходу електрона з i -го рівня на k -й поглинається квант енергії з довжиною хвилі $\lambda = \lambda_0 + \frac{v}{c} \lambda_0$, а якщо атом рухається від спостерігача, — з довжиною хвилі $\lambda = \lambda_0 - \frac{v}{c} \lambda_0$. Довжину хвилі λ_0 поглинають лише ті атоми, які в цей момент нерухомі або рухаються перпендикулярно до потоку квантів.

При певній температурі T рух атомів в атмосфері зорі характеризується найімовірнішою швидкістю (8.21). Зміщення $\Delta\lambda_D$, що відповідає цій швидкості v_* , визначає ширину лінії

$$\Delta\lambda_D = \lambda - \lambda_0 = \frac{\lambda_0}{c} v_* = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}}, \quad (8.31)$$

яка називається *доплерівською шириною спектральної лінії*. Вимірявши її, за формулою (8.31) обчислюють кінетичну температуру газу в атмосфері зорі.

Дуже істотним є також ефект розширення рівнів енергії атомів унаслідок їх взаємодії один з одним і з електронами (ефект Штарка). Він тим більший, чим більша концентрація частинок (рис. 8.10). При порівняно невеликому \mathfrak{N} , профіль лінії визначається ефектом Доплера, при великих \mathfrak{N} , — ефектом тиску. Тут під \mathfrak{N} , розуміють кількість

атомів певного сорту, що містяться у стовичику з основою 1 см^2 і висотою, що дорівнює висоті шару, в якому утворюються спектральні лінії. Від параметра \mathcal{N}_i залежить також еквівалентна ширина лінії W_λ . Узявши все це до уваги та проаналізувавши кожну спектральну лінію кожного хімічного елемента, визначають загальну кількість поглинаючих атомів.

Дані про середній хімічний склад зоряних атмосфер

Таблиця 4

Середня поширеність хімічних елементів у космосі

Елемент	Логарифм поширеності		Елемент	Логарифм поширеності	
	за кількістю атомів	за масою		за кількістю атомів	за масою
Водень	12,00	12,00	Кремній	7,52	8,97
Гелій	10,93	11,53	Залізо	7,60	9,35
Літій	0,7	1,6	Олово	1,5	3,6
Вуглець	8,52	9,6	Золото	0,6	2,89
Азот	7,96	9,11	Свинець	1,78	4,10
Кисень	8,82	10,02	Уран	0,0	2,4

наведено в табл. 4. Таким чином, основними хімічними елементами у Всесвіті є водень і гелій, на які разом припадає близько 99% речовини. Зауважимо, що гелій спочатку виявили у спектрі Сонця (у 1868 р.) і лише через 27 років (у 1895 р.) — на Землі.

Зі сказаного зовсім не випливає, що всі зорі мають строго однаковий хімічний склад. Навпаки, виявилось, що в багатьох зір є надлишок одних хімічних елементів і дефіцит інших. Така багатоманітність хімічного складу зір відображає їхнє минуле, свідчить про складні й різноманітні механізми перетворення одних хімічних елементів в інші.

8.13. 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 ХХ ст. виявилось, що вже в галактичних просторах є джерела енергії, які 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 тут чим більша довжина хвилі λ , тим меншою мала б бути зареєстрована ін-

тенсивність (у розрахунку на одиничний інтервал довжин хвиль $\Delta\lambda = 1 \text{ \AA}$ мало б бути $I_\lambda \sim 1/\lambda^4$).

Тим часом, наприклад, під час спостереження Юпітера в радіодіапазоні виявили, що на довжині хвилі 70 см він випромінює в 60 разів більшу енергію, ніж при $\lambda = 10 \text{ см}$. Наочним є і розподіл енергії у спектрі Крабоподібної туманності з сузір'я Тельця (рис. 811). Такий же «аномальний» розподіл енергії спостерігається і в спектрах бага-

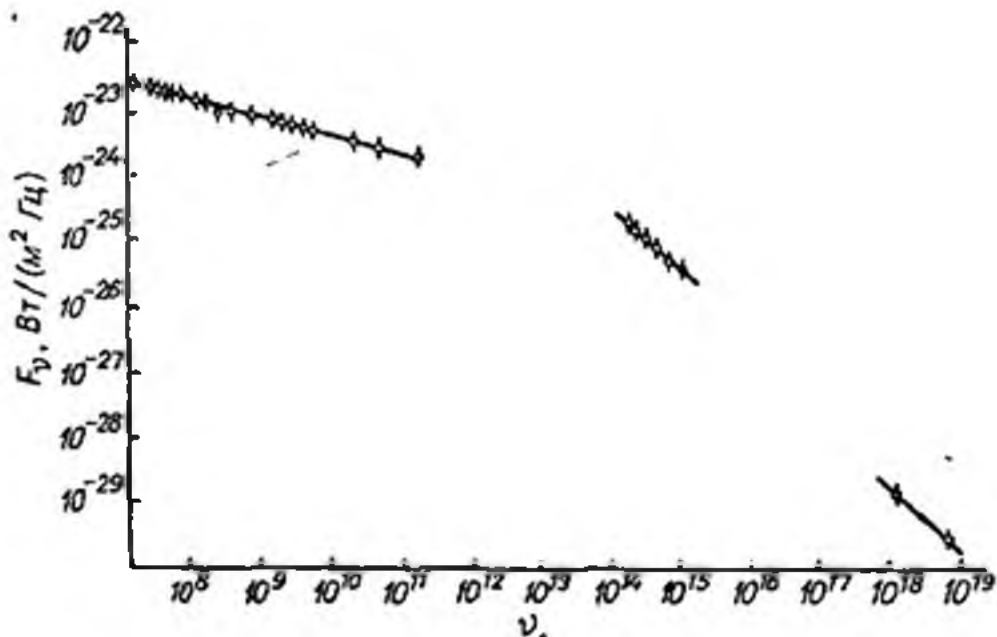


Рис 811. Розподіл енергії у спектрі Крабоподібної туманності.

тьох так званих активних галактик і квазарів (див. розділ 20) Тому й виникла потреба при інтерпретації таких даних вдаватися до нетеплових видів випромінювання. Наведемо декілька механізмів такого випромінювання

Синхротронне випромінювання. Синхротронним випромінюванням називається електромагнітне випромінювання релятивістських електронів, що рухаються в магнітних полях. 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

$$dN(E) = KE^{-\gamma}dE,$$

де $dN(E)$ — 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:

$$I_{\nu} = \text{const } H^2 \nu^{-\frac{1+1}{2}} \approx \nu^{-1} \quad (8.33)$$

Особливістю синхротронного випромінювання є його поляризація, причому електричний вектор випромінювання спрямований перпендикулярно до магнітного поля. Зі спостережень випливає, що $\gamma \approx 2,6$ і, отже, $I_{\nu} \approx \nu^{-0,8}$, 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

$$\nu = 2\nu_0 \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2 \gg \nu_0.$$

Таким чином, якщо на шляху низькочастотних квантів трапиться хмара релятивістських електронів, то спостерігач зареєструє інтенсивне джерело видимого і навіть рентгенівського випромінювання. Якщо розподіл електронів описується співвідношенням (8.32), то залежність інтенсивності випромінювання буде такою ж, як і для синхро-

тронного випромінювання: $I_{\nu} \sim \nu^{-\frac{1-1}{2}}$ 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 зіткненнями 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, $I_{\nu} \sim$

$$\sim \nu^{-\frac{1+3}{2}}$$

Кривотраекторне (згинне) випромінювання виникає під час руху заряджених частинок уздовж викривлених магнітних силових ліній. Воно відрізняється від синхротронного тим, що радіус кривизни траєкторії частинки залежить від геометрії магнітного поля і не залежить від енергії частинки. Тому потужність згинного випромінювання зі збільшенням цієї енергії зростає швидше, ніж при синхротронному.

Перехідне випромінювання. Як виявилось, 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 ще невідомі механізми і призводять до великого розмаїття спостережуваних даних, про що йдеться у наступних розділах.

Розділ 9 ТЕЛЕСКОПИ

9.1. Загальні характеристики телескопів

Більше ніж дві тисячі років астрономи визначали положення світил на небесній сфері, оцінювали їхній блиск неозброєним оком.

З фізіологічної точки зору будова ока дуже складна. Для фізика ж око — це простий оптичний прилад. Його головною складовою частиною є *кришталік* — склоподібне тіло, здатне змінювати свою товщину, діаметр і кривину. Кришталік 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. Кришталік будує зображення предметів на дні очного яблука, на сітківці.

Після тривалого перебування у повній темряві, коли настає *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 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 передовсім 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

$$A = D/F \quad (9.1)$$

називається *відносним отвором*. Величина A^2 називається *геометричною світосилою* об'єктива. Від неї залежить освітленість у фокальній площині, яку створює протяжний об'єкт. Звичайно в астрономії використовують дзеркала, для яких відносний отвір $A \approx 1/5$, тобто фокусна відстань дзеркала приблизно в п'ять разів більша від його діаметра.

Візуальний телескоп 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, ніж сам об'єкт.

Тому якщо дві зорі, які на небі перебувають на кутовій відстані α одна від одної, розглядати в телескоп за допомогою окуляра, фокусна відстань якого f , то їх буде видно на кутовій відстані

$$\beta = \frac{F}{f} \alpha = \Gamma \alpha. \quad (9.2)$$

Відношення $\Gamma = F/f$ називається *кутовим збільшенням телескопічної системи*. Його записують як число з навскісним хрестом у вигляді індекса 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 фокаль-

ній площині телескопа утворюється складна дифракційна картина — яскравий диск, оточений темними і світлими кільцями. Кутовий радіус центрального дифракційного диска зорі

$$\alpha = 1,22 \lambda / D, \quad (9.3)$$

де кут α вимірюється у радіанах. Переходячи до секунд дуги, для видимих довжин хвиль при $\lambda = 5500 \text{ \AA} = 0,00055 \text{ см}$ обчислюємо

$$\alpha'' = 14/D \text{ (см)}.$$

Якщо кутова відстань між двома об'єктами менша від α , то їхні дифракційні диски будуть накладатися один на один. Тоді не можна виявити, одинарний цей об'єкт чи подвійний.

Роздільна здатність ока оцінюється $1'$, телескопа з діаметром об'єктива $D = 0,5 \text{ м} = 0,23''$, метрового телескопа — $0,12''$, п'ятиметрового — близько $0,03''$.

Гранична величина зорі m_r , яку ще видно в телескоп у зеніті, характеризує його *проникну силу*. Загалом для телескопа з діаметром вхідного отвору D її можна обчислити за формулою

$$m_r \approx 7,0^m + 5 \lg D, \quad (9.4)$$

причому D тут вимірюється у сантиметрах. Зокрема, у телескоп з діаметром дзеркала 6 м можна бачити зорі до 22-ї величини.

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

$$l = \frac{F}{57,3^\circ} \alpha^\circ \text{ або } l = \frac{F}{206265''} \alpha'', \quad (9.5)$$

де F і l виміряні в міліметрах. Масштаб зображення

$$\xi = \frac{3438'}{F} \left[\text{"/мм} \right] \text{ або } \xi = \frac{206265''}{F} \left[\text{"/мм} \right].$$

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 беруть участь у загальному добовому обертанні небесної

сфери, телескоп встановлюють на *монтування*. Так називається механічна система, 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 *a*, друга *b* горизонтальна. В *екваторіальному монтуванні* 2—5 одна вісь спрямована на полюс світу

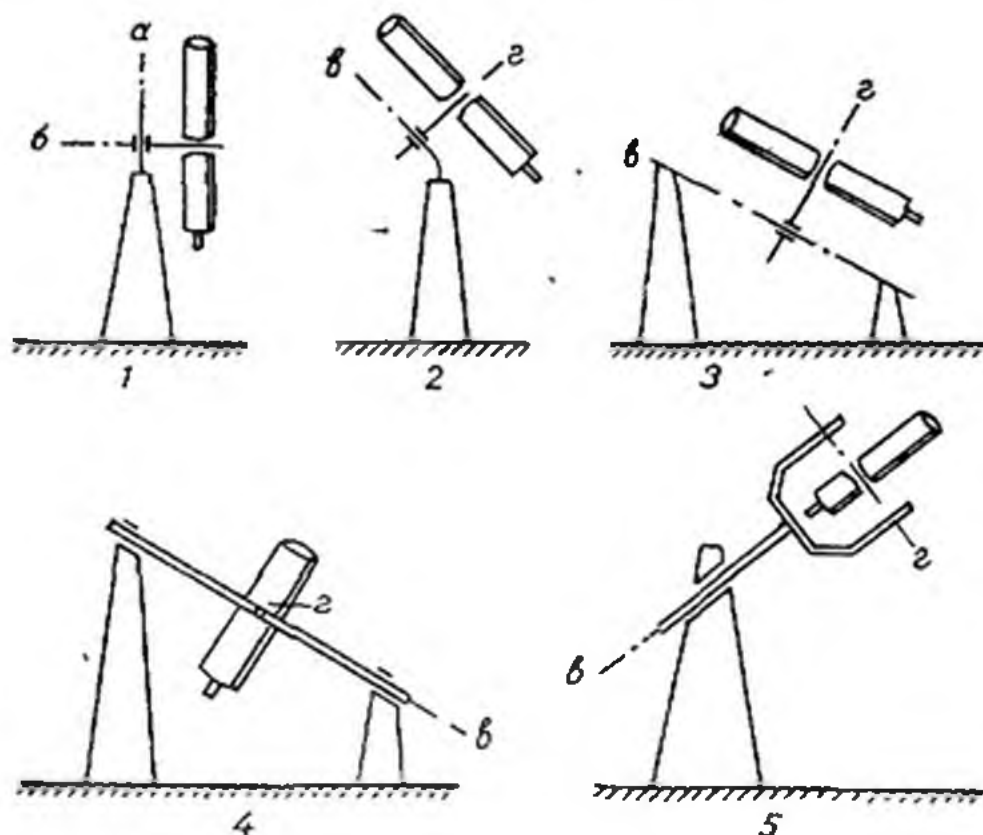


Рис. 9.1 Схеми типів монтування телескопів

(*полярна вісь, a*), друга лежить у площині небесного екватора (*вісь схилень, g*). 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 висоту h . При паралактичному 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

Існуючі сьогодні складні 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.

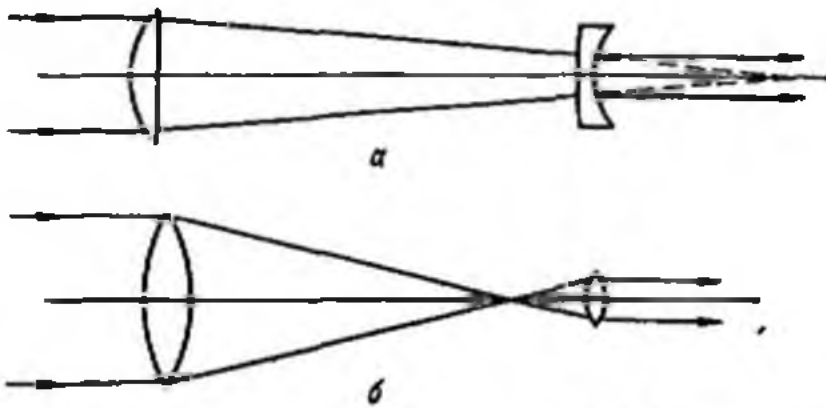


Рис. 92. Схеми телескопів Галілея (а) і Кеплера (б)

Як згадувалося, перший телескоп-рефрактор побудував Галілей. Однак його оптична система мала ряд недоліків. Дуже швидко Кеплер запропонував інший варіант (рис. 92). Діаметр найбільшої з лінз телескопів Галілея — 5,8 см, її фокусна відстань — 169 см, збільшення — 34,6 \times . Дзеркальний телескоп Ньютона мав діаметр дзеркала усього 2,5 см.

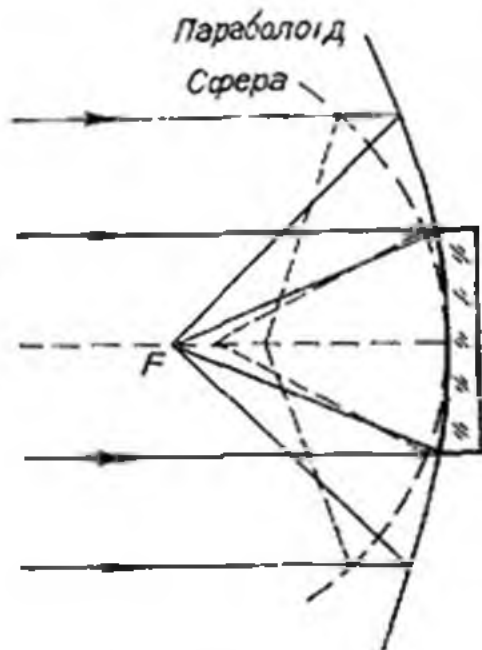


Рис. 93. Відбивання паралельних променів від параболічного (суцільна лінія) і сферичного (штрихова) дзеркала.

Лінзовим дзеркальним телескопам властиві внутрішні недоліки — *аберації*. Для лінзових це передовсім *сферична* і *хроматична аберації*. Істотно зменшити ці недоліки вдалося лише тоді, коли розробили системи з декількох лінз, виготовлених зі стекел з різними коефіцієнтами заломлення. Однак виникали інші труднощі, пов'язані з прогинанням лінз, оскільки в трубі телескопа вони кріпляться лише за край. Тому найбільший об'єктив має діаметр лише 102 см (Перкська 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. Проте вона дуже швидко тьмяніла (буквально через де-

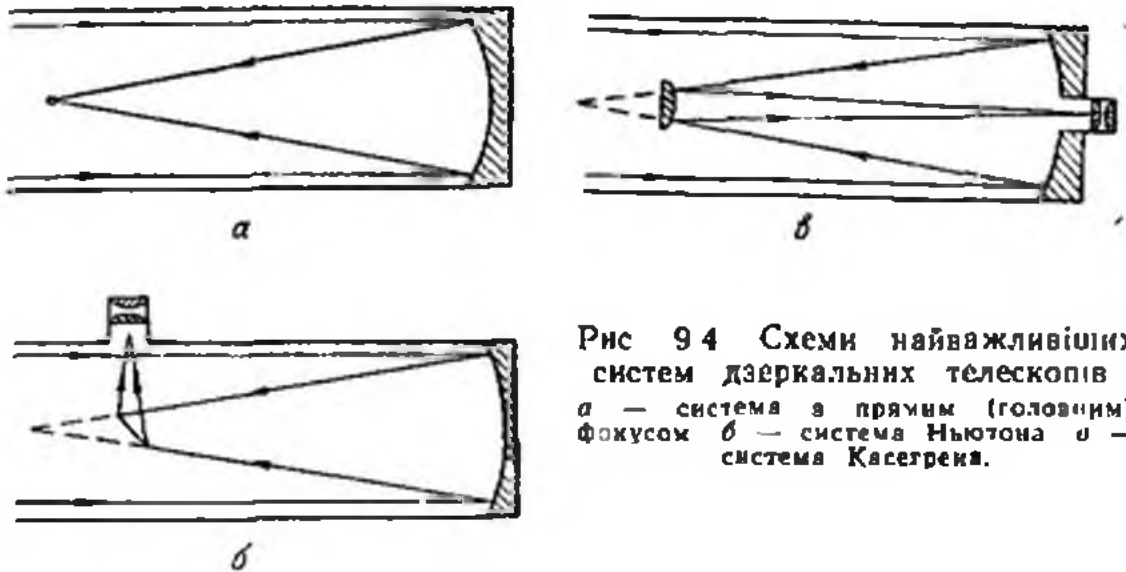


Рис 9.4 Схеми найважливіших систем дзеркальних телескопів
 а — система з прямим (головним) фокусом б — система Ньютона в — система Кассегрена.

кілька місяців), її коефіцієнт відбивання різко зменшувався (як прийнято говорити, дзеркало «сліпло»).

Телескоп-рефлектор ніби заново народився в другій половині ХІХ ст, коли розробили метод зовнішнього сріблення скляних дзеркал. Свіжа срібна плівка у видимих променях відбивала до 96% видимого світла, її можна було відновлювати по декілька разів. А з 1930 р скляні дзеркала почали алюмініювати.

Залежно від поставленого завдання використовують декілька оптичних систем. Наприклад, окремі ділянки неба, галактики і туманності у дзеркальних телескопах фотографують безпосередньо у головному фокусі, тобто 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.

В останні роки при побудові великих телескопів з діаметром головного дзеркала 3,5...4,0 м 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.

Широко застосовують також системи Шмідта і Максудова (рис. 95) У телескопах системи Шмідта перед сферичним дзеркалом поміщають спеціальну корекційну пластинку, внутрішня поверхня якої має складний розрахований профіль для усунення аберацій. У менісковій системі Дмитра Дмитровича Максудова (1896—1964) перед

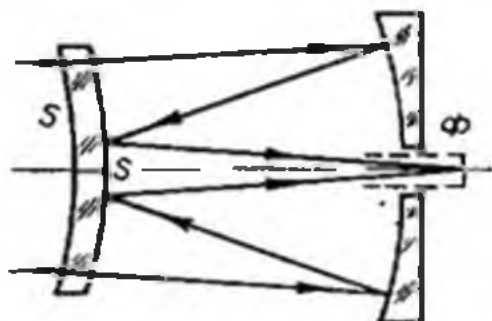


Рис. 95 Схема меніскової системи Максудова:

S — сферичний меніск, z — випукле дзеркало

фокусом дзеркала встановлюють сферичний лінзовий меніск. На його центральній частині розташоване випукле 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

Дзеркальні телескопи, як правило, використовують для астрофізичних досліджень, оскільки ряд дефектів оптичних систем тут усунути цілком все ж не вдається (точніше, це вдалося зробити лише в останні десятиріччя). Тим часом є окремих клас телескопів — *астрографи*, завдання яких — отримати високоякісні знімки окремих ділянок неба для визначення координат небесних світил. Здебільшого в минулому це були телескопи-рефрактори з об'єктивом $D=40 \dots 50$ см і полем зору до 100 квадрантів градусів. Окремо створені *світлосильні фотографічні камери* для спостережень штучних супутників Землі.

Якщо телескоп використовують для фотографічних (чи фотоелектричних) спостережень, то він оснащений додатковою візуальною трубою, яка називається *гідом*. Це дає змогу контролювати точність наведення телескопа у потрібному напрямі, а також якість роботи годинникового механізму, за допомогою якого труба поступово обертається вслід за світилом навколо осі світу.

9.3. Сонячні телескопи

Велика яскравість Сонця дає змогу будувати довгофокусні телескопи, які дають його зображення діаметром

50 см і навіть до 1 м. Це потрібно для дослідження поверхні Сонця, її окремих деталей. Тому за конструктивним вирішенням сонячні телескопи здебільшого відрізняються від зоряних.

Важливою вимогою, що стоїть перед сучасним сонячним телескопом, є те, щоб зображення Сонця залишалось нерухомим, тобто щоб фокальна площина не брала участі в русі оптичної системи. Це досягається за допомогою це-

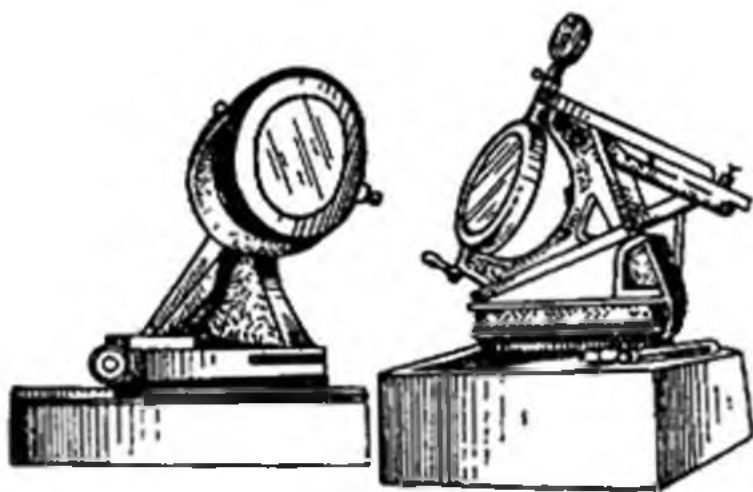


Рис 96 Целостат сонячного телескопа

лостата *Целостат* складається з двох плоских дзеркал — целостатного і додаткового (рис. 9.6). 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, встановлене нерухомо.

Сонячні телескопи бувають трьох типів: горизонтальні, вертикальні і полярні. Горизонтальні сонячні телескопи будувати легше. Однак таку систему можна використати на великих широтах, де упродовж дня ґрунт прогрівається мало, так що конвективні потоки у приземному шарі, які створюють зображення, порівняно невеликі. В інших широтах ліпше будувати вертикальні сонячні телескопи.

Один з найбільших баштових телескопів є в Кримській астрофізичній обсерваторії. На верхній площадці на висоті 25 м знаходиться целостатне дзеркало діаметром 120 см та допоміжне дзеркало діаметром 110 см. Сонячні промені, відбиті від додаткового дзеркала, спрямовуються через трубу вниз в оптичну систему. Головне дзеркало діаметром 110 см та одне з двох касегренівських дзеркал дають змогу отримати у фокальних площинах зображення Сонця діаметром 48 або 70 см.

Телескоп оснащений різними приладами і 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 на поверхні Землі не можна. Тому зараз сонячні телескопи піднімають у верхні шари земної атмосфери або ж виносять за її межі, зокрема за допомогою стратостатів. У цьому випадку телескоп фокусується автоматично, а фотографувану ділянку спостерігач вибирає з Землі за допомогою телевізійної камери. Аеростати парашутної системи забезпечують надійний підйом, політ і м'яку посадку станції.

Раніше сонячну корону можна було побачити лише під час повного сонячного затемнення. У наш час на багатьох високогірних обсерваторіях світу її спостерігають 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. Ці інструменти забезпечують спостереження корони на відстанях до десятих радіусів Сонця.

Для регулярних спостережень за Сонцем та вивчення процесів, що перебігають на його поверхні, використовують *фотогеліографи* і *хромосферні телескопи*. Останні оснащені спеціальними вузькосмуговими світлофільтрами, в яких ширина смуги пропускання не перевищує 0,5 Å. Наприклад, у лінії H_{α} вдається вивчати активні процеси, що перебігають у верхніх шарах сонячної атмосфери, зокрема реєструвати сонячні спалахи.

9.4. Радіотелескопи і радіоінтерферометри

Через атмосферу Землі до її поверхні доходять хвилі 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* ($\lambda > 1$ м), *дециметровий* (10 см $< \lambda < 1$ м), *сантиметровий* (1 см $< \lambda < 10$ см), *міліметровий* (1 мм $< \lambda < 1$ см) і *субміліметровий* ($\lambda < 1$ мм). Космічне радіовипромінювання реєструють за допомогою радіотелескопів, що відрізняються істотно 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 стержні, загальна довжина яких дорівнює половині

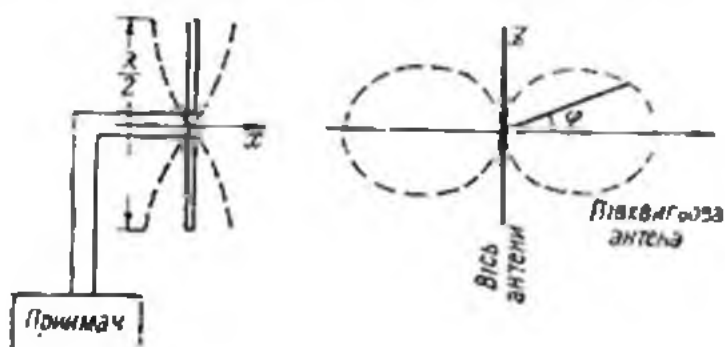


Рис. 9.7. Півхвильовий диполь і його діаграма напрямленості.

реєстрованої довжини хвилі λ . Електромагнітна хвиля, потрапляючи на антену, 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 напрямленості* антени (рис. 9.7). Наприклад, якщо диполь встановлено вертикально, то потужність сигналу буде найбільшою тоді, коли джерело знаходиться біля горизонту ($\varphi = 0^\circ$). Якщо ж кут φ між перпендикуляром до осі антени і напрямом поширення хвилі 45° , то потужність прийнятого сигналу удвічі менша, а при $\varphi = 90^\circ$ — дорівнює нулю. Однак тут значення зареєстрованого сигналу не буде залежати від азимута джерела.

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, яка на неї потрапляє. Синфазна багатодипольна антена найчутливіша до випромінювання, яке падає перпендикулярно до площини розташування диполів. Діаграма, що показує залежність сприйнятої потужності від кута φ , — *діаграма напрямленості* — для багатодипольної антени має вигляд пелюстки, що називається головною, збоку від неї є ще невеличкі бокові пелюстки, поява яких зумовлена ди-

фракцією 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 характеризує роздільну здатність радіотелескопа: два точкові об'єкти можна розрізнити лише у випадку, якщо кутова відстань між ними більша від φ_n .

Параболічна антена збирає у фокусі випромінювання усіх довжин хвиль. У фокусі дзеркала встановлений *опро-*

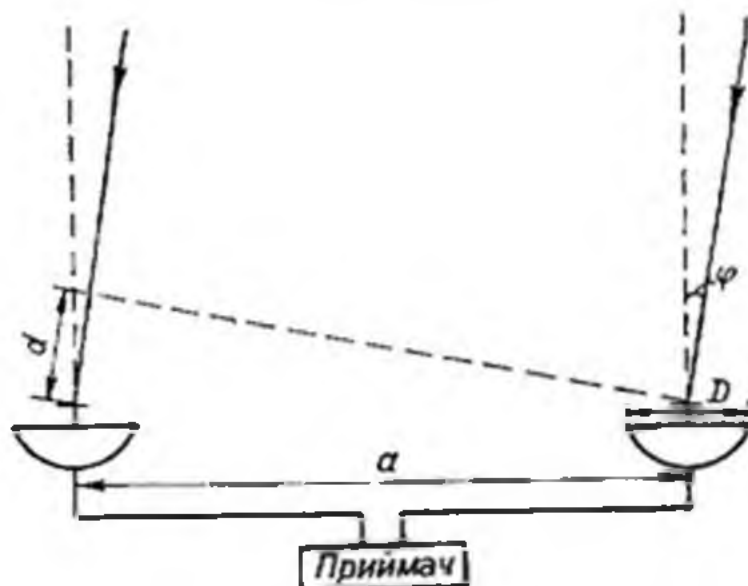


Рис. 9.8. Схема двоантенного радіоінтерферометра.

мікювач — півхвильовий диполь або рупор, який і приймає випромінювання певної довжини хвилі. Щоб зареєструвати випромінювання іншої довжини хвилі, досить замінити цей диполь. Роздільна здатність параболічного радіотелескопа характеризується кутом

$$\varphi_D \approx \lambda/D \text{ радіан} \approx 57,3^\circ \lambda/D. \quad (9.6)$$

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. 9.8). Фактично радіоінтерферометром є вже згадувана синфазна антена, бо при значній кількості диполів роздільна здатність уздовж довжини антени може бути як завгодно високою (тобто кут φ_n може бути дуже малим). 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 на-

зивається *двохантеним* 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 напрямленості інтерферометра складається з вузьких пелюсток шириною $\varphi_x = \lambda/a$.

При малих базах як фідерну лінію використовують коаксіальний або ж екранований двопровідний кабель. Для передачі енергії хвиль, коротших від 10 см, застосовують хвильоводи з порожніх металевих труб. Якщо ж база інтерферометра вимірюється декількома десятками кілометрів, то застосовують радіорелейні лінії. Зараз для вивчення Всесвіту та його окремих об'єктів використовують методи *радіоінтерферометрії з наддалекою базою*. При цьому сигнали від кожної з антен, розташованих на протилежних точках Землі, реєструються на магнітній стрічці, а згодом їх зіставляють за допомогою спеціального корелятора. Так досягають роздільної здатності до $0,0003''$, що набагато перевищує сучасні можливості оптичної астрономії.

З 1962 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 до 100 м, а найбільша з параболічних антен — нерухомий телескоп, встановлений у кратері згаслого вулкана на острові Пуерто-Ріко (діаметр дзеркала — 305 м). У 1973 р. під Євпаторією встановлено радіотелескоп з $D = 70$ м.

9.5. Телескопи ІЧ-, УФ- та Х-діапазону

У наш час реєструють і вивчають випромінювання усіх частот. у тому числі 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. Її

поділяють на чотири окремі ділянки: близька (0,75... 1,5 мкм), середня (1,5... 20,0 мкм), далека (20... 100 мкм) і дуже далека (100... 1000 мкм). Останню ще називають субміліметровою ділянкою спектра.

При дослідженнях у близькій і середній інфрачервоних ділянках використовують звичайні телескопічні системи — рефрактори і рефлектори. Проте об'єктиви виготовляють зі спеціальних сортів скла.

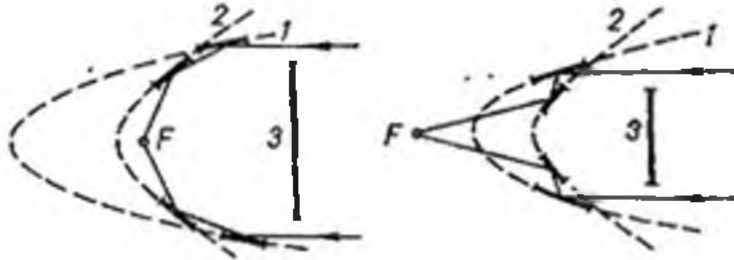


Рис. 9.9. Схема рентгенівських телескопів-рефлекторів:

1 і 2 — параболічне і гіперболічне дзеркала; 3 — неперозорий екран.

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 доводиться підіймати у верхні шари атмосфери за допомогою балонів або виводити 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 К).

Ультрафіолетова астрономія. Для спостережень у близькому ультрафіолеті ($\lambda \geq 1200 \text{ \AA}$) використовують звичайні телескопи з алюмінованими дзеркалами. При подальшому зменшенні довжини хвилі коефіцієнт відбивання алюмінієвого шару різко зменшується. Тому випромінювання з довжинами хвиль $\lambda < 1600 \text{ \AA}$ реєструється за допомогою *лічильників Гейгера—Мюллера*. Для виділення окремих спектральних діапазонів перед лічильником фотонів поміщають спеціальний фільтр з фтористого літію або фтористого кальцію.

Рентгенівська астрономія. Зображення Сонця в рентгенівських променях отримують за допомогою камери-обскури або *дзеркального телескопа з ковзними променями* (рис. 9.9). У цьому випадку 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, попадає на друге дзеркало, а після цього — у фокальну площину, де і будується зображення Сонця. Усі ж інші промені, що ідуть ближче до головної осі дзеркала, затримуються діафрагмою (непрозорим екраном).

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° .

Уперше рентгенівське випромінювання Сонця було зареєстровано у 1948 р. У наш час вивчення Сонця у рентгенівських променях — звичайне явище. Методами Х-астрономії вже виявлено у навколишньому Всесвіті декілька тисяч точкових або майже точкових джерел рентгенівського випромінювання.

Діапазон $\lambda < 0,1 \text{ \AA}$ (енергія квантів $E > 0,12 \text{ MeV}$) — 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*.

9.6. Найважливіші астрономічні обсерваторії світу

Починаючи з 1560 р., кількість астрономічних обсерваторій у світі подвоювалася кожні 35 років і в 1930 р. становила 600. Деякі з них згодом закрили. І вже в 1986 р. налічувалося 378 оптичних і 89 радіоастрономічних обсерваторій.

Якщо говорити про астрономічні обсерваторії як державні установи, то першою у 1671 р. була заснована Паризька обсерваторія, у 1675 — Грінвіцька, у 1839 — Пулковська, у 1845 р. завершено будівництво обсерваторії Київського університету.

Значення і престиж обсерваторії залежить від наявності на ній потужного телескопа. На початок ХХ ст. було задіяно декілька високоякісних рефракторів: 0,66-метровий у Вашингтонській (з 1878 р.), 0,76-метровий у Пулковській (1885 р.), 0,91-метровий у Лікській (1888 р.), 1,02-метровий у Йеркській (1896 р.) обсерваторіях. Тоді

ж, у 1895 р., у Лікській обсерваторії було введено в дію 0,91-метровий рефлектор.

З 1904 р. розпочалося будівництво обсерваторії Маунт Вілсон (США), де у 1908 р. встановили 1,5-метровий рефлектор. Там же у 1918 р. ввели в дію 2,5-метровий рефлектор. Поруч, на Паломарському хребті 1949 р. розпочали спостереження за допомогою 5-метрового рефлектора.

У 1961 р. встановлено 2,6-метровий рефлектор у Кримській астрофізичній обсерваторії. Ще один такий телескоп введено в дію у 1976 р. у Бюраканській обсерваторії (Вірменія). З 1975 р. на Північному Кавказі діє 6-метровий рефлектор (висота над рівнем моря 2070 м).

У 1973 р. на обсерваторії Кітт Пік (США) встановили перший телескоп «третього покоління» — рефлектор системи Річі—Кретъена з діаметром дзеркала 381 см. Через два роки (1975 р.) 3,9-метровий рефлектор такого ж типу ввели в дію на обсерваторії Сайдінг-Спрінг (Австралія).

З часом усе вимогливіше вибирали місце для будівництва обсерваторії. Дослідження якості зображення небесних світил дало змогу вибрати декілька ізольованих гірських вершин, на яких і побудовано найсучасніші обсерваторії, що стали міжнародними. В Європі це обсерваторія Калар Альто в Іспанії недалеко від м. Альмерія (висота 2160 м над рівнем моря), обсерваторії на островах Пальма і Тенеріфе (Канарські острови, висота 2300 м). Дві знамениті тепер обсерваторії збудовано в Чілі: обсерваторія Серро Ла Сілла (Об'єднана Європейська Астрономічна обсерваторія) і обсерваторія Серро Тололо (обидві на висоті 2400 м, перша на північ, друга на південь від м. Ла-Серена). Однак найбільшою у світі сьогодні, мабуть, є обсерваторія Мауна-Кеа на острові Гавайї. Там уже встановлено декілька телескопів нового типу з діаметром дзеркала близько 4 м. Це — на висоті 4200 м!

Загалом на кінець 1990 р. у світі налічувалося 63 телескопи з ефективним діаметром об'єктива, що дорівнював або був більшим від 1,5 м, близько 70 — з об'єктивами в межах від 1,0 до 1,5 м. Зараз уже проектують телескопи четвертого покоління. Планується будівництво близько 15 телескопів-рефлекторів з діаметром зеркал 7...8 м. Крім цього, будують багатоелементні дзеркала, де телескоп-гігант складатиметься з багатьох (за одним з варіантів — до 36) дзеркал, розташованих у вигляді бджолиних сотів. Кожна з секцій автономно утримуватиметься на розвантажувальних опорах, а невелика електронно-обчислювальна машина безперервно вноситиме корекції з тим, щоб зображення з усіх секцій зводилося в одне. Перший

з таких телескопів, що складається з шести 1,8-метрових головних дзеркал, введено в дію у Смітсонівській обсерваторії (США) ще 1979 р., ефективний діаметр тут 450 см.

Уже розроблено методи дистанційного керування телескопами. Зокрема, їх мають усі три потужні телескопи, встановлені Великобританією на о. Пальма. Спостереження можна проводити з екрана телевізора, перебуваючи у Грінвічі (точніше, у новій обсерваторії Херстмонсо, куди вона тепер перенесена). Передбачають, що невдовзі буде встановлена глобальна сітка зв'язку (через штучні супутники Землі) астрономічних інститутів світу зі згаданими вище найголовнішими обсерваторіями. Тим самим істотно зменшаться видатки на поїздки астрономів для спостережень. Зауважимо, що дотепер задовольняється лише близько 25% заявок на виділення годин для спостережень на тому чи іншому телескопі.

Побудова телескопів третього і четвертого покоління стала можливою завдяки тому, що тепер дзеркала виготовляють не зі скла, а з кварцу і сіталу. Маса дзеркал істотно зменшилася. Якщо раніше відношення діаметра дзеркала D до його товщини d дорівнювало 5...8, то тепер при $D=2$ м досягають товщини $d=7,5$ см, а загалом $d/D=1/10 \dots 1/20$. Великий телескоп можна встановити лише на азимутальному монтуванні (як на Північному Кавказі), це стало можливим тепер, коли телескопом надійно керує електронно-обчислювальна машина.

22 квітня 1990 р. на орбіту супутника Землі на висоту 500 км виведено «Космічний телескоп Хаббла» з діаметром дзеркала 2,4 м. Запущено також потужний гамма-телескоп. Таким чином, можливості вивчення навколишнього Всесвіту істотно зросли.

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

світл у сучасній астрономії розроблено ряд приймачів випромінювання і допоміжних приладів.

Серед загальних характеристик приймача випромінювання виділяють чутливість (інтенсивність реакції або відгук на світловий сигнал), квантовий вихід (величина, обернена найменшій кількості квантів світла, потрібних для реєстрації мінімального світлового сигналу), роздільну здатність, коефіцієнт посилення сигналу тощо.

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 чутливості ока — близько 10^9 квантів/с. Оком можна помітити зменшення потоку випромінювання на одну соту його величини ($\Delta E/E = 0,01$). У зоряних величинах це відповідає амплітуді близько $0,01^m$.

Фотографічна емульсія. Систематично використовувати фотографію в астрономії розпочали приблизно з 1880 р. У наш час понад 50% усіх астрономічних спостережень здійснюють шляхом фотографування об'єктів (або їхніх спектрів) на фотоемульсію. Саме цей метод дає змогу вивчати об'єкти, недосяжні для візуальних спостережень. Фотографічна емульсія, на відміну від ока, здатна накопичувати кванти світла, на ній одночасно можуть бути зафіксовані сотні і тисячі світл. Отримане ж зображення певної ділянки неба або об'єкта може зберігатися багато років.

Ось декілька конкретних цифр. При спостереженнях на 5-метровому рефлекторі на приймач від зорі, що має блиск 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 $3 \cdot 10^6$ біт інформації. Оскільки на камерах Шмідта використовуються пластинки розміром $35,6 \times 35,6 \text{ см}$, 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 50%) і лише 10% поглинається в ній. Тому квантовий вихід фотоемульсії менший від 1%.

Звичайна (бромосрібна) фотоемульсія найчутливіша до фіолетової ділянки спектра з ефективною довжиною хвилі близько 4300 Å. Щоб зробити її чутливою до довгих хвиль, до неї домішують барвники, здатні поглинати кванти світ-

ла. Це називається оптичною *сенсibiliзацією*. Сенсibiliзовані емульсії, чутливі до 6500...7000 Å, називаються *панхроматичними*. Зараз в астрономії використовують також *інфрахроматичні емульсії*, чутливі до інфрачервоних хвиль до 13000 Å.

За останні роки розроблено методи *гіперсенсibiliзації фотоемульсій* — підвищення їхньої світлочутливості у декілька разів, що дає змогу скоротити тривалість експозиції. З цією метою, зокрема, попередньо прогривають фотоматеріали до 50...60 градусів, тривалий час (до 10 і більше годин) витримують в азоті, у водні чи їхній суміші тощо.

Уже фотографують небо на кольорову емульсію, що дає змогу виявляти особливості структури газових туманностей тощо.

Фотоелектронні помножувачі. Потік фотонів, що надходить від небесного світила, можна перетворити в електричний струм. На цьому і ґрунтується принцип роботи фотоелектронних приймачів випромінювання або *фотопомножувачів*, які використовують в астрономії з середини 40-х років. На базі фотопомножувачів конструюють *зоряні електрофотометри* і *лічильники фотонів*. Якраз вони здатні вимірювати потоки світла з найвищою точністю. Наприклад, за їх допомогою блиск зорі оцінюють з похибкою $0,005^m$, тоді як для фотоемульсії вона становить $0,1^m$. Недоліком є те, що електрофотометри мають мале поле зору: як правило, у кожен конкретний момент можна спостерігати лише одну конкретну зорю. У наш час за допомогою фотопомножувачів проводять близько 40% усіх астрономічних спостережень.

Як відомо, фотопомножувач — складова частина *фотоелектричного фотометра*. Це скляний прозорий балон, в якому створено вакуум і в який вмонтовано фотокатод, загалом до 20 емітерів (діодів) і анод. Усі вони мають виводи, до яких подаються зростаючі електричні потенціали. Електрон, вирваний унаслідок фотосфекту з фотокатода, прискорюється в електричному полі, вдаряється в 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 — 10^7 разів більша від початкової кількості, вирваної з катода.

Одна з серйозних вимог, що стоїть перед фотопомножувачами, така: темновий струм (він виникає внаслідок самовільного випаровування електронів з емітерів) повинен бути якомога меншим. Для цього деякі типи фотопо-

множувачів під час роботи охолоджують сухим льодом до температури 203 К.

Твердотільні фотоприймачі. З початку 70-х років в астрономії почали застосовувати твердотільні приймачі випромінювання, дія яких ґрунтується на притаманному усім напівпровідникам явищі внутрішнього фотоефекту. Квантовий вихід тут досягає 80%. 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 зображення такий, що кожен з цих елементів (МОН-конденсатор) є елементом зображення і 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 (інjektуються) від поверхні контакту між підкладкою та оксидом у підкладку. При цьому в зовнішньому колі виникає імпульс струму, пропорційний величині накопиченого заряду. У *приладах з 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 зменшення

Завдяки застосуванню ПЗЗ гранична зоряна величина, яку можна зареєструвати на 5-метровому рефлекторі, за останні 15 років зросла з 25^м до 28^м. Щоб досягти такого прогресу зі старими приймачами (фотографією), довелося б побудувати оптичний телескоп з діаметром дзеркала 31 м!

10.2. Допоміжні прилади

Світлофільтри. *Світлофільтром* називається оптичне середовище (ним може бути скляна пластинка, зафарбований розчин тощо), яке пропускає випромінювання лише в певній ділянці довжин хвиль. Для кожного світлофільтра можна побудувати криву пропускання, за якою визначають прозорість його залежно від товщини і довжини хвилі

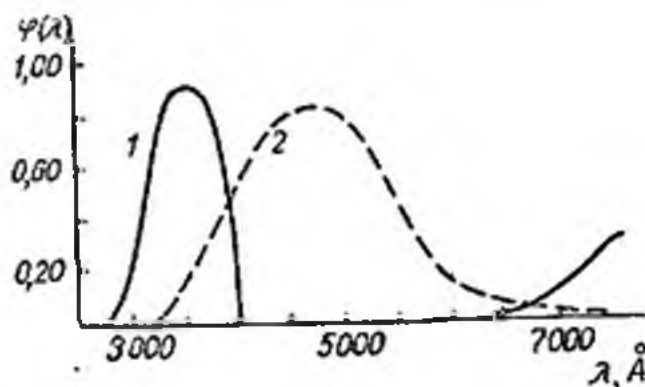


Рис 10.1. Криві пропускання скляних світлофільтрів

1 — ультрафіолетового, 2 — синього

(рис. 10.1). Характеристикою світлофільтра є півширина кривої пропускання $\Delta\lambda$ — ширина смуги, для якої коефіцієнт пропускання $\varphi(\lambda)$ дорівнює половині його максимального значення.

Світлофільтри, для яких $\Delta\lambda > 300$ Å, називаються *широкосмуговими*, при $\Delta\lambda = 100 \dots 300$ Å — *середньосмуговими* і при $\Delta\lambda < 100$ Å — *вузькосмуговими*. Це можуть бути різні сорти кольорових стекел. За вузькосмуговий фільтр іноді беруть *інтерферометри Фабрі-Перо*, для яких ширина пропускання усього близько 20 Å.

Ще вужчими є *інтерференційно-поляризаційні* фільтри, в яких півширина смуги пропускання досягає 0,5 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 ґратки 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 збіжний пучок світла, що йде від щілини, у паралельний. Другий об'єктив L' буде зображення щілини (фактично — цілого спектра) у фокальній площині спектрографа (рис. 10.2).

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 окремо. Іншою



Рис. 10.2. Схема призмового спектрографа.

характеристикою є *лінійна дисперсія* — довжина спектра (у мм), що відповідає одиниці довжин хвиль (1 Å). Звичайно користуються зворотною мірою — визначають кіль-

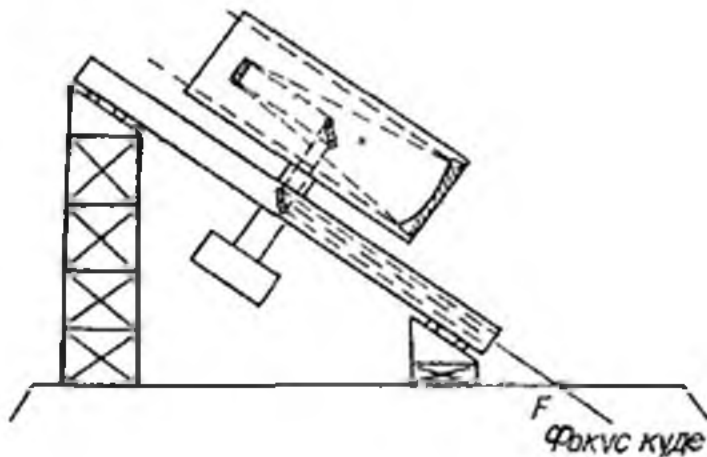


Рис. 10.3 Система куде, завдяки якій зображення об'єкта залишається нерухомим, незважаючи на обертання небесної сфери і зміну напрямку труби телескопа.

кість ангстремів, які вміщуються в 1 мм (*зворотна лінійна дисперсія*). Роздільна здатність середнього призмового спектрографа дорівнює 20000...50000 (поблизу лінії $\lambda = 4000$ Å), зворотна лінійна дисперсія — 15...40 Å/мм.

Спектри слабких зір і галактик отримують на потужних телескопах-рефлекторах у *системі куде* (рис. 10.3). Це комбінація системи Касегрена з декількома плоскими дзеркалами (з фр. *coude* — ламаний), встановленими все-

редині труби телескопа, завдяки яким зображення об'єкта спрямовується вздовж полярної осі та є нерухомим. Протягом ночі на 5-метровому телескопі отримують спектри зір до 16^m з дисперсією $40 \text{ \AA}/\text{мм}$.

При перших дослідженнях спектрів зір замість спектрографів використовували *об'єктивні призми*: перед об'єктивом встановлювали призму (з кутом заломлення 10° або менше) такого ж діаметра. Унаслідок цього на фотоплівці замість точкових зображень зір отримували їхні спектри. Так одночасно можна було отримати і дослідити спектри тисяч зір, що було важливо для *спектральної класифікації* (див. § 14.3). Зараз спектри слабких об'єктів реєструють за допомогою твердотільних приймачів, зокрема ПЗЗ.

Прилади фотоелектронного зображення. Для посилення яскравості слабких об'єктів, скорочення експозиції, збільшення проникної здатності, розширення діапазону в ультрафіолетову та інфрачервону частину спектра тепер успішно використовують електронні камери, електронно-оптичні перетворювачі (ЕОП) і телевізійні системи. У цих приладах зображення будується не світлом, а потоками електронів.

Електронна камера — це вакуумний балон, в якому розташовані фотокатод і пластинка з електроннографічною 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 прискорювальній напрузі (близько 30 кіловольт) прискорюються у напрямі до емульсії. За допомогою електростатичного або магнітного фокусування тут будується електронне зображення, яке відповідає світловому зображенню на фотокатоді. Камера під час роботи охолоджується рідким азотом до 103 K . Ефективність електронної камери приблизно у десять разів вища порівняно з прямим фотографуванням на високочутливу емульсію. Наприклад, у прямому фокусі 2,2-метрового телескопа за 40 хв отримують зображення зір до $24,3^m$.

Уже сконструйовані електронні камери (зокрема, *спектракони*), в яких електроннографічна 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 функ-

ції фокусуючої системи (рис. 10.4). 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 фотографується звичайним способом. Тим самим інфрачервоне зображення завдяки ЕОП трансформується у видиме. Зараз широко використовують кас-

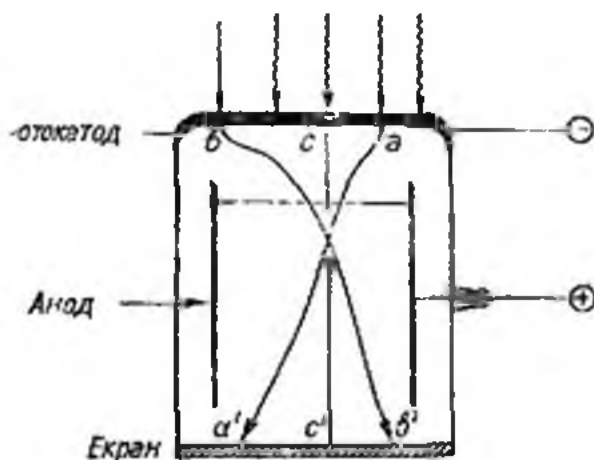


Рис 10.4. Схема електронно-оптичного перетворювача.

кадні ЕОП — об'єднання декількох ЕОП в одному вакуумному балоні. Завдяки цьому досягають посилення яскравості 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 є наслідком виривання 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. Він дає змогу значно посилювати слабкі за яскравістю об'єкти, передавати їх 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 ре-

гулювання режиму роботи. В астрономії користуються декількома типами передавальних трубок — *суперортіконом*, *відіконом* і *супервідіконом*. При цьому досягається посилення освітленості у 10^6 — 10^8 разів. Ефективність телевізійної системи посилюється, якщо її використати разом з каскадним ЕОП. Так на 0,5-метровому телескопі отримують зображення зорі 20^m при експозиції всього 4 с.

Завдяки телевізійному методові з'явилася *спекл-інтерферометрія* — метод отримання моментального зображення об'єкта (при експозиціях декілька сотих часток секунди), діаметр якого близький до дифракційного. Тим самим усувається ефект розсіювання світлових променів на неоднорідностях атмосфери, а тому можна не лише виявляти подвійність окремих астрономічних об'єктів, а й оцінювати головні параметри таких систем.

Поляриметри. Як відомо, коливання електричного і магнітного векторів в електромагнітній (зокрема світловій) хвилі відбувається у напрямках, перпендикулярних до напрямку поширення хвилі. Для кожної хвилі, випроміненої конкретним атомом, можна вказати площину, в якій відбувається коливання вектора напруженості електричного поля (площина коливань) і перпендикулярну до неї площину, в якій змінюється магнітний вектор (площина поляризації). Спостережуване випромінювання у своїй сумі неполяризоване. *Поляризація* — це виділення з пучка природного світла випромінювання, в якому коливання електричного вектора відбуваються у певній площині. Вона виникає при відбиванні світла від середовища, при розсіюванні на пилинках, атомах або електронах, при проходженні через кристал кварцу або польового шпату. 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 най-

меншою — I_{\min} . Величина $\rho = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$ називається *ступенем поляризації*.

Поляризацію конкретних небесних об'єктів вимірюють візуально, фотографічно або фотоелектрично. Як згадува-

лося, поляризованим е синхротронне випромінювання: у ньому електричний вектор перпендикулярний до напрямку магнітного поля, в якому гальмуються релятивістські електрони.

10.3. Методи реєстрації енергії у позаоптичних діапазонах

Для кожного зі спектральних діапазонів розроблено певні методи реєстрації. Коротко опишемо їх

Радіодіапазон. Потрапляючи на антену, енергія радіодіапазону через фідерну лінію надходить у радіоприймач та реєстратор. Енергія ця надзвичайно мала. Як висловився один з радіоастрономів, усієї її, зібраної 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 нагріває приймальну апаратуру, тобто створює у ній шум певної потужності. Очевидно, такий же шум буде зареєстровано в опорі антени, якщо його нагріти до певної антенної температури T_a .

Космічне радіовипромінювання приймається на фоні потужного власного шуму приймача. Інтенсивність цих шумів характеризується шумовою температурою T_R . На практиці дуже часто антенна температура T_a набагато менша від шумової T_R . Виділення слабого космічного радіовипромінювання з потужних шумів досягається за допомогою реєструючих пристроїв, які усереднюють сигнали за деякий час τ (що називається *сталю часу* вихідного пристрою). Корисний сигнал за цей час накопичується, а коливання шумового струму в середньому дорівнюють нулю.

Наприклад, стандартний приймач, що працює на довжині хвилі $\lambda = 21$ см, має шумову температуру $T_R = 1000$ К, виявляє сигнал з $T_a = 0,3$ К. Сучасні радіометри здатні виявляти сигнал до $0,001$ К.

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 К. 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 К. Для транзисторних підсилювачів, які охолоджуються до 20 К і використовуються в діапазоні сантиметрових і дециметрових хвиль, $T_R \lesssim 15 \dots 35$ К.

Інфрачервоне випромінювання. Фотографічна емульсія нечутлива до довжин хвиль, більших від 1,3 мкм. Тому загалом приймачі ІЧ-випромінювання водночас здатні перетворювати його в інше, зручніше для безпосереднього випромінювання. Їх прийнято ділити на дві групи: *теплові* (термопары, болометри) і *фотонні* або *квантові* приймачі (які використовують 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 у 10—100 разів менша, ніж фотонних, проте вони зручніші в експлуатації. Більшість фотонних приймачів може функціонувати лише в умовах глибокого охолодження (до 70 і навіть до 4,2 К).

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 (тригліцинусульфату, 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 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* (ВЕР) відкритого типу. Ці прилади відрізняються від звичайних ФЕП тим, що не мають захисного вакуумного балона. У звичайних ФЕП емітуючі поверхні знаходяться у

вакуумі, і як тільки вони стикаються з повітрям, на них утворюються тонкі оксидні шари, які істотно погіршують характеристики приладу. У ВЕП цього уникають доббором матеріалу емітерів, використовують 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 стикуванні з повітрям; шари з оксидів лужноземельних металів (головним чином оксиди берилію BeO). За конструкцією ВЕП поділяють на дві групи: ВЕП з дискретними діодами (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 40 років активно обговорюють і здійснюють практичні зусилля для реєстрації принципово нових потоків інформації — нейтрино і гравітаційних хвиль.

Нейтринні «телескопи». Як уже згадувалося (див. § 8 10), у надрах зір, де відбувається синтез гелію, ця реакція супроводжується перетворенням протона в нейтрон з випромінюванням нейтрино ($p \rightarrow n + e^+ + \nu$). Нейтрино вільно пронизують усю товщу зорі і виходять на нескінченність. Уже розроблено декілька методів їх реєстрації і досягнуто в цьому певних успіхів.

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 :



Він розпадається за схемою



з періодом піврозпаду, що дорівнює 34 добам. Анігіляція позитрона з електроном призводить до утворення двох-трьох квантів світла, які й можна зареєструвати.

Спроби зареєструвати нейтрино розпочав Р. Девіс (США) у 1955 р. У 1967 р. у штаті Південна Дакота в закинутій шахті на глибині 1490 м змонтували установку (горизонтальний циліндричний бак довжиною близько 14,4 м і діаметром 6 м), що містить 400000 л (615 т) чотирхлористого 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 20000 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.

Результати вимірювань такі: у баці щодоби утворюється 0,43 атома ізотопа ^{37}Ar . Це принаймні удвічі менше, ніж за теоретичними обчисленнями. Причина цих розбіжностей все ще не з'ясована.

Інший варіант нейтринного «телескопа» — галієвий детектор, де використовується реакція



причому період піврозпаду ізотопа ^{71}Ge становить близько 11 діб. Труднощі полягають у тому, що для отримання надійних результатів детектор повинен містити близько 40 т цього елемента, тоді як видобуток його у світі дуже малий.

І нарешті, якщо внаслідок певних процесів (скажімо, при спалахах наднових) виникають антинейтрино, то вони можуть бути зареєстровані за черенківським випромінюванням позитрона e^+ , який з'являється в реакції $p + \bar{\nu} \rightarrow n + e^+$. У таких детекторах робочою речовиною є вода H_2O . Якраз два такі детектори (японський КАМІОКАН-ДЕ II та американський Ірвін-Мічиган-Брукхейвенський (ІМВ)) і зареєстрували імпульси нейтрино при спалаху Наднової 1987 з Великої Магелланової Хмари. Зареєстровано відклики на нейтринний сигнал також підземних ус-

таявок, розташованих під Монбланом та в надрах гори Андирчі поблизу Ельбруса.

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 періодично ззаєає

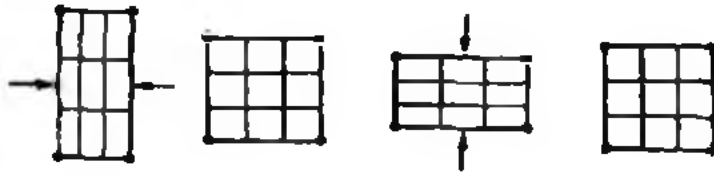


Рис. 10.5. Спотворення конфігурації систем мас упродовж періоду під дією гравітаційної хвилі, яка падає зверху вниз.

певної деформації (рис. 10.5), яка залежить від енергії хвилі.

Отже, гравітаційна хвиля, проходячи через певний розподія 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 точністю до 10^{-14} см, що в 10 разів менше від діаметра атома водню.

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 за кожні п'ять діб. Однак дотепер ні одна 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 середині 90-х років у США планують ввести в дію велику лазерно-інтерференційну гравітаційно-хвильову обсерваторію ЛІГО, один інтерферометр якої з базою 4 км встановлено у Південній Каліфорнії, другий з такою ж базою — у штаті Мен. Інструменти будуть 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 з сузір'я Орла навколо спільного центра мас. Одна з них є пульсаром (див. § 17.5), який проходить через пернастр з випередженням. Як показав аналіз, спостережувані втрати енергії системи, знайдені за зменшенням періоду її обертання, з точністю до 10% узгоджуються з втратами, передбаченими на гравітаційне випромінювання.

Частина V

ФІЗИЧНА ПРИРОДА ТІЛ СОНЯЧНОЇ СИСТЕМИ

Шлях до з'ясування фізичної природи Сонця довгий і нелегкий. Уявлення давньогрецьких філософів про небесні світила були дуже примітивними. На думку Фалеса (VI ст. до н. е.), Сонце, Місяць і зорі — це небесні вогні, що живляться парою води. Його сучасник Анаксімен уявляв собі Сонце, Місяць і планети дисками, які плавають у повітрі між плоскою Землею і кристалевим склепінням, до якого прикріплені зорі. Ще один філософ тих часів Анаксагор вважав, що всі ці світила — це камені, які колись відірвалися від Землі і перебувають у розжареному стані внаслідок швидкого руху. За Арістотелем же вони мали б бути згустками якоїсь незмінної та незлищуваної форми матерії — сфіру.

Арістотелеві заперечив Микола Кузанський у XV ст., стверджуючи, що речовини, з яких складаються Земля і небесні тіла, однакові, тобто Земля є таким же небесним тілом, як Сонце, Місяць та інші світила. І все ж про фізичний стан, зокрема Сонця, важко було скласти певне уявлення. Не дивно, що після відкриття сонячних плям про їхню природу висловлювали неймовірні припущення. Наприклад, що це наслідки вулканічних вивержень, які трапляються на Сонці, чи кратери на вершинах сонячних гір або ж частини темної твердої поверхні Сонця, яку видно в розривах хмар. Тому Ньютон вважав можливим, що поверхня Сонця заселена живими істотами. Такої ж думки дотримувався й Гершель.

У 1837 р. вперше оцінили теплоту, яка надходить від Сонця на одиницю земної поверхні за одиницю часу. У 1842 р. виведено закон збереження енергії. Унаслідок цього постало питання про джерела цієї енергії на Сонці. Ставало очевидним, що Сонце (та інші зорі) — це розжарена газова куля.

Збагачувалися і змінювалися уявлення про планети. На початку ХХ ст., зокрема, припускали, що на Марсі існують високоорганізовані форми життя. Дійсність, однак, виявилася суворішою.

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 тонкому зовнішньому шарі, який називається *фотосферою* (тобто «сферою світла»). При цьому хоча в газовій кулі тиск і густина з відстанню від центра зменшуються поступово за законом (8.27), 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 напрямках, 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 з товщиною 300 км. З Землі цей шар видно під кутом усього 0,4". Він і сприймається спостерігачем як різкий край сонячного диска.

Знаючи кутовий радіус Сонця (у середньому це 16') і відстань до нього, неважко знайти лінійний радіус $R_{\odot} = 696000$ км, що у 109 разів перевищує радіус Землі і майже удвічі — відстань від Землі до Місяця. Як знаємо (див. § 6.2), з третього узагальненого закону Кеплера випливає, що маса Сонця $M_{\odot} = 330000 M_{\oplus}$, тобто $M_{\odot} = 2 \cdot 10^{30}$ кг. Звідси легко обчислити, що середня густина

Сонця $\rho_{\odot} = 1,41 \text{ г/см}^3$, а це в 4 рази менше від середньої густини Землі.

Товщина фотосфери не перевищує $0,001 R_{\odot}$, тобто близько 700 км. Як визначено, густина речовини на її нижній межі становить $5 \cdot 10^{-7} \text{ г/см}^3$ (концентрація частинок $N = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$), тоді як на верхній вона в тисячі разів менша. Рівень, де оптична товщина у довжині хвилі $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ дорівнює одиниці, умовно називають *поверхнею Сонця*. Від цього рівня відлічують висоту h , причому від'ємну — униз, у напрямі до центра Сонця.

На поверхні Сонця прискорення сили тяжіння $g_{\odot}^{\text{поверх}} = 274 \text{ м/с}^2$, що в 28 разів більше земного. Параболічна швидкість $v_{\text{п}} = 618 \text{ км/с}$.

Одною з найважливіших характеристик Сонця є його *світність* — повний потік енергії з усієї поверхні Сонця за одну секунду L_{\odot} . Її визначили після того, як виміряли *сонячну сталю* — енергію q , що надходить від Сонця на одиницю поверхні за одиницю часу за межами земної атмосфери:

$$q = 1,90 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{хв} = 1,30 \cdot 10^3 \text{ Вт/м}^2.$$

Уся ж енергія, яка проходить через сферу радіусом $a = 149,6 \cdot 10^9 \text{ м}$ і яка, власне кажучи, і є світністю Сонця

$$L_{\odot} = 4 \pi a^2 q = 3,85 \cdot 10^{26} \text{ Вт}.$$

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

$$\varepsilon_{\odot} = L_{\odot} / 4\pi R_{\odot}^2 = 6,3 \cdot 10^7 \text{ Вт/м}^2.$$

Уважаючи, що Сонце випромінює як чорне тіло, неважко за формулою (8.5) обчислити температуру його поверхні

$$T_{\text{ef}} = \sqrt[4]{\varepsilon_{\odot} / \sigma} \approx 5770 \text{ К}.$$

Тут доречно зауважити таке. В інших джерелах можна знайти значення цієї *ефективної температури* Сонця 5807 чи 5785 К. Річ у тому, що хоча параметр q і називається сонячною сталою, він (і це вже можна вважати доведеним) змінюється принаймні на 1,5% за довший час і не менш як на $\pm 0,4\%$ з короткими періодами. Наприклад, у 1968 р. приймали (на підставі тодішніх вимірів), що $q = 1,96 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{хв}$. Тому й тепер значення ефективної температури Сонця дають з похибкою $\pm 29 \text{ К}$.

Спостереження за положенням плям на поверхні Сонця показують, що плями зміщуються від східного краю до західного. Це є свідченням того, що Сонце обертається навколо своєї осі у напрямі руху планет навколо нього, тобто проти годинникової стрілки, якщо розглядати цей рух з боку Північного полюса світу. Площина сонячного екватора нахилена до площини екліптики під кутом $7^{\circ}15'$.

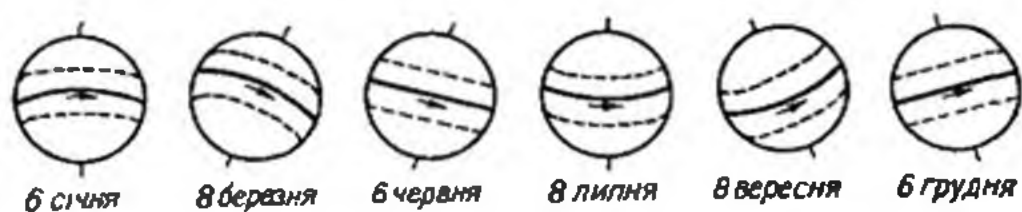


Рис. 11.1. Положення осі обертання Сонця і сонячного екватора в різні моменти року.

Тому положення осі обертання Сонця в різні місяці є неоднаковим (рис. 11.1).

Як виявилось, Сонце обертається не як тверде тіло. Його кутова швидкість зменшується в міру віддалення від екватора (рис. 11.2). Лінійна швидкість обертання на ек-

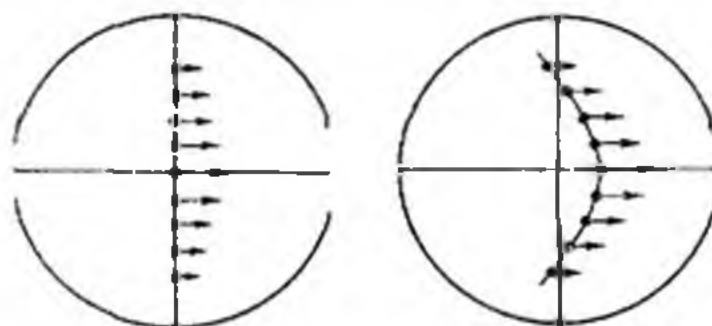


Рис. 11.2. Схема обертання Сонця. Зверху — плями, розташовані уздовж центрального меридіана, унизу — їхнє положення після одного оберту Сонця.

ваторі близька до 2 км/с. Кутова ж швидкість $\omega = 14,4^{\circ} - 2,7^{\circ} \sin^2 B$, де B — геліографічна широта. У цілому період обертання Сонця змінюється від 25 діб на екваторі до 30 діб поблизу полюсів. Ці числа вказують *сидеричні* періоди, вони характеризують обертання Сонця стосовно 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 лініями поглинання, які називаються *фраунгоферовими*. Усього цих ліній від 0,3 до 25,0 мкм налічують близько 30 000. Однак значна їх частина, особливо в інфрачервоній частині спектра, — це лінії *телуричні* (від лат. *tellus* — Земля), які утворюються внаслідок поглинання світла Сонця молекулами газів земної атмосфери (водяної пари тощо).

Найбільшу кількість енергії Сонце випромінює у синьо-зеленій ділянці спектра у довжинах хвиль 4300... 5000 Å. З рис. 8.2 видно, що в зеленій частині спектра кольорова температура Сонця перевищує 6150 К, у червоному та фіолетовому діапазоні вона близька до 5800 К. Як уже згадувалося, якщо для оцінки температури використати закон зміщення Віна (8.4), то для $\lambda_{\max} = 4700$ Å обчислюємо $T = 6150$ К, що співпадає з кольоровою температурою при $\lambda = 5000$ Å.

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 К і Н іонізованого кальцію (відповідно 3933 і 3968 Å). Далі за зменшенням інтенсивності йдуть лінії бальмерівської серії водню, лінії магнію, заліза та інших елементів. Усього в спектрі Сонця на сьогодні ототожнено лінії 72 хімічних елементів.

Зауважимо, що хоча гелій спочатку виявили якраз в атмосфері Сонця, у видимій частині спектра його ліній поглинання практично не видно. Цей елемент визначили за його лініями випромінювання, у першу чергу за лінією 5876 Å, при спостереженнях краю диска Сонця.

Аналіз інтенсивностей спектральних ліній показав, що за кількістю частинок відношення водню до гелію $H : He = 5 : 1$. Відношення кількості атомів водню до кількості атомів металів близьке до 10 000. Детальніше вміст деяких елементів в атмосфері Сонця відповідає наведеному в табл. 4.

11.3. Фотосфера

Як знаємо, фотосфера — це нижня частина атмосфери Сонця, в якій формується його неперервний спектр. Одним з важливих ефектів, що виявляється при її вивченні, є ефект *потемніння сонячного диска до його краю*. Зменшення яскравості до краю вказує на те, що температура газу, який висвічує і випромінювання якого досягає спостерігача, зростає з глибиною (рис. 11.3). Справді, згадане випромінювання формується в шарі з оптичною товщиною $\tau=1$. Якщо розглядаємо край диска, то температура T_n основи стовпчика з $\tau=1$ менша від температури основи такого ж стовпчика у центрі диска.

Ще одним не менш важливим ефектом, який найкраще проявляється при спостереженнях Сонця зі стратостатних станцій, є *грануляція* — неоднорідна за яскравістю структура сонячної поверхні, яка в цілому нагадує розсіпані рисові зерна (рис. 11.4). Кожен з таких світлих утворів називається *гранулою*. У середньому кутові розміри гранул дорівнюють $1''$, що відповідає поперечникові 700 км. Їхня яскравість на 35...40% більша, ніж у проміжках між ними. Це значить, що температура в гранулі вища на 350...400 К. Середня тривалість життя гранули 7 хв. Після цього гранула розпадається і на її місці виникають нові.

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 у темних проміжках газ опускається вниз.

Крім гранул, розподілених по поверхні Сонця практично рівномірно, тут існує ще й *супергрануляція* — великомасштабна структура з розмірами комірок близько 30 000 км, для якої властиві рухи до периферії супергранул 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 конвективної рівноваги,

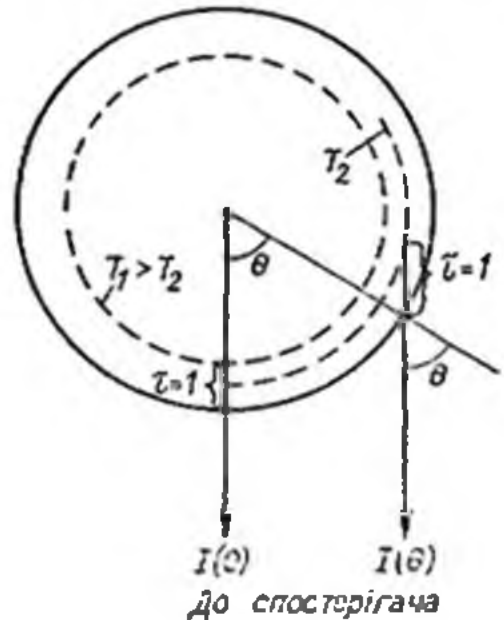


Рис. 11.3. Потемніння диска Сонця до його краю.

тобто тут відбувається підймання й опускання окремих мас газу (елементів конвекції). Пройшовши шлях, сумірний з висотою однорідної атмосфери, що задається формулою (8.28), вони ніби розчиняються у навколишньому середовищі, породжуючи нові неоднорідності. Цей процес закінчується якраз у фотосфері, оскільки мала оптична товщина сонячної атмосфери вже сприяє різкому охолодженню конвективних елементів через висвічування. Про-

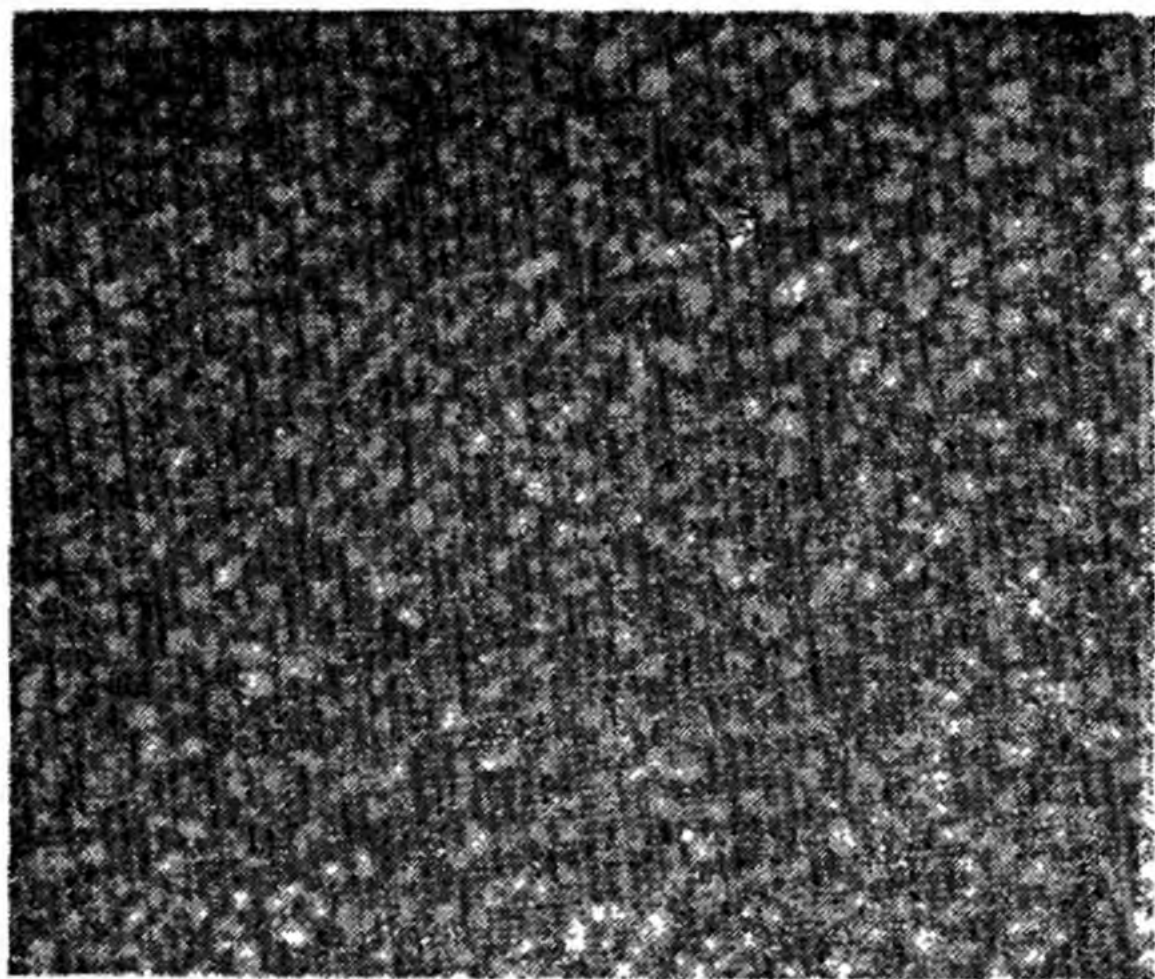


Рис. 114. Ділянка фотосфери грануляція і сонячна пляма

те кожен конвективний елемент виносить назовні не лише теплову, а й кінстичну енергію. У всю фотосферу від гранул надходить у вигляді кінетичної енергії щосекунди близько $2 \cdot 10^{-4} L_{\odot}$. Вона переноситься вверх звуковими та магнітогідродинамічними хвилями і витрачається певною мірою на нагрівання верхніх шарів сонячної атмосфери.

Як виявилось, на поверхні Сонця є складна структура магнітного поля Його вимірювання, здійснені на основі вивчення зесманівського розщеплення спектральних ліній, вказують на те, що в центральних частинах грануляційних комірок напруженість поля менша, ніж на периферії. На-

приклад, 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 $B \approx \approx 2000$ Гс. Розміри цих ділянок не перевищують 100 .. 300 км.

11.4. Хромосфера і корона Сонця. Сонячний вітер

Під час повних сонячних затемнень, коли Місяць повністю закриває сонячний диск 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-біла *корона*. Узяті разом вони складають *атмосферу* Сонця.

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 позазатемнюваним коронографам та інтерференційно-поляризаційним фільтрам.

Структура хромосфери. Як впливає зі спостережень, яскравість хромосфери зменшується у 8 разів на висоті близько 12 000 км. Це вказує на те, що тут шкала висот $\beta \approx 600$ км, а температура $T \approx 20\,000$ К. Важливою особливістю спектра хромосфери є присутність у ньому ліній нейтрального та іонізованого гелію, потенціали збудження рівнів тут становлять 20 і 48 еВ. За теорією це можливе, якщо температура в хромосфері не менша від 25 000 К. Водночас у спектрі хромосфери видно також лінії бальмерівської серії водню, що можуть утворюватися лише при низькій температурі газу, який випромінює. Загалом це дає змогу зробити такі висновки: по-перше, температура в хромосфері з висотою зростає, і, по-друге, сама хромосфера є дуже неоднорідна. І справді, тут спостерігаються *спікули* — своєрідні колонії, які простягаються вгору на висоту 7...12 тис. км. Вони добре помітні на краю диска Сонця. Поперечник спікули 1000 км, температура менша від 20 000 К. Як правило, спікули рухаються вгору зі швидкостями близько 20 км/с. Тривалість життя спікули 8...15 хв, час підйому — 1,5 хв

Модель хромосфери виглядає так. 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 — колони порівняно холодного газу, оточеного гарячішою речовиною. Сукупність спікул утворює *хромосферну сітку*.

Корона. Форма корони істотно залежить від того, є на Сонці плями чи їх немає або, як прийнято говорити, від

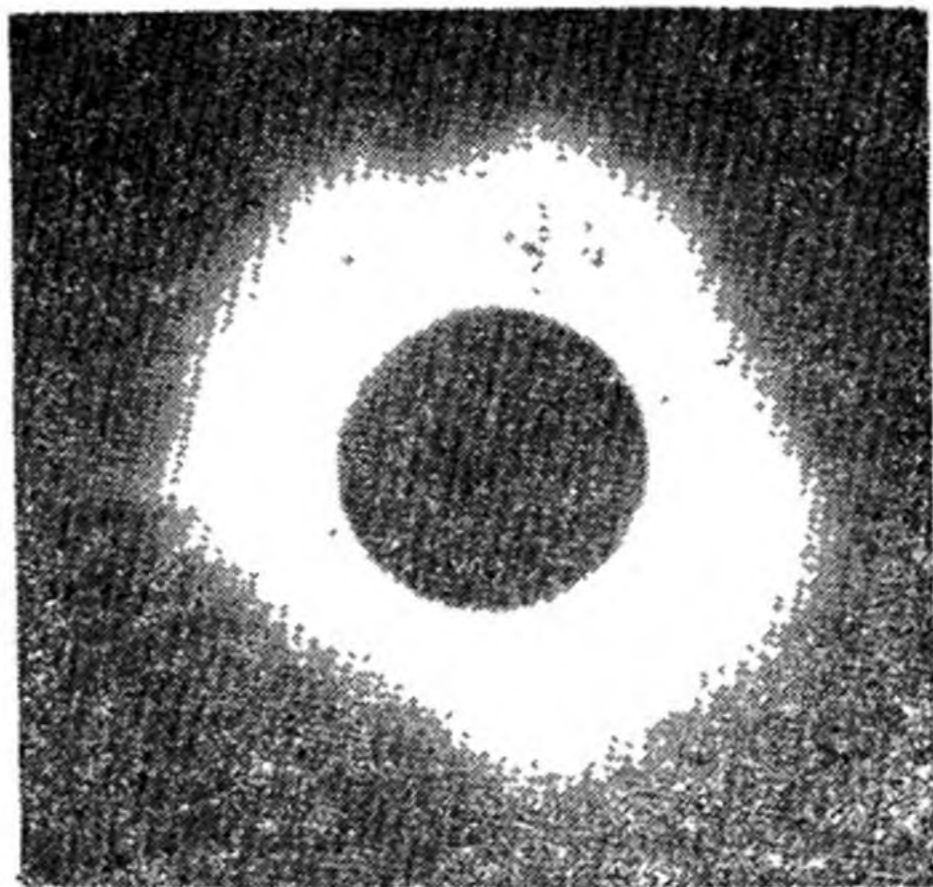


Рис 115 Фотографія сонячної корони.

фази сонячної активності (рис. 11.5). Якщо плям багато (максимум активності), то корона виглядає досить симетричною, коли ж їх немає (мінімум активності) — вона стиснута біля полюсів і простягається головним чином уздовж екватора. Корону прийнято поділяти на внутрішню, середню і зовнішню. Протяжність першої становить $0,2 \dots 0,3 R_{\odot}$. Характерною ознакою внутрішньої корони є її емісійний спектр, в якому наявні лінії випромінювання високоіонізованих металів. Особливо виділяються дві яскраві лінії, які належать залізу — Fe XIV ($\lambda=5303 \text{ \AA}$) і Fe X ($\lambda=6374 \text{ \AA}$).

Це значить, що коли в хромосфері температура в середньому дорівнює 20 000 К, то в короні вона у 100 разів

більша. У верхній хромосфері є шар, де градієнт температури особливо великий. У короні середня температура досягає $2 \cdot 10^6$ К.

Детальне вивчення профілів спектральних ліній і спостереження корональних ліній на краю 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 $1,3 R_{\odot}$ від диска Сонця, головну роль відіграють процеси розсіювання випромінювання фотосфери на вільних електронах. Що ж стосується зовнішньої корони, то її неперервний спектр повторює спектр фотосфери, у ньому є лінії поглинання, характерні для хромосфери. Це вказує на те, що тут випромінювання розсіюється на пилових частинках.

Сонячний вітер. Хромосфера і корона нагріваються завдяки хвильовим рухам, які переносять уверх механічну енергію конвективних елементів і трансформують її в теплову. У свою чергу, нагріта до високих температур речовина сонячної корони безперервно розширюється у навколосонячний простір. Особливість тут та, що з віддаленням кожної з частинок від Сонця їхня швидкість зростає. Так виникає потік речовини, який називається *сонячним вітром*. Інакше кажучи, сонячний вітер — це потоки іонізованої плазми і вмороженого в них магнітного поля, які рухаються від Сонця. 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 $v = 8$ км/с, а при $r = 1,5$ млн км $v = 50$ км/с. На відстані орбіти Землі середні параметри сонячного вітру такі: швидкість $v = 400 \dots 700$ км/с, температура $T = 5 \cdot 10^4 \dots 5 \cdot 10^5$ К, концентрація частинок $N = 1 \dots 10$ см $^{-3}$. Склад сонячного вітру відповідає вмісту лімічних 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, називаються *активними зонами*.

Сонячні плями. Дослідження спектрів сонячних плям показало, що температура речовини в них досягає 4500 К.

Тому за контрастом з фотосферою вони здаються темними утворами на ній. Трапляються як поодинокі плями, так і їхні *групи*. Невеличкі утвори діаметром 3...4" називаються *лорами*. Середні розміри плям $\approx 1'$, тобто близько 40 000 км. Траплялися, однак, плями діаметром до 180 000 км. У великій плямі виділяють *ядро* і світлішу облямівку — *півтінь* (рис. 11.6). У групах плям одна з них є *ведучою* або *головною* (розташована попереду в напрямі

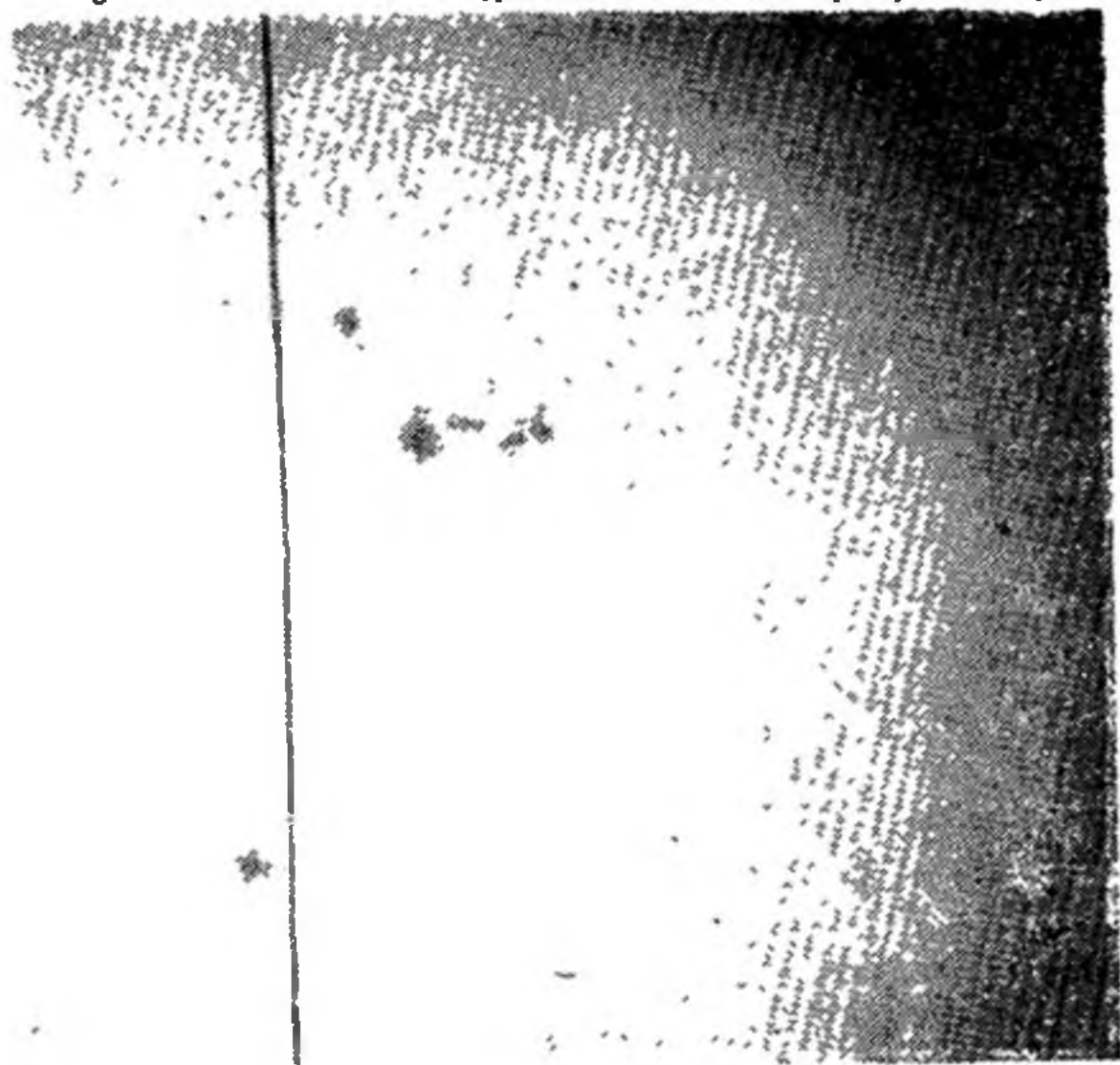


Рис. 11.6 Велика група сонячних плям.

обертання Сонця), друга — *хвостовою*. Час життя поодиноких плям досягає чотирьох місяців, для груп плям він іноді обмежений декількома годинами.

Положення плям щодо сонячного екватора істотно залежить від фази циклу. У мінімумі плями виникають на широтах $B = \pm 35^\circ$, з часом зона плямоутворення поступово опускається до екватора (біля максимуму $B = \pm 15^\circ$), останні ж плями циклу з'являються на широтах близько

$\pm 8^\circ$: у цьому полягає суть закону Шперера. Якщо залежність широти плям від часу зобразити на діаграмі, то зони активності утворюють на ній «метелики Маундера».

Досліджуючи розщеплення ліній у спектрах сонячних плям, Джордж Хейл (США, 1868—1938) у 1908 р. виявив у плямах сильні магнітні поля. Як було знайдено, напруженість магнітного поля у більшості плям дорівнює 1000...2000 Е, у деяких випадках вона досягає 4500 Е. Ви-

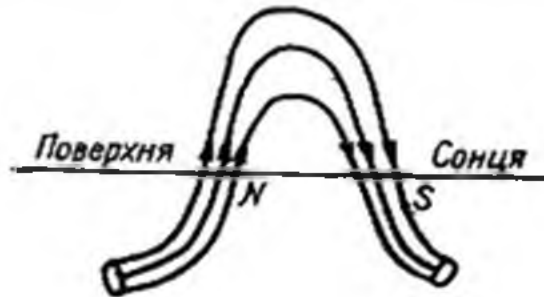


Рис 11.7. Схема виходу на поверхню Сонця трубок магнітних силових ліній і утворення плям.

вчення процесів розвитку сонячних плям дало змогу зробити висновок, що вони є наслідком виходу на поверхню Сонця потужних джгутів — трубок магнітних силових ліній (рис. 11.7). Самі ж ці магнітні поля виникають при конвективних рухах речовини у підфотосферних шарах. Оскільки густина газу в трубці менша, ніж поза нею (однакові тиски, а в трубці діє тиск магнітного поля), то така трубка спливає на поверхню Сонця. Пляма, в якій магнітні силові лінії виходять з-під поверхні, має північну полярність *N*, якщо ж ці лінії йдуть під поверхню — південну *S*.

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 тінь, а похилі стінки — півтінь. Глибина кратера для великих плям може досягати 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.

Поблизу краю сонячного диска спостерігаються світлі утвори — факели, що є повсюдними супутниками плям. На поверхні Сонця факели з'являються значно раніше від

плям і зберігаються протягом декількох десятків днів після того, як плями зникли.

Протуберанці. На фотографіях Сонця, зроблених у лінії H_{α} , на краю диска видно своєрідні викиди речовини — *протуберанці* (рис. 11.8). Бачимо їх саме тому, що вони інтенсивно світяться в лінії H_{α} . Це значить, що речовина протуберанця розсіює випромінювання, яке надходить до нього від фотосфери. Тому коли протуберанець проекту-



Рис. 11.8. Протуберанець.

ється на сонячний диск, його видно як *темне волокно*.

Форма протуберанців з часом істотно змінюється. Довжина деяких протуберанців досягає 200 000 км, товщина — до 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 досягає в середньому 20... 200 Е, хоча в окремих випадках — до 1000 Е

Завдяки протуберанцям, очевидно, відбувається обмін речовиною між хромосферою і короною. Самі ж ці об'єкти виникають при підйманні згаданих трубок магнітного поля над поверхнею Сонця. Іонізований газ може рухатися, лише намотуючись на магнітну силову лінію, отже, він «вморожений» у магнітне поле і підіймається разом з ним. Зрештою, спостереження показують, що частина газу повільно стікає вниз уздовж магнітних силових ліній.

За активністю протуберанці поділяють на спокійні та еруптивні. Перші не змінюють своєї конфігурації упродовж багатьох тижнів, другі зі швидкостями, що подекуди досягають 700 км/с, підіймаються вгору до висоти 1 500 000 км.

Сонячні спалахи. Одним із найпотужніших і швидких у часі проявів сонячної активності є *сонячні спалахи*. Їх найкраще видно в лінії H_{α} , 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.

Найчастіше спалахи виникають у нейтральних зонах між плямами, що мають протилежні полярності. Розміри зони, охопленої спалахом, близько 1000 км. Процес розвитку невеликого спалаху триває 5...10 хв, найпотужніших — декілька годин. За цей час в об'ємі $V \approx 10^{29}$ см³ виділяється енергія близько 10^{21} ... 10^{25} Дж, а це сумірне з енергією, що її Сонце випромінює з усієї своєї поверхні за 1 с. Енергія 10^{25} Дж еквівалентна вибухові 1 мли мегатонних водневих бомб. Усе це — результат *анігіляції* (руйнування) магнітного поля при зближенні полів, що мають протилежні полярності. Під час спалаху виникає потужне випромінювання в ультрафіолетовому, рентгенівському та радіодіапазонах. З'являються також *сонячні космічні промені* — потоки електронів, протонів і важчих ядер, які рухаються зі швидкостями 0,01...0,1 с.

В окремих випадках при спалах утворюються зворотні викиди — *сержі* і невеликі бризки — *спреї*. Сержі подібні до велетенських струменів, що вилітають з 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 плями. 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*

$$W = 10g + f, \quad (11.1)$$

де g — кількість груп плям; $f = \sum f_i$ — 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 пляма, 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

зміну цього статистичного параметра від року до року (рис. 11.9). Як видно, кількість плям на Сонці змінюється в середньому з періодом 11,1 року. Проте проміжки часу між двома максимумами можуть коливатися в межах від 7,5 до 16 років. Тому передбачити настання конкретного максимуму нелегко.

Для зручності при характеристиках того чи іншого циклу введено їхню умовну нумерацію. Першим названо той

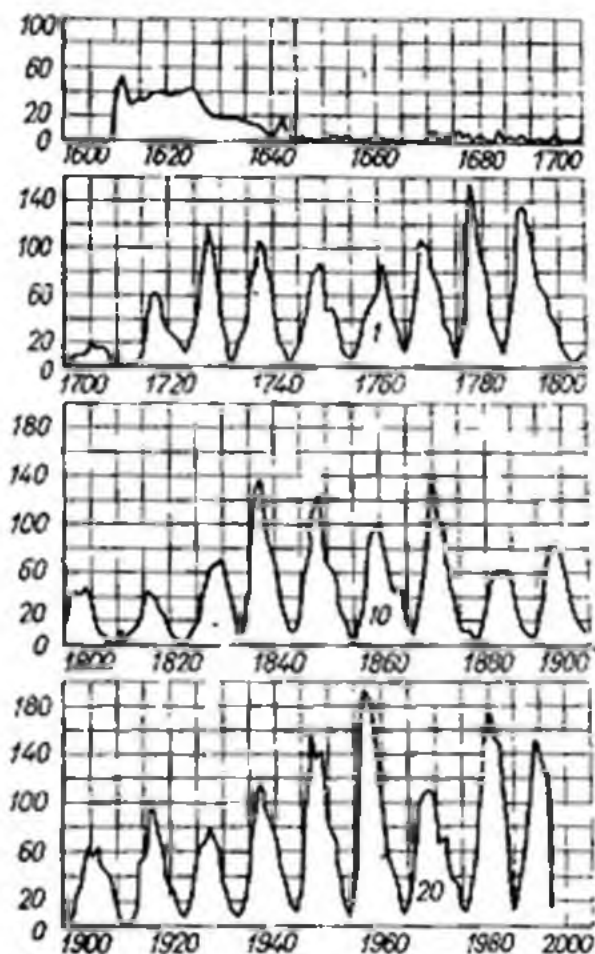


Рис. 11.9. Зміна чисел Вольфа за останні 400 років.

цикл, який розпочався у 1755 р. У 1985 р. закінчився 21-й і розпочався 22-й цикл.

У кожному 11-річному циклі головні плями у всіх груп мають магнітне поле однієї полярності, а наступні за ними — протилежної. Через 11 років картина розподілу полярності магнітного поля змінюється на протилежну. Тому часто говорять про 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 записки у хроніках за останні

2000 років як щодо спостережень полярних сьйв, так і плям, зауважених 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. Зв'язок між сонячними і земними явищами

Нестационарні явища, які відбуваються на Сонці, є справді великомасштабними. Зокрема, за даними рентгенівських спостережень при спалахах температура в короні над цими 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 п'ять типів 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 великих плям або їхніх груп через центральний меридіан Сонця виникають особливо сильні неправильні коливання величини магнітного поля Землі — *магнітні бурі*. І вони, і полярні сьйва пов'язані з корпускулярними потоками, що рухаються від Сонця.

Безпосередньо під час спалахів відбувається порушення радіозв'язку, особливо 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.

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 й знижу-

ється 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 досягненням земної атмосфери потоків рентгенівських квантів, що виникли внаслідок спалаху, в другому — потоків корпускулярного випромінювання. Влігаючи в земну атмосферу, одні й другі спричиняють у ній появу додаткових електричних зарядів і тим самим — 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. 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, протуберенці, дають інтенсивності у зеленій та червоній корональних лініях, що належать залізу. Ці карти, як і індекси сонячної активності, зокрема числа Вольфа, регулярно публікуються у «Сонячних бюлетенях».

З процесами, які відбуваються на Сонці, зокрема з можливим коливанням сонячної сталої, пов'язують зміни клімату Землі. Про це див. розділ 12.

11.8. Безпосереднє використання сонячної енергії

Одна з проблем, що з нею стикається людство вже сьогодні — поступове виснаження земних ресурсів, зменшення родючості ґрунтів, зменшення конкретно запасів органічного палива. Як уважають, запасів вугілля на планеті достатньо для забезпечення потреб світової енергетики на найближчі 200 років. Проте на цьому шляху виникла інша перепона — прогресуюче забруднення навколишнього середовища. Адже щорічно в атмосферу Землі надходить 200 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 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 м² 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* — вода в котлі нагрівається до температури близько 1000 °С. Вартість електроенергії у США в пустелі Мохаве на одній з перших комерційних наземних сонячних електростанцій вдалося довести до 8 центів за кіловат-годину. Це відповідає вартості електроенергії, яку виробляють атомні електростанції.

За одним з варіантів приймача сонячної енергії панель приймача розташована на вершині 60-метрової башти. Сонячна енергія концентрується на ній за допомогою 222 дзеркал, що дає концентрацію енергії 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 мала б досягти 50 км². Приймають, що діаметр передавальної антени дорівнює 1 км, приймальної — не менше 10 км. Тут 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 шкоди навколишньому середовищу.

Розділ 12

ПЛАНЕТИ ТА ЇХНІ СУПУТНИКИ

12.1. Загальна характеристика великих планет

За фізичними характеристиками планети Сонячної системи можна поділити на дві групи: планети типу Землі та планети-гіганти. До першої належать Меркурій, Венера, Земля і Марс, до другої — Юпітер, Сатурн, Уран і Нептун. Найдальша планета — Плутон займає особливе положення, надійні відомості про неї отримано зовсім недавно.

Планетам земної групи властиві порівняно невеликі розміри і маси, велика середня густина (для Меркурія, Венери і Землі відповідно 5,4, 5,2 і 5,5 г/см³, для Марса 3,97 г/см³), тверда поверхня. Їм притаманне також повільне обертання навколо своїх осей, невелика кількість супутників або взагалі їх відсутність. Планети-гіганти знаходяться на більших відстанях від Сонця, мають великі радіуси і маси, малу густину (Юпітер 1,3, Сатурн 0,7, Уран 1,5 і Нептун 2,3 г/см³). Для цих планет типовим є швидке осьове обертання, вони мають протяжні гелієво-водневі атмосфери з домішками аміаку NH₃ та метану CH₄. Очевидно, вони взагалі не мають твердих поверхонь. Детальніші числові дані про планети наведено у Додатках.

Виходячи з уявлень про гідростатичну рівновагу планети, а отже, використовуючи рівняння (8.25) та певне рівняння стану (для твердих тіл зв'язок тиску і густини наближено задається співвідношенням $p \sim \rho^2$), при заданій 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 (рис. 12.1). Як виявилось, кожній заданій масі відповідає цілком конкретне значення радіуса тіла. Зі зростанням 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 чистою водню. Очевидно, ці планети справді складаються з водню з невеликою домішкою гелію. Планети Уран і Нептун розташовані поблизу кривої чисто

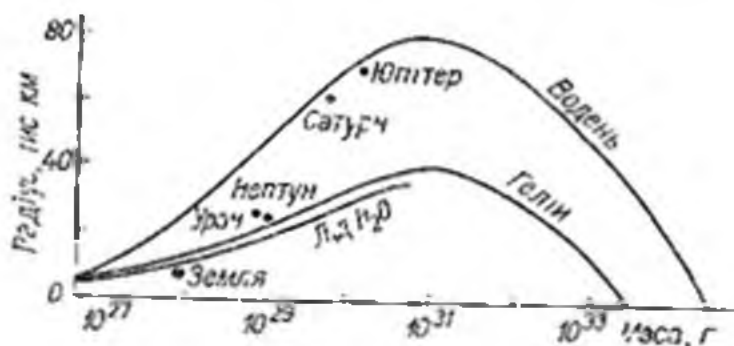


Рис. 12.1. Діаграма маса—радіус для холодних небесних тіл.

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, неозначеність щодо хімічного складу планет велика.

Перебуваючи на відомій відстані a від Сонця, кожна з планет отримує від нього певну кількість енергії

$$E = \pi R^2 (1 - A) q,$$

де R — радіус планети; $S = \pi R^2$ — площа її поперечного перерізу; q — сонячна стала для цієї планети; A — так зване *альbedo*, яким визначається відносна частина сонячної енергії, що відбивається (розсіюється) назад у міжпланетний простір. Параметр q для Землі відомий, для інших планет, згідно з формулою (8.7), він змінюється обернено пропорційно квадратові їхніх відстаней від Сонця. Це і 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:

$$E = 4 \pi R^2 \sigma T^4.$$

Для Землі обчислене $T = 256$ К, тобто $t = -17^\circ\text{C}$. Для всіх інших планет мало б бути $T = 256 \text{ K} / \sqrt{a}$. Насправді середня температура Землі $T = 288$ К ($+15^\circ\text{C}$), що зумов-

лене парниковим ефектом (див. § 12.4). З іншого ж боку, якби Земля взагалі не мала атмосфери, то у підсонячній точці температура досягала б 390 К і більше, тоді як на протилежній частині Землі — приблизно на 300 К менше. Є певна неозначеність і в альbedo тої чи іншої планети. Однак, як побачимо з подальшого, можна скласти конкретні уявлення щодо процесів гравітаційного стискування Юпітера і Сатурна, оскільки температура цих планет вища, ніж це впливає з наведених тут міркувань.

Ще одне важливе питання, яке стосується всіх планет, — це стійкість їхніх атмосфер з часом. Для кожної з планет можна обчислити параболічну швидкість v_p на її поверхні, а за формулою (8.21) — середню швидкість молекули в її атмосфері v_a . І хоча, як правило, $v_a < v_p$, проте атмосфера планети може втрачати молекули того чи іншого газу. По-перше, тому, що у верхніх шарах атмосфери (в екзосфері) температура досягає 1000 К і, отже, швидкості молекул і атомів більші. По-друге, формула (8.21) дає середню швидкість частинки, тоді як згідно з розподілом Максвелла (8.20) у «хвості» цього розподілу завжди є певна кількість частинок, швидкості яких перевищують v_p .

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, 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_p і низьким температурам верхніх шарів їхніх поверхонь (тоді мале v_a).

12.2. Планета Земля

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 апаратів

Будова земних надр. Про будову Землі дізнаємося завдяки *сейсмології* — науці про землетруси. Землетруси відбуваються на нашій планеті безперервно: щогодини їх налічують близько десяти. У середньому один раз на рік трапляється землетрус з катастрофічними наслідками.

Унаслідок землетрусів виникають *сейсмічні хвилі* двох типів — *поздовжні хвилі* (типу *P*, в яких частинки зміщуються в напрямі поширення хвилі) і *поперечні хвилі* (ти-

пу S). Крім того, від епіцентра землетрусу уздовж земної поверхні поширюються *поверхневі хвилі* (типу L). 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. Зміщення земної поверхні реєструють *сейсмографи*.

Складові частини Землі такі:

кора товщиною $4 \dots 8$ км під океанами і $30 \dots 80$ км під материками;

оболонка або *мантія* товщиною близько 2900 км. Кора і мантія розділені *поверхнею Мохоровичича*, на якій щільність речовини різко зростає від $3,3$ до $5,2$ г/см³;

зовнішнє ядро, радіус якого дорівнює 3400 км; тут у шарі товщиною близько 2100 км речовина перебуває у рідкому стані;

внутрішнє ядро радіусом близько 1300 км, в якому речовина, очевидно, перебуває у твердому стані.

Уявлення про фізичний стан і величину параметрів у центральних зонах Землі все ще наближені. Річ у тім, що залишаються невідомими властивості речовини при високих тисках. Наприклад, якщо говорити про зміну температури з глибиною, то у приповерхневих шарах, при спуску в шахту вона зростає на один градус через кожні 33 м (на острові Борнео навіть через кожні 20 м). Якби ці темпи зростання температури були незмінними, то в центрі планети вона досягала б $60\,000$ К. Насправді температура там принаймні у 10 разів менша. За обчисленнями, тиск у центрі Землі дорівнює 3 млн атм., густина — близько 12 г/см³.

Дотепер нема єдиної думки щодо розподілу хімічних елементів у надрах Землі. За одною з теорій, ядро складається з заліза з домішками сірки і нікелю, тоді як мантія — з оксидів кремнію, магнію і заліза. За іншою теорією, Земля однорідна за своїм складом, а відмінності у фізичних властивостях ядра і мантії (хвилі S через ядро не проходять) зумовлені високим тиском у її надрах, унаслідок чого речовина там переходить в якісно новий стан.

Ще однією з проблем було визначення віку Землі. Її вдалося вирішити, аналізуючи дані про деякі радіоактивні ізотопи (усіх таких ізотопів у природі налічується декілька сотень), зокрема це стосується ізотопів урану і торію. У природній суміші урану є три ізотопи: ²³⁴U (усього $0,006\%$), ²³⁵U ($0,714\%$) і ²³⁸U ($99,28\%$). Усі вони радіоактивні, а їх загальний вміст у земній корі за масою —

0,0003%. Період піврозпаду ^{235}U — 0,71 млрд років, ^{238}U — 4,51 млрд років. Унаслідок їх розпаду утворюються радіогенні ізотопи свинцю: $^{238}\text{U} \rightarrow ^{206}\text{Pb} + 8\ ^1\text{He}$, $^{235}\text{U} \rightarrow ^{207}\text{Pb} + 7\ ^1\text{He}$. Обчислення показують, що з 1 кг урану через 100 млн років виділяється 13 г свинцю і 2 гелію, через 2 млрд років — 225 г свинцю і 35 г гелію. Радіоактивний ізоотоп торію ^{232}Th має період піврозпаду 13,4 млрд років, кінцевим продуктом його розпаду є ізоотоп свинцю $^{208}\text{Th} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + 6\ ^1\text{He}$.

Визначено, що вік найстарших зразків земної кори — 3,6 млрд років. Зіставлення вмісту згаданих ізоотопів у земній корі і в метеоритах дало змогу зробити висновок, що вік Землі як планети 4,55 млрд років.

Існує, однак, не до кінця з'ясоване питання про хімічний склад Землі. Уважають, що за масою в цілому вона складається з 39,8% заліза, 27,7% кисню, 14,5% кремнію, 0,04% вуглецю. Якщо ж розглядати її зовнішні шари — літосферу, гідросферу і атмосферу, то співвідношення елементів є дещо іншим: кисню — 49,4%, кремнію — 25,8, алюмінію — 7,6, заліза — 4,7, вуглецю — 0,087%. Як бачимо, кисню в речовині Землі у 600—700 разів більше, ніж вуглецю. Тим часом у речовині Сонця його справді більше, але всього в 1,74 раза. Таке ж співвідношення дає і теорія утворення хімічних елементів (див. § 22.6). Усе це, очевидно, відображає якусь особливість у розвитку речовини Землі до того, як з неї сформувалася планета (скажімо, ця речовина є залишком після спалаху наднової зорі, про що буде мова далі). Крім того, можна вважати, що насправді в надрах Землі вуглецю є значно більше, можливо, у вигляді вугілля і нафти.

Гідросфера та атмосфера Землі. Маса Землі $M_{\oplus} = 6 \cdot 10^{24}$ кг. Маса гідросфери («сфери води») становить лише 0,024% від маси Землі, маса атмосфери («сфери повітря») — 0,00009% M_{\oplus} , тобто всього $5,2 \cdot 10^{18}$ кг. Однак якраз ці дві сфери уможливають усе розмаїття життя на планеті.

Головними резервуарами води є океани, які вміщують 97% світових запасів води і займають 71,3% усієї поверхні Землі. Частина води загальним об'ємом понад 30 млн км³ 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 95% енергії сонячних променів, що врешті-решт призводить до істотного

охладження великих ділянок поверхні Землі. Підраховано, що якби снігом укрилася вся Земля, то середня температура на її поверхні знизилася б від $+15^{\circ}\text{C}$ до -88°C .

Повітряна оболонка Землі — атмосфера — вивчена досить детально. Густина атмосфери біля поверхні Землі становить $1,22 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$, що відповідає концентрації частинок $N = 2,55 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Середня молекулярна маса атмосфери $\mu = 29$, шкала висот $\beta = 8 \text{ км}$. Щодо хімічного складу, то головним компонентом тут є азот. За масою його процентний вміст $75,53\%$, кисню — $23,14$, аргону — $1,28$, вуглекислого газу — $0,045\%$. За об'ємом кисню є $20,99\%$, азоту — $78,03$, аргону — $0,94$ і вуглекислого газу — $0,03\%$. Для порівняння з планетами-гігантами варто зауважити, що за масою метану в земній атмосфері усього $0,000084\%$, водню — $0,000003\%$. Цей склад атмосфери зберігається до висоти $100 \dots 150 \text{ км}$. 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.

Атмосферу прийнято ділити на чотири основні шари: тропосферу, стратосферу, мезосферу і термосферу, або іоносферу. *Тропосфера* простягається до висоти $12 \dots 18 \text{ км}$, де температура зменшується до -55°C , а тиск — до $0,026 \text{ атм}$. Тут міститься понад 80% маси усієї атмосфери Землі. Межа *стратосфери* на висоті $50 \dots 55 \text{ км}$, де температура досягає 0°C , верхня межа *мезосфери* — на висоті $80 \dots 85 \text{ км}$, температура у цьому шарі знову зменшується до -80°C , щоб вище, в іоносфері, досягти приблизно 1200°C . Це її середнє значення, оскільки протягом доби вона різко коливається від 1150 уночі до 1750 К удень. причому таке значення температур зберігається практично однаковим від 300 і до 1000 км та вище.

Парниковий ефект. Роль озону. Як згадано вище, середня температура земної поверхні в наш час дорівнює $+15^{\circ}\text{C}$. Насправді вона мала б бути на 30° (при інших, також реальних значеннях альbedo навіть на 40°) меншою. Встановилася ця підвищена температура, яка зробила Землю дивовижною оазою життя, завдяки парниковому ефекту.

Парниковий (тепличний чи оранжерейний) ефект в атмосфері планети — це підвищення температури нижніх шарів її атмосфери та поверхні, зумовлені здатністю атмосфери планети затримувати і частково повертати назад до її поверхні інфрачервоне випромінювання. Це пов'язане з водяною парою та оксидом вуглецю, молекули яких є в

атмосфері. Сонячне випромінювання, максимум якого припадає на довжини хвиль близько до 5500 \AA досягає поверхні Землі і нагріває її. Однак за наявності теплової рівноваги таку ж кількість енергії ця поверхня випромінює, причому згідно з законом Віна (8.4) — в інфрачервоній частині спектра з максимумом довжин хвиль близько $8,6 \text{ мкм}$. Проте якраз випромінювання цих довжин хвиль інтенсивно поглинається молекулами водяної пари та вуглекислого газу і після перевипромінювання приблизно 50% квантів повертається назад до поверхні Землі, поглинається нею, що і призводить до підвищення її температури.

Варте уваги, що саме завдяки парниковому ефекту коливання температури на Землі упродовж доби не перевищують 15°C . 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 $25 \dots 30 \text{ км}$. Тут встановилася певна динамічна рівновага: під дією ультрафіолетового випромінювання Сонця молекула O_2 дисоціює на два атоми кисню, які (віддаючи свою енергію третій частинці) з'єднуються з молекулами O_2 . Поглинаючи ж УФ-кванти сонячного світла, молекули озону 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 шар поблизу екватора мав би товщину близько $1,5 \text{ мм}$, а на географічній широті 60° — до 3 мм .

Як показують обчислення, скорочення вмісту озону в атмосфері на 5% призводить до збільшення потоку ультрафіолетового випромінювання на $5 \dots 10\%$. Звідси бачимо, наскільки вразливим є цей компонент земної атмосфери. За оцінками, у середньому 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, відбувається з багатьох причин. Близько 10% його знищує непарний водень H , OH , HO_2 , ще близько 50% озону на висотах близько 20 км руйнують оксиди азоту NO і NO_2 , які утворюються тут з молекули N_2O . Остання надходить сюди з поверхні Землі, виділяючись після внесення у ґрунт азотистих добрив, а також заноситься у стратосферу надзвуковими літаками.

Озон руйнується також хлором, що є складовим елементом фреонів — інертних газів, які використовуються в холодильниках, у різноманітних розпилювачах аерозолей, в установках кондиціонування 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 70-х років щорічно поступало в атмосферу близько 10 млн т фреонів, тоді як світове виробництво їх щорічно зросло на 20%.

Ще одним фактором у руйнуванні озону є космічні промені — заряджені частинки високих енергій, які рухаються від Сонця і з галактичного простору, вриваються в земну атмосферу і відхиляються магнітним полем Землі до її полюсів. Досягаючи висот 30 і навіть 5 км, ці частинки призводять до зменшення озону на 25% і більше, причому це зниження концентрації озону (озонна діра) зберігається протягом декількох тижнів і навіть місяців.

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 — ексцентриситету e , нахилу площини небесного екватора до площини екліптики і повільного обертання орбіти Землі у просторі. У наш час за рахунок цих ефектів на території України продовжуються процеси зневоднення і деякого підвищення температури. Проте, як вважають, головним при цьому стає в наш час саме парниковий ефект.

Радіаційні пояси Землі. Земля — велетенський магніт, причому магнітна вісь нахилена до осі обертання під кутом 11.5° . Напруженість магнітного поля на полюсах досягає $0,63 E$, на екваторі — $0,31 E$. 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. 12.2). 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.

Уся зона навколоземного простору, заповнена зарядженими частинками і радіаційними поясами, називається *магнітосферою*. Від міжпланетного простору вона відділена *магнітопаузою*, уздовж якої частинки сонячного вітру обтікають магнітосферу і, спливаючи у протилежний від

Сонця бік, утворюють протяжний (до $1000 R_{\oplus}$) хвіст магнітосфери. Відстань від центра Землі до магнітосфери у підсонячній точці в середньому становить $10 R_{\oplus}$.

У магнітосфері відбуваються надзвичайно складні процеси майже безперервної перебудови конфігурації магнітного поля і супутньої цьому дисипації енергії. Це значно зумовлене потоками плазми сонячного вітру. Спостережуваними проявами цих явищ є *полярні сльва*, коли частинки

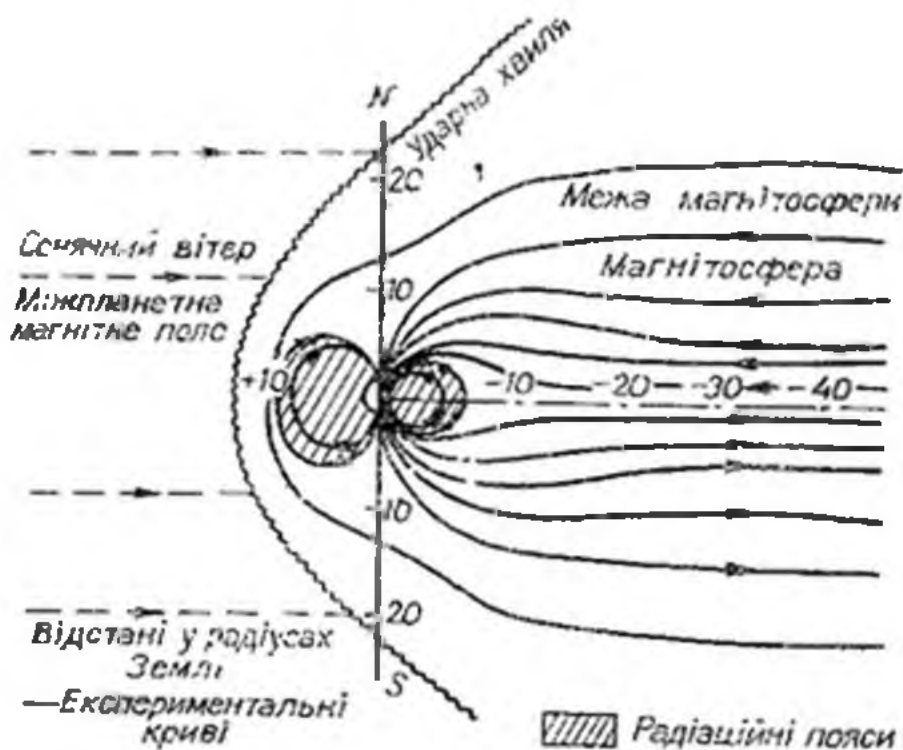


Рис 12.2 Магнітосфера Землі.

сонячного вітру проникають в іоносферу, збільшують її іонізацію і викликають світіння. Це відбувається на висотах від 400 до 1000 км над землею поверхнею Збурення чи порушення структури магнітного поля Землі, які виникають під дією сонячного вітру, проявляються у вигляді магнітних бур.

12.3. Супутник Землі — Місяць

Місяць — найближче до Землі небесне тіло. Його радіус 1737 км, середня відстань від Землі 384 400 км, маса дорівнює $1/81,3 = 0,0123$ маси Землі, середня густина ($3,35 \text{ г/см}^3$) у півтора раза менша від земної. Прискорення сили тяжіння на його поверхні $g = 1,63 \text{ м/с}^2$, що в шість разів менше від земного, а параболічна швидкість $v_1 = 2,38 \text{ км/с}$ — у 4,6 раза менша, ніж на Землі. Температу-

ра на місячному екваторі коливається від 403 К (+130°C) у південь до 113 К (—160°) у північ.

Уже неозброєним оком на Місяці добре видно світлі ділянки — «материки», що займають близько 60% місячного диска, і темні «моря» (40%). Найефективнішими деталями місячної поверхні є *кратери* (рис. 12.3). На видимому боці Місяця налічується близько 300 000 кратерів з діаметром від 1 до 100 км. П'ять кратерів мають розміри

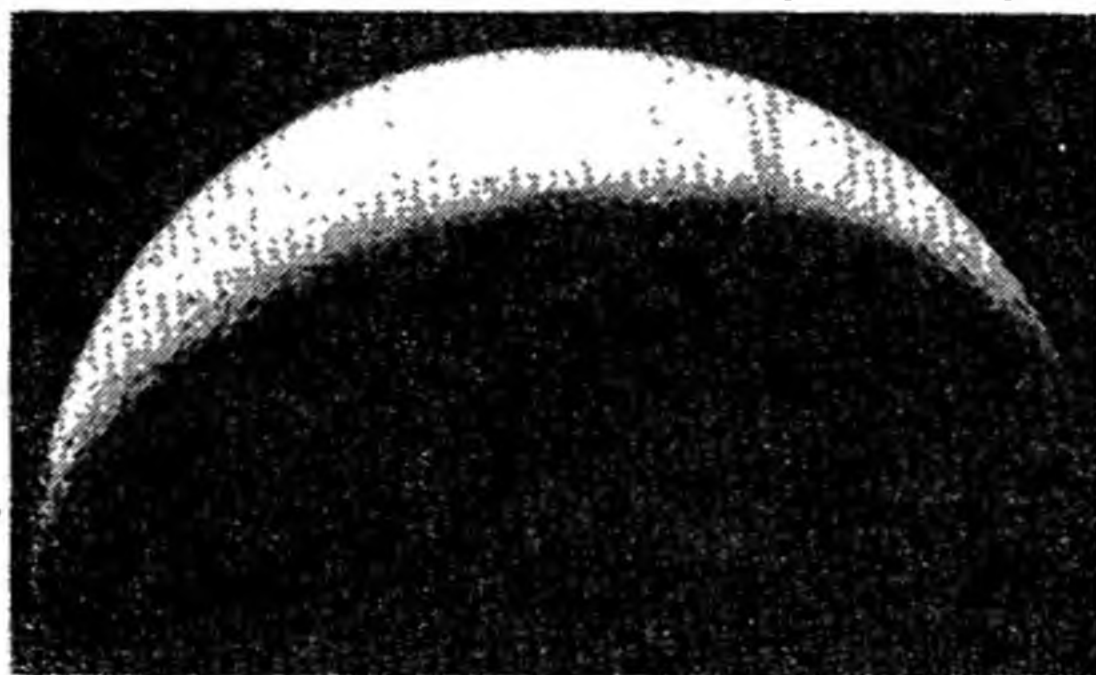


Рис. 12.3 Кратери на поверхні Місяця.

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 метеорних 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 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 досягають до 300 км у довжину, до 5 км у ширину і декількох сотень метрів у глибину. Тут же зустрічаються і досвіг круті *обриви*. Одним з них є *Пряма стіна*, розташована у південно-східній частині Моря Хмар, довжина її близько 100 км, висота — 300 м.

Моря — це долини, заповнені темною речовиною, що нагадує застиглу вулканічну лаву. Крайові підвищення на

периферії морів називаються *кордильєрами*. Неоднакову яскравість окремих ділянок місячної поверхні пояснюють тим, що «материкки» в середньому відбивають приблизно 9% сонячних променів (світла речовина поблизу деяких кратерів з променями навіть до 20%), тоді як «моря» — усього близько 4%.

Загалом сьогодні близько 1300 об'єктів поверхні Місяця мають власні назви. Кратери названі іменами видатних учених, причому зверху вниз (від північного краю до південного) майже у хронологічному порядку від найдавніших часів до XIX ст. Гірські хребти мають такі ж назви, як і на Землі: Карпати, Кавказ, Альпи і т. д. І лише «моря» мають дещо довільні, екзотичні назви (Море Вологості, Море Хмар, Море Достатку, Море Спокою, Море Криз, Море Холоду). Тієї ж традиції дотримувались при найменуванні об'єктів зворотного боку Місяця.

Як уже згадувалося (див. § 7.4), з 1959 р. у СРСР і США до Місяця для всебічного його вивчення запущено 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 завершена 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 21 липня 1969 р. астронавти Нейл Армстронг та Едвін Олдрін. У кораблі на навколomisячній орбіті їх очікував третій астронавт Майкл Коллінз.

Як виявилось, зразки місячної породи складаються з тих же хімічних елементів, що й земні породи, хоча зауважено деякі відмінності їхнього відносного вмісту (там начебто менше платини, золота і срібла та є надлишок ртуті, свинцю, хлору і броду). Вік цих зразків досягає 4,4 млрд років.

Унаслідок тривалого бомбардування місячної поверхні метеоритами на ній утворився пухкий шар товщиною до 6 м — *реголіт*. Одна з його фракцій — *брекція* — є сумішшю дрібних уламків гірських порід, зцементованих склом. Зовнішній шар реголіту — це пісчано-пиловий матеріал темно-сірого (або буруватого) кольору товщиною 15...30 см. Він укритий наче тоненькою плівкою пилу світло-сірого кольору.

На зворотному боці Місяця виявлено усього три невеличкі «моря». Там, однак, є нові утвори — *таласоїди* — «мореподібні», гобто великі западини, поверхня яких є такою ж світлою, як і материки.

Точні спостереження за рухом 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 ствердлою лавою знаходяться метеорити.

Як виявилось, у загальному сталє магнітне поле Місяця приблизно в 1000 разів менше від земного. У той же час безпосередні вимірювання на поверхні Місяця вказують на те, що це поле змінюється тут від точки до точки. 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 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.

12.4. Планети Меркурій і Венера

Конкретні відомості про ці дві найближчі до Сонця планети отримано завдяки міжпланетним автоматичним станціям. Зокрема, тричі в 1974—1975 рр. «Марінер-10» (США) пройшов поблизу Меркурія, причому один раз на відстані всього 320 км від його поверхні. Тоді ж отримано декілька тисяч знімків планети. Неодноразово запускали АМС до Венери, причому декілька разів — з посадкою на її поверхню, що також супроводжувалося передачею на Землю зображень.

Меркурій. За розмірами ця планета ненабагато більша від Місяця: її радіус дорівнює 2440 км. Вона рухається навколо Сонця по витягнутій еліптичній орбіті з ексцентриситетом $e=0,21$. Тому в перигелії Меркурій перебуває на відстані 45,9 млн км, в афелії — на відстані 69,7 млн км від Сонця, здійснюючи повний оберт навколо нього за 87,97 доби.

У 1965 р. на основі радіолокаційних досліджень визначили, що сидеричний період обертання Меркурія становить 58,64 доби і що вісь його обертання перпендикулярна до площини його орбіти. Оскільки ж період осевого обертання планети Меркурій становить $2/3$ періоду обертання навколо Сонця, то за кожні 176 земних діб Меркурій здійснює три оберти відносно зір, два витки на орбіті і один оберт відносно Сонця. Тобто одна доба на цій планеті триває два її роки.

Фізичні умови на Меркурії дуже несприятливі. Удень поверхня екваторіальної зони нагрівається до $+430^{\circ}\text{C}$ (у середніх широтах до $+340^{\circ}$), уночі вона охолоджується до -180°C . Виявлено, що Меркурій має дуже розріджену газову оболонку, яка в основному складається з гелію. Концентрація частинок $N \approx 10^6 \text{ см}^{-3}$ відповідає щільності земної атмосфери на висоті 700 км. Меркурій захоплює частинки сонячного вітру, які в середньому через 200 днів відриваються від нього, і на їхнє місце надходять інші.

Знімки Меркурія з невеликих відстаней свідчать про його велику подібність до Місяця. Поверхня Меркурія густа всіяна кратерами. 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 досягає 4 км. Напруженість магнітного поля планети у 300 разів менша від земної.

Венера. За розмірами і масою Венера ненабагато менша від Землі. Вона оточена щільним хмарним покривом і тому довгий час не були відомі кутова швидкість і напрям її обертання. Лише у 1966 р. радіолокаційним методом визначили, що сидеричний період обертання Венери становить 243 доби. Тим самим з'ясували, що сонячна доба на Венері триває 117 земних діб.

Як виявилось, атмосфера Венери на 96...97% складається з вуглекислого газу, азоту тут 3...4%, вміст води поблизу поверхні планети усього 0,002%. Атмосфера Венери дуже щільна: біля поверхні густина лише в 15 разів менша від густини води. Проте розсіяне сонячне проміння доходить до поверхні планети, і за допомогою апаратів

«Венера» (СРСР) неодноразово вдалося отримати її знімки. Планета є пустелею, на якій розсіпані гострокутні брили.

За допомогою радіолокаторів бокового огляду на поверхні Венери виявили довгі гірські хребти і долини, а також кратери. Зафіксовано надходження в атмосферу планети величезної кількості оксиду сірки, тому не виключено, що на Венері є діючі вулкани.

Температура біля поверхні Венери становить 735 К (+462 °С), що значно вища від тої, яка мала б бути на відстані 108 млн км від Сонця. Очевидно, така висока температура встановилася на планеті завдяки *парниковому ефекту*. Тиск біля поверхні — близько 90 атм.

З 60-х років спостерігали мозаїку світлих і темних ділянок на диску планети, витягнутих переважно уздовж екватора у вигляді велетенських стріл. З'ясовано, що це потужні атмосферні рухи, швидкості яких досягають 100 м/с, тобто 360 км/год. Таке обертання хмарних мас відбувається зі сходу на захід з періодом близько 4 діб.

Магнітне поле Венери дуже слабе, якщо воно і є, то принаймні у 10 000 разів менше від земного. Найважливішою і ще не розв'язаною проблемою цієї планети є особливості хімічного складу її атмосфери — велика кількість вуглекислого газу, надлишок інертних газів і явна нестача води.

12.5. Марс і його супутники

Планета Марс за розмірами майже удвічі менша від Землі (радіус Марса 3388 км), а за масою — у дев'ять разів (це $0,11 m_{\oplus}$). Сидеричний період обертання планети навколо осі дорівнює 24 год 37 хв 22,7 с. Площина екватора нахилена до площини орбіти планети під кутом 25°, завдяки чому тут відбувається регулярна зміна пір року, як і на Землі.

Дві третини поверхні Марса займають світлі ділянки, які в минулому назвали *материками*, близько третини — темні ділянки, названі *морями*. Поблизу полюсів восени утворюються білі плями — *полярні шапки*, які зникають на початку літа.

У 1877 р. американський астроном Асаф Холл (1829—1907) відкрив два супутники Марса — Фобос і Деймос. У тому ж році 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 113. Деякі з них мали б простягатися на відстані до 4000 км, маючи ширину до 300 км. Американський астроном Персиваль Ловелл (1855—1916) налічив уже близько 700 каналів. Висловлювали припущення, нібито це — споруди, створені розумними істотами, які заселяють планету.

Після запуску в бік Марса АМС виявили, що з близьких відстаней цих утворів не видно. Тому їх прийнято називати деталями альbedo, тобто ілюзорними деталями, 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 виявлено *руслоподібні утвори* довжиною іноді понад 1000 км і шириною до 200 км. Можна припускати, що колись на Марсі клімат був значно теплішим, так що на ньому існували моря і ріки.

Температура на екваторі планети коливається від +30 °С опівдні до —80 °С опівночі. Біля полюсів вона досягає —143 °С.

Два апарати «Вікінг» (США) у 1976 р. здійснили м'яку посадку на поверхню Марса і передали на Землю паковані знімки. Визначено, що тиск біля поверхні планети в середньому у 160 разів менший, ніж на рівні моря для Землі (це близько 6,1 мілібар). Атмосфера планети на 95% складається з вуглекислого газу. У ній є також 2,7% азоту, 1,6% аргону, близько 0,13% кисню, 0,1% водяної пари. У поверхневому шарі ґрунту міститься 21% кремнію, 12,7% заліза, 5% магнію, 4% кальцію, 3,1% сірки (як бачимо, її тут приблизно у 100 разів більше, ніж у земних породах).

У ґрунті Марса є багато гідратів оксидів заліза. Якраз вони і надають планеті червонуватого відтінку. Темні «моря» — це ділянки, які відбивають приблизно утричі менше сонячного світла, ніж «материк» (8...10% проти 30%). Можливо, «моря» — це ділянки, вкриті якимось мінералом, здатним темніти при зволоженні. Ніяких форм життя за допомогою «Вікінгів» на Марсі не виявлено. Немає ясності і щодо полярних шапок. Очевидно, вони складаються з двох компонентів: з твердого оксиду вуглецю

CO₂ і звичайного льоду H₂O. Товщина полярної шапки може бути від 1 м до 1 км.

В атмосфері Марса дують вітри, швидкості яких 10... 40 і навіть 100 м/с. Вітер підіймає з поверхні планети величезну кількість пилу (іноді сотні мільйонів тонн), тому умови для спостережень Марса час від часу дуже погіршуються.

Магнітне поле Марса майже у 800 разів менше, ніж на Землі, і в 6 разів менше від меркурієвого.

Два супутники Марса — дрібні небесні тіла, які за формою нагадують картоплини. Розміри Фобоса приблизно 22×30 км, Деймоса — 15×12 км. На отриманих «Вікінгами» знімках Фобоса видно кратери і борозни, відстані між якими 200... 300 м. Ширину цих утворів від 100 до 200 м, глибина — від 20 до 30 м. Природа їхня все ще залишається неясною.

Супутники рухаються прямо майже в площині екватора планети. Кожен з них повернутий до планети одним і тим же 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 при кожному своєму оберті фази. Відстань від Марса до Фобоса 9400 км. Деймос рухається навколо планети на відстані 23 500 км від неї за 1,262 доби або за 30 год 18 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 доби.

12.6. Юпітер

Юпітер — найбільша планета Сонячної системи. Маса його удвічі більша від маси всіх інших разом узятих планет, вона в 317,84 рази більша від маси Землі і в 1047,6 разів менша від сонячної. Екваторіальний радіус Юпітера дорівнює 71 400 км. Доба тут триває 9 год 50 хв (на екваторі), 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.

В атмосфері Юпітера міститься близько 80% водню, 20% гелію і невеликі домішки метану та аміаку. Якраз молекулам метану та аміаку належать найсильніші лінії (смуги) поглинання у спектрі планети. Відношення вмісту гелію і водню в атмосфері Юпітера відповідає складові сонячної атмосфери.

Навіть у невеликий телескоп на Юпітері добре помітні світлі і темні смуги та Велика Червона Пляма (ВЧП), яка спостерігається у південній півкулі планети на широті 20° (виявлена у 1878 р., однак її бачили вже 200 років тому). Сто років тому розміри Плями були удвічі більші від теперішніх, хоча й зараз вони вражають своєю масштабністю: $13\,000 \times 40\,000$ км. Помічено, що середнє положення ВЧП зсувається на декілька градусів то в один, то в інший бік. Речовина у цій Плямі рухається проти годинникової стрілки, здійснюючи повний оберт за шість земних діб.

Ще недавно висловлювали припущення, нібито Велика Червона Пляма — це велетекський острів з гелієвого льоду, який плаває у водневому океані, згодом — що це потужний діючий вулкан. Зараз найімовірнішою вважають гіпотезу, за якою ВЧП є великим атмосферним вихором, не пов'язаним з поверхнею планети. За підрахунками, час життя таких вихорів в атмосфері Юпітера може вимірюватися тисячоліттями.

Юпітер має потужне магнітне поле, напруженість його у 50 разів більша, ніж на Землі. До того ж воно протилене за напрямом (орієнтацією диполя). Вісь магнітного поля нахилена до осі добового обертання під кутом 11° . Планета оточена іоносферою і протяжною магнітосферою. З дснного 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 -160°C . Насправді ефективна температура планети дорівнює 130 К (-143°C). Це значить, що Юпітер має додаткове джерело енергії, ним є його гарячі надра. Вони і виділяють тепла саме стільки, скільки планета отримує від Сонця (точно такий баланс енергії і для Сатурна). Випромінювання Юпітера на довжинах хвиль 10,3, 21, 31 і 68 см, якщо інтерпретувати його за формулою Релся—Джінса (8.3), відповідає температурам 870, 3000, 5500 і 50 000 К. Очевидно, тут уже мова йде про негеплове (синхротронне) радіовипромінювання планети, яке генерується в її потужних радіаційних поясах.

Згаданий вище потік енергії з надр Юпітера зумовлений особливостями його внутрішньої будови і процесами, які там відбуваються. За підрахунками, газова воднево-гелієва атмосфера Юпітера простягається до глибини 6000 км (а це 0,08 радіуса планети). Там при температурі близько 2300 К речовина без чіткої межі переходить у газорідкий стан, під яким знаходиться зона рідкого водню з гелієм. На глибині близько 24000 км ($0,35 R_J$) при температурі 11 000 К і тиску близько 3 млн атм. рідкий водень переходить у металічну фазу. Ще нижче, на глибині близько $0,94 R_J$, де температура дорівнює 25 000 К і тиск 20 млн атм, розташована межа ядра Юпітера. Тут речовина перебуває у надшільній рідкій фазі, хоча, можливо, є і тверде внутрішнє ядро, яке, крім водню і гелію, містить силікати, залізо і нікель. Якраз перехід речовини з одної фази в іншу супроводжується стискуванням, деяким зменшенням радіуса планети і відповідним вивільненням потенціальної енергії.

Чотири з 16 супутників Юпітера — Іо, Європа, Ганімед і Калісто — відкрив ще Галілей. 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. Сидеричні періоди обертання супутників навколо Юпітера становлять відповідно 1,77; 3,55; 7,16 і 16,69 доби. За розмірами і масою їх можна б назвати близнятами Місяця.

У 1979 р. поблизу Юпітера пройшли АМС «Вояджер-1» і «Вояджер-2» (США). Отримано зображення планети та супутників з близьких відстаней. При цьому вдалося зафіксувати декілька вивержень вулканів на супутнику Іо. Виявлено також систему кілець, що оточує Юпітер. Проте, що на супутниках великих планет можуть бути інтенсивні вулканічні процеси, як і що Юпітер може мати кільце, зробив висновок київський астроном Сергій Костянтинівч Всехсвятський (1905—1984) ще в 1955 р.

При проведенні навчальних спостережень галілеєвих супутників Юпітера слід зважати, що їхні синодичні (спостережувані з рухомої Землі) періоди обертання дорівнюють відповідно 1 добі 18,5 год, 3 доби 13,3 год, 7 діб 4,0 год і 16 діб 18 год. Спостерігаючи Юпітер упродовж декількох годин, можна зауважити, як супутник ховається за диском планети, входить в її тінь (відбувається затемнення супутника) або ж проходить по диску планети. Положення галілеєвих супутників відносно диска планети на кожен день місяця публікують в астрономічних календарях.

12.7. Сатурн

Сатурн є другою за розмірами планетою-гігантом у Сонячній системі. Його екваторіальний радіус дорівнює 57 800 км, а маса в 95 разів більша від маси Землі. Один оберт навколо осі ця планета здійснює за 10 год 14 хв. Унаслідок швидкого обертання Сатурн сплюснутий біля полюсів: полярний радіус планети на 10% (на 6000 км) менший від екваторіального. Цей стиск добре помітний при спостереженнях планети в телескоп.

Оскільки Сатурн знаходиться на відстані 9,58 а. о. від Сонця, то потік сонячної енергії на одиницю його поверхні в 90 разів менший, ніж на Землі. Тому Сонце може нагріти його до температури всього 80 К. Насправді ж спостережувана температура атмосфери планети вища і дорівнює 90 К. Очевидно, Сатурн, як і Юпітер, маючи загалом однакову внутрішню будову, перебуває у стані повільного гравітаційного стискування.

Спостереження Сатурна в радіодіапазоні вказують на певне зростання яскравісної температури з довжиною хвилі, на якій здійснюються спостереження. Це значить, що і Сатурн має магнітне поле і радіаційні пояси.

Сатурн має 17 супутників і кільце, завдяки якому він найпопулярніший об'єкт зоряного неба. Кільце при спостереженнях у невеликі телескопи складається з двох, розділених щільною 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 невеликі супутники, які рухаються всередині кілець (їхня назва «овечі пастухи»).

За всіма даними, кільця Сатурна складаються з частинок розмірами від декількох сантиметрів до метрів. Кожна з них рухається по своїй кеплерівській орбіті. Товщина кільця, очевидно, не перевищує 4 км, так що в цілому його можна назвати напівпрозорим: світло зорі, якщо її на деякий час закриває кільце, послаблюється усього в 2—5 разів. Система кілець розпочинається безпосередньо біля поверхні Сатурна, а радіус зовнішнього кільця перевищує 900 000 км (що становить 15 R_s). Моделлю кільця може бути диск товщиною 1 мм і діаметром близько 250 м.

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 ви-

никає 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 змінюються з періодом 29,5 року (рис. 124).

З 17 супутників Сатурна лише один Титан видно в невеликі телескопи (його зоряна величина $8,4^m$). Це після Ганімеда ($R=2631$ км) найбільший з супутників у Сонячній системі і його радіус приблизно у 1,5 раза більший від місячного і дорівнює 2575 км. Він оточений атмосферою, у десять разів масивнішою, ніж земля, що складається головним чином з азоту з домішкою вуглецевих сполук — метану, етану тощо. Не виключено, що на полюсах цього супутника є озера з рідкого азоту.

Розміри всіх інших супутників Сатурна в 5—10 разів менші, їхні візуальні величини $+9,7^m \dots +18,5^m$. Під час руху навколо планети вони, як з'ясовано недавно, повернуті до неї одним і тим же боком.

Супутник Сатурна Япет, як і Титан, цікавий ще й 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 навколо Сатурна 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 ґрунтом, що нагадує місячний. Така ж неоднорідність в яскравості півкуль типова і для трьох інших супутників Сатурна — Фетиди, Діони й Енцелада.

Важливим є те, що усі супутники, які належать планетам Сонячної системи, густо всіяні кратерами.

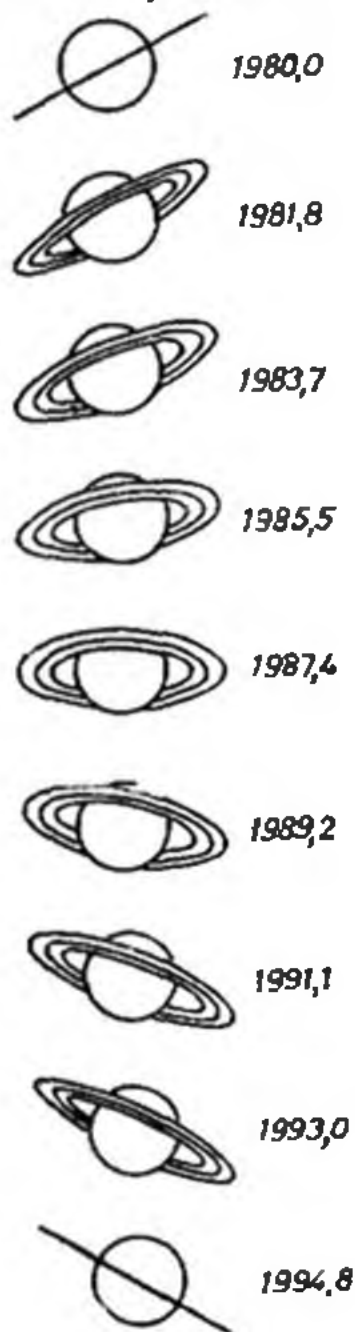


Рис 124 Зміна умов видимості кілець Сатурна протягом 30 років.

12.8. Уран і Нептун

Ці планети знаходяться досить далеко від Землі і були мало вивченими. Ситуація поліпшилася після того, як у 1986 р. космічний апарат «Вояджер-2» пройшов поблизу Урана (на відстані 120 000 км), а в 1989 р. — поблизу Нептуна (на відстані 4200 км). При спостереженнях з Землі видима величина Урана $+5,8^m$, Нептуна $+7,6^m$, тому їх видно лише в телескоп.

Радіус Урана дорівнює 24 700 км, що майже в чотири рази більше від радіуса Землі. Уран обертається навколо осі так, що нахил осі його обертання до площини орбіти становить -8° . Тому напрям обертання самої планети і 15 її супутників є зворотним, тобто не проти, а за годинниковою стрілкою. Період обертання Урана близький до 10 год 49 хв

В атмосфері Урана виявлено молекули водню H_2 , метану CH_4 і ацетилену C_2H_2 . Оскільки метан має у червоній частині спектра смуги поглинання, то до спостерігача надходить більше розсіяного сонячного випромінювання у жовто-зеленій частині спектра. Цим пояснюється зеленкувате забарвлення планети (і відповідно назва таких же зеленкуватих об'єктів — «планетарних» туманностей, див. § 18.3).

Температура поверхні Урана визначена з великою похибкою. Вона, очевидно, не перевищує 70 К, а за цих умов аміак уже перебуває в твердому стані.

Як виявили, Уран має магнітне поле, напруженість якого на верхній межі 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 60° .

У 1977 р. при фотоелектричних спостереженнях покриття Ураном зорі 9-ї величини у цієї планети також виявили кільця, щоправда значно слабші, ніж у Сатурна. З п'яти великих супутників Урана найбільшим є Титанія, його радіус — 789 км.

Нептун за розмірами ненабагато менший від Урана, однак його маса більша (маса Нептуна $17,25 M_{\oplus}$, Урана — $14,52 M_{\oplus}$). Вісь обертання Нептуна нахилена до площини його орбіти під кутом 29° , планета обертається навколо осі проти годинникової стрілки з періодом $15,8 \text{ год} \pm 1 \text{ год}$. Очевидно, за властивостями атмосфери і внутрішньою будовою Нептун дуже подібний до Урана.

Нептун має вісім супутників (шість невеликих за розмірами відкрили у 1989 р. при проходженні поблизу нього

«Вояджера»). Радіус найбільшого з них Тритона 1350 км. «Вояджер» виявив поблизу Нептуна систему з шести кілець. Зауважимо, що Тритон рухається у зворотний бік, а його орбіта нахилена до екватора планети під кутом 21° .

12.9. Система Плутон—Харон

Про Плутон довгий час було відомо небагато: середня відстань від Сонця $a=39,5$ а. о., ексцентриситет орбіти $e=0,248$ і нахил площини орбіти до екліптики $i=17,09^\circ$. Спочатку вважали, що маса планети досягає $10 M_{\oplus}$, однак, виходячи з її яскравості, досить швидко зменшили її до $1 M_{\oplus}$, а в 60-х роках — ще раз у 10 разів, зважаючи на малий вплив планети на рух Урана і Нептуна. Те ж стосується розмірів планети. Спочатку твердили, що діаметр планети 14 000 км, згодом 6000 км.

У 1978 р. Дж. Крісті (США), виявивши асиметрію зображення Плутона на знімку, зробив висновок про те, що ця планета має супутник, який здійснює оберт навколо неї за 6,4 доби. Визначено, що Плутон обертається навколо осі, як і Уран, у протилежний бік, а кут нахилу осі обертання до площини орбіти становить 32° (точніше — 122°).

З точністю до 2% радіус орбіти Харона (супутника Плутона) дорівнює 19 640 км. З похибкою до 1% визначили радіус Плутона $R=1150$ км і радіус Харона $R=593$ км. Таким чином, Плутон є найменшою планетою у Сонячній системі, оскільки він удвічі менший від Меркурія, його розміри становлять $2/3$ розмірів Місяця. Загальна ж маса системи Плутон—Харон, як це випливає з формули (6.6), $0,0025 M_{\oplus}$, причому маса супутника приблизно з 17 разів менша від маси планети.

Тому виявляється, що мова може йти про подвійну планету, оскільки співвідношення мас тут найбільше (для системи Земля—Місяць воно становить 81:1).

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, планета мала б бути вкрита льодом з метану і має червопуватий відтінок, тоді як Харон вкритий льодом водяним і його колір сіруватий.

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:

$$r = (0,3 \cdot 2^n + 0,4) \text{ а. о.} \quad (13.1)$$

Її опублікував і широко популяризував інший німецький астроном Йоганн Боде (1747—1826), тому цю емпіричну закономірність планетних відстаней назвали *правилом Тіціуса—Бодє*.

Наприклад, для Меркурія при $n = -\infty$ $r = 0,4$ (точне значення 0,387), для Венери $n = 0$, $r = 0,7$ (насправді 0,723), для Землі $n = 1$, $r = 1$, для Марса $n = 2$, $r = 1,6$ (насправді 1,523). При $n = 3$ отримуємо відстань $r = 2,8$ а. о., на якій планети немає. При $n = 4$, $r = 6,2$ а. о. — це відстань Юпітера. Для $n = 5$, $r = 10$ (точне значення 9,546) — положення Сатурна.

У 1781 р. відкрили планету Уран, яка також підлягала цьому правилу: при $n = 6$ $r = 19,6$, тоді як справжня відстань планети від Сонця 19,182 а. о. Тому з 1796 р. розпочали пошук небесного тіла, яке мало б бути на відстані $r = 2,8$ а. о. Новий об'єкт цілком випадково відкрив італійський астроном Джузеппе Піацці (1746—1826) увечері 1 січня 1801 р. при складанні каталога зір. Це був об'єкт 7-ї величини, який за добу змістився на 6'. Цю першу з *малих планет* або *астероїдів* (тобто зореподібних об'єктів) назвали Церерою за іменем античної богині плодючості.

У 1802 р. відкрили другу малу планету — Палладу, 1804 р. — Юнону, 1807 р. — Весту. До кінця XIX ст. їх було відомо понад 400, зараз — близько 4000.

Середня відстань астероїдів від Сонця $r = 2,75$ а. о., причому для 97% з них велика піввісь орбіти знаходиться в межах $2,17 < r < 3,65$. Видима величина найяскравішої з них Вести при найсприятливішому її положенні щодо Землі $5,9^m$. Ексцентриситети в малих планет 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 виявилось, кожен з більших астероїдів оточений «сімейством» з декількох десятків дрібніших тіл. Таких сімейств відомо вже понад 50.

Найбільшим є астероїд Церера, його діаметр оцінюють у 1003 км, другим за розмірами є Паллада ($D=608$ км), третім — Веста (538 км), четвертим — Давида (323 км). Діаметр Юнони 247 км. Усі ці числа наближені, їх ще уточнюють.

Кожний астероїд, орбіта якого вже добре вивчена, отримує ім'я. Перша 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 може бути до тисячі.

До кінця XIX ст. відкрили декілька астероїдів, орбіти яких проникають усередину марсіанської. 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, названі за іменами представників кожної з груп: групу Амура, групу Аполлона і групу Атона. Перші з них в перигелії зближуються з орбітою Землі, залишаючись поза нею. Аполлонці в перигелії проникають усередину земної орбіти, в атонців великі півосі орбіт $a \lesssim 1$ а. о.

У середині червня 1968 р Ікар пройшов на відстані близько 7 млн км від Землі. Розрахунок показує, що цей астероїд може зближатися з Землею тільки один єдиний раз за мільярд років. Енергія руху цього астероїда дорівнює приблизно енергії одної термоядерної бомби. Тому навіть якщо і відбулося пряме зіткнення такого об'єкта з Землею, то це була б катастрофа тільки локального (місцевого) значення.

Обчислення показують, що кількість астероїдів з розмірами більше 1 км може досягати 30 000, а з діаметром, меншим від 1 км, — сотні мільйонів. За підрахунками, усі вони вмістилися б у кубі з стороною близько 500 км. Тобто об'єм астероїдної речовини досягає 10^8 км³. При середній густині цієї речовини 3,5 г/см³ загальна маса астероїдів мала б бути $3,5 \cdot 10^{20}$ кг. А це у 200 разів менше від маси Місяця.

З початку XIX ст. існує гіпотеза, за якою астероїди — це уламки планети Фаєтон, зруйнованої внаслідок вибуху, швидкого осевого обертання чи зближення з Юпітером. Однак імовірнішою є теорія, за якою в поясі астероїдів

від початку сформувалося не одне, а декілька тіл, які згодом унаслідок зіткнень роздроблювалися.

У наш час до астероїдів належать тіла з поперечником не менше 1 км. Дрібніші тіла названо *метеороїдами*.

13.2. Комети

У перекладі з грецької слово «комета» означає «довго-волосе», «хвостате» світило (рис. 13.1). Арістотель вважав, що комети — це згущення найлегшої з чотирьох стихій —



Рис. 13.1. Комета.

вогню, які підіймаються вгору. І лише 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. Він 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 рр. Галлей дійшов висновку, що в ці роки з'являлася одна і та ж комета, яка обертається навколо Сонця по еліптичній орбіті з періодом 76 років. Гал-

лей передбачив її появу у 1758 р., що й підтвердилося. Згодом її — комету Галлея — спостерігали на нічному небі у 1835, 1910 і 1986 роках.

Навіть у недалекому минулому поява комети спричиняла паніку серед населення. Ось що повідомляли газети з Відня у 1910 р.: «Серед населення, особливо у провінції, паніка... Були випадки самогубств зі страху. Деякі селяни в счікуванні кінця світу продали своє майно і безпросвітно пиячать».

Дотепер уже зареєстровано близько 1000 комет. Деякі з них (приблизно кожна восьма) поверталися до Сонця по декілька разів (їх відомо близько 80). Один раз на 20 років з'являється комета, яку добре видно неозброєним оком, усі ж інші — це комети телескопічні. У середньому щороку спостерігають близько 10 комет яскравістю до 19^m .

На значних відстанях від Сонця комети є просто брилами твердої речовини — звичайного льоду і льоду з метану та аміаку. У них вморожені гірські породи і метали. Це — ядро комети. Як тільки воно наближається до Сонця на відстань у декілька а. о., лід починає випаровуватися. Залишаючи ядро, молекули і пилинки утворюють *кому*, або *голову* комети. Під дією світлового тиску і сонячного вітру частина речовини комети здувається у протилежний від Сонця бік, утворюючи її протяжний *хвіст*. У момент проходження комети біля Сонця діаметр її голови може перевищувати відстань від Землі до Місяця, а в деяких випадках він сумірний з діаметром Сонця. Хвіст комети іноді простягається на відстані в 150 млн км, утворюючи на небі дугу до 30° .

Лише для трьох комет ексцентриситет $e < 0,40$. Крім того, комети відрізняються від малих планет великою різноманітністю кутів нахилу орбіти до площини екліптики. Це дає підстави стверджувати, що між астероїдами і кометами немає генетичного зв'язку. Зокрема, для комети Галлея велика піввісь дорівнює в середньому 17,8 а. о., ексцентриситет $e \approx 0,97$, нахил орбіти $i = 162,2^\circ$. Це значить, що вона рухається практично назустріч Землі. Наступне повернення цієї комети до Сонця очікується в 2061 р.

Масу комети обчислюють, вимірюючи реактивний ефект в її русі, зумовлений викиданням газу при зближенні комети з Сонцем. Для п'яти найбільших комет $M \approx 5 \cdot 10^{16} \dots 6 \cdot 10^{22}$ г.

Для дослідження комети Галлея запустили декілька АМС. У березні 1986 р. «Вега-1» і «Вега-2» (СРСР) пройшли на відстанях близько 8000 км від ядра комети і ще ближче до нього — японська АМС «Комета» і загально-

європейська АМС «Джотто». Визначено, що ядро комети Галлея має розміри $16 \times 8 \times 8$ км і обертається навколо своєї осі з періодом 53 год, а його поверхня вкрита темною (альbedo $A=0,04$) пористою кіркою. Маса комети Галлея виявилася невеликою: $M=3 \cdot 10^{17}$ г ($5 \cdot 10^{-11} M_{\oplus}$).

Комети виявляють порівняно недалеко від Сонця. Їм присвоюють за традицією 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 біноклярну трубу або добрий призматичний бінокль, встановлений на штативі. Спостерігач повинен мати з собою атлас або карти 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 зауважено підозрілий об'єкт, треба зіставити небо з атласом, замалювати положення об'єкта стосовно найближчих зір і перевірити це положення хвилин через 15. Перевіривши, що це не планета чи вже відома комета, слід сповістити телеграмою Головну обсерваторію АН України.

У ХІХ ст. 98%, а у ХХ ст. 74% комет відкривали аматори. Найбільше комет (37 за 26 років) відкрив француз Жан Понс (1761—1831), який спочатку працював у Марселі сторожем на Астрономічній обсерваторії. У наш час першість зайняв японець Мінору Хонда, який з 1940 по 1968 р. відкрив 12 нових комет. По 11 комет виявили на небі А. Мркос (Чехо-Словаччина), Л. Пелтьє (США) та В. Бредфілд (Австралія).

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. Вони залежать від того, доганяє метеорне тіло Землю під час її руху навколо Сонця чи рухається їй назустріч. Згасає метеор на висоті 40...30 км.

У цілому за добу можна зареєструвати близько 28 000 метеорів, видима зоряна величина яких $m=-3^m$. Маса метеорної частинки, що спричиняє це явище, становить усього 5 г. Метеорів, які мають зоряну величину

$m+1$, у середньому в 2,5 рази більше, ніж 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.

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 — 100, 1000 і навіть до 10 000. Метеорні потоки упродовж декількох ночей з'являються приблизно в одній і тій же ділянці неба. Якщо їх сліди продовжити назад, то вони перетнуться в одній точці, яка називається *радіантом метеорного потоку*.

Джерелом метеорних частинок є, очевидно, комети. Зв'язок метеорних потоків з ними визначений не менше ніж у десяти випадках. Типовим прикладом є густі метеорні дощі, які спостерігали в 1877, 1885, 1892, 1899 роках. Їх причиною було проходження Землі через рій метеорних частинок, що рухалися по орбіті так званої комети Бієли. Цю комету відкрили в 1826 р., вона мала період обертання навколо Сонця 6,6 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, стався його розпад на дрібні частинки, які й були згодом причиною появи метеорних дощів.

Кількість відомих радіантів метеорних потоків досягає 1000, з них близько 60 таких, що їх спостерігали неодноразово, причому візуально. А оскільки 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 вміщують в «Астрономічних календарях».

Дуже яскраві метеори називаються *болідами* (від гр. *βολιδος* — металевий спис). Їхні сліди видно іноді до 20 хв. Особливо яскраві боліди можна побачити і вдень.

Оскільки Земля рухається вперед тим боком, де на ній ранок, то саме вранці і можна зареєструвати найбільшу кількість метеорів. Їх підрахунок потрібний для з'ясування шільності речовини у міжпланетному середовищі. Тому доцільно проводити такі спостереження групами по 4-5 чоловік, користуючись спеціальними рамками, що обмежують поле зору спостерігача (рис. 13.2). Детальні інструкції для цієї роботи публікуються в багатьох нав-

чальних посібниках. Тут обмежимося зауваженням, що передовсім треба оцінити видиму зоряну величину метеора, порівнюючи його з зорями. Потім, користуючись п'ятибальною шкалою, визначають його кутову швидкість: дуже швидкий (5), досить швидкий (4), середній (3), повільний (2), дуже повільний (1).

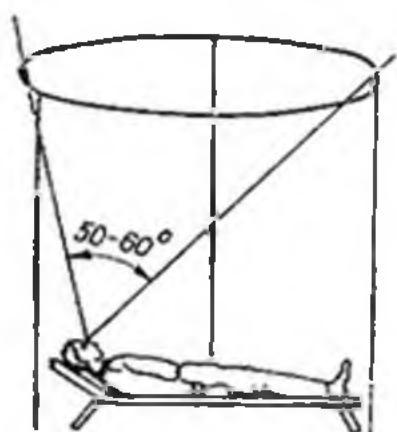


Рис. 132 Спостереження метеорів за допомогою обмежувальної рамки.

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 метеорної речовини (метеорити є власністю держави). Обчислення показують, що у вигляді метеоритів та метеорного пилу за добу на Землю випадає близько 10 т речовини, що за 2 млрд років дає шар товщиною близько 10 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 «хондрос» 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 нікелістого заліза. Виявлено, що коли відполіровану поверхню залізного метеора протравити кислотою, на ній проявляються *відманштеттенові фігури* — системи поздовжніх і поперечних смуг. Ці смуги є тонкими пластинами *камаситу* — сполуки $\text{Fe}_{93}\text{Ni}_7$, в якому міститься 6...7% нікелю. Простір між пластинами камаситу заповнений сплавом *теніту* $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$, який містить нікель у кількості від 30 до 50%. У цьому полягає одна з великих таємниць Природи, оскільки ці мінерали могли б утворитися внаслідок плавлення первинної речовини, з якої складалося досить масивне тіло, щоб у ньому під дією сили тяжіння метали могли відділитися від легшої силікатної магми.

Усі спроби створити відманштеттенові фігури в лабораторних умовах закінчувалися невдачкою. З теорії випливає, що первісна речовина мала б бути нагрітою до 2300 К, надалі мало б відбуватися повільне охолодження, причому дуже повільно: на 1...10 К за мільйон років. Для цього, як виявляється, 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.

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. Крім того, швидкість охолодження була б занадто малою. Тому вважають, що джерелом тепла в метеоритній речовині були радіоактивні ізотопи, яких сьогодні у природі вже немає. Найімовірніше, це був ізотоп ^{26}Al , період піврозпаду якого дорівнює 720 000 років. Однак виникає нове питання: які процеси призвели до утворення значної кількості цього ізотона. Відповіді на нього поки що немає.

Якщо в атмосферу Землі влітає метеорне тіло, маса якого перевищує 10^5 т, то воно досягає поверхні Землі, заглиблюється в ґрунт на 4-5 своїх діаметрів, і вся його величезна кінетична енергія перетворюється в тепло. Виникає потужний вибух, при якому метеорне тіло значно випаровується. На місці вибуху утворюється *кратер*

або *астроблема* (у перекладі з грецької — «космічна рана»).

Одним з найефективніших є метеоритний кратер у штаті Арізона (США). Його діаметр досягає 1200 м, глибина — 175 м, вал кратера піднятий над навколишньою пустелею на висоту близько 37 м. Вік кратера близько 5000 років.

Останнім часом методом гравіметричної розвідки та аерофотозйомки 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 і 32 км, а також озеро Манікуаган діаметром 65 км. Давнім метеоритним кратером є, мабуть, Пучеж-Катунська западина біля Нижнього Новгороду.

Дотепер сперечаються щодо природи Тунгузького метеорита. Під час його падіння вранці 30 червня 1908 р. був зруйнований лісовий масив на площі 2150 км², причому на площі близько 250 км² ліс був обпалений, а в радіусі 30 км навколо епіцентра відбулося перемагнічення ґрунтів. За оцінками, енергія вибуху досягала $(4 \dots 8) \times 10^{16}$ Дж, а це в 500—1000 разів перевищує потужність атомної бомби, скинутої на Хіросіму (тротиловий еквівалент 10...20 Мт). Найімовірнішою є тут гіпотеза, висловлена ще 1930 р. Ф. Уіплом (США), за якою в атмосферу Землі влетіла невелика комета.

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.

13.5. Зодіакальне світло і протисяйво

Весною темного безмісячного вечора в західній частині неба можна зауважити слабе 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 розміра-

ми $10 \dots 13^\circ$ уздовж екліптики і $6 \dots 8^\circ$ упоперек неї. Іноді пляма буває розтягнута по довготі до $30 \dots 40^\circ$.

Спектр як зодіакального світла, так і протисяйва цілком подібний до сонячного. Так і повинно бути, оскільки 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 залежність кількості опадів від фази Місяця.

З твердих частинок складається і зовнішня корона 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 (10^{-3} см), яка спочатку знаходилася поблизу земної орбіти, впаде на Сонце через 50 000 років, звичайна піщинка — у десять разів швидше. Найдрібніші пилинки, навпаки, вимітаються з околиць Сонця світловим тиском.

Як свідчать і зодіакальне світло, і протисяйво, пилинок в околицях Сонця на відстані орбіти Землі є багато (щільність цієї пилової хмари $10^{-22} \dots 10^{-23}$ г/см³), оскільки їхня кількість безперервно поповнюється при розпаді комет.

Частина VI

ФІЗИКА ЗІР І ТУМАННОСТЕЙ

Уявлення, за яким 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 останні сто років, усупереч песимістичним прогнозам Конта, вдалося з'ясувати основні проблеми, що стосуються природи зір і фізики процесів, які відбуваються в їхніх надрах. Балансуючи на грані можливого, астрономи крок за кроком освоюють царину, яка за Сократом мала б бути назавжди «таємницею для смертного». Хоча не виключено, що завдяки введенню в дію нових орбітальних оптичних, гамма- та інших телескопів ці сторінки астрономії невдовзі доведеться переписувати заново. Такою є логіка розвитку науки.

Розділ 14 ЗВИЧАЙНІ ЗОРІ

14.1. Відстані до зір

Кожну зорю можна схарактеризувати декількома параметрами. Це її маса M , світність L , радіус R , ефективна температура T_{ef} , молекулярна маса μ , що залежить від її хімічного складу, а також певні особливості її спектра. Однак мало що можна сказати про перші три характеристики, якщо невідома відстань до зорі r .

Раніше (див § 4.8) введено поняття *річного паралаксу* зорі π — кута, під яким з зорі видно радіус земної орбіти a . Там же наведено формулу (4.8), за якою, якщо тільки знайдено річний паралакс π , можна обчислити відстань до зорі r . Якщо ж відстань ця вимірюється в парсеках, то

$$r = 1/\pi. \quad (14.1)$$

Відстані до далеких зір доводиться вимірювати в кілопарсеках: $1 \text{ кпк} = 10^3 \text{ пк}$, відстані до галактик — у мегапарсеках: $1 \text{ Мпк} = 10^6 \text{ пк}$. Нагадаємо, що $1 \text{ пк} = 3,26 \text{ св року} = 206265 \text{ а. о.} = 30,857 \cdot 10^{12} \text{ км}$.

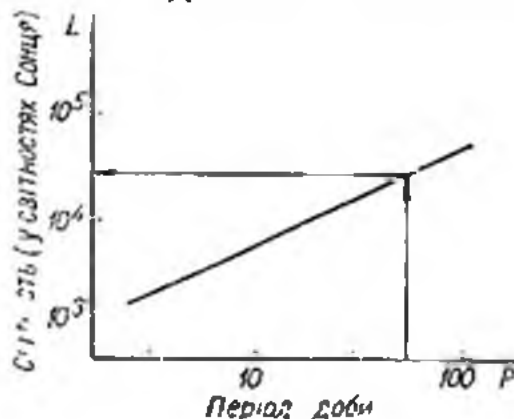
Сьогодні вдається вимірювати зміщення близьких зір на їхньому загальному фоні до величини $\pi = 0,005'' \pm 0,005''$, тобто з похибкою $0,005''$. Інакше кажучи, якщо річний паралакс конкретної зорі $\pi = 0,01'' \pm 0,005''$, то відстань до неї лежить у межах від 66,7 до 200 пк. Звідси видно, що *методом тригонометричних паралаксів* з певністю можна визначати відстані до зір при $r \leq 150 \text{ пк}$. У сфері такого радіуса налічується близько 10 000 зір, до яких відстані визначено методом тригонометричних паралаксів.

Тим часом у Галактиці налічується близько 150 млрд зір, її поперечник досягає 100 000 св. років, тобто 30 000 пк. Зіставлення наведених тут чисел показує, наскільки малим є об'єм, досяжний для безпосередніх вимірів астрометричним методом (це $150/15000 = 1/1000$ протяжності Галактики, а за кількістю зір — $10^4: 15 \cdot 10^{10} = 1/15000000$, тобто з 15 млн зір лише про одну можна говорити щось конкретне щодо її положення у просторі).

Визначення відстаней як у нашій Галактиці, так і за її межами, можливе за допомогою формули (8.10). Видиму зоряну величину об'єкта m знаходять безпосередньо зі спостережень. Його ж абсолютну величину M визначають з певних узагальнених міркувань: по-перше, за особливос-

тями спектра (тоді це метод спектральних паралаксів, див. далі); по-друге, за приналежністю зорі до певного класу змінних зір, для яких можна вказати значення абсолютної зоряної величини (зокрема, M для пульсуючої зорі цефеїди визначають за періодом P зміни її блиску); по-третє, якщо так чи інакше обчислено M найяскравішого об'єкта певної групи і надалі приймають, що у всіх однотипних групах ці об'єкти мають однакове значення M

Рис 14.1 Визначення нуля-пункту залежності період—світність для цефеїд щоб ця залежність була прокалібрована, треба мати дані $M=M_0$ при $P=P_0$



(найяскравіші зорі у скупченнях зір у Галактиці, найяскравіші галактики в їхніх окремих групах); по-четверте, зміщенням зорі на небі протягом року, оскільки це зміщення в середньому тим більше, чим ближче до спостерігача знаходиться об'єкт (так званий метод середніх паралаксів) і т. д.

Для більшості з цих методів метод тригонометричних паралаксів відіграв роль калібрувального. Наприклад, виявлено залежність період—світність для цефеїд, тобто нахил прямої $M=f(p)$. Однак потрібно було знати абсолютне значення M хоча б одної найближчої до Сонця зорі, щоб, зсуваючи цю залежність «вверх—вниз» паралельно до себе, встановити її на відповідне місце (рис. 14.1). Оскільки ж ні одної цефеїди в радіусі $r \approx 100$ пк не було, а відстань до цих зір, навіть найближчих, визначали посередніми методами, то це і призвело до певних помилок при визначенні як розмірів нашої Галактики, так і відстаней до інших зоряних систем.

Найважливішим параметром зорі є її маса m . Принаймні для 90% зір маса визначає світність L , радіус R та ефективну температуру T_{ef} зорі. Обчислити ж 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 (6.6). Період T визначають безпосередньо зі спостережень. Значення ж вської

півосі обчислюють за відомою також зі спостережень кутовою відстанню між компонентами і лінійною відстанню до системи.

14.2. Світності, радіуси і температури зір

Основні співвідношення, за якими визначають світність зорі та абсолютну її величину M , наведено вище (див. § 8.5). З дотеперішніх оцінок світностей багатьох тисяч зір зроблено висновок, що зорі дуже істотно відрізняються між собою за своєю потужністю. В одних зір світності у сотні, тисячі і навіть мільйони разів більші, у найслабших — у сотні тисяч разів менші від світності Сонця L_{\odot} . Найбільшу світність у Галактиці має зоря *HD 93129 A*, що знаходиться в комплексі η Кіля: її болометрична абсолютна зоряна величина $M_b = -11,5^m$ і, отже, світність $L = 3,2 \cdot 10^6 L_{\odot}$. Для добре дослідженої зорі ζ Корми обчислено: $M_b = -10,6^m$, $L = 1,4 \cdot 10^6 L_{\odot}$, для зорі 9 Стрільця (*HD 164794*) $M_b = -10,55^m$.

З іншого боку, світність найближчої до Сонця зорі Проксими Кентавра $L = 0,000056 L_{\odot}$, для зорі Барнарда з сузір'я Змієносець $L = 0,000427 L_{\odot}$. Загалом з 40 найближчих зір (на відстанях до 4,4 кпк) лише три мають світність більшу, ніж Сонце, ще п'ять — більшу від $0,1 L_{\odot}$ (але $< 1 L_{\odot}$), стільки ж — більшу від $0,01 L_{\odot}$ (але $< 0,1 L_{\odot}$), у дев'яти вона більша від $0,001 L_{\odot}$. Таким чином, у Галактиці зір з малими і дуже малими світностями в десятки і сотні разів більше, ніж потужних зір, світності яких перевищують сонячну.

Розподіл зір за світностями (або абсолютними зоряними величинами) описує *функція світності* $\varphi(M)$. Вона вказує відносну кількість зір, що мають абсолютну зоряну величину від M до $M + dM$ (рис. 14.2). Так з'ясовано, що в найближчих околицях Сонця найбільше зір, світності яких у тисячі разів менші від світності Сонця.

Це ж можна сказати і про розміри зір. Є зорі гіганти і надгіганти, радіуси яких у сотні, тисячі і навіть десятки тисяч разів більші від радіуса Сонця R_{\odot} . І навпаки, радіуси зір-карликів у десятки і сотні разів менші від R_{\odot} . Якщо ж говорити про нейтронні зорі (див. § 17.4), то їхні поперечники дорівнюють усього 20...30 км.

Безпосередньо розміри зір можна визначати у тих випадках, якщо виміряно їхні кутові діаметри. Досягають це за допомогою *оптичних інтерферометрів*. Тут ідеться про справді малі кути, бо ж кутовий діаметр зорі α Кита становить усього $0,056''$, зорі ϵ Оріона — $0,00074''$. Так

обчислено радіуси близько 50 зір. Важливим є те, що і теорія, і безпосередні вимірювання узгоджуються між собою.

За цими нечисленними винятками в основному радіуси зір знаходять посереднім шляхом, якщо відома болометрична світність зорі L_{bol} та її ефективна температура T_{ef} . Справді, згідно з формулою (8.5) з одиниці поверхні зоря випромінює енергію $\varepsilon = \sigma T^4$. Світність зорі дорівнює цьому

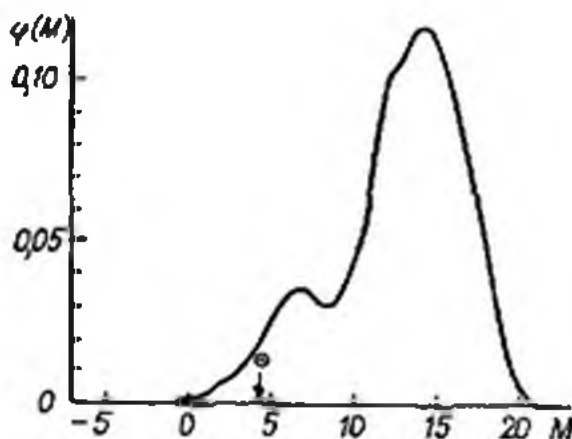


Рис. 14.2. Функція світності зір з околиць Сонця.

значенню, помноженому на площу її поверхні $4\pi R^2$, так що $L_{bol} = 4\pi R^2 \sigma T_{ef}^4$. Звідси

$$R = \sqrt{\frac{L_{bol}}{4\pi\sigma T_{ef}^4}}. \quad (14.2)$$

Порівняно легко визначити температуру зорі (кажучи про температуру зорі, завжди мають на увазі її ефективну температуру T_{ef}), хоча і тут цей параметр знаходять в основному посереднім шляхом. Для цього (див. § 8.2 і 8.4) використовують закони випромінювання чорного тіла. Температуру T_{ef} обчислюють зіставленням розподілу енергії в неперервному спектрі зорі з теоретичними кривими, знайденими за формулою Планка (8.2), як це проілюстровано вище для Сонця (див. рис. 8.2).

Близькою до ефективної є кольорова, а також яскрава температура зорі (див. § 8.4). Як знаємо, замість них можна визначити показники кольору C , $(B-V)$, $(U-V)$ тощо. До температури T_{ef} тоді переходять за допомогою формули Планка, записаної для двох довжин хвиль. Відношення цих виразів після нескладних перетворень дає таку залежність:

$$T = \frac{7920}{(B-V) + 0,72^m}. \quad (14.3)$$

Температура більшості зір є в межах від 2500 до 30 000 К, хоча відомі об'єкти, для яких вона має менше або більше значення 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 225330 зір.

Як виявилось, 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*. Загальноновживаною є *Гарвардська класифікація* (створена у Гарвардському університеті, США), спектральні класи в якій позначено літерами в такому порядку:

$$O - B - A - F - G - K \begin{array}{l} \diagup C \\ \diagdown S \end{array} - M.$$

Причому всередині кожного класу введено поділ на 10 підкласів (наприклад, $A_0, A_1, A_2, A_3, \dots, A_9, F_0, \dots$). Підкласи починаються з O_3 . Згодом у класах O, B довелося ввести дрібніші підрозділи: $O_{5,5}; \dots; O_{9,5}; O_{9,6}; O_{9,7}; \dots; B_{0,2}; \dots; B_{0,5}$. Умовно прийнято кожний наступний клас іменувати пізнішим від попереднього. Загалом же класи O, B, A і F називаються *ранніми*, класи G, K, M — *пізними*.

Для запам'ятовування послідовності спектральних класів придумано декілька жартівливих фраз, як ось англійською мовою: *Oh, Be A Fine Girl Kiss Me*.

Основним критерієм спектральної класифікації є інтенсивність атомних спектральних ліній і молекулярних смуг (рис. 14.3). Наприклад, у спектрах зір класу O є лінії іонізованого гелію He II і сильно іонізованих атомів азоту, вуглецю, кисню і кремнію. Це — *голубі зорі*.

У спектрах зір класу B (*голубувато-білі*) інтенсивні лінії нейтрального гелію, а також азоту, вуглецю, кисню і кремнію, але в нижчих стадіях іонізації. Добре помітні лінії водню, інтенсивність яких посилюється при переході від підкласу B_1 до B_9 . Типовий представник цього класу — α Діви (Спіка).

Клас *A* — білі зорі. У їхніх спектрах лінії водню досягають найбільшої інтенсивності, тоді як лінії гелію значно послаблюються. Добре видно лінії нейтрального та іонізованого кальцію, нейтрального заліза. Типові зорі цього класу — α Великого Пса (Сіріус) і α Ліри (Вега).

Клас *F* — жовтувато-білі зорі. Крім інтенсивних водневих ліній у спектрі є також чисельні лінії металів. Представник — α Малого Пса (Проціон).

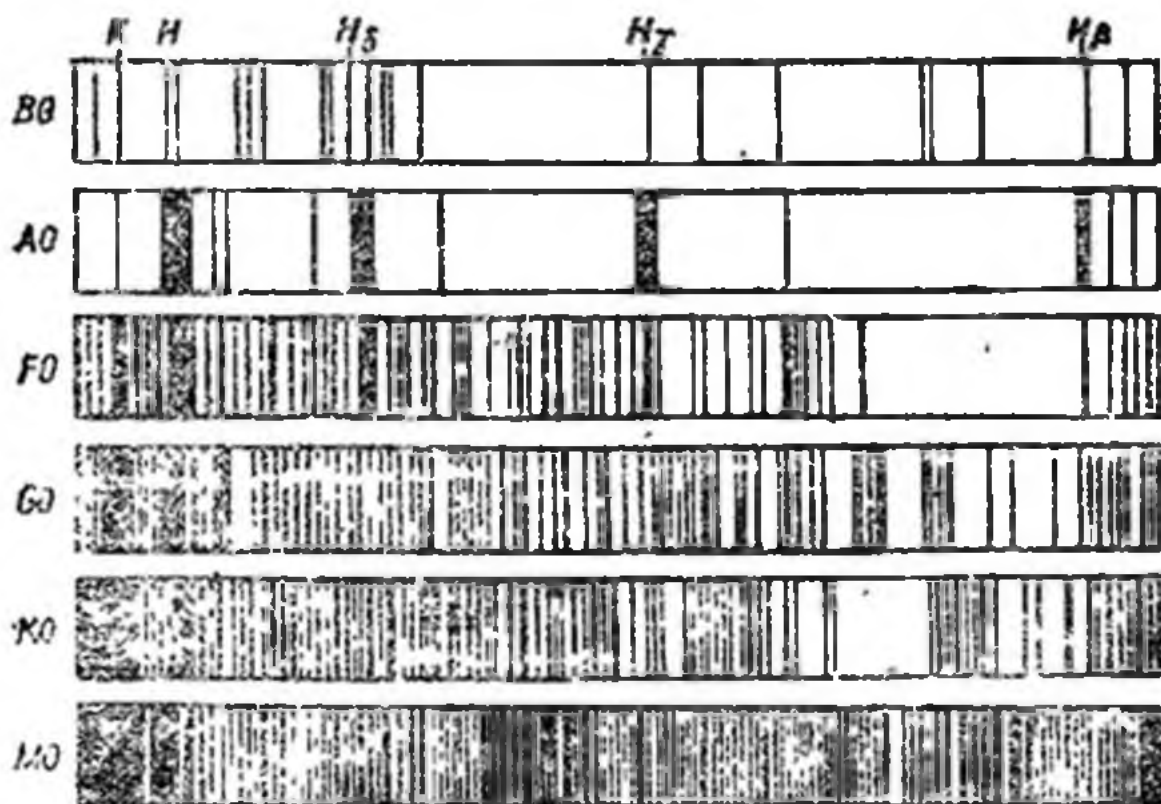


Рис 143. Спектри зір різних спектральних класів

Клас *G* — жовті зорі, у тому числі й Сонце, яке належить до підкласу *G2*. Головними в їхніх спектрах є вже не водневі лінії, а чисельні лінії металів: заліза, натрію, марганцю і т. п. Найінтенсивнішими є лінії іонізованого кальцію *H* і *K*. Типовим представником (крім Сонця) є зоря α Візничого (Капелла).

Клас *K* — оранжеві зорі. У їхніх спектрах багато ліній металів, серед яких виділяються лінії *H* і *K* іонізованого кальцію і так звана смуга *G* (λ від 4305 до 4315 Å), що утворюється при злитті декількох ліній нейтрального заліза та іонізованого титану. Починаючи з підкласу *K5*, у спектрах з'являються смуги поглинання молекул TiO . Представники — α Волопаса (Арктур) і α Тельця (Альдебаран).

Клас *M* — червоні зорі. У їхніх спектрах наявні широкі молекулярні смуги, серед яких особливо виділяються смуги поглинання молекул TiO. Типові зорі — α Оріона (Бетельгейзе) та α Скорпіона (Антарес).

Зорі спектрального класу *C* мають такі ж спектри, що й *K* і *M*, однак у них є багато сильних смуг поглинання молекул вуглецю C_2 та ціану CN. Тому ці зорі отримали назву *вуглецевих*.

Таблиця 5

Залежність найважливіших особливостей спектра, показника кольору і температури зорі від спектрального класу

Спектральний клас	Найважливіші особливості спектра	<i>B-V</i>	Колір і температура, тис. К
<i>O</i>	Лінії поглинання He II, He I, H та іонізованих C, Si, N, O	-0,3	Голубуватий, 55...30
<i>B</i>	Лінії нейтрального гелію досягають найбільшої інтенсивності, з'являються лінії водню	-0,2	Білий, 28...10 з голубуватим відтінком
<i>A</i>	Лінії H досягають найбільшої інтенсивності	0,0	Білий, 10,0...7,4
<i>F</i>	Інтенсивні лінії іонізованих металів, лінії H слабшають	0,3	Жовтувато-білий, 7,4...6,6
<i>G</i>	Лінії H слабкі, найінтенсивніші лінії H і K іонізованого кальцію	0,6	Жовті, 6,6...5,7
<i>K</i>	Інтенсивні лінії металів, з'являються молекулярні смуги	1,0	Оранжеві, 5,7...3,6
<i>M</i>	Сильні смуги поглинання молекулярних сполук	1,6	Червоний
<i>C</i>	Молекулярні смуги поглинання C_2 та його сполук (CO, CO_2), TiO	1,6	Червоний
<i>S</i>	Смуги поглинання ZrO	1,6	Червоний

Аналогічно спектри зір класу *S* відрізняються від спектрів класу *M* наявністю смуг оксидів рідких земель, головним чином цирконію ZrO, ітрію та лантану.

У ряді випадків збережено давні позначення особливостей спектра зорі. Наприклад, літера *e* свідчить про наявність у спектрі емісійних *K*-ліній, пов'язаних з поглинанням світла зорі газом міжзоряного середовища, *m* — інтенсивні лінії металів, *n* — лінії розмиті і широкі, *s* — вузькі і різкі, *v* — мають змінну інтенсивність, *p* — інші особливості спектра. Спектри зір білих карликів позначаються літерою *D* з уточненням: *DA* — якщо у спектрі є лінії бальмерівської серії водню, а ліній гелію немає, *DB* — видно широкі лінії нейтрального гелію, *DC* — ліній бальмерів-

ської серії не видно, *DO* — широкі лінії іонізованого гелію. Okремо виділяють спектри гарячих зір типу *Вольфа—Райє*: якщо в спектрі переважають лінії азоту, то його позначають *WN*, якщо є лінії вуглецю, то — *WC*.

Найхарактерніші особливості спектрів зір того чи іншого класу, кольори, показники кольору і температури зір наведено в табл. 5. Як бачимо, спектральна послідовність є фактично температурною послідовністю: при переході від ранніх спектральних класів до пізніх температури зір зменшуються.

14.4. Діаграма спектр—світність

До початку ХХ ст. визначено відстані приблизно до 300 зір і тим самим обчислили їхні світності. Стало можливим проведення статистичного аналізу цих результатів, що й здійснили у 1905—1913 рр. Е. Герцшпрунг (Данія) і Г. Рессел (США). Вони зіставили світності зір з їхніми

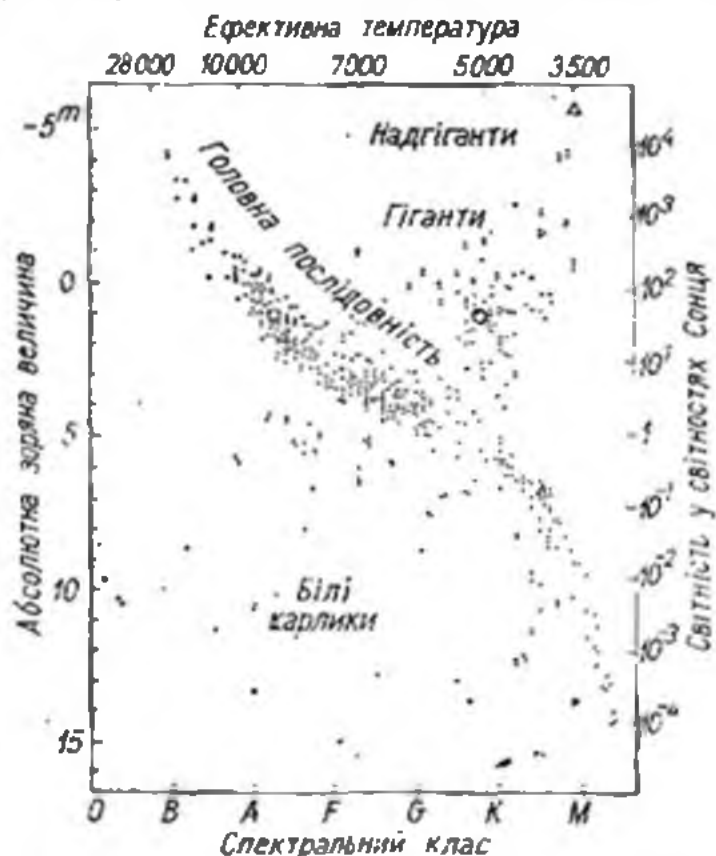


Рис. 14.4. Діаграма спектр—світність для зір з околиць Сонця.

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 спектр—світність* (а також ще *колір—зоряна величина*, якщо на діаграмі відкладено положення зір зоряних скупчень, відстані до яких практично однакові і тому $m \sim M$).

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 *послідовностей*.

Як приклад розглянемо діаграму спектр—світність для зір з околиць Сонця (рис. 14.4). Близько 90% зір зосереджені уздовж вузької смуги, яка перетинає поле діаграми від її лівого верхнього кута до правого нижнього. Ця смуга називається *головною послідовністю*. Положення Сонця на ній відмічено хрестиком, зорі Сіріус — квадратиком.

Зорі пізніх спектральних класів з огляду на їхню малу світність отримали назву *карликів*.

Зорі пізніх спектральних класів $G-M$, абсолютні величини яких $M \approx +1$, утворюють групу *гігантів*. Їхнім типовим представником є зоря α Близнят Поллукс, її положення на діаграмі вказане кружечком. У верхньому правому куті розташовані *надгіганти*. Їхній типовий представник — зоря Бетельгейзе (позначена трикутником). Підрахунок показав, що поблизу Сонця на 1000 зір головної послідовності припадає один гігант, на 1000 гігантів — один надгігант.

Паралельно головній послідовності, але дещо нижче від неї знаходиться послідовність *субкарликів*. Від зір головної послідовності вони відрізняються ще тим, що вміст металів в їхніх атмосферах значно менший.

І нарешті, у лівому нижньому куті діаграми розташовані *білі карлики* — група зір, світності яких у сотні разів менші від сонячної. Тут перебуває близько 10% загальної кількості зір з околиць Сонця.

Зіставлення мас окремих зір, знайдених зі спостережень подвійних систем, з їхніми світностями вказує на визначальну роль маси в тому, яке положення займає та чи інша зоря на головній послідовності. Як виявилось, середня маса зорі класу M_0 дорівнює $0,5 m_{\odot}$, класу $M_0 - 0,8 m_{\odot}$, класу $F_0 - 1,8 m_{\odot}$, $A_0 - 4 m_{\odot}$, $B_0 - 14 m_{\odot}$, зорі класу O_5 , що перебуває на головній послідовності, — близько $35 m_{\odot}$.

Для зір головної послідовності вдалося визначити певні співвідношення між їхніми масою і світністю, радіусом та

ефективною температурою. Виражені у відповідних одиницях Сонця, вони мають вигляд

$$L = m^{3.9}; \quad (14.4)$$

$$R = m^{0.75}; \quad (14.5)$$

$$T_{ef} \approx 5770 m^{0.8} \text{ К.} \quad (14.6)$$

Спостереження та їхній аналіз дають змогу визначити аналогічні співвідношення і для інших послідовностей зір. Їхня надійність, однак, значно менша.

14.5. Класи світності. Спектральні паралакси

Зіставляючи співвідношення (14.4) і (14.5) з даними про маси зір окремих спектральних типів, переконуємось, зокрема, у тому, що надгіганти — це справді зорі, що мають розміри понад $1000 R_{\odot}$, гіганти — $10 \dots 100 R_{\odot}$. Це значить, що густина в атмосфері зорі-гіганта, а тим більше надгіганта, менша, ніж в атмосфері Сонця і подібних до

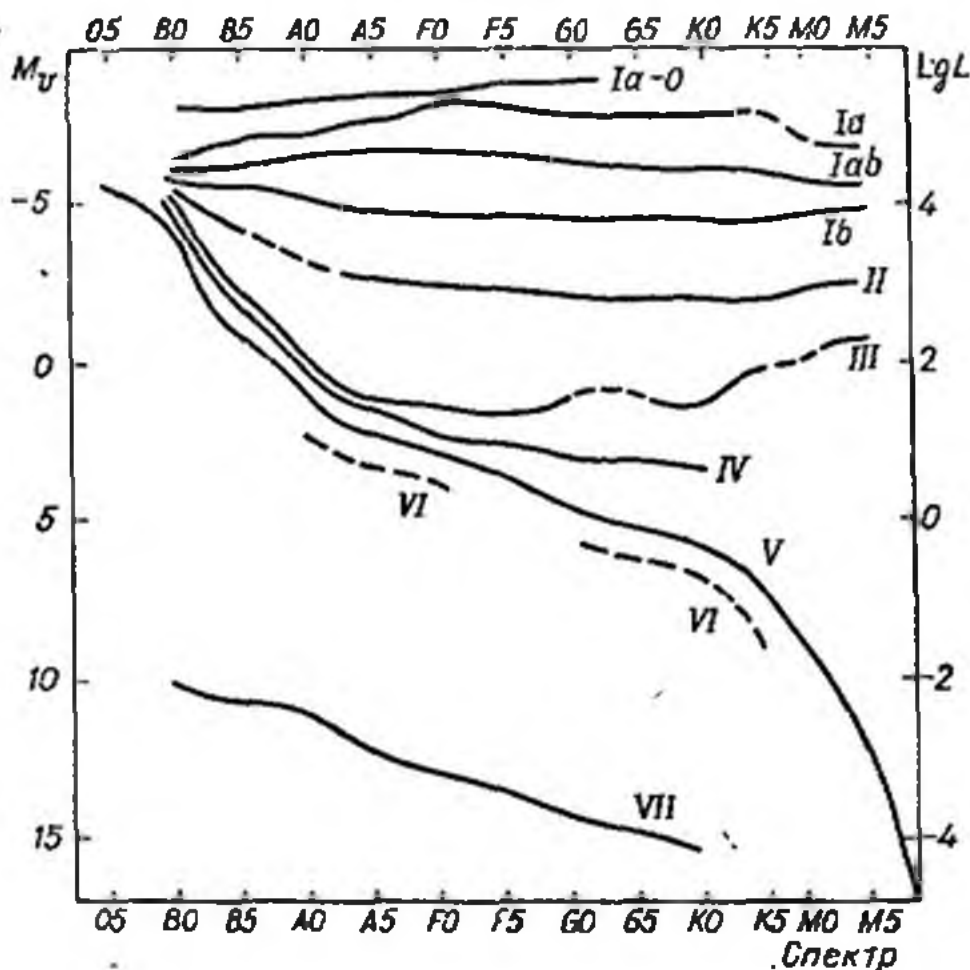


Рис. 145. Класи світності зір на діаграмі спектр—світність.

нього зір-карликів. А, як це впливає з формули Саха (8.23), ступінь іонізації залежить не лише від температури, а й від густини. Тому при одній і тій же температурі (при одному і тому ж спектральному класі) ступінь іонізації в атмосферах зір-гігантів буде більшим, ніж в атмосферах карликів. Ще більшим він буде в надгігантів. Тобто при однаковій кольоровій температурі зоря-гігант буде належати до більш раннього спектрального підкласу, ніж карлик. І навпаки, при однакових спектральних характеристиках гіганти (тим більше надгіганти) відрізняються від карликів кольоровою температурою: карлики гарячіші.

Усебічний аналіз особливостей спектрів кожної з груп зір (надгігантів, гігантів і карликів) виявив такі можливості:

ввести поняття *класів світності*;

визначити для кожного з класів світності середнє значення абсолютної зоряної величини;

за особливостями спектра віднести конкретну зорю до того чи іншого класу світності, тобто визначити її абсолютну величину M , що надалі дає змогу за формулою (8.10) обчислити відстань до цієї зорі і групи зір, в якій вона знаходиться.

Усього введено вісім класів світності (рис. 14.5). Надгіганти в міру зменшення їхніх світностей складають класи 0 , Ia , Iab , Ib . Уважають, що їхні абсолютні візуальні величини в середньому для спектральних класів $A0-G0$ відповідно дорівнюють -9^m , -8^m , $-6,5^m$, $-4,8^m$. Гіганти ділять на три класи: яскраві гіганти утворюють клас світності II, слабкі гіганти — клас світності III, субгіганти — клас світності IV. Зорі головної послідовності віднесено до класу світності V, субкарлики і білі карлики — відповідно до VI і VII. Клас світності вказують після спектрального класу зорі. Наприклад, наше Сонце — зоря класу $G2V$.

Відповідні середні абсолютні зоряні величини окремих класів світності: класу II — -2^m , III — $+1^m$, IV — $+4^m$, V — $+6^m$, VI — $+7^m$. Клас світності VII прийнято поділяти на дві підгрупи: $VIIa$ і $VIIb$, тут $M = +15^m \dots +20^m$.

Ось як визначають приналежність зорі до того чи іншого класу світності. Є хімічні елементи, для яких процеси збудження та іонізації чутливіші до зміни густини, ніж температури. Це й дає змогу, порівнюючи інтенсивності ліній чи їхні еквівалентні ширини, виявляти, є зоря карликом чи гігантом, тобто визначати її абсолютну зоряну величину M .

Знаючи з безпосередніх спостережень видиму величину зорі m , неважко за формулою (8.10) обчислити відстань

Шкала ефективних температур і показників кольору (B—V)

Спектральний клас	Класи світності					
	Головна послідовність V		гіганти III		надгіганти I	
	B—V	T_{ef} , К	B—V	T_{ef} , К	B—V	T_{ef} , К
O6	-0,35	40000				
B0	-0,31	28000			-0,21	
B5	-0,17	15500				
A0	0,00	10000			0,00	
A5	+0,16	8500				
F0	0,30	7400			0,30	6400
F5	0,45	6600				
G0	0,57	6000	+0,65	5700	+0,76	5400
G5	0,70	5400	0,84	5000	1,06	4700
K0	0,84	4700	1,06	4300	1,42	4000
K5	1,11	4000	1,40	3600	1,71	3400
M0	1,39	3600	1,65	3400	1,94	2800
M5	1,61	3000	+1,85	2800	+2,15	
M8	+2,00	2660				

Таблиця 7

Параметри деяких зір різних класів світності і різних спектральних класів

Назва зорі	Спектральний клас	Ефективна температура T_{ef}	Світність L/L_{\odot}	Маса m, m_{\odot}	Радіус R/R_{\odot}	Середня густина ρ , г/см ³
Головна послідовність						
ξ Візничого	B8	11000	220	10,2	3,5	0,33
Вега	A0	10000	54	2,8	3,0	0,14
Проціон	F5	6600	7,8	1,8	2,2	0,23
α Кентавра	G2	5730	1,3	1,02	1,2	0,8
70 Змієносця	K0	4700	0,51	0,78	0,89	2,2
η Кассіопей	A0	3600	0,09	0,54	0,82	1,4
Гіганти						
Капелла	G8	4900	150	3,3	23	$4 \cdot 10^{-4}$
Арктур	K2	4000	102	4,2	26	$3 \cdot 10^{-4}$
Надгіганти						
Рігель	B8	11 200	$6 \cdot 10^4$	40	138	$2 \cdot 10^{-5}$
Антарес	M1	3 300	$7 \cdot 10^3$	19	560	$1,5 \cdot 10^{-7}$
Білі карлики						
Сіріус B	A5	~8200	0,0027	1,0	0,02	$1,8 \cdot 10^5$

до неї. У цьому і полягає метод *спектральних паралелів*.

Ось конкретно декілька спектральних ліній, які ведуть себе по-різному в спектрах зір-карликів і гігантів. Лінії, що належать іонам атомів кальцію Ca II і стронцію Sr II, які легко іонізуються (їх потенціали іонізації відповідно 6,1 і 5,7 eV), у спектрах гігантів значно інтенсивніші, ніж у спектрах зір головної послідовності. Тим часом інтенсивність ліній нейтральних атомів Ca I і Sr I, навпаки, сильніша в зір головної послідовності.

На зміну густини в атмосфері зорі спектрального класу F—K чітко реагують лінії $\lambda=4063 \text{ \AA}$ нейтрального заліза і $\lambda=4077 \text{ \AA}$ іонізованого стронцію. При переході від зір-карликів до гігантів інтенсивність першої зменшується, тоді як другої — зростає. Відношення інтенсивностей цих ліній $I_{4063} : I_{4077}$ зростає зі збільшенням абсолютної зоряної величини (точніше — збільшенням світності зорі), отже, його можна використати для визначення M .

І нарешті, густина речовини в атмосфері зорі впливає не лише на інтенсивність багатьох ліній поглинання, а й на їхню ширину. Наприклад, ширина спектральних ліній у зір з великою щільністю атмосфери більша, ніж у зір з розрідженою атмосферою. Це пов'язано з тим, що при високій щільності середня відстань між зарядженими частинами і атомами менша, що призводить до більшого розширення спектральних ліній. Це розширення ліній завдяки ефекту Штарка (див § 8.7) особливо помітне у зір-карликів.

Залежність показників кольору і температури від спектрального класу зорі і (частково) її класу світності наведена в табл. 6. У табл. 7 подано параметри декількох зір, що належать до різних класів світності.

14.6. Ефекти обертання, турбулентності і магнітного поля у спектрах зір

Відмінності у спектрах двох зір одного спектрального класу можуть бути зумовлені 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, а також сильних магнітних полів.

Для земного спостерігача різні місця диска зорі мають різну швидкість у напрямі променя зору. Згідно з формулою Доплера (8.16) за рахунок наближення одної поло-

вини диска і віддалення іншої спектральної лінії розширюються (рис. 14.6), ефект істотно залежить від орієнтації осі обертання зорі відносно напрямку на спостерігача. Тому певні висновки щодо швидкості осьового обертання зір певного спектрального класу роблять після уважного вивчення багатьох десятків зір.

Аналіз профілів ліній, спостережуваних у спектрах зір, показує, що зорі ранніх спектральних класів (O5—F0)

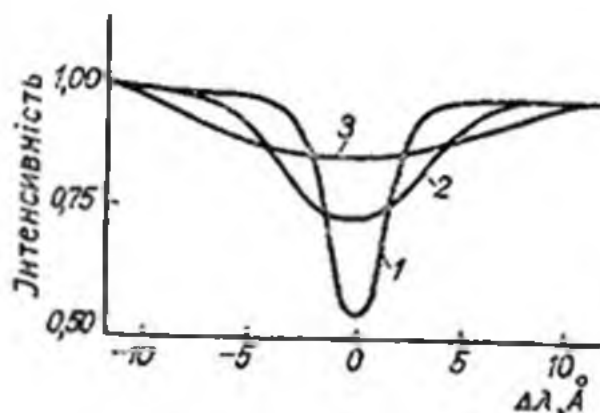


Рис. 14.6 Зміна форми профілю спектральної лінії залежно від екваторіальної швидкості обертання зорі:
1 — $v_e=0$, 2 — $v_e=230$ км/с;
3 — $v_e=560$ км/с.

обертаються навколо осі зі швидкостями, які на екваторі досягають $v_e=300 \dots 400$ км/с і навіть більше. Зокрема, у зорі ϕ Персея $v_e=500$ км/с.

Швидке обертання змінює форму зорі, призводить до збільшення її екваторіального радіуса порівняно з полярним, а в деяких зір призводить до значного витікання речовини з поверхні та утворення навколо них протяжних дископодібних газових оболонок.

Екваторіальні швидкості обертання зір головної послідовності спектральних класів F5—M менші від 10 км/с. Спостереження показують, що різка межа між зорями, які обертаються швидко і які — повільно, пролягає біля спектрального підкласу F5.

Зовсім іншим є обертання зір-гігантів та надгігантів. Гіганти ранніх спектральних класів обертаються повільніше, ніж зорі головної послідовності того ж класу, тоді як у пізніх класів навпаки, екваторіальні швидкості обертання в деяких зір-гігантів класу G досягають 100 км/с. Швидкості обертання надгігантів при переході від ранніх класів до пізніх швидко зменшуються приблизно від 100 до 10 км/с.

Як знаємо, орієнтація осі обертання відносно напрямку на спостерігача може бути різною, відповідно до чого її ефект Доплера відіграє то більшу, то меншу роль. З'ясувати це вдається досить легко: у всіх випадках еквівалентна ширина лінії однакова, вона не залежить від швид-

кості обертання зорі. Однак чим більша з точки зору спостерігача швидкість зорі, тим ширшою і мілкішою буде лінія (рис. 14.6). У випадку, якщо зоря обертається дуже швидко, лінія взагалі може стати непомітною на фоні неперервного спектра.

В атмосферах зір-гігантів і особливо надгігантів спостерігаються *хаотичні (турбулентні) рухи* великих газових мас. Їх вивчають також за доплерівським розширенням спектральних ліній. Тут, однак, це розширення не залежить від атомної маси хімічного елемента, воно проявляється однаково на всіх спектральних лініях. Спостереження показують, що швидкості руху речовини в атмосферах зір-надгігантів досягають 30 км/с.

Аналіз спектрів зір дає змогу виявити *зоряні магнітні поля* з напруженістю $H > 200 \text{ Е}$ (див. § 8.7). Уже відомо понад 100 зір, напруженість магнітного поля яких досягає або перевищує 1000 Е, причому у більшості випадків це поле змінне з часом, а іноді змінює свою полярність. В основному це зорі спектрального класу А. Наприклад, в одній з таких зір напруженість магнітного поля в максимумі досягає 34 000 Е, а в мінімумі 12 000 Е з неправильними коливаннями H у цьому інтервалі. Природа такого явища ще неясна. Недавно виявили магнітні поля з напруженістю $H \approx 1000 \text{ Е}$ у червоних надгігантів.

14.7. Фізичні умови в надрах зір. Моделі зір

Умови у надрах зір та їхню внутрішню будову 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, 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 конфігурації.

Раніше рівняння гідростатичної рівноваги записано у формі (8.25). На його основі оцінили температуру в центрі зорі (рівняння (8.26)). З'ясовано, що зоря перебуває у стані рівноваги упродовж мільйонів і мільярдів років тому, що маса її верхніх шарів у кожній точці r компенсується завдяки спрямованій назовні силі тиску, значення якого зростає з глибиною. Усі ж конкретні обчислення проводять за наступною схемою.

У рівнянні (8.25) справа є $m(r)$ — маса тієї частини зорі, яка знаходиться всередині сфери радіуса r . Очевидно, що її величину d^m , яка перебуває у тонкому сферичному шарі товщиною dr , визначають елементарно:

$$d^m = 4\pi r^2 \rho dr,$$

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

$$\frac{d^m}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r). \quad (14.7)$$

У свою чергу маса, що знаходиться у сфері радіуса r ,

$$m(r) = 4\pi \int_0^r r^2 \rho(r) dr. \quad (14.8)$$

Можна, звичайно, підставити $m(r)$ зі співвідношення (14.8) у рівняння гідростатичної рівноваги (8.25) і отримати інтегралдиференціальне рівняння, яке, однак, розв'язати неможливо, оскільки під інтегралом є густина, залежність якої від r потребує з'ясування. Є інший шлях об'єднати рівняння (8.25) і (14.7): перше з них домножити на r^2/ρ і диференціювати по r , після чого в його праву частину підставити співвідношення (14.7). Так отримуємо рівняння

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(\frac{r^3}{\rho} \frac{dp}{dr} \right) = -4\pi G \rho. \quad (14.9)$$

Для його розв'язування треба задати зв'язок між тиском p і густиною ρ . Рівняння стану (8.18) тут не підходить, оскільки воно привносить інший параметр — температуру T , розподіл якої уздовж радіуса зорі також невідомий. Однак на початку ХХ ст., коли якраз розробляли основні уявлення про структуру зоряних надр, вважали, що енергія від центра зорі до її поверхні переноситься конвекцією (див. § 8.11). У цьому випадку тиск p і густина ρ пов'язані між собою законом адіабатичних змін $p = K\rho^\gamma$. Отже, задача зводилася до диференціального рівняння другого порядку для одної невідомої $\rho(r)$.

Згодом виявили, що степеневу залежність тиску від густини можна поширити і на зорі, які перебувають у стані променистої рівноваги. Рівняння, яке дає зв'язок тиску і густини, почали записувати у вигляді

$$p = K\rho^{1+1/n}, \quad (14.10)$$

де K — стала Параметр n називається *індексом політропи*, а модель зорі, побудованої за умови (14.10), — *політропою індексу n* .

Згодом з'ясували, що таке уявлення фізично виправдане Наприклад, для конвективної моделі $n=1,5$ Випадок $n=0$ відповідає нестискуваній речовині ($\rho = \rho_c = \text{const}$ — однорідна зоря), індекс $n=1$ описує внутрішню будову Землі (у першому наближенні можна прийняти для твер-

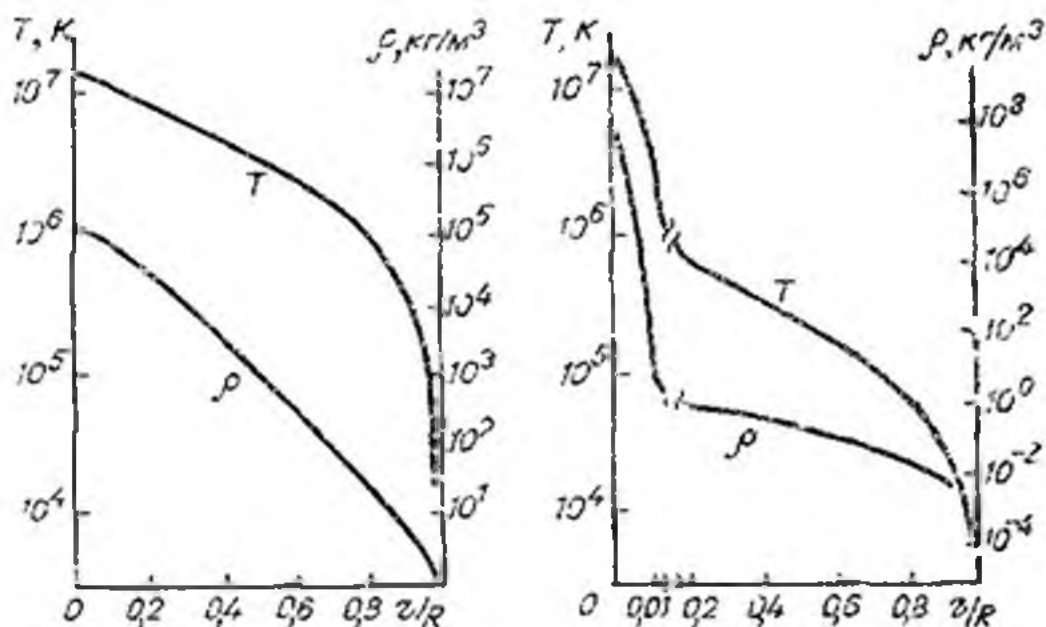


Рис 147 Розподіл густини і температури з відстанню від центра (модель зорі); зліва — модель Сонця, справа — модель червоного гіганта з $M = 1,3 M_{\odot}$, $R = 21 R_{\odot}$, $L = 226 L_{\odot}$.

дих тіл залежність $\rho \sim r^2$). Якщо зоря перебуває у стані променистої рівноваги, то $n \approx 3$ У цьому випадку, як впливає з точного розв'язку рівняння (14.9), $\rho_c / \rho = 54,9$, тобто густина в центрі зорі істотно більша від середньої

Розподіл параметрів ρ , ρ і T від центра зорі до її поверхні обчислюють, розв'язуючи за допомогою електронно-обчислювальних машин систему чотирьох диференціальних рівнянь при заданих початкових і межових умовах. Два перші рівняння — це співвідношення (8.25) і (14.7), два наступні описують енергетичну рівновагу у кожному з шарів зорі. Визначальними параметрами при цьому є *видатність джерел енергії $\epsilon(r)$* (див § 8.10) і *коефіцієнт поглинання енергії речовиною у розрахунку на одиницю маси $\kappa(r)$* (див § 8.2). Задаються маса M і радіус R зорі та умови: тиск і температура на поверхні зорі дорівнюють нулеві, світність L і маса M сфери радіуса $r=0$ також до-

рівнюють нулеві. При наявності конвекції формулюють два інші рівняння перенесення енергії.

При розв'язуванні задачі використовують дуже ефективні *різницеві методи*: зорю уявно розбивають на m сферичних шарів (зон), у кожному з яких параметри газу вважають сталими. Так 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 алгебричних рівнянь для $4m$ невідомих. Об'єм пам'яті сучасних ЕОМ дає змогу розбивати зорю на декілька сотень шарів і, отже, отримувати точні результати.

Унаслідок таких обчислень отримують модель зорі (рис. 14.7). Як виявилось, реальну зорю не можна розглядати як політропу одного індексу. Напакі, окремі зони зорі побудовані за різними законами. Зокрема, для Сонця зовнішня, конвективна оболонка описується розв'язком, що відповідає політропі $n=1,5$. Уся остання частина Сонця близька до політропи індекса 3. Сказане ми проілюстрували раніше на рис. 8.7 щодо зір головної послідовності в цілому. Особливо складною виявилася модель червоного гіганта (рис. 14.8): у центрі зорі є ізотермічне ядро, в якому температура практично стала (його радіус становить близько $0,001 R$, маса $0,25 M$). Ядро оточене дуже тонким шаром ($\Delta r \approx 0,001 R$), в якому енергія виділяється за рахунок термоядерних реакцій. Далі йде шар (товщиною близько $0,1 R$), в якому енергія переноситься переважно випромінюванням. Усе це оточене конвективною оболонкою, протяжність якої досягає $9/10$ радіуса зорі. Конкретно для червоного гіганта з масою $M=1,3 M_{\odot}$, радіусом $R=21 R_{\odot}$ і світністю $L=226 L_{\odot}$ температура в ізотермічному ядрі, яке складається майже цілковито з гелію, дорівнює 40×10^8 К, а густина в центрі $\rho_c=3,5 \cdot 10^8$ кг/м³.

14.8. 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 (8.18). Тут якщо навіть настає повна іонізація речовини, протони та електрони відіграють однакову, рівноправну роль у створенні тиску і підтримуванні рівноваги зорі.

Проте загальні властивості елементарних частинок у речовині зір такі, що зі зростанням густини речовини роль вільних електронів у визначенні структури зорі все зро-

стає. При цьому також їхній розподіл за швидкостями все більше відхиляється від максвеллівського. Якщо взяти до уваги криві на рис. 8.6 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 до v_{\max} , при деяких значеннях густини і температури буде однаковою. Такий стан речовини назива-



Рис. 14.8 Схема будови зорі червоного гіганта.

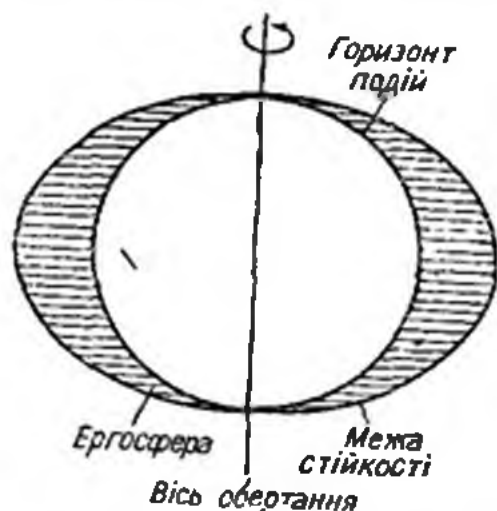


Рис. 14.9. Осьовий перетин порожньої діри, яка обертається.

ється *виродженням*. Пояснення цьому явищу знаходимо в рамках квантової механіки. Специфічною особливістю виродженого газу, який складається з частинок з дробовим спіном — електронів, протонів і нейтронів, є те, що він підлягає принципу заборони Паулі, за яким в одному стані не може перебувати більше двох частинок, причому їхні спіни є протилежними. При зростанні густини з'являється сила відштовхування, зчовлена принципом Паулі, вона і підтримує рівновагу зорі. Якщо при цьому найбільша швидкість $v_{\max} \ll c$, 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 — $p \sim \rho^{4/3}$.

Отже, будова білого карлика залежить від тиску виродженого електронного газу. Енергія з його надр до поверхні переноситься теплопровідністю, яка в інших зір практично ніякої ролі не грає. Завдяки великій прозорості температура невироджених іонів усередині білого карлика протягом приблизно $0,98 R$ має практично одне значення — близько $10 \cdot 10^6$ К. Ззовні білий карлик оточений тонкою оболонкою, в якій при наближенні до поверхні температура різко зменшується до значень близько $10\,000$ К.

З обчислень також випливає, що модель білого карлика, який складається з нерелятивістськи виродженого газу, описується політропою індексу 1,5. Це відповідає малій концентрації речовини до центра, однак реалізується, якщо маса зорі не перевищує $0,6 M_{\odot}$. При більших масах газ релятивістськи вироджений, а структуру зорі описує політропа $n=3$. У цьому випадку виявляється, що маса не може бути більшою від $1,2 M_{\odot}$ — це *межа Чандрасекара*. При більших M тиск виродженого газу не в стані утримати зорю в рівновазі. Отже, масивніша зоря може стати білим карликом лише у випадку, якщо вона позбудеться надлишку своєї маси.

При масі $M = 1 M_{\odot}$ радіус білого карлика $R = 0,007 R_{\odot}$ тобто 5000 км. Розрахунок показує, що завдяки охолодженню невиродженого іонного газу білий карлик може випромінювати значну енергію протягом 1 млрд років.

Як сказано, якщо маса зорі перевищує $1,2 M_{\odot}$, то її рівновага за рахунок тиску виродженого електронного газу не може бути підтримувана. Зоря стискається (це виникає на певному етапі її розвитку внаслідок втрат енергії на нейтринне випромінювання, див. 22.4), при цьому відбувається нейтронізація речовини за схемою $p + e \rightarrow n + \nu$. Як випливає з теорії, тиск тепер уже нейтронного газу може відновити рівновагу зорі, якщо її маса не перевищує $3 M_{\odot}$. Радіус такої нейтронної зорі

$$R \approx 12 (M_{\odot}/M) \text{ км.} \quad (14.11)$$

Загалом маса нейтронної зорі не може бути більша від $3 M_{\odot}$ і менша від $0,1 M_{\odot}$. Густина в центрі нейтронної зорі 10^{14} г/см³. Температура в її надрах досягає сотень мільйонів кельвінів. На поверхні ж речовина такої зорі має властивості твердого тіла. Уважають, що нейтронна зоря оточена твердою корою, товщина якої становить декілька сотень метрів.

Існування нейтронних зір передбачили теоретично у 30-х роках. Підтвердилось ж воно у 1967 р, коли відкрили пульсари, що є намагніченими нейтронними зорями, які дуже швидко обертаються навколо своїх осей (див. § 17.4).

14.9. Поняття про чорні діри

Можливість існування *чорних дір* впливає з 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. § 22.4)

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

$$F = \frac{GmM}{r^2 \sqrt{1 - R_G/r}}, \quad (14.12)$$

де

$$R_G = \frac{2GM}{c^2} \quad (14.13)$$

гравітаційний радіус тіла, або радіус сфери Шварцшильда; M — маса силового центра; m — маса пробної частинки.

Як бачимо, у класичній механіці сила гравітаційної взаємодії двох тіл $F \rightarrow \infty$, якщо відстань між ними $r \rightarrow 0$. З урахуванням ефектів загальної теорії відносності $F \rightarrow \infty$ при $r \rightarrow R_G$. 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 на їхнє існування, — це світіння речовини при її падінні в напрямі до чорної діри.

З формули (14.13) випливає, що при $M = 1 M_\odot$ $R_G = 3$ км, в усіх інших випадках

$$R_G = 3 \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \text{ км.}$$

Теоретичні оцінки показують, що кількість чорних дір у Галактиці може досягати сотень мільйонів. Проте виявити цей об'єкт можна лише у випадку, коли він є компонентом подвійної системи. Тут відбувається обмін масою між компонентами (див. § 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. Температура такого газового диска досягає десятків мільйонів кельвінів. Тому цей об'єкт може бути джерелом потужного рентгенівського випромінювання.

Є декілька кандидатів у чорні діри. Найімовірніші вважають невидимий компонент подвійної системи — потужне джерело рентгенівського випромінювання Леб'ядь X-1. Період орбітального обертання цієї системи 5-6 днів. Маса невидимого компонента близько $10 M_\odot$. Як уявляють, чорні діри можуть бути в кулястих скупченнях і в центрі Галактики.

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 лише у нескінченно далекому майбутньому. Тим часом мандрівник, який перебував би на згаданій поверхні, перетне цю сферу за невеликий відрізок часу (у своїй власній системі відліку).

Крім того, яскравість такої зорі мала б зменшуватися з часом за експоненціальним законом.

Загальноприйняте твердження, що «чорні діри не мають волосся». Це значить, що при стиску за сферу Шварцшільда всі індивідуальні риси зорі стираються.

Особливо цікавим є випадок, коли чорна діра швидко обертається навколо своєї осі. Тоді виділяють її межу стійкості — своєрідну зовнішню межу, ближче якої нечає стаціонарних орбіт (її ще називають поверхнею *нескінченного червоного зміщення*), і *горизонт подій*. Між ними знаходиться *ергосфера*. Можлива ситуація, за якої 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 (рис. 14.9).

І, нарешті, поблизу чорних дір можуть породжуватися елементарні частинки. Такий процес відбувається у вакуумі завжди: віртуальні (можливі) частинки з'являються і тут же зникають, 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.

Розділ 15 ПОДВІЙНІ ЗОРІ

15.1. Загальні характеристики кратних систем

Подвійними і взагалі *кратними* називаються системи з двох і більше зір, що об'єднані силами тяжіння і обертаються навколо спільного центра по еліптичних орбітах. У Галактиці, очевидно, близько половини зір є кратними системами. До кратних належать зорі, в яких налічується менше десяти компонентів. При їхній більшій кількості го-

ворять про *зоряне скупчення*. Якщо компоненти кратної зорі видно в телескоп, то її називають *візуальною кратною зорею*.

Подвійна зоря може бути системою як фізично зв'язаною, так і *оптично подвійною*. У цьому випадку зорі усього лише проєктуються на небесну сферу в одному напрямі, однак фізично вони між собою не зв'язані. Відстані між компонентами оптичних подвійних зір дорівнюють декільком мінутам дуги, наприклад, для зорі α Терез (блиск компонентів $5,3^m$ і $2,9^m$) — $230''$, для зорі α Козерога ($4,3^m$ і $3,8^m$) — $380''$. Тим часом для фізично зв'язаних систем ці відстані принаймні у декілька разів менші. 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 близько $4 \cdot 10^{-6}$, тобто з 6500 зір, які видно неозброєним оком, не буде і двох, що випадково були б зближені на таку відстань.

На питання про те, чи є конкретна зоря фізично зв'язаною чи оптично подвійною системою, відповідають після детального аналізу орбітального руху компонентів навколо спільного центра мас або за спільним рухом зір системи у просторі чи за спільністю фізичних характеристик зір системи.

Прикладом кратної зорі є Кастор (α Близнят). У невеликий телескоп її видно як візуально-подвійну, причому відстань між компонентами досягає $2''$. 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 $9,0^m$ спектрального класу M_0 , яка, як впливає з вивчення руху цих зір у просторі, фізично зв'язана зі згаданою подвійною системою. Період обертання третього компонента досягає 1000 років. Усі ж вони виявилися також подвійними (точніше — спектрально-подвійними). Отже, Кастор — система з шести зір.

Іншим прикладом кратної системи з шести компонентів є зоря Θ Оріона, що отримала назву *Трапеції Оріона*. Тут взаємні відстані між компонентами становлять 11 000 а. о. Фізичний зв'язок між ними визначили за спільністю їхніх фізичних характеристик. Усі зорі Трапеції Оріона належать до ранніх спектральних класів O і B . Така система є нестійкою, отже, вона виникла недавно і ще не встигла розпастися.

Компоненти подвійних зір рухаються відповідно до законів Кеплера (див. § 46): обидва компоненти описують

у просторі подібні (тобто з однаковим ексцентриситетом) еліптичні орбіти навколо спільного центра мас. Такою ж за сплюснутістю буде орбіта зорі-супутника, якщо її рух розглядати з точки зору нерухомої головної зорі. Тоді також велика піввісь a орбіти зорі-супутника дорівнює сумі великих півосей a_1 та a_2 орбіт руху обох зір навколо центра мас.

Як відомо, супутник — зоря S_2 — рухається навколо



Рис. 151. Елементи орбіти подвійної зорі.

головної зорі S_1 по еліптичній орбіті (рис. 15.1). Точка орбіти супутника, в якій він буде найближче до головної зорі, називається *периастром* (P), протилежна — *апоастром* (A). Для характеристики цього руху використовують ті ж п'ять кеплерівських елементів, що й для опису руху планет навколо Сонця (див § 46). Це — велика піввісь орбіти a і відповідний їй період обертання P , ексцентриситет еліпса e , нахил орбіти i до картинної площини, перпендикулярної до променя зору, позиційний кут ρ вузла орбіти, відлічений від напрямку на полюс світу (тут завжди береться кут, менший за 180°), довгота ω периастра, відлічена в площині орбіти від вузла Ω , і момент T проходження зорі S_2 через периастр.

Подвійність окремих тісних пар, компоненти яких не видно окремо, можна виявити фотометрично, якщо кут i близький до 90° і відбувається періодичне затемнення зір одна одною. Такі зорі називаються *затемнювано-змінними*. В інших випадках подвійність виявляють за періодичними зміщеннями ліній у спектрі зорі. Це — *спектрально-подвійні* зорі.

15.2. Візуально-подвійні зорі

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 найменшого (2,62 року для зорі ϵ Кита) до багатьох десятків тисяч років. З цієї великої кількості подвійних зір

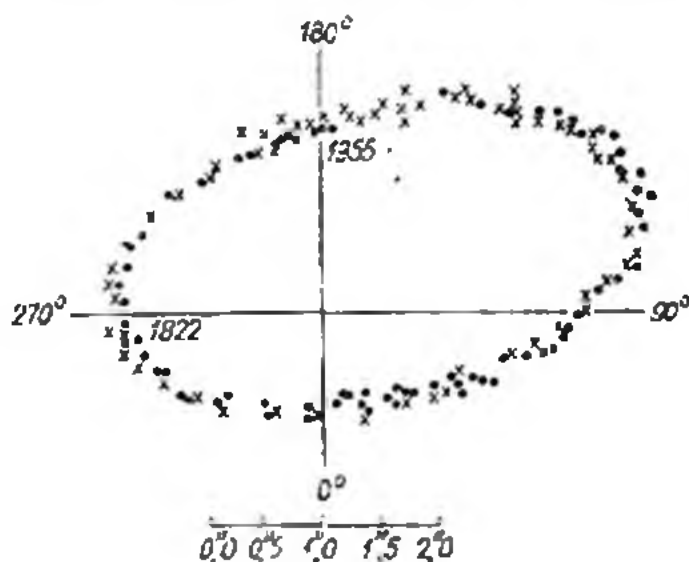


Рис. 15.2. Видима орбіта візуально-подвійної зорі ξ Великої Ведмедиці з періодом близько 60 років.

лише приблизно для 500 надійно обчислено орбіти. Для них періоди орбітального руху не перевищують 500 років.

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 . Цей кут можна знайти, якщо спостерігаються обидві зорі. Досліджуючи положення головної зорі, її відхилення від фокуса еліпса видимої орбіти та застосовуючи нескладні геометричні міркування, визначають як кут нахилу i , так і довготу пернастра 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

$$a' = a \sqrt{1 - \sin^2 \omega \sin^2 i}. \quad (15.1)$$

Параметри a' , a обчислюють у кутовій мірі. Для переходу до лінійних величин треба знати відстань до системи.

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.).

Типовою подвійною є зоря α Кентавра. Її схилення $\delta = -60^{\circ}38'$, тому з території України її не видно. Тут компоненти обертаються навколо спільного центра мас з періодом $P = 80,1$ року, перебуваючи на кутовій відстані $a' = 17,6''$ одна від одної. Видима зоряна величина системи $-0,30^m$, при різниці величин компонентів $1,24^m$. Це зорі спектральних класів *G4* і *K6*. На відстані $2,2^{\circ}$ від цієї системи виявили зорю $11,3^m$, яка має точно такі ж напрям і швидкість зміщення за рік на фоні далеких зір, а тому її визнали за третій компонент системи. Оскільки цей супутник — компонент *C* — ближче до Сонця, ніж сама α Кентавра, то його назвали Проксімою, тобто найближчою. Період обертання цього холодного червоного карлика навколо центра маси системи оцінюють у 10 000 років. Зоря α Кентавра має ще й власну назву — Рігіль. Тоді Проксіма — це компонент Рігіль *C*.

15.3. Затемнювано-подвійні зорі

Затемнювано-подвійними, або *затемнювано-змінними* називаються такі тісні пари зір, видима зоряна величина яких ритмічно змінюється внаслідок періодичного затемнення одного компонента іншим. Графічне зображення зміни видимої величини системи з часом називається *кривою блиску*. Момент часу, коли система має найменшу

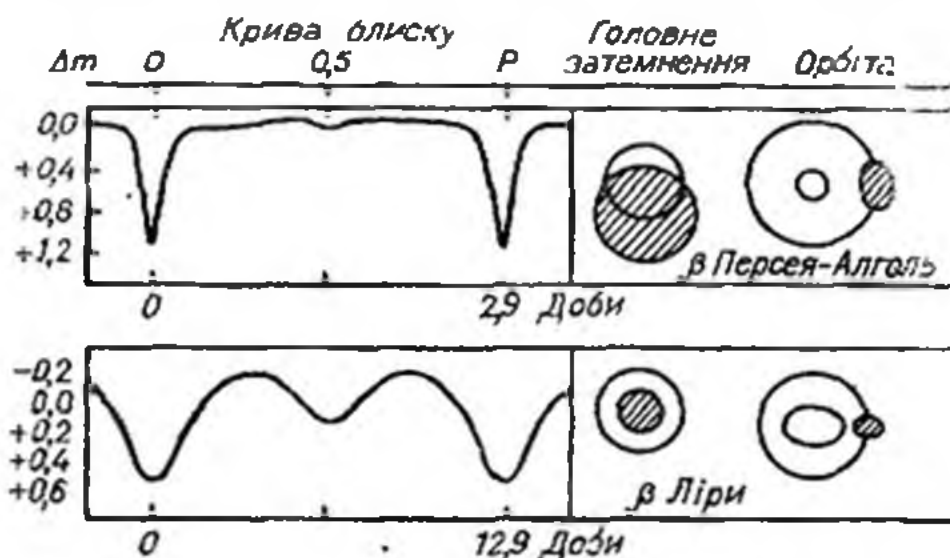


Рис. 15.3. Крива блиску затемнювано-подвійної зорі Алголь і β Ліри та схеми руху їхніх супутників.

видиму зоряну величину (найбільшу яскравість), називається *епохою максимуму*, а найбільшу — *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, є головною, а слабкіша — супутником.

За особливостями кривих блиску затемнювано-змінні зорі ділять на декілька груп або типів. Опишемо деякі з них.

Зорі типу Алголя (β Персея). Представником цього типу є зоря Алголь, яка протягом 2,5 доби зберігає майже незмінний блиск $2,2^m$, потім за 5 год поступово слабшає до $3,4^m$, згодом за такий же час збільшує свою яскравість до початкового блиску. Тривалість періоду $P=2$ дні 20 год 49 хв (рис. 15.3).

Зорі типу β Ліри. У затемнювано-змінних цього типу протягом одного періоду бувають два мінімуми різної глибини, причому в проміжках між ними блиск безперервно змінюється. Типовою тут є зоря β Ліри. Період зміни блиску $P=12,9$ доби, максимальний блиск $3,4^m$, блиск у головному мінімумі досягає $4,3^m$, між двома головними мінімумами спостерігається *вторинний мінімум*, коли зоря досягає величини $3,9^m$. Тут особливість кривої блиску пояснюється овальною формою компонентів системи.

Зорі типу \mathcal{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. Періоди зміни їхнього блиску не перевищують однієї доби.

Усього затемнювано-змінних зір (інша назва — фотометричні змінні) відомо понад 3000. Періоди зміни їхнього блиску лежать у межах від 81,5 хв до 57 років.

Вивчення кривої блиску затемнювано-змінної зорі дає змогу визначити такі елементи орбіти системи: i — нахил площини орбіти; P — період; e — ексцентриситет; ω — довготу пернастра; T_0 — епоху головного мінімуму. За тривалістю мінімумів 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. § 15.4), то визначають і масу кожного компонента зокрема.

Особливою увагою користуються нечисленні затемнювано-подвійні зорі, в яких один з компонентів є червоним гігантом або надгігантом, а інший — зорею головної послідовності. Типовим прикладом такої групи зір є ζ Візничого (тут період $P=27$ років). Головна зоря системи — червоний гігант спектрального класу $K5$, супутник — зоря класу $B8 V$. Затемнення головної зорі супутником виявити не вдається. А ось на початку і наприкінці затемнення супутника головною зорею в її спектрі з'являються лінії поглинання H і K іонізованого кальцію, причому на початку затемнення вони зміщені в червоний бік спектра, а під кінець — у фіолетовий. Це свідчить про обертання зорі червоного гіганта навколо своєї осі, тим часом як через її атмосферу проходить випромінювання супутника. Спектрограми зорі, отримані під час затемнення і після нього, дають змогу вивчати будову атмосфери червоного гіганта.

15.4. Спектрально-подвійні зорі

Як виявлено 1839 р., у спектрах деяких зір спостерігаються 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 $0,05''$, так що їх не видно окремо навіть у найсильніші телескопи.

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° (оскільки рух того чи іншого компонента виявляється завдяки *ефекту Доплера*).

Розглянемо випадок, коли спостерігач перебуває у площині орбіти подвійної системи (рис 15.4). Кожен з 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 . Якщо ж блиск компонентів істотно відрізняється, то в спектрі спостерігатимуться лінії лише головного компонента. Тоді замість роздвоєння лінії будуть періодично зміщатися то в один, то в інший бік спектра. Амплітуда цього коливання буде тим менша, чим

більша маса головної зорі порівняно з масою супутника.

Вимірюючи відносне зміщення ліній у фіолетовий і червоний бік спектра $\Delta\lambda/\lambda$, визначають *променеву швидкість* компонентів подвійної системи. Залежність променевої швидкості зорі від часу, зображена графічно, називається *кривою променевих швидкостей*. Форма кривої променевої швидкості залежить від двох параметрів — экс-

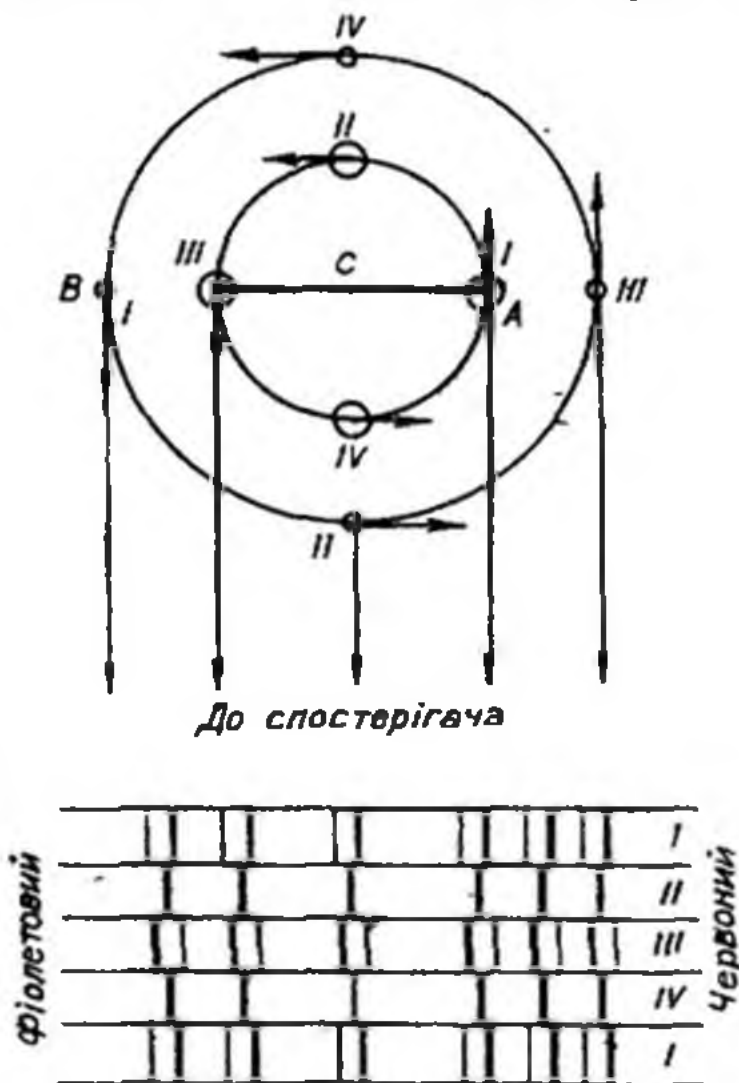


Рис. 15.4. Схема зміни променевих швидкостей у системі спектрально-подвійної зорі і періодичного зміщення спектральних ліній (унизу). У головній, масивнішій та яскравішій зорі А лінії в спектрі сильніші, а амплітуди коливань менші. Рямські числа позначають відповідність спектрів положенням зір на орбітах

центриситету e і довгої пернастра ω (рис. 15.5). 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 периастр і проєкцію великої півосі на промінь зору. Це дає змогу визначити суму мас компонентів і масу кожного з них зокрема (див. § 15.5).

Однак цей аналіз надійний лише у випадку, коли нахил орбіти $i=90^\circ$. Якщо ж $i \neq 90^\circ$, то знайдене зі спостережень значення променевої швидкості v_r пов'язане зі справжньою швидкістю v очевидним співвідношенням $v_r = v \sin i$. Множ-

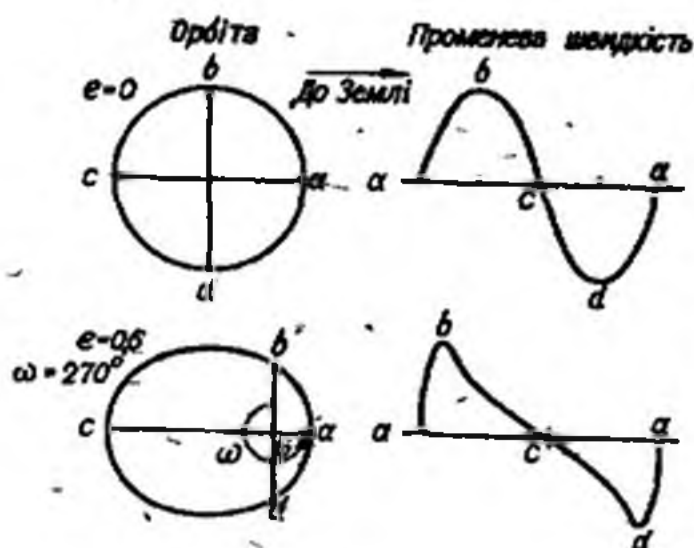


Рис. 15.5. Криві променевої швидкості залежно від форм та орієнтації орбіт спектрально-подвійних зір.

ник $\sin i$ вносить неозначеність у всі подальші результати, і визначити його зі спектроскопічних спостережень не можна.

Уже відомо близько 2500 спектрально-подвійних зір. Періоди їхні становлять від 2,4 год (у Малої Ведмедиці) до 60 років (в Гідри). Приблизно для 750 з них вдалося отримати криві променевої швидкості і дослідити форму орбіти.

15.5. Визначення мас компонентів подвійних систем

Практично єдиним надійним методом визначення маси зорі є дослідження подвійних систем. Якщо дві зорі з масами M_A і M_B обертаються навколо спільного центра тяжіння по еліптичних орбітах, 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 перераховані тут

параметри пов'язані між собою третім узагальненим законом Кеплера

$$\frac{a^3}{P^2} = \frac{G(m_A + m_B)}{4\pi^2}. \quad (15.2)$$

Якщо при цьому відношення півосей орбіт кожної зорі відоме, то правильне і таке співвідношення:

$$m_A / m_B = a_2^3 / a_1^3. \quad (15.3)$$

Отже, спостереження візуально-подвійних зір, для яких вдається визначити період P , велику піввісь орбіти a , і положення центра мас, дають змогу обчислити масу кожного з компонентів системи. Проте це завдання надзвичайно важке, і дотепер таким чином визначено маси близько 100 зір.

Приблизно ще для стількох зір вдалося обчислити масу, досліджуючи криві променевих швидкостей спектрально-подвійних систем. Тут, однак, якщо лише зоря не є одночасно затемнювано-подвійною, масу визначають 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 $i=90^\circ$, який буде проекцією реальної орбіти зорі на згадану площину. І якщо a' — велика піввісь орбіти, обчисленої за спостереженнями, a — справжнє її значення, 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 центра мас, P — період, то з теорії еліптичного руху випливає, що

$$a_1 \sin i = 13751 (1 - e^2)^{1/2} K_A P = f_A(e, K_A, P)$$

(таке ж рівняння записують і для другого компонента) і

$$\frac{K_A}{K_B} = \frac{m_B}{m_A}, \quad (15.4)$$

як також у системі координат, пов'язаній з компонентом A

$$a \sin i = 13751 (1 - e^2)^{1/2} P K, \quad (15.5)$$

де $K = K_A + K_B$. Записавши рівняння (15.2) для Землі в її русі навколо Сонця, поділивши перше на друге, знехтувавши масою Землі та використавши співвідношення (15.4), отримуємо

$$\begin{aligned} m_A \sin^3 i &= f_A(e, K, K_B, P); \\ m_B \sin^3 i &= f_B(e, K, K_A, P), \end{aligned} \quad (15.6)$$

де справа всі величини відомі зі спостережень.

Обчислені так маси зір різних спектральних класів головної послідовності наведено вище. Результати найбільш надійних спостережень показано на рис. 15.6. Тут для лівої вітки, для слабких зір, зв'язок між масою і світністю зорі можна описати наближеною формулою $L = 0,1 M^{1,5}$, тоді як для яскравих зір $L = 1,3 M^4$. Усереднено ця залежність апроксимована співвідношенням (14.4).

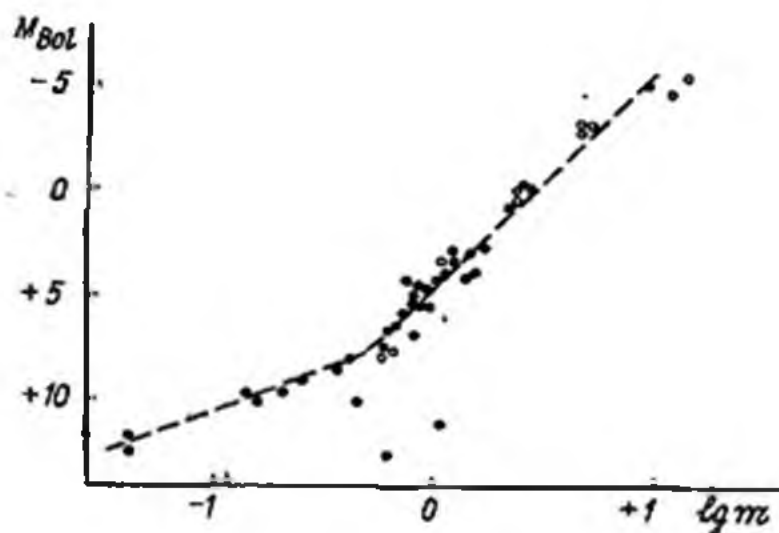


Рис. 15.6 Залежність маса—світність за даними про візуально-подвійні (чорні кружки) і спектрально-подвійні (світлі кружки) зорі. Три точки збоку вказують положення білих карликів.

Вартий уваги той факт, що маси зір гігантів істотно більші від мас карликів класу V того ж спектрального класу. Наприклад, для зорі $gG0$ $M = 3,2 M_{\odot}$, для зорі $gK0$ — $3,9 M_{\odot}$, для $gM0$ — $5,7 M_{\odot}$ і для $gM5$ — $9,2 M_{\odot}$.

Вдалося виявити певну закономірність щодо розподілу зір за масами в одиниці об'єму. Цей розподіл визначають за допомогою функції маси. Спостереження показують, що функцію маси $F(M)$ можна апроксимувати виразом

$$E(M) = \frac{C}{M^{2,35}}, \quad (15.7)$$

де C — стала. Звідси, зокрема, випливає, що зір з масою $M = 10 M_{\odot}$ приблизно у 220 разів менше, а з масою $M = 0,1 M_{\odot}$ — у 220 разів більше, ніж з масою $M = 1 M_{\odot}$.

15.6. Особливості будови тісних подвійних систем

Тісною подвійною системою називається така пара зір, в якій відстань між компонентами сумірна з їхніми 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 з компонентів набуває еліпсоїдної

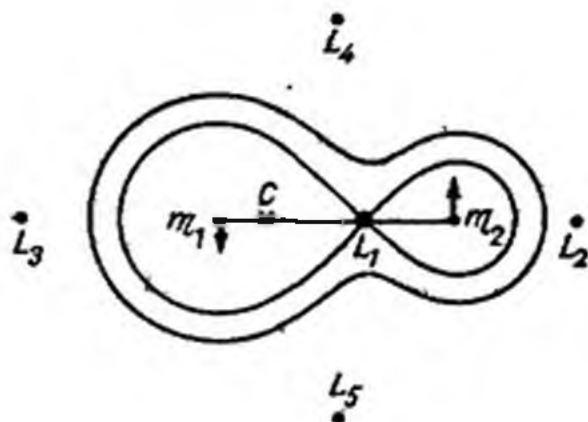


Рис 15.7. Перетин поверхонь рівного потенціалу площиною, в якій відбувається об'їз. Дія зорі m_1 і m_2 , навколо спільного центра мас. Вказано положення точок Лагранжа L_1-L_5 .

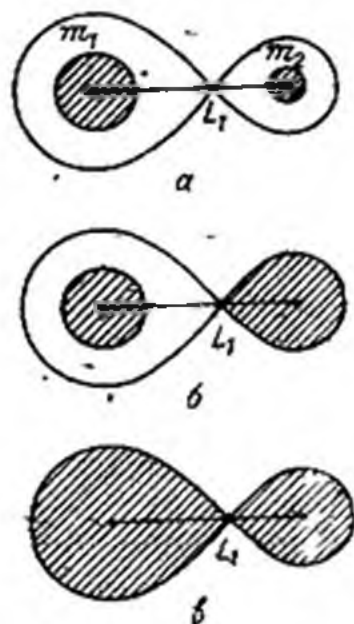


Рис. 15.8. Розділена (а), напіврозділена (б) і контактна (в) тісні подвійні системи.

форми, причому припливні горби, які тут виникають, спрямовані один до одного.

Особливості будови компонентів тісних подвійних систем вивчають за допомогою теорії потенціалу (див. § 6.4). В одинокій зорі, що не обертається, поверхня однакового потенціалу, на якій $\varphi = Gm/r$ — стала, є сферою, центр якої співпадає з центром зорі. У тісній подвійній системі дві з таких поверхонь стикаються у точці L_1 — внутрішній точці Лагранжа (рис. 15.7), утворюючи спільну поверхню, що охоплює обидві зорі. Як знаємо, вона називається критичною поверхнею Роша, а охоплений нею простір — порожниною Роша.

Поняття про порожнину Роша дає змогу відносити тісну подвійну систему до одної з трьох груп (рис. 15.8). Наприклад, системи, в яких розміри обох компонентів не до-

сягли поверхні Роша, називаються *розділеними*. Якщо один з компонентів заповнив свою порожнину Роша, система називається *напіврозділеною*. 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 — стискування ядра і розбухання її оболонки.

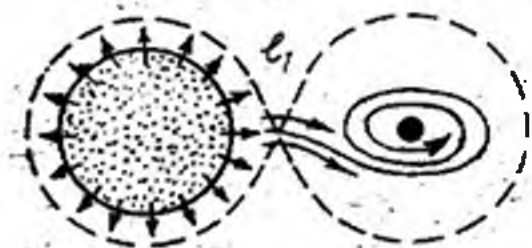


Рис. 15.9. Перетікання речовини від компонента, який заповнив свою порожнину Роша, до зорі-супутника у напіврозділеній тісній подвійній системі.

За допомогою спектральних спостережень виявили, що в напіврозділених тісних подвійних системах існують *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).

Наприклад, у спектрі подвійної зорі β Ліри, головна зоря якої належить до спектрального класу $B3$, а супутник — до класу 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. Далше 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 свідчать про рух у системі газових мас, які світяться, зі швидкостями у декілька тисяч кілометрів за секунду. При цьому безпосередньо перед мінімумом блиску послаблюється або зов-

сім 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, що обертається, переходить у тепло. Диск нагрівається, втрачає 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. § 22.6).

15.7. Невидимі супутники зір. Проблема SETI

При дослідженні положень близької до нас зорі на загальному фоні зір фотографічним методом протягом декількох років вдається виявити її зміщення на небесній сфері — *власний рух* зорі (див. § 19.4). З цих спостережень виключають її річне паралактичне зміщення, зумовлене обертанням Землі навколо Сонця. Після цього виявляється, що рух одинарної зорі рівномірний і відбувається по дузі великого кола.

Проте, якщо поблизу зорі є *невидимий супутник*, то рівномірно відносно зір фону рухається центр мас подвійної системи (барицентр). Видимий компонент системи періодично відхиляється від згаданої дуги великого кола то в один, то в інший бік. Саме так виявили супутники у Сіріуса та Продіона: відхилення цих зір від «прямолінійного» шляху зауважено у 1844 р., самі ж супутники, що є білими карликами, знайшли відповідно у 1862 і 1896 рр. (рис. 15.10).

Труднощі, які виникають при пошуках супутників слабких зір, 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 $11,4^m$, річний паралакс $0,25''$. Фотографічні спостереження показали, що амплітуда відхилення зорі від очікуваного напряму руху досягає $0,36''$, період обертання зорі навколо центра мас дорівнює 16,5 року. Супутник, блиск якого $14,8^m$, відкритий на 5-метровому рефлекторі на відстані $1,2''$ від головної зорі. На фотографії обидва компоненти майже злива-

ються в єдине зображення, оскільки діаметр центральної дифракційної плями зображення головної зорі не менший $0,9''$. Цікаво те, що головною зорею є карлик спектрального класу M_6 масою $m_A = 0,14 m_\odot$ та світністю $L = 0,00046 L_\odot$, тоді як супутник — це білий карлик з $m_B = 0,80 m_\odot$ і $L = 0,000016 L_\odot$. Завдяки цьому відхилення видимого компонента від дуги великого кола вдалося ви-

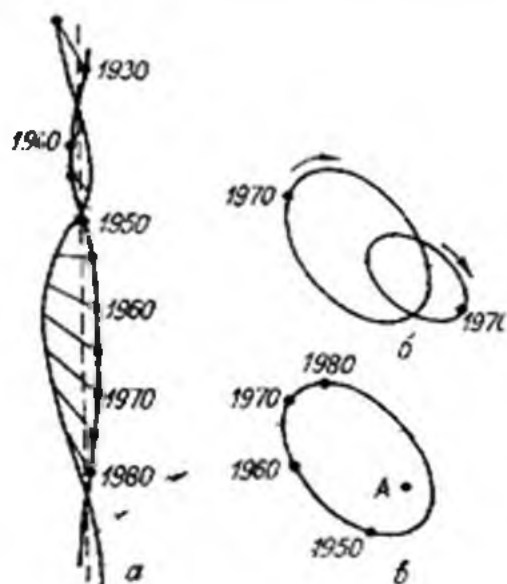


Рис 15.10. Рух Сіріуса та його супутника

a — власний рух Сіріуса на заштрихованому фоні зір (жирна лінія). Його супутника (тожка лінія) і їхнього центра мас (штрих); *b* — видимі орбіти обох зір, що рухаються навколо спільного центра мас; *a* — орбіта супутника який рухається відносно головної зорі!

значити досить чітко, хоча ці відхилення менші від розмірів зображення зорі

Дотепер немає єдності в думках щодо кількості супутників у «летючої зорі Барнарда», що її відкрив у 1916 р. американський астроном Едуард Барнард (1857—1923). За рік вона зміщується на $10,27''$, тобто менш ніж за 200 років — на діаметр Місяця. Видима величина зорі $9,7^m$, відстань до неї — 5,9 св. року. З 1963 р. допускалося існування одного супутника, разом з яким вона обертається навколо спільного центра мас за 24 роки. Відстань між компонентами мала б дорівнювати 44 а. о. або $2,4''$, зоряну величину супутника оціняли в 30^m . Проте з 1969 р. говорять про два супутника, а з 1973 р. — уже про три. Це вже мали б бути планетоподібні тіла. Перше знаходиться на відстані 1,8 а. о. від «зорі-сонця», друге — 2,8, третє — 4,5 а. о. Маса цих тіл начебто становлять 1,26, 0,63 і 0,69 маси Юпітера. Однак відхилення зорі Барнарда від дуги великого кола дуже малі, виміри є на межі похибок, і визначити їх, очевидно, стане можливим за допомогою методів спекл-інтерферометрії з борта орбітальної станції, можливо, Космічного телескопа Хаббла.

Загалом відомо близько 10 зір, для яких існування невидимих супутників доведене, хоча самих супутників не

виявлено. Є, звичайно, усі підстави вважати, що невидимі супутники (частина з них можуть бути холодними тілами — планетами) існують у багатьох зір. Однак виявити їх поблизу зорі фотографічним методом поки що не можна, оскільки розмір зображення зорі на фотографії може значно перевищувати значення її відхилення під час руху навколо центра мас. Ще раз повторимо: вирішальними тут, напевне, будуть спостереження з борта космічних станцій та з використанням найефективніших сучасних методів реєстрації зображень.

Тому й дотепер мало що можна сказати про можливість існування в Галактиці планет, заселених високоорганізованими формами життя. Усі розмірковування на цю тему носять спекулятивний характер. При обговоренні цього питання використовують теоретико-імовірнісний аналіз з найдовільнішими припущеннями. Звичайно кількість високорозвинутих цивілізацій у Галактиці N_c зображають у вигляді добутку імовірностей.

$$N_c = N f_p f_n f_e f_i f_c f(\tau), \quad (15.8)$$

де $N = 10^{11}$ — кількість зір у Галактиці; f — імовірності: f_p — того, що зоря має планетну систему; f_n — того, що умови на планеті придатні для зародження життя, f_e — того, що життя на планеті виникло, f_i — того, що це життя досягнуло розумних форм, f_c — 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, технічно розвинутої цивілізації. Звичайно приймають $f(\tau) = \tau/T$, де $T \approx \approx 10^{10}$ — вік зір у Галактиці, $\tau \approx 200\,000$ 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 можливість існування навколо них невидимих з Землі планетних систем. Тут приймають, що ці зорі на ранніх стадіях розвитку були оточені газово-пилковими дисками (див. § 22.7), з яких власне і сформувалися планети. Ці диски були пронизані магнітними силовими лініями, завдяки чому відбулося істотне гальмування обертального руху самої зорі. У Галактиці палічують близько 60 млрд зір згаданого типу, тому й приймають, що $f_p \approx 0,15$. Оцінюючи імовірність f_p , 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 $T \geq 4000$ К. Загалом приймають $f_n \approx 0,01$, отже, лише на одній зі 100 планет можуть бути умови, придатні для розвитку життя.

Усі інші ймовірності оцінюють дуже довільно, їхні значення, які найчастіше зустрічаються в літературі, такі: $f_c \approx 0,08$, $f_l \approx 0,01$ і $f_s \approx 1$.

Варте уваги, однак, твердження Йосипа 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 зауважити 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 є близько 10 високорозвинутих цивілізацій. Тоді середня відстань між ними мала б вимірюватися десятками тисяч світлових років.

Відповідно до того, як не справджувалися зусилля, спрямовані на встановлення зв'язку з іншими цивілізаціями (такі спроби ведуться з 1960 р.), змінювалася сама постановка питання. Раніше це звучало так: „*Communication with Extraterrestrial Intelligence*” — «Зв'язок з позаземним розумом» (скорочено SETI). Зараз це звучить реалістичніше: „*Search of Extraterrestrial Intelligence*” — «Пошук позаземного розуму» (SETI). Проте зусилля такого зв'язку здійснюються і далі в багатьох країнах світу.

Розділ 16

ПУЛЬСУЮЧІ ЗМІННІ ЗОРІ

16.1. Класифікація змінних зір

Затемнювано-подвійні зорі є одним з типів змінних зір. Проте причина змін блиску тут зовнішня. Існують і *фізичні змінні зорі*, змінність блиску яких зумовлена процесами, які відбуваються в їхніх надрах. Дотепер відкрито близько 30 000 фізичних змінних зір. До них належать також умовно відкриті недавно *пульсари* та змінні галактичні *джерела рентгенівського випромінювання*.

Перші 334 змінні зорі у кожному сузір'ї позначають одною або двома літерами латинського алфавіту ($R, S, \dots, Z, RR, RS, \dots, RZ, AA, \dots, QQ, \dots, QZ$), які ставлять перед назвою сузір'я (наприклад, UV Кита). Усі наступні змінні зорі в сузір'ї позначають так: $V 335, V 336$ і т. д. (наприклад, $V 335$ Лебедя). Якщо ж раніше 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*.

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 .

Фізичні змінні залежно від особливостей змінності ділять на дві основні групи:

пульсуючі змінні, в яких зміни блиску зумовлені коливаннями їхніх радіусів і ефективної температури навколо певних середніх значень;

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 (тауриди), довгоперіодичні змінні, напівправильні змінні тощо. До групи еруптивних зір належать зорі типу T Тельця, UV Кита, нові, новоподібні, зорі типу U Близнят і наднові.

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 — супроводжувалося певними змінами в уявлен-

нях щодо масштабів Галактики і галактичного світу в цілому (див. 16.3).

Цефеїди. Для різних змінних цього типу (а їх загалом відомо понад 700) амплітуди зміни блиску є в межах від $0,1^m$ до $2,0^m$, а періоди — від 1 до 70 діб. Середня абсолютна зоряна величина цефеїд $M = -3^m$, вони є надгігантами спектральних класів F і G. Як сказано, типовим представником цієї групи змінних є зоря δ Цефея, яка ритмічно змінює свій блиск від $3,5^m$ до $4,3^m$ з періодом 5,37 доби ($= 5$ діб 8 год 47,5 хв).

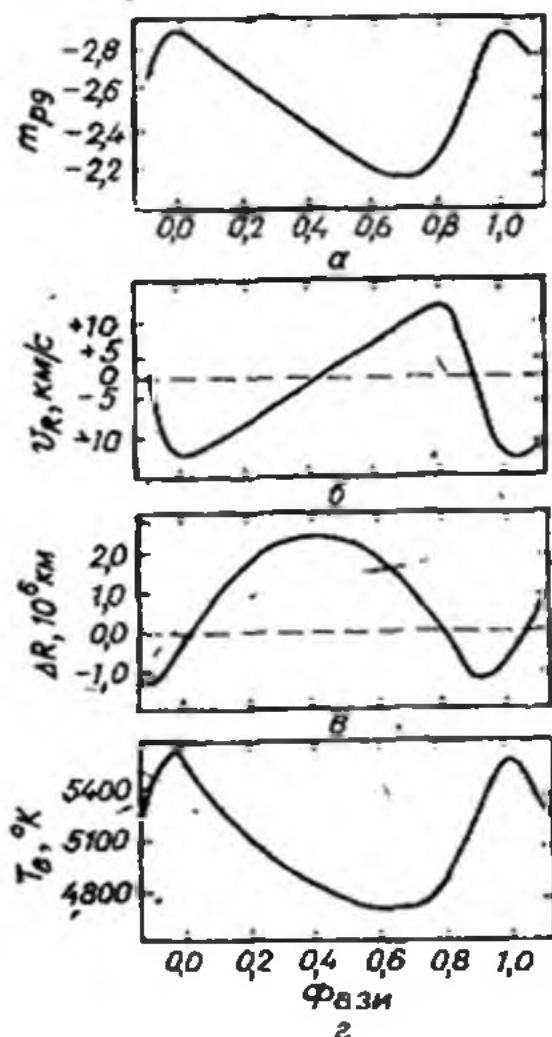


Рис 16.1. Зміни блиску (а), променевої швидкості (б), радіуса (в) і температури (г) δ Цефея у функції фази періоду.

кривої блиску (рис. 16.1, б). Вона свідчить, що зовнішні шари зорі, в яких утворюються спектральні лінії, коливаються навколо середнього положення рівноваги, досягають найбільшої швидкості близько 20 км/с. За кривою променевої швидкості можна обчислити й відхилення радіуса зорі R від його середнього значення (рис. 16,1 в).

Залежність зоряної величини цефеїди від часу (або від фази $\varphi = t/P$) 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, г), а також її спектральний клас: у мінімумі блиску зоря холодніша, а її спектральний клас пізніший.

До того ж ця особливість проявляється тим сильніше, чим більший період зміни блиску зорі. Так виявили залежність період—спектр для цефеїд (рис. 16.2).

Вимірюючи зміщення ліній у спектрах цефеїд, можна отримати криві променевої швидкості. Як виявилось, у кожному конкретному випадку ця крива є дзеркальним відображенням

Зіставлення кривої блиску з кривою променевих швидкостей показує, що максимуму блиску зорі відповідає найбільша швидкість розширення (руху випромінюючого шару в бік спостерігача), тоді як мінімуму блиску — найбільша швидкість стиску (рис. 16.3). У ці моменти радіус зорі близький до середнього значення. Конкретно при радіусі зорі δ Цефея $R=53 R_{\odot}$ відхилення від середнього положення становить $\Delta R \approx 2 R_{\odot}$, так що відносне зміщення

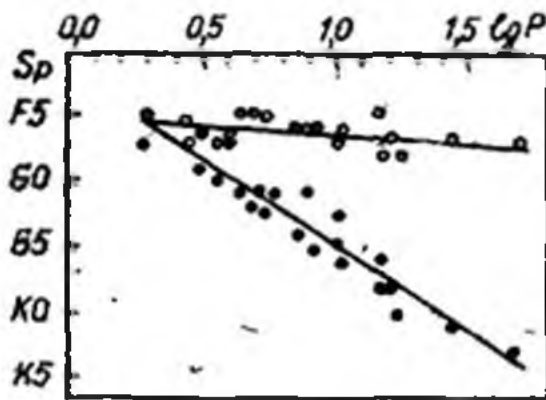


Рис. 16.2 Залежність період—спектр для цефеїд. Світлими і темними кружечками позначено спектральні класи відповідно у максимумі і мінімумі блиску

фотосферного шару все ж невелике: $\Delta R/R \approx 0,04$.

У 1910 р. американський астроном Хенрієтта Лівітт (1868—1921), вивчаючи цефеїди у найближчій до нас га-

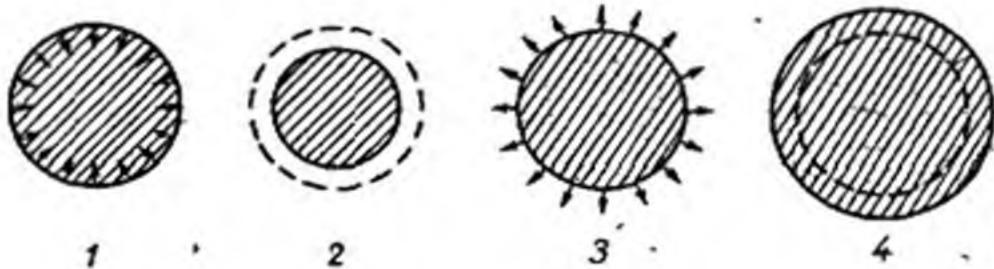


Рис. 16.3 Положення випромінюючого фотосферного шару цефеїди відносно деякого середнього положення рівноваги (штрихова лінія): у момент мінімуму (1) і максимуму (3) блиску; стрілками вказано напрям руху шару.

лактиці — Малій Магеллановій Хмарі, виявила, що чим більший блиск цефеїди, тим більший період його зміни (див. рис. 14.1). Оскільки протяжністю самої Хмари можна знехтувати порівняно з її відстанню до Землі, а отже, можна сказати, що всі ці цефеїди знаходяться на 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 абсолютною зоряною величиною $\bar{M} = (M_{\max} + M_{\min})/2$ і періодом пульсації P є строга залежність, яка у візуальних променях має вигляд

$$M_V = -1,25^m - 3,00 \lg P, \quad (16.1)$$

де період P обчислюють у добах. Цю залежність можна зобразити і графічно (рис. 16.4).

Як знаємо, для використання цього методу при визначенні відстаней до цефеїд і зоряних систем, в яких їх виявили, треба було вирішити проблему нуль-пункту. Найближчі цефеїди перебувають від нас на відстанях, більших від 250 пк, і визначити відстань хоча б до одної з них методом тригонометричних паралаксів не можна. Ці від-

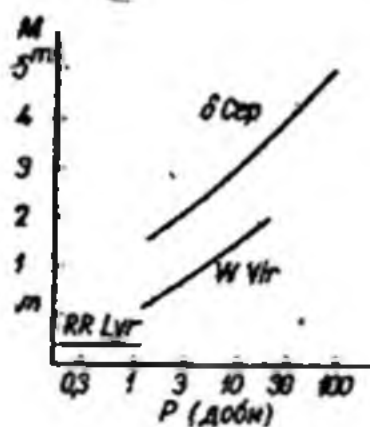


Рис. 16.4. Залежність період—світність для цефеїд лірид і віргінід.

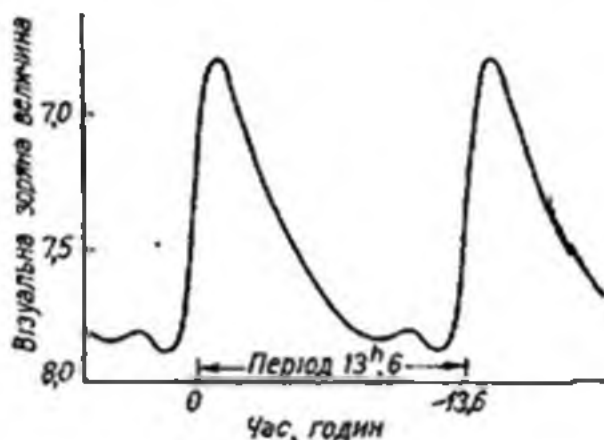


Рис. 16.5. Крива блиску RR Ліри.

стані обчислено посереднім шляхом, методом спектральних паралаксів.

Ліриди. Змінних зір типу RR Ліри відомо близько 4000. Це — гіганти спектральних класів $A-F$, періоди зміни блиску для них є в межах від 80 хв (0,055 доби) до 1,2 доби, амплітуди зміни блиску досягають 1^m . Криві зміни блиску цих зір мають свою особливість (рис. 16.5). Тут також, на відміну від цефеїд, спостерігається зсув фаз пульсації фотосфери і зовнішніх шарів атмосфери зорі (цей ефект проявляється по-різному в різних типів пульсуючих зір).

Середнє значення абсолютної зоряної величини ліриди $M \approx 0^m$. Особливо багато цих зір у кулястих зоряних скупченнях (див. § 19.3). І, як видно з рис. 16.4, абсолютна зоряна величина цефеїди з $P \approx 1^d$ $M \approx -1^m$, тоді як ліриди з таким же періодом — 0^m , або й децю більша. Якщо цієї різниці не знати та, проспостерігавши ліриду з $P = 1^d$, прийняти її за цефеїду, то допустимо помилку у визначенні відстані приблизно у півтора раза (з формули (8.10) обчислюємо, що $dM = -5(\lg e) \frac{dr}{r}$ і, отже, $dr \approx$

$\approx \frac{r}{2,2} dM$). Якраз тому на початку 20-х років відстані в

Галактиці та її розміри взагалі вважали майже утричі більшими, ніж вони є насправді.

Віргініди. Довгий час до цефеїд залічували зорі типу W Діви, періоди зміни блиску яких перебувають приблизно в таких же межах — від 2 до 75 діб. І лише в 1952 р. визначили, що світності цих зір на $1,5 \dots 2,0^m$ менші від світності цефеїд (див. рис. 16.4). Як виявилось, розподіл обох цих типів змінних зір у просторі також різний: цефеїди в основному скупчені в площині Молочного Шляху, тоді як віргініди розподілені майже рівномірно по всьому небу. Залежність їхніх світностей від періодів зміни блиску майже така ж, як і для цефеїд, однак з іншою константою у формулі типу (16.1).

Уже на початку ХХ ст., як тільки виявила залежність $M=f(P)$, 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 висока світність дає змогу виявляти ці об'єкти в найдаальших закутках 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. Довгоперіодичні, неправильні та напівправильні змінні

Близько 90 змінних зір спектрального класу $B1-B3$, які на діаграмі спектр—світність розташовані дещо вище від головної послідовності, утворюють групу зір типу β Великого Пса (або β Цефея). Амплітуди зміни блиску цих зір не перевищують $0,2^m$, а характерний масштаб у часі цих змін — від 3 до 6 год. З тим же періодом змінюється і крива променевих швидкостей у межах від 5 до 160 км/с. На відміну від цефеїд у цих зір протягом періоду спостерігаються дві-три стрибкоподібні зміни променевих швидкостей, і це, очевидно, свідчить про ритмічні зриви верхніх, фотосферних шарів зорі та їхнє подальше розширення у навколишньому середовищі. Механізмом, який призводить до цього, є ударна хвиля.

З боку довгих періодів з цефеїдами стикаються змінні зорі типу *RV* Тельця. Їх відомо близько 100. Це гіганти спектральних класів *G—M*, періоди їх пульсації лежать у межах від 30 до 150 діб, амплітуди зміни блиску не перевищують $3,5^m$, а найменше її значення $0,8^m$. Інтегрування кривої променевої швидкостей дає змогу зробити висновок, що внаслідок пульсації радіус зорі змінюється на ± 50 млн км, а це у 20—40 разів більше, ніж у цефеїд. Найголовніше те, що крива променевої швидкостей не є неперервною, а з розривами. Картина така, наче фотосферний шар, почавши рухатися назовні з швидкістю близько 20 км/с, прискорюється у два-три рази і надалі стає невидимим, тоді як від зорі вверх іде наступний. Пояснюється це періодичним проходженням через атмосферу зорі ударних хвиль. Це явище типове і для лірид; воно загалом призводить до зростання протяжності атмосфери зорі та втрати нею маси.

Довгоперіодичні змінні або змінні типу Міри Кита мають періоди зміни блиску від 70 до 1400 діб при амплітуді цих змін від 3^m до 10^m . Це — червоні надгіганти. Хоча загальна картина змінності у цих зір залишається однаковою, та форми кривих блиску, амплітуди і проміжки часу між двома послідовними максимумами змінюються від циклу до циклу. Наприклад, типовий представник цієї групи зоря *R* Гідри в наш час з періодом 386 діб змінює свою яскравість 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 $10,1^m$. Інакше кажучи, у максимумі блиску зоря випромінює майже у 2000 разів більше енергії, ніж у мінімумі. Маса Міри Кита — $10 M_{\odot}$, радіус — $400 R_{\odot}$. Таких зір уже відомо 4927.

Як вважають, причиною цих змін є пульсації зорі. Звертає, однак, увагу той факт, що в багатьох випадках у цих зір невдовзі після максимуму блиску спостерігаються емісійні лінії водню, хоча їхній звичайний спектр містить величезну кількість молекулярних смуг TiO , CN , C_2 і т. д. Бо ж їхні поверхневі температури дуже низькі (для Міри Кита — 2000 К). Очевидно, мова йде про викиди гарячої речовини з глибших шарів зорі.

Окрему групу пульсуючих змінних утворюють *напівправильні змінні гіганти* класу *M*, в яких блиск змінюється з амплітудою менше 2^m за час від 30 до 1000 діб. Представником цього типу змінних є зоря Бетельгайзе (α Оріона), її блиск у середньому протягом 2070 діб змінюється від $0,4^m$ до $1,3^m$. Неправильною змінною є зоря α Герку.

леса, блиск якої хаотично змінюється від $3,0^m$ до $4,0^m$. Напівправильних змінних відомо понад 2200, повільних неправильних змінних — близько 1700.

Аналіз параметрів пульсуючих змінних зір дає змогу зробити висновок, що період пульсації зорі є тим більший, чим менша середня густина зорі. На діаграмі спектр—світність пульсуючі змінні зорі займають широку смугу між гігантами і надгігантами (рис. 16.6). Якщо так складену діаграму зіставити з діаграмою спектр—світність стаціо-

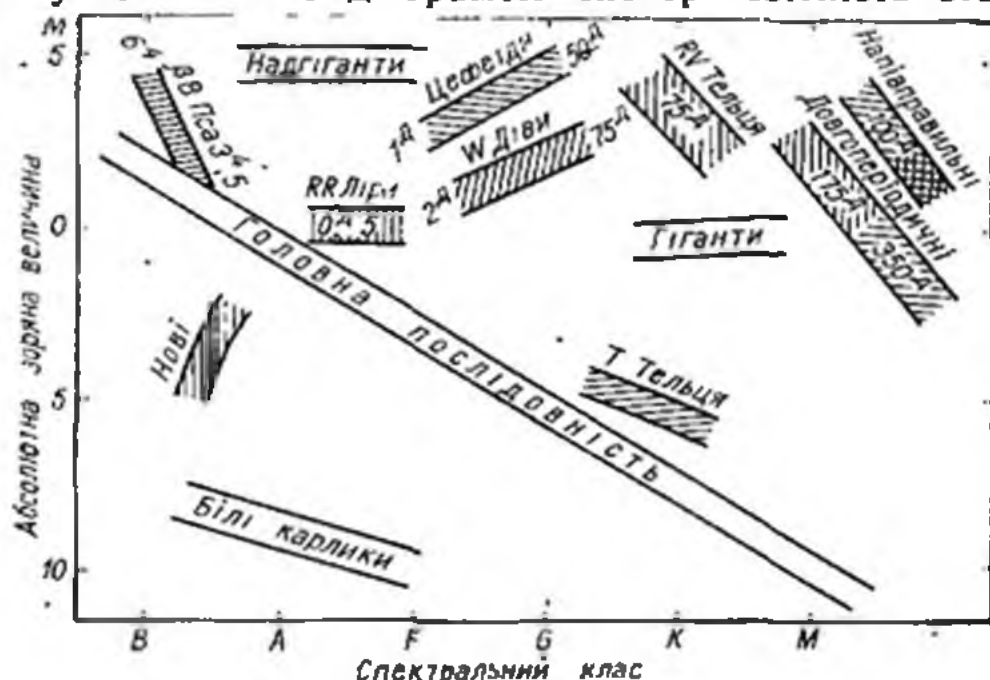


Рис. 16.6 Положення різних груп пульсуючих змінних зір на діаграмі спектр—світність. Числа вказують періоди в добах (δ) і годинах (g). Горизонтальна штриховка відповідає зорям, розподіленим в основному вздовж Молочного Шляху (I тип населення), вертикальна — розподіленим на небі більш рівномірно (II тип населення).

нарних зір, то стає очевидним, що пульсуючі зорі займають на ній ті місця, яких стаціонарні зорі уникають. Очевидно, зоря стає змінною лише на певному етапі своєї еволюції, досягнувши такої комбінації своїх параметрів (температури, радіуса, середньої густини), при якій якраз стаціонарний стан є неможливим.

Висока яскравість довгоперіодичних, напівправильних і неправильних зір у максимумі блиску і великі періоди його зміни дають змогу проводити навчальні та аматорські спостереження тих зір, які в окремих випадках можуть мати і певне наукове значення (зокрема це стосується визначення проміжків часу між двома послідовними максимумами блиску представників згаданих зір). Для проведення таких досліджень потрібно передовсім поблизу зө-

рі вибрати декілька зір порівняння, видимі величини яких відомі з календаря чи з атласу. При спостереженнях використовують методи Аргеландера, Пікерінга, Нейланда—Блажко.

За методом Аргеландера, якщо при неодноразовому порівнянні змінної зорі v і зорі порівняння a здається, що блиск обох зір однакові, то записують $v=a$. Якщо після кількох порівнянь складається враження, нібито блиск зорі a дещо більший, ніж v , то кажуть, що блиск a на один ступінь світліший від блиску v . Це записують так: $a1v$. Якщо ж з певністю можна твердити, що блиск зорі a більший, ніж v , тоді кажуть, що блиск a на два ступені більший, ніж блиск v , і записують $a2v$. Добре натренований спостерігач уловлює різницю ступенів $a3v$ і $a4v$. При різниці ступенів, більшій від 4, переходить до іншої зорі порівняння. Ступінь сам собою визначається близьким до $0,1^m$.

За методом Пікерінга вибирають дві зорі порівняння, з яких одна a має більший, друга b менший блиск, ніж змінна. Інтервал блисків ділять на 10 частин і оцінюють різниці блисків a і v в частинах інтервалу $[a, b]$. Записуючи оцінки, блиск яскравої зорі завжди ставлять першим: $a1v9b$, $a3v7b$ і т. д.

У методі Нейланда—Блажко при спостереженнях на кожному етапі використовують дві зорі порівняння, однак інтервал їхніх блисків ділять не на 10, а на таку їх кількість, яку оцінює спостерігач у ступенях.

Точність оцінок блиску досить велика, похибка не перевищує $\pm 0,05^m$.

Спочатку для набуття навиків можна провести спостереження Алголя (затемнювана змінна). Тут користуються такими зорями порівняння (у дужках вказано їхні зоряні величини): α Персея ($1,90^m$), α Андромеди ($2,15^m$), δ Кассіопеї ($2,80^m$), ϵ Персея ($2,96^m$), ϵ Кассіопеї ($3,44^m$) і α Трикутника ($3,58^m$).

16.4. Теорія пульсацій змінних зір

Збільшення періоду пульсацій при зростанні розмірів зорі і, отже, зменшенні її середньої густини (див. рис. 16.6) повністю узгоджується з даними, що впливають з теорії пульсацій зір. Ця теорія — один з найскладніших розділів астрофізики. 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.

Більш ніж сто років тому виявили, що однорідна куля, виведена зі стану рівноваги, здійснює коливання, розширюючись і стискаючись, з періодом

$$P = K \sqrt{V \bar{\rho}}, \quad (16.2)$$

де ρ — середня густина кулі (зорі); K — стала. Як видно, чим менша густина пульсуючої кулі, тим більший період пульсації. До речі, це співвідношення впливає і з відомої формули для періоду коливання маятника, якщо в ній замість довжини маятника l підставити радіус зорі R , а також урахувати, що прискорення сили тяжіння $g = G M / R^2$.

Для однорідної кулі стала $K = 0,14$, якщо P виміряно в добах, а ρ у г/см^3 . Узагалі ж, як виявилось, вона залежить від структури зорі, а тому її числове значення при переході від цефеїд з $P = 2$ доби до 70 діб зменшується майже удвічі. Якщо ж знехтувати цим уточненням, то з формули (16.2) при $K = 0,14$ отримаємо наступні оцінки періодів пульсацій. Для Сонця і подібних до нього зір при $\rho = 1,41 \text{ г/см}^3$ $P = 3$ год. для цефеїд при $\rho \approx 10^{-5} \text{ г/см}^3$ — 50 діб, для лірид з $\rho \approx 0,01 \text{ г/см}^3$ — $\approx 1,4$ доби, для зір типу Міри Кита з $\rho \approx 10^{-6} \text{ г/см}^3$ — ≈ 1400 діб.

Співпадання теоретичних 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 через декілька діб. Тим часом зорі пульсують (змінюють свій блиск), очевидно, протягом сотень тисяч років. Очевидно, що ці коливання підтримуються енергією, яка вивільняється в глибоких надрах зір унаслідок термоядерних реакцій. Важче пояснити інше: яким чином промениста енергія, що повільно просочується до поверхні зорі, перетворюється в механічну. Цю проблему з'ясовано завдяки працям С. А. Жевакіна і Р. Крісті в 50-х роках.

В оболонці зорі температура і щільність речовини в напрямі до центра зорі зростають. Тому, починаючи з деякої глибини, водень і гелій поступово переходять в іонізований стан: під поверхнею зорі знаходиться зона іонізації водню, з якою частково перекривається і зона однократної іонізації гелію (зона He II). Дещо глибша є зона двократної іонізації гелію (зона He III), в якій від атома гелію відривається другий електрон. Товщина зони He II у цефеїди при її радіусі близько $2 \cdot 10^{10}$ м, тобто близько $80 R$, становить усього $0,01 \dots 0,02 R$, середня густина

$\rho \approx 3 \cdot 10^{-8}$ г/см³, середня температура $T \approx 45000$ К, маса зони He II близько 10^{-6} маси зорі. Проте саме ця зона, що має незначну товщину і дуже малу масу, приводить у рух і підтримує коливання усієї поверхні зорі. Відбувається це завдяки ритмічній зміні непрозорості шару He II.

Річ у тім, що коефіцієнт непрозорості κ істотно залежить від густини і стану іонізації речовини. Як показують обчислення, у зоні повної іонізації гелію (у зоні He III) $\kappa \sim 1/\rho$, тоді як у зоні однократної іонізації гелію (зона He II) $\kappa \sim \rho^{0.7}$. Тому, якщо тільки відбувається випадкове стискування іонізованого газу, то коефіцієнт поглинання зменшується, газ стає прозорішим. Тоді шар зорі посилено втрачає енергію. Якщо ж стискується неповністю іонізований газ, то при цьому його коефіцієнт поглинання зростає, непрозорість газу збільшується, і шар зорі, в якому відбувається іонізація гелію, накопичує енергію.

За рахунок поглинання енергії тиск у зоні іонізації збільшується, і це змушує шар газу розширюватися. При цьому зменшуються густина та непрозорість шару, і енергія, накопичена в шарі, посилено висвічується. Досягнувши найбільшого розширення, зовнішні шари під дією сили тяжіння падають униз, проходять через середнє, рівноважне положення і знову стискаються. Цикл розпочинається спочатку.

За таким же 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 пульсувати можуть лише ті зорі, в яких зона іонізації He II перебуває на певній глибині і які здатні «настроюватися» на резонанс з усією зорею. Це виявилось можливим для зір-гігантів і надгігантів. При пересуванні вправо уздовж послідовності змінних 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.

Розділ 17

ЕРУПТИВНІ ЗМІННІ ЗОРІ

17.1. Карлики пізніх класів

Серед розмаїття змінних зір є два типи, прояви нестаціонарності яких подібні до тих, що відбуваються на Сонці. Вивчення цих зір і всієї сукупності процесів, пов'язаних з ними, дає змогу глибше осмислити фізику сонячних явищ. Це — зорі типу *T* Тельця та *UV* Кита.

Зорі типу *T* Тельця належать до неправильних змінних. Зміни їхнього блиску нерегулярні, бувають з найрізноманітнішою швидкістю, причому блиск може зростати на 3^m . На діаграмі спектр—світність вони розташовані на $1 \dots 2^m$ вище від зір головної послідовності того ж спектрального класу *F—G* уздовж широкої «*T*-смуги» (див. рис. 16.6). У спектрах цих зір є емісійні лінії, типові для сонячної хромосфери, а в ультрафіолетовому діапазоні — неперервне випромінювання нетеплової природи. Зміщення спектральних ліній поглинання у червоний бік, а емісійних — до фіолетового свідчить про бурхливі процеси, що відбуваються в атмосферах цих зір, зокрема про рухи там великих газових мас. Картина така, наче гарячі потоки речовини викидаються назовні, тоді як холодні падають униз.

Зір цього типу відомо близько 900. Уважають, що ці зорі є молодими і перебувають у стадії гравітаційного стиску. Одна з їхніх особливостей полягає в тому, що практично всі вони об'єднані в групи — *T*-асоціації, занурені в густі газово-пилкові туманності. Тонкі фотометричні дослідження вказують на те, що на поверхнях цих зір, як і на Сонці, є плями.

Зорі типу *UV* Кита — це карлики спектральних класів *K* і *M*. У них зрідка трапляються короткочасні спалахи типу сонячних з амплітудою від 1 до 6^m (рис. 17.1). У найближчих до Сонця околицях виявлено близько 100 таких зір, усі вони слабкіші 10^m , майже всі — компоненти подвійних систем, тому й відомі їхні маси — від 0,16 до $0,04 m_{\odot}$ (в *UV* Кита). 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. Зокрема, як виявилось, спалахуючими є переважна більшість зір зі скупчення Плеяди. Можна

стверджувати, що спалахи типу сонячних — найпоширеніша форма зоряної змінності.

Аналіз близько 15 000 зареєстрованих сонячних спалахів показав, що найбільша енергія, яка при цьому вивільнилася у синіх променях, близька до 10^{24} Дж, тоді як середня — 10^{22} Дж. У деяких спалахуючих зір з околиць Сонця ці числа на п'ять порядків вищі, тобто відповідно 10^{29} і 10^{26} Дж

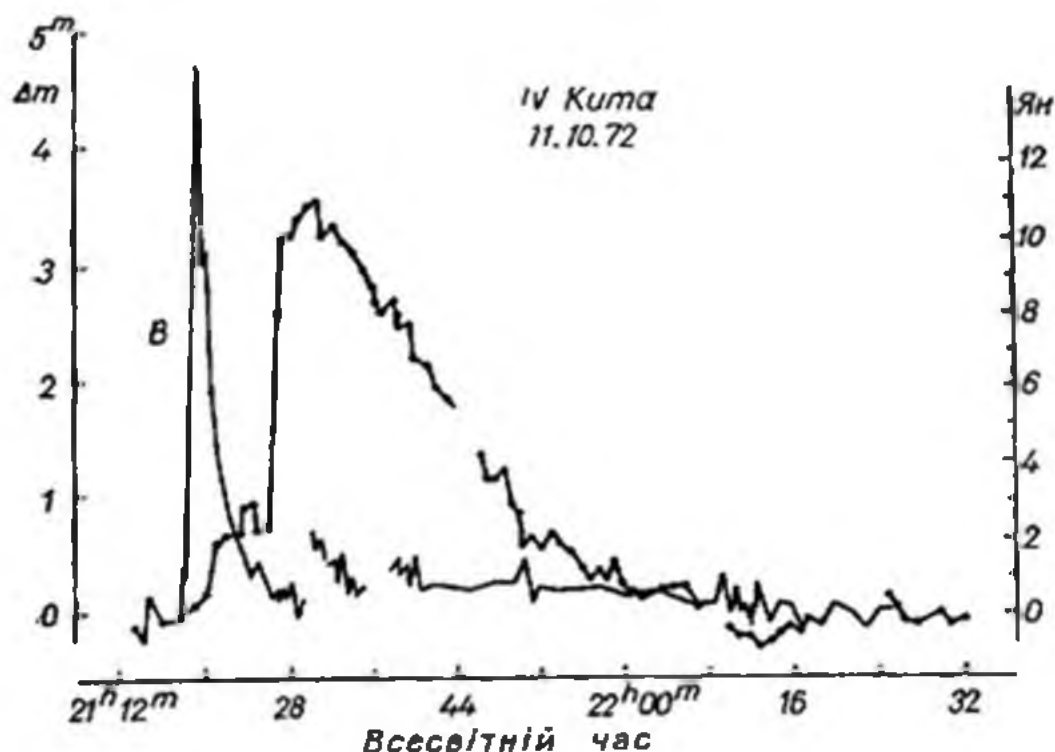


Рис. 17.1. Криві блиску спалаху зорі UV Кита, записані у синій ділянці спектра (B) та в радіодіапазоні.

Як знаємо (див. § 11.6), сонячні спалахи пов'язані з перебудовою структури магнітного поля, унаслідок чого розвивається плазмова нестійкість, формуються потоки швидких заряджених частинок і виділяється тепло. У кінцевому підсумку енергія спалаху черпається з енергії магнітних полів, які в концентрованому вигляді спостерігаються як сонячні плями.

Аналогічні плями на червоних карликових зорях виявили ще у 1950 р. завдяки додатковій деформації до ефекту затемнення у подвійної YU Близнят. Згодом плями виявили і на одинарних зорях (рис. 17.2). Їх відомо вже близько 30. Періоди в таких зір становлять декілька діб, амплітуди блиску — до $0,10 \dots 0,15^m$. Якщо це пов'язано з наявністю на поверхні зорі плям типу сонячних, то, по-перше, тривалість життя їх може бути в десять разів більшою, ніж на

поверхні Сонця (або ж що вони з'являються і зникають у конкретних довгоживучих активних зонах), по-друге, фотометричний ефект від цих плям у сто—тисячу разів перевищує ефект сонячних плям у максимумі активності, а, отже, плями на поверхнях зір-карликів за розмірами можуть у чотири—шість разів перевищувати сонячні і, по-третє, магнітні поля у цих плямах можуть досягати декілька кілогаус, тобто в два-три рази перевищувати напруже-

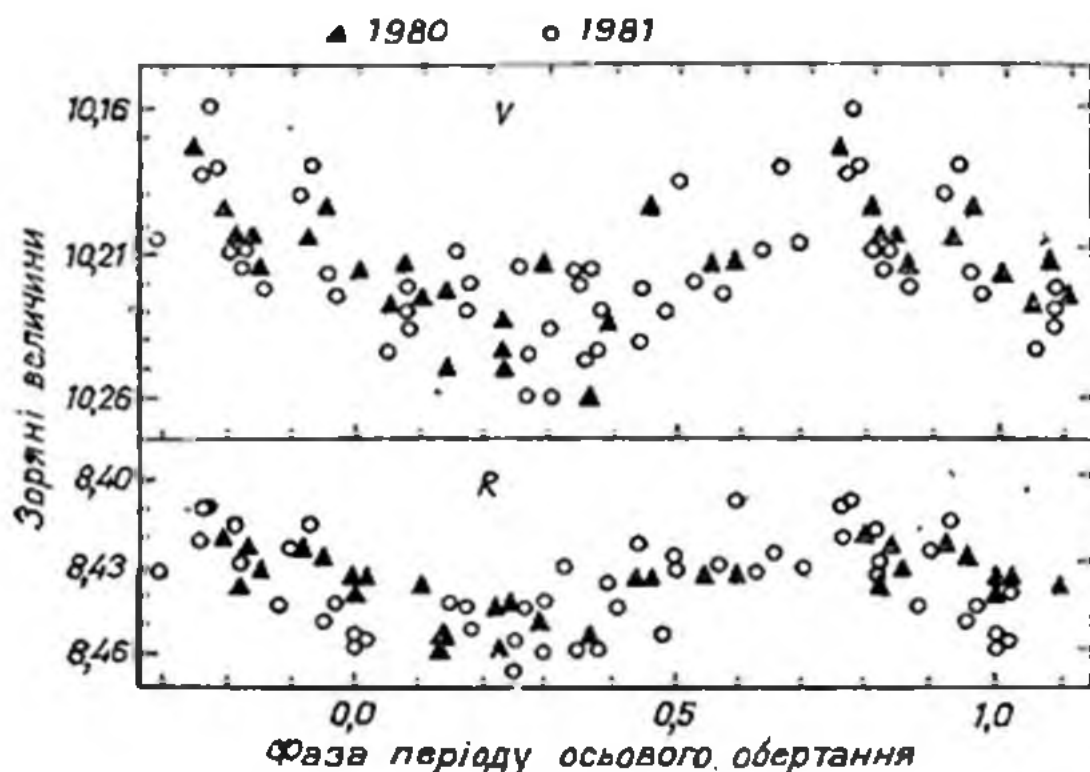


Рис. 172. Зміна зоряної величини *EV* Яшірки у візуальних (*V*) і червоних (*R*) променях з періодом 4,38 доби, що зумовлене неоднорідністю яскравості зорі — появою на ній плям.

ності полів у сонячних плямах. Останнє підтверджують спостереження профілів магніточутливих ліній у спектрах окремих спалахуючих зір (за розщепленням ліній виявлено $B \approx 3600 \dots 4200$ Гс).

Уже згадувалося (див. § 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 в окремих спектральних лініях, що свідчить про існування хромосфер, виявили і в зір червоних карликів. Радіовипромінювання ж, зареєстроване під час спалахів, вказує і на наявність у них протяжних корон. За змінністю хромосферної емісії визначено 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 $BD+26^{\circ}730$ цикл триває близько 60 років.

Таким чином, як сонячна, так і зоряна активність мають свої внутрішні причини. А тому ідею про визначальну роль зовнішніх збурень, зокрема припливної взаємодії Сонця з Юпітером і Сатурном, яку в середині XIX ст. висунув Рудольф Вольф і яка дотепер має своїх прихильників, слід визнати за помилкову.

17.2. Нові і новоподібні зорі

Новими зорями або просто новими прийнято називати гарячі карликові зорі спектральних класів $O-B$, які до спалаху мають абсолютну зоряну величину $M \approx 4 \dots 5^m$ та знаходяться значно нижче від головної послідовності (див. § 16.6). Під час спалаху зоря раптово (за 1–100 днів)

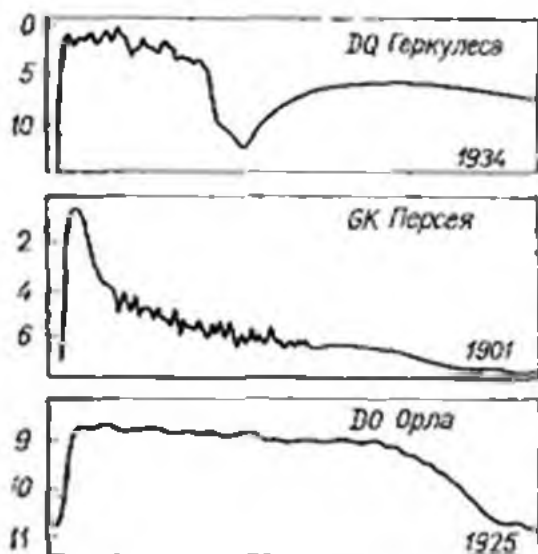


Рис. 17.3 Криві блиску трьох нових зір за перші 350 днів після спалаху. По осі ординат вказана зоряна величина.

збільшує свій блиск на $7 \dots 16^m$ (її світність зростає у 100–1000000 разів), після чого повільно (протягом декількох років) зменшує свою яскравість до початкового значення (рис. 17.3). За час спалаху вона висвічує енергію близько 10^{38} Дж. Через декілька років після спалаху на місці нової з'являється оболонка, яка розширюється зі швидкістю близько 1000 км/с, її маса становить $10^{-3} \dots 10^{-4} M_{\odot}$. Така мала маса оболонки свідчить про те, що під час спалаху зриваються лише поверхневі шари зорі, яка спалахнула.

Під час спалаху нової безперервно змінюється її спектр. З його дослідження випливає, що в момент максимуму блиску оболонка, яка рухається, стає прозорою і крізь неї видно потоки газу, що спливають тепер уже з дуже розігрітої поверхні зорі, наздоганяючи саму оболонку. Поступово ця оболонка розсіюється у міжзоряному середовищі.

У 1954 р. виявили, що колишня нова зоря з сузір'я Геркулеса (Нова 1934 р — змінна зоря *DQ* Геркулеса) — тісна подвійна система 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 $2 M_{\odot}$. 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 напіврозділеними (див § 15.6) і речовина від зорі червоного карлика, який зановнив свою порожнину Роша, перстікає в бік білого карлика і поступово осідає на його поверхню. Як тільки маса цієї речовини досягне певного критичного значення, включаються термоядерні реакції азотно-вуглецевого циклу (див § 8.10), що і закінчується вибухом — зривом оболонки зорі.

Щороку в Галактиці спалахує близько 200 нових, однак спостерігати можна дві-три з них. Дотепер зареєстровано близько 180 спалахів нових у нашій Галактиці і близько 250 — у Галактиці Андромеди.

За особливостями зміни блиску дуже подібні до нових *повторно нові* (їх відомо близько 10), в яких спалахи повторюються через декілька десятків років. Тут енергія спалаху досягає 10^{36} Дж. Вони також є подвійними системами.

Подвійністю зумовлені спалахи ще двох типів зір — *змінних типу U Близнят* (або *SS Лебеда*) і *типу Z Андромеди*. У перших з них час від часу блиск стрибкоподібно зростає на $2 \dots 6^m$. Сьогодні відомо близько 220 таких зір, проте лише в 20 з них у мінімумі блиску зоря яскравіша від 15^m . Для змінних типу *Z Андромеди*, або *симбіотичних зір*, яких відомо близько 30, характерна наявність у спектрах одночасно і молекулярних смуг поглинання і емісійних ліній високого збудження. Час від часу блиск зорі цього типу зростає приблизно на 4^m . Подвійні системи оточені щільними оболонками.

Змінні зорі типу *R Північної Корони* можна б назвати антиновими. У них час від часу блиск повільно і неперіодично послаблюється на $1 \dots 9^m$, після чого поступово по-

вертається до початкового значення. Відомо 32 зорі цього типу. Як уважають, ці зорі мають великий порівняно з Сонцем надлишок вуглецю. Унаслідок спалаху навколо зорі вуглець дуже швидко конденсується 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 $17\dots 18^m$. Однак ще 1885 р. там виявили спалах зорі, видимий блиск якої у максимумі становив $6,5^m$, абсолютна ж величина її $M \approx 17,4^m$. У цей момент зоря була усього в 6,25 раза слабкіша від усієї туманності (її блиск близько $4,5^m$) і в 10^4 — 10^5 яскравіша за нові зорі, що в ній спалахують. Проте лише на початку 20-х років стало ясно, що йдеться про окремий тип спалахуючих зір — про *наднові зорі*.

У нашій Галактиці одна наднова спалахує в середньому раз приблизно за 300 років. Останній раз це трапилося у 1604 р. (*Наднова Кеплера*).

Абсолютна величина наднових у максимумі блиску досягає -19^m і навіть -21^m , у цей час їхня світність перевищує сонячну в мільярди разів. Загальна кількість енергії, яку зоря висвічує під час спалаху, становить близько $10^{42} \dots 10^{44}$ Дж.

За особливостями кривих блиску наднові ділять на два типи. У наднових I типу (їх прийнято позначати $SN\ I$) блиск підтримується на рівні максимального близько тижня. Потім, протягом близько 25 діб, він зменшується зі швидкістю $0,1^m$ за добу, тоді спад блиску зорі різко зменшується. Приблизно через 70 діб після максимуму блиску і аж до настання невидимості зорі блиск спадає зі сталою швидкістю $0,014^m$ за добу. Світність зорі змінюється за експоненціальним законом удвічі за кожні 55 діб (рис. 17.4).

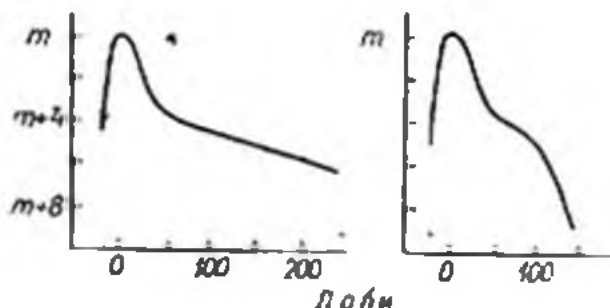


Рис. 17.4. Криві блиску наднових I і II типів.

Характерною особливістю спектрів наднових зір I типу є наявність у них дуже розширених ліній поглинання. Їх дослідження дає змогу зробити висновок, що при спалаху від зорі відривається оболонка масою близько $0,3 M_{\odot}$, яка зі швидкістю $10\,000 \dots 20\,000$ км/с розширюється у міжзоряний простір.

У наднових II типу (*SN II*) світність підтримується на максимальному рівні близько 20 діб. Потім блиск зорі зменшується на декілька величин, після чого він упродовж декількох десятків діб залишається практично незмінним. Тоді вже настає заключна стадія розвитку спалаху, при якій світність зорі різко зменшується. У період після максимуму у спектрах наднових II типу спостерігаються широкі яскраві лінії водню, які свідчать про розширення оболонки зі швидкістю $5000 \dots 10000$ км/с. Маса газу, викинутого у міжзоряне середовище, становить від 1 до $10 M_{\odot}$.

Існує припущення, за яким при спалахах саме наднових II типу утворюються *плеріони* (від гр. *πλεριος* — заповнений) — туманності, в яких інтенсивність радіовипромінювання зростає в напрямі від їх краю до центра. Типовим плеріоном — залишком спалаху наднової у 1054 р — є Крабподібна туманність у сузір'ї Тельця. Загалом у Галактиці виявлено понад 100 залишків наднових (в основному радіоастрономічними методами), з них близько 10 — плеріони. Переважна більшість інших залишків має оболонкову структуру. Деякі з цих залишків є джерелами рентгенівського випромінювання. У трьох туманностях (у центрі Крабподібної туманності, у туманності Паруси-X та IC 443) виявлено *пульсари*.

За всіма даними, джерелом енергії спалаху наднової є потенціальна енергія, що вивільняється при швидкому стискуванні ядра зорі до розмірів $R \leq 0,01 R_{\odot}$. Як випливає з формули (8.29), при такому значенні радіуса енергія буде цілком достатня для забезпечення цього явища. Детальний теоретичний аналіз показав, що на пізньому етапі розвитку зорі в її надрах можуть створитися умови, при яких речовина спадає до центра. Рівновага відновлюється, якщо маса ядра зорі не перевищує $3 M_{\odot}$ — тоді формується *нейтронна зоря* (див. § 14.8). Якщо ж маса більша від цього значення, то виникає *чорна діра* (детальніше про це див. розділ 22).

Експоненціальний спад світності після максимуму блиску у *SN I* пояснюють радіоактивним розпадом ізотопів, періоди піврозпаду яких близькі до 50 діб. Найімовірніше, що внаслідок швидкого вигорання вуглецю, кисню і неону

утворюється достатня кількість (до $0,1 M_{\odot}$) ізотопу ^{56}Ni , і вже після спалаху йде радіоактивний розпад за схемою $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$.

Щороку в інших галактиках відкривають 15—20 наднових. Найбільшою подією був спалах наднової у Великій Магеллановій Хмарі в ніч з 23 на 24 лютого 1987 р. Її було видно як зорю 5^m , оцінки параметрів при зіставленні теорії зі спостереженнями дають такі результати: $M \approx$

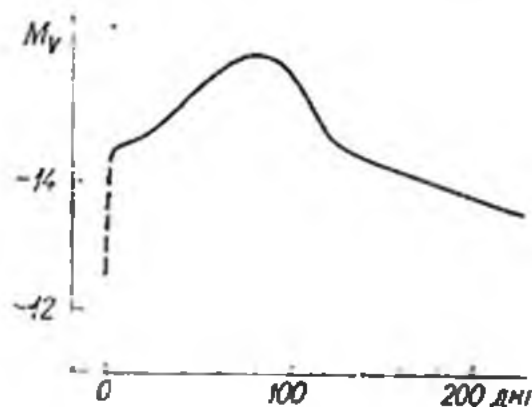


Рис. 17.5 Крива блиску Наднової 1987 А.

$\approx 20 M_{\odot}$, $R \approx 50 R_{\odot}$. За всіма ознаками це була $SN II$.

Проблем, однак, залишається ще багато. Очевидно, ця наднова належала до так званих компактних моделей, бо здебільшого наднові цього типу мають радіуси $R \approx \geq 1000 R_{\odot}$. Крім того, в її кривій блиску є ряд ознак, типових для $SN I$ (рис. 17.5). Тому можна очікувати, що після детальнішого опрацювання матеріалів, отриманих обсерваторіями світу, уявлення про цю наднову можуть дещо змінитися.

17.4. Пульсари

Пульсарам (від англ. *pulse* — імпульс) називаються джерела імпульсного радіовипромінювання. Перший з цих об'єктів відкритий випадково у липні 1967 р. групою вчених Кембріджського університету (Англія), які використали при спостереженнях апаратуру, здатну виділяти сигнали тривалістю у декілька тисячних часток секунди. Згадані вчені планували вивчати мерехтіння точкових радіоджерел, що виникає при проходженні радіохвиль через неоднорідну плазму сонячного вітру.

Визначили, що у першого пульсара імпульси тривалістю близько 0,3 с повторюються через кожні 1,33730110168 с (рис. 17.6). Як виявилось згодом, цей період P навіть

протягом півроку витримується з точністю до 10^{-8} с, хоча амплітуда сигналу змінюється, а іноді сигнал на фоні шумів узагалі не реєструється.

Зараз відомо близько 400 пульсарів. У каталогах їх звичайно позначають чотиризначними числами. Перші дві цифри означають години, дві наступні — хвилини прямого піднесення пульсара. Попереду проставляють дві літери латинського алфавіту, які вказують місце відкриття і

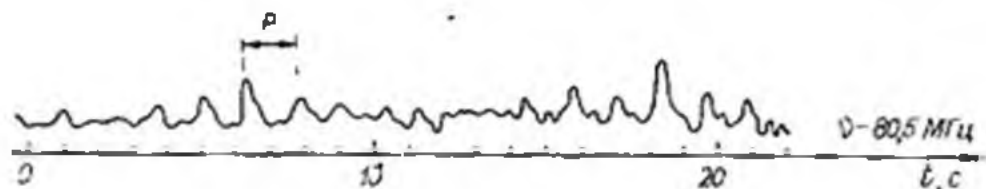


Рис. 176 Реєстрограма радіовипромінювання пульсара CP 1919.

тип об'єкта. Наприклад, перший пульсар позначили CP 1919. Тут літера C означає Кембрідж, P — пульсар, його $\alpha = 19^h 19^m$. Аналогічно пульсар, відкритий у Пушино (Росія), позначений літерами PP, у Національній радіоастрономічній обсерваторії Грін Бенк (США) — NP і т. д. Прийняли також єдине позначення пульсарів PSR — пульсуюче (P) зореподібне (S) (джерело) радіовипромінювання (R), причому крім прямого піднесення вказують і схилення джерела з відповідним знаком. Тому перший пульсар позначають і так: PSR 1919+21 (його схилення $\delta = +21^\circ$, це в сузір'ї Лисички, справа і дещо нижче від її зорі α).

Періоди більшості пульсарів близькі до 0,75 с. Один з найбільших періодів — у пульсара з сузір'я Кентавра, один з найменших ($P = 0,033$ с) — у пульсара NP 0532, який знаходиться в центрі Крабоподібної туманності. Тривалість імпульсів становить від 1 до 10% тривалості періоду. Спостереження показують, що періоди пульсарів з часом повільно зростають. Зокрема, для пульсара NP 0532 період подвоюється кожні 2000 років. Це дало змогу зробити висновок про те, що чим менший період, тим менший вік пульсара. Так визначено, що вік пульсарів, у яких $P = 0,5 \dots 2,0$ с, досягає $10^6 \dots 3 \cdot 10^7$ років.

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 проходженні їх через міжзоряне середовище, де є певна кількість вільних електронів (у середньому $N_e \approx 3 \times$

$\times 10^{-2} \text{ см}^{-3}$). Так виявили, що пульсари перебувають на відстанях від 100 до 25000 св. років. Зі спостережень також випливає, що ці об'єкти групуються поблизу Молочного Шляху.

Майже відразу після відкриття пульсара *NP 0532* його стотожнили з зорею $16,5^m$, що знаходиться у центрі Краболодібної туманності. Ця зоря пульсує в оптичному діапазоні з тим же періодом, що й у радіохвилях, досягаючи



Рис. 17.7. Модель пульсара типу «маяка».

в максимумі блиску $13,9^m$. Очевидно, пульсари утворюються при спалахах наднових зір. Спостереження вказують на те, що значна частина пульсарів має швидкість 100 км/с і більшу. Отже, маючи вік близько 10^6 років, той чи інший пульсар може віддалитися від місця спалаху наднової на 100...1000 св. років, що на небесній сфері становитиме десятки градусів. Тому й не дивно, що лише три пульсари перебувають у туманностях — залишках спалахів наднових зір.

Найімовірнішою вважають модель, за якою пульсар — це нейтронна зоря, що дуже швидко обертається навколо своєї осі. При цьому вона має дуже 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. 17.7). Це — так звана *модель маяка*. Уважають, що над магнітним полюсом є своєрідна зона випромінювання (гаряча пляма), звідки потік світлової енергії виходить вузьким пучком і спостерігач зауважує сигнал лише в момент, коли цей пучок спрямований на нього.

Як гадають, енергія висвічування пульсара вивільняється завдяки повільному гальмуванню обертального руху нейтронної зорі. Очевидно, біля полюсів виникають сильні електричні поля, які прискорюють потоки частинок, що йдуть із зон магнітних полюсів уздовж магнітних силових ліній. Енергія цих частинок перетворюється в електромагнітне випромінювання, мабуть, завдяки синхротронному

механізму і комптонівському розсіюванню фотонів на релятивістських частинках.

Конкретні характеристики пульсара — його швидке обертання і висока напруженість магнітного поля (близько 10^9 Е) — природно пояснюються збереженням моменту кількості руху і вмороженості магнітного поля при стиску зорі до розмірів $R \lesssim 0,01 R_{\odot}$.

17.5. Рентгенівські змінні зорі

Починаючи з 1962 р., виявили понад 100 потужних джерел рентгенівського випромінювання — *рентгенівських зір*, що належать до нашої Галактики. 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 близько десяти рентгенівських джерел є подвійними (деякі з них затемнювано-змінними у рентгенівському діапазоні) зоряними системами, в яких один компонент — нормальна зоря, а другий — компактний об'єкт, що і є рентгенівською зорею, іноді пульсаром. Світності рентгенівських зір оцінюють значенням $L_x \approx 10^{29} \dots 10^{32}$ Вт. Розподіл енергії в спектрі всіх об'єктів однаковий, майже всім їм притаманна швидка (з характерним часом менше 0,1 с) змінність випромінювання. Очевидно, переважна більшість рентгенівських зір — це тісні подвійні системи, періоди обертання яких становлять декілька днів і навіть годин. 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. Ним, очевидно, є нейтронна зоря з $R \approx 10$ км і $m \approx 1 m_{\odot}$. Потік газу, що рухається до цієї зорі, у момент зустрічі з її поверхнею досягає швидкості близько 100 000 км/с. Унаслідок падіння на зорю одного грама речовини виділяється енергія (причому саме в рентгенівському діапазоні) близько 10^{13} Дж. Для забезпечення світності рентгенівської зорі $L_x \approx 10^{30}$ Вт достатньо, щоб на її поверхню щосекунди падало усього близько 10^{14} кг газу.

Якщо ж нейтронна зоря має потужне магнітне поле, то воно спрямовує падаючу речовину в бік магнітних полюсів. Тут утворюються «гарячі плями», що врешті призводить до появи феномена *рентгенівського пульсара*.

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 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. Зауважено також, що з кожних 36 діб пульсар спостерігається лише 12, в останні 24 доби потік рентгенівського випромінювання нижчий від рівня чутливості приймальної апаратури. Очевидно, унаслідок прецесійного руху нейтронної зорі Земля на цей час виходить з діаграми напрямленості випромінювання пульсара. Маса зорі *HZ* Геркулеса дещо перевищує масу Сонця, її радіус $2 R_{\odot}$, маса пульсара близько $1,5 M_{\odot}$.

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 $M=15 M_{\odot}$, її радіус $R=7,2 R_{\odot}$. Компонент — джерело рентгенівського випромінювання — має масу $m=1,5 M_{\odot}$ і є нейтронною зорею.

Потужним джерелом рентгенівського випромінювання виявився і пульсар *NP 0532*, в якого в рентгенівському діапазоні протягом періоду 0,033 с спостерігаються два спалахи практично однакової інтенсивності. Якраз у рентгенівському діапазоні цей пульсар випромінює найбільшу енергію (близько 10^{29} Вт), тоді як в оптичному його потужність приблизно в 200 разів менша, а в радіодіапазоні ще в сотні разів менша.

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 поляризація випромінювання. Це випромінювання виникає при акреції речовини на зорю білий карлик, що має дуже сильне магнітне поле, з боку іншого компонента тісної подвійної системи — червоного карлика. *Барстери* — це спалахуючі рентгенівські джерела (явище повторюється через кожні декілька секунд, а в інших об'єктів через декілька хвилин і годин). Тут виникає випромінювання

плазми, яка перетікає від одного компонента до іншого і досягає поверхні другого, що є нейтронною зорею. Найчастіше барстери трапляються в кулястих зоряних скупченнях.

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 віток 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/см³, що відповідає концентрації частинок $N \approx 1$ см³) Проте завдяки великому об'ємові простору між зорями тут міститься кількість речовини, сумірна з загальною масою зір у Галактиці (відповідно близько 8 і 92% за масою).

Обговорюючи фізичний стан речовини у міжзоряному середовищі, окремо розглядають галактичний дифузний газово-пилловий субстрат і його згущення у вигляді газово-пиллових хмар — *туманностей*.

Безпосереднім доказом наявності дифузної (розсіяної) речовини у міжзоряному просторі стало відкриття у 1904 р німецьким астрономом Й. Гартманом (1865—1936) у спектрі подвійної зорі δ Оріона вузьких і різких ліній поглинання іонізованого кальцію, які не брали участі у періодичних зміщеннях інших ліній спектра, зумовлених обертанням компонентів навколо спільного центра мас. З цього Гартман зробив правильний висновок про те, що між Сонцем і δ Оріона знаходиться міжзоряна хмара, що спричинює це поглинання. Згодом таким же чином відкрили лінії міжзоряного натрію, калію, заліза, титану, смуги поглинання молекул CH, CN і багатьох інших.

З іншого боку, вивчаючи розподіл зір у різних ділянках неба, російський учений Струве дійшов висновку, що світло зір послаблюється його поглинанням міжзоряною речовиною (це — *міжзоряне поглинання світла*). Остаточо

міжзоряне поглинання світла визнали лише на початку 30-х років ХХ ст. Тепер уже відомо, що послаблення світла зір поблизу галактичної площини досягає у візуальних променях 2^m на 1 кпк, а в фотографічних променях — 4^m на 1 кпк.

Строгий метод урахування міжзоряного поглинання світла розробив П. П. Паренаго (1906—1960). 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, була меншою від спостережуваної m на поглинання $A_1 r$, тобто

$$m_0 = m - A_1 r.$$

Тому формулу (8.10), якою пов'язані між собою видимою величина m і абсолютна величина зорі M , можна записати

$$M = m + 5 - 5 \lg r - A_1 r. \quad (18.1)$$

За цією формулою обчислюють абсолютну зоряну величину зорі, якщо відоме загальне поглинання $A_1 r$. І навпаки, якщо абсолютна зоряна величина M визначена якимось іншим методом (наприклад, з аналізу спектра) і відстань до зорі відома, то розв'язують зворотню задачу — обчислюють поглинання A_1 у напрямі на зорю.

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 ($\kappa(\lambda) = b/\lambda$). З теорії випливає, що така залежність коефіцієнта поглинання від довжини хвилі буває, якщо пил міжзоряного середовища складається з частинок, діаметри яких $10^{-5} \dots 10^{-4}$ см.

Оскільки коефіцієнт поглинання світла міжзоряними частинами збільшується при зменшенні довжини хвилі, то сині промені поглинаються сильніше, ніж жовті, і в зір показник кольору зростає. Різниця між спостережуваним $(B-V)$ і справжнім $(B-V)_0$ показниками кольору називається *надлишком кольору*

$$E_{B-V} = (B-V) - (B-V)_0.$$

Зі спостережень виявили наближене співвідношення

$$A_V \approx 3.2 E_{B-V},$$

де A_V — загальне поглинання світла у візуальних променях. Надлишок кольору визначають сумісними фото-

електричними і спектральними спостереженнями. Першими знаходять спостережувані, другими — справжні показники кольору. Так отримали надійні відомості про поглинання світла в окремих ділянках Молочного Шляху і поза ним. Виявлено, що міжзоряний пил концентрується до галактичної площини, яка умовно проходить через середину Молочного Шляху. З віддаленням від неї концентрація пилюнок істотно зменшується: масштабна висота тут дорівнює 125 пк.

У середньому для зір, що перебувають на відстані 1000 пк від Сонця, надлишок кольору $E_{B-V} \approx 0,5^m$, що дає для $A_V = \Delta m = 3,2$ $E_{B-V} = 1,6^m$. Оскільки ефективність поглинання визначається оптичною товщиною шару $\tau = \sigma N r$, де σ — площа поперечного перерізу пилинки, то звідси знайшли, що концентрація пилюнок $N \approx 0,1 \text{ см}^{-3}$. У щільних хмарах вона в десятки тисяч разів більша. У темних компактних утворах розміром 0,1...1,0 пк, які називаються *глобулами*, вона вища ще на порядок.

18.2. Туманності

У різних місцях міжзоряного середовища відносна концентрація газу і пилю неоднакова. Вміст пилю в *дифузних туманностях* — протяжних хмарах неправильної форми, розміри яких досягають сотень парсеків, — істотно зростає з наближенням до галактичної площини. Тут зустрічаються цілі комплекси *пилових туманностей*, причому маса такого комплексу може досягати $10000 M_{\odot}$.

Якщо поблизу газово-пилової туманності є достатньо яскрава зоря, то туманність стає видимою. Світлі туманності бувають двох типів. Одні мають спектри з яскравими емісійними лініями і називаються *емісійними туманностями*. Типовий приклад — туманність з сузір'я Оріона. Для *відбивних туманностей* типовим є спектр з лініями поглинання, цей спектр співпадає зі спектром зорі, яка цю туманність освітлює.

Зараз відомо близько 150 відбивних туманностей. І оскільки близьке сусідство гарячої зорі з туманністю — явище досить рідкісне, то в Галактиці повинна існувати значна кількість темних туманностей, яких просто не видно. Проте часом темна туманність розташована між світлою туманністю і спостерігачем. Тоді світла туманність частково екранується (рис. 18.1) В інших випадках речовина темної туманності заглиблюється в світлу, так утворюються *слонові хоботи*.

Два типи туманностей формуються, очевидно, на пізніх етапах розвитку зір з їхніх оболонок. Це — *волокнисті* і *планетарні туманності*. Принаймні частина волокнистих туманностей є залишками спалахів наднових зір. За зміщенням ліній у спектрах цих об'єктів виявили, що волокна розширюються зі швидкістю 100...1000 км/с. Куткові розміри *туманності Петля* з сузір'я Лебеда досягають $2,8^\circ$. При відстані до туманності близько 800 пк це відповідає



Рис. 18.1. Поеднання темної і світлої туманностей у сузір'ї Орiona — туманність Коняча голова.

її лінійному радіусві близько 20 пк. Ця туманність є потужним джерелом як радіовипромінювання, так і рентгєнівського.

Залишком спалаху наднової є добре відома Крабоподібна туманність. Відстань до неї становить 1700 пк (5500 св. років), її видима зоряна величина $8,6^m$, приблизні куткові розміри $3' \times 2'$. Дослідження спектральних ліній показує, що туманність розширюється зі швидкістю 1000 км/с. Фотографії, зроблені за допомогою світлофільтрів, виявили, що вона складається наче з двох взаємно проникаючих туманностей — аморфної і волокнистої. Аморфна маса, скупчена фоловним чином у внутрішній частині туманності, висвічує у неперервному спектрі без ознак будь-яких яскравих ліній. Волокна ж мають лінійчастий спектр з дуже інтенсивними забороненими лініями

іонізованого азоту, кисню, сірки і водневими лініями. Енергію в неперервному спектрі висвічує як Крабоподібна туманність, так і Петля Лебедя за рахунок гальмування релятивістських електронів (синхротронне випромінювання).

Є також дифузні туманності кільцеподібної (сферичної) форми, які здалека мають вигляд слабких дисків зеленкуватого кольору, нагадуючи планети Уран і Нептун. З тієї причини їх називають *планетарними*. Їх уже виявили понад 1000. Кутовий діаметр найближчої до нас пла-

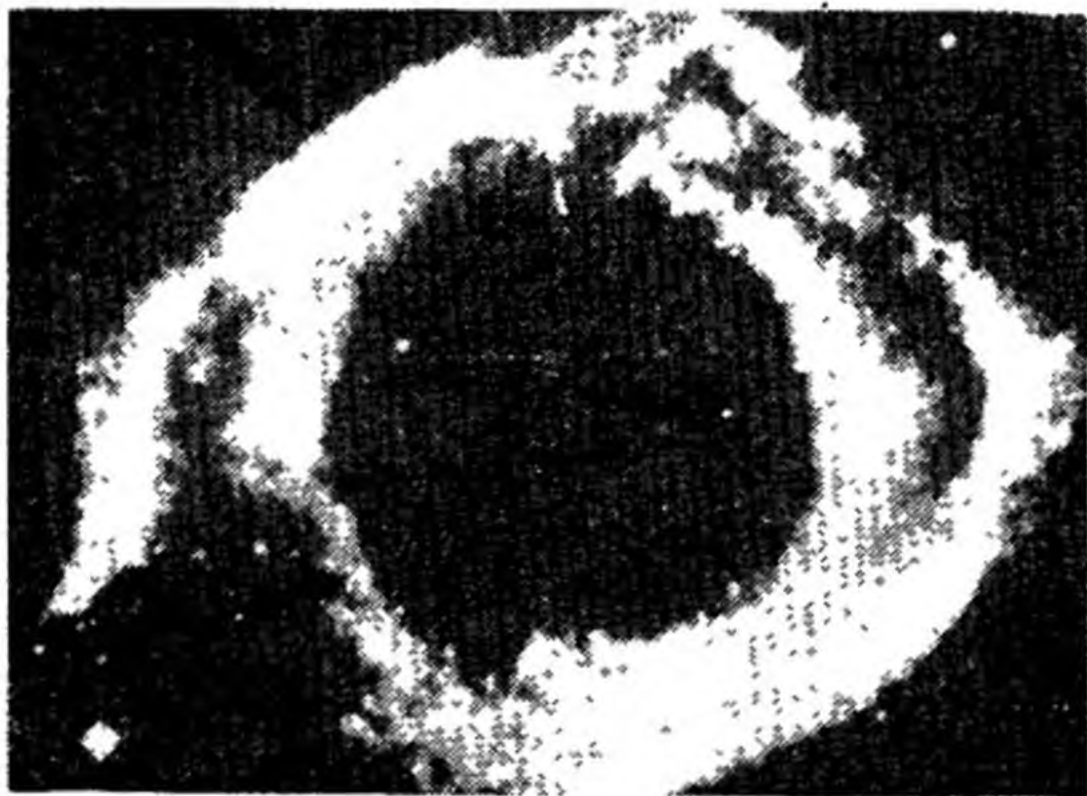


Рис. 18.2. Планетарна туманність *NGC 7293* (Слямак) із сузір'я Водолія.

нетарної туманності з сузір'я Водолія (рис. 18.2) дорівнює $15' \times 12'$, для більшості інших він не перевищує $0,3 \dots 0,4'$. (Відстань до туманності у Водолії — вона називається *NGC 7293*, або Слямак — усього 200 пк, її сумарна інтегральна зоряна величина $6,5^m$.) У центрі таких туманностей звичайно є гаряча зоря — *ядро туманності*. Спектри планетарних туманностей подібні до спектрів емісійних газових туманностей, однак спектральні лінії роздвоєні. Це вказує на розширення планетарних туманностей зі швидкістю $20 \dots 40$ км/с. Тому вважають, що середній вік планетарної туманності дорівнює 10—20 тис. років. Після цього туманність, розширюючись у міжзоряний простір, стає невидимою.

Ядро планетарної туманності є білим карликом, що сформувався внаслідок стискування основної маси зорі до відновлення рівноваги завдяки тиску виродженого електронного газу (див. § 14.8).

18.3. Фізичні процеси в емісійних туманностях. Зони H II

У спектрах дифузних емісійних і планетарних туманностей на дуже слабкому неперервному фоні видно велику кількість емісійних ліній. Найяскравішими з них є дві зелені лінії $\lambda=5007 \text{ \AA}$ і $\lambda=4959 \text{ \AA}$. Вони називаються *небулярними* (від лат. *nebula* — туманність) і позначені відповідно N_1 та N_2 . Положення цих ліній не відповідає ні одній з ліній, які спостерігалися в лабораторіях. Тому припустили, що вони належать небулію — газу, який є лише в туманностях. Природу небулярних ліній з'ясували у 1927 р. Виявилось, що лінії N_1 і N_2 належать двічі іонізованому кисню. Вони можуть виникати лише в умовах винятково високого розрідження речовини, створити яке в земних лабораторіях не можна, і тому називаються *забороненими лініями*. При детальнішому вивченні спектрів туманностей виявили, що кількість заборонених ліній інших хімічних елементів у них досягає ста і що в емісійних лініях туманності висвічують понад 90% енергії.

Світіння дифузних туманностей збуджує зоря раннього спектрального класу, що знаходиться поруч і є потужним джерелом неперервного УФ-випромінювання. У планетарних туманностей таким джерелом є ядро.

Неперервне УФ-випромінювання з довжиною хвилі $\lambda \leq \leq 912 \text{ \AA}$ називається *лайманівським континуумом* L_c . Воно здатне іонізувати атоми водню, що перебувають в основному стані. Наприклад, зоря Спіка (α Діви) при ефективній температурі $T_{ef} = 20000 \text{ K}$ і радіусі $R = 10 R_{\odot}$ щосекунди випромінює близько 10^{46} квантів лайманівського континуума, завдяки чому може іонізувати весь водень навколо себе на відстанях у десятки парсеків. Ці зони іонізованого водню навколо зір класів O—B отримали назву зони H II або *зони Стремгрена*.

При поглинанні частина енергії L_c -кванта витрачається на іонізацію атома водню, інша — на надання кінетичної енергії відірваному електрону. Згодом ця кінетична енергія перерозподіляється між іншими електронами при зіткненнях, завдяки чому газ у туманностях нагрівається.

Світіння туманностей у лініях виникає внаслідок рекомбінацій атомів і подальших переходів електронів з од-

ного рівня на інший з випромінюванням квантів, що відповідають цим переходам. Електрони, захоплені ядром атома водню, перейдуть з вищих рівнів на другий з випромінюванням ліній серії Бальмера, на першій — серії Лаймана (див. § 8.6). Цим пояснюється наявність сильних ліній випромінювання серії Бальмера в спектрах туманностей.

У цілому мова йде про ефект роздрібнювання L_c -квантів у розрідженому середовищі. Завдяки цьому можна зауважити світіння протяжних H II зон як у нашій, так і в інших галактиках. Ці зони здалека виглядають як зорі надвисоких світностей і їх можна використовувати для визначення відстаней до інших галактик.

Явище роздрібнювання квантів типове для розрідженого середовища. Звичайно процес збудження атомних рівнів (для простоти обмежимося трьома рівнями) може відбуватися двома шляхами: $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$ і $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$. У щільних зоряних фотосферах обидва ці процеси рівноправні. Однак у розріджених газових туманностях і в зонах H II перший проходить в тисячі мільярдів разів частіше, ніж другий. У цьому полягає суть відомої в астрофізиці *теорема Росселанда*.

Дозволені переходи електронів з одного рівня на інший відбуваються за 10^{-8} секунд. В атомах є стани, в яких електрони можуть перебувати значно довше, такі стани називаються *метастабільними*. Переходи з цих станів — *заборонені переходи* — відбуваються за десятки і більше секунд.

Туманність у заборонених лініях світиться завдяки збудженню метастабільних рівнів іона кисню (та інших іонів) електронними ударами. При зіткненні іона з вільним електроном останній передає частину своєї енергії (для іона O III енергія збудження метастабільного стану 2,5 еВ). Через деякий час (для іона O III це 40 с) електрон в атомі переходить на нижній рівень. Унаслідок багатьох переходів у різних атомах і створюється заборонена лінія в спектрі.

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 у туманності та її температуру. Так обчислено, що кінетична температура газу в зонах H II і планетарних туманностях дорівнює

9000...14000 К, тоді як у неіонізованому міжзоряному середовищі 50...100 К.

Спостереження в радіодіапазоні показали, що деякі газові туманності, в тому числі й туманність Оріона, випромінюють інтенсивні лінії з частотою 1667 МГц ($\lambda = 18$ см). Ширина цих ліній становить 0,5 кГц. Якщо ширину лінії пояснювати тепловим рухом випромінюючих частинок, то кінетична температура речовини мала б бути близько 3 К. Яскравіша ж температура в лініях становить 10^{16} К. Як з'ясували, джерелом цих ліній є *космічні мазери* — потужні генератори космічних радіохвиль.

Мазерна лінія 1667 МГц належить молекулі ОН. Існування ліній радіовипромінювання молекул ОН, СН та інших уперше передбачив у 1949 р. Шкловський. Як показують спостереження з високою просторовою роздільністю, а також теоретичний аналіз процесів, що призводять до мазерного випромінювання, його джерелами є невеликі, порівняно щільні хмари міжзоряного газу і пилу з масою $M = 1 M_{\odot}$ і температурою близько 100...200 К. Принцип дії мазерного механізму в цих хмарах аналогічний принципам дії штучних джерел випромінювання. Джерелом накачки мазерного випромінювання є інфрачервоне випромінювання центральної частини хмари, енергія ж вивільняється при її стиску.

У наш час поруч з мазерним випромінюванням молекули ОН, H_2O ($\lambda = 1,35$ см), SiO та інших спостерігаються радіолінії випромінювання складніших молекул, серед яких багато складних органічних, таких, як формальдегід H_2CO , ціантетрацетилен HC_3N тощо.

18.4. Магнітні поля у міжзоряному середовищі. Космічні промені

У 1948 р. відкрили *міжзоряну поляризацію світла*: 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^{-5} Е, які відіграють роль механізму орієнтації пилинок. З теорії випливає, що кожна пилінка швидко обертається навколо своєї малої осі, залишаючись наче нанизаною на магнітну силову лінію. Вивчення поляризації світла зір стало важ-

ливим 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.

Як знаємо, поблизу Землі спостерігаються заряджені частинки дуже високих енергій, які доходять до Землі з космічного простору, — *космічні промені*. Вони доходять до Землі приблизно в однаковій кількості з усіх напрямів, що свідчить про їхній ізотропний розподіл у просторі. Висловлене припущення, за яким вся Галактика заповнена космічними променями.

У 1949 р. визначили склад космічних променів за межами земної атмосфери і обчислили густину їхніх енергій, що виявилася приблизно такою ж, як густина енергій випромінювання зір. Основну частину енергій космічних променів — вносять протони. На електронну складову припадає лише сота частина енергій, а на ядра важчих хімічних елементів — ще менше. Спостереження показали, що розподіл космічних променів за енергіями має вигляд $N(E) \sim E^{-2,6}$.

Ще одним доказом існування магнітного поля і одночасно космічних променів у міжзоряному середовищі є *радіовипромінювання Галактики*. У 1952 р. Шкловський визначив, що воно ділиться на дві складові, які істотно відрізняються за розподілом енергій в спектрі. У першій з них, *плоскої складової*, інтенсивність випромінювання найбільша у площині Молочного Шляху. Яскравісна температура її стала і близька до 10 000 К, такі ж і спектральні характеристики газу, нагрітого до цієї температури. Оскільки міжзоряний газ концентрується до площини Молочного Шляху, то плоску складову радіовипромінювання пояснюють тепловим гальмівним випромінюванням іонізованих хмар (зон Н II) міжзоряного газового середовища, нагрітих до температури 10 000 К.

У другій, *сферичної складової*, рівномірно розподіленої по небі, інтенсивність радіовипромінювання зростає з довжиною хвилі, що вказує на її нетеплову природу. Зокрема, при $\lambda = 10$ м вона відповідає яскравісній температурі 100 000 К. Природа радіовипромінювання сферичної складової добре пояснюється синхротронним випромінюванням

релятивістських електронів з енергіями понад 10^8 eВ у магнітному полі з напруженістю близько 10^{-5} Е, якщо їх розподіл за енергіями має вигляд $N(E) \sim E^{-2,6}$, що співпадає з розподілом космічних променів в околицях Землі.

Про особливості розподілу протонів космічних променів за енергіями свідчать спостереження *гамма-випромінювання*. Ця можливість заснована на тому, що при зіткненні релятивістського протона з ядрами атомів міжзоряного середовища (в основному з ядрами атома водню) утворюються нестабільні частинки, π^0 -мезони, які згодом розпадаються на два γ -кванти, енергія яких досягає значення в діапазоні 68 МеВ і вище. Спостереження такого гамма-випромінювання зі штучних супутників показало, що воно концентрується до площини Молочного Шляху, де скупчений міжзоряний газ. Інтенсивність спостережуваного гамма-випромінювання можна пояснити, прийнявши, що протони космічних променів у міжзоряному середовищі мають ту ж концентрацію, що й в околицях Землі.

ОСНОВИ ГАЛАКТИЧНОЇ І ПОЗАГАЛАКТИЧНОЇ АСТРОНОМІЇ

Конкретні уявлення про структуру нашої Галактики сформувалися за останні 300 років, головним чином звичайно у ХХ ст. Тим більше це стосується світу інших галактик. Хоча правильні здогади щодо будови Всесвіту виникли ще задозго до нашої ери.

Зокрема, давньогрецький філософ Демокріт (бл. 460—370 рр. до н. е.) твердив, що Всесвіт є безконечним і що в цьому безконечному світі «внаслідок зіткнень атомів утворюється нескінченно велика кількість світів, різноманітних за своїми розмірами». Невдовзі, однак, Платон та Арістотель, злякавшись безконечності, склали уявлення про кристалеву, обмежену за розмірами сферу, яка оточує Землю і до якої підвішені зорі.

За Демокрітом Молочний Шлях — це скупчення великої кількості зір. Для Арістотеля — це всього-навсього якісь випаровування, що піднімаються ввєрх 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 Гершеля, який, обчислюючи кількість зір до певної 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 зір. Зіставивши власні рухи 13 зір, Гершель у 1783 р. довів, що Сонце рухається у просторі в напрямі на сузір'я Геркуле-

са. Загальне обертання Галактики обгрунтоване математично у ХІХ 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 в сузір'ї Стрільця на площі, що становить 2% площі небесної сфери), виявив, що насправді воно 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 ХІХ і перших двох десятиліть ХХ ст. Лише Хабблу у 1924 р. вдалося довести, що це справді далекі позагалактичні об'єкти — 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 γαλαξίας, тобто молочне коло (від гр. γάλα — 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, Кассіопеї, Цефея і Лебеда. У цьому сузір'ї він роздвоюється і двома вітками проходить через сузір'я Орла, у південній півкулі неба — через сузір'я Щита, Стрільця, Змієносця, Скорпіона, Жертівника і Косинця. Тут він знову зливається в одну смугу, проходячи через сузір'я Кентавра, Південного Хреста, Кіля, Парусів, Великого Пса, Однорога і тут переходить у північну півкулю неба

через сузір'я Оріона, вище 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 гамма-діапазонах випромінювання. Розподіл нейтрального водню в Галактиці вивчають за спосте-

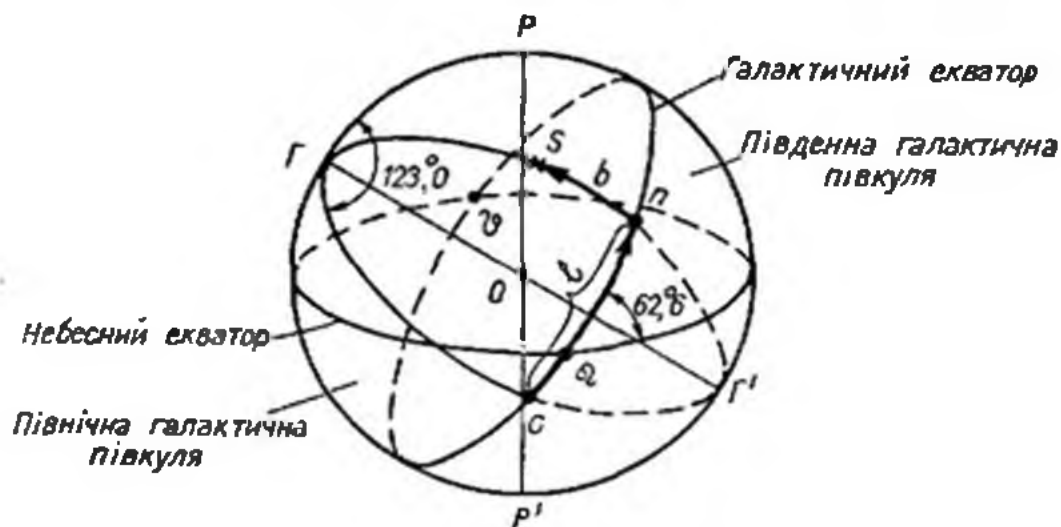


Рис. 19.1 Галактична система небесних координат, S — зоря з координатами l і b .

реженнями радіохвиль. Сам же центр Галактики знаходиться в сузір'ї Стрільця, поблизу його межі з сузір'ям Скорпіона. Він, однак, недосяжний для спостережень у видимому світлі, бо сконцентровані тут газопопилові хмари послаблюють світло на 30^m .

Для вивчення структури Галактики використовують галактичну систему небесних координат. Основою цієї системи є галактичний екватор — велике коло, яке 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 δ (його екваторіальні координати $\alpha = 18^h 48,9^m$, $\delta = 0^\circ$) знаходиться в сузір'ї Орла, низхідний Ω ($\alpha = 6^h 48,9^m$, $\delta = 0^\circ$) — 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 Γ (рис. 19.1) знаходиться в сузір'ї Волосся Вероніки, південний — у сузір'ї Скульптора.

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 S , що відповідає напрямку на центр Галактики, до кола широти світила. Безпосередньо ці координати не вимірюють, а обчислюють за екваторіальними координатами кожного світила.

19.2. Поняття про методи зоряної статистики

Одним з основних методів вивчення будови Галактики є підрахунок кількості зір до певної видимої зоряної величини. Уперше його застосував Гершель, який підраховував зорі до $14,5^m$ (які було 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 13. 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 у межах від m до $m+1$, тобто це приріст кількості зір при зменшенні їх блиску 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 -ої видимої зоряної величини. Очевидно, що $A(m) = dN(m)/dm$.

Як бачимо з підрахунків, функція $A(m)$ зростає до $m \approx 21^m$, 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 нерівномірність розподілу зір у Галактиці. При рівномірному розподілі, як це впливає з *теореми Зелігера*, повинно $N(m+1) : N(m) = 3,98$. Математична статистика з застосуванням екстраполяції показує, що найбільша кількість зір у Галактиці повинна мати видиму зоряну величину близьку до 30^m . За-

гальна кількість зір у Галактиці, очевидно, перевищує 150 млрд.

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) поблизу 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, приблизно 95% усіх зір Галактики розташовані у Молочному Шляху.

Підрахунки показали, що Галактика подібна на велетенський диск діаметром близько 30 кпк, тобто приблизно 100 000 св. років. Сонце знаходиться недалеко від галактичної площини на відстані близько 10 кпк (30 000 св. років) від центра Галактики. Аналіз розподілу зір різних спектральних класів, змінних зір та інших об'єктів дав змогу зробити висновок, що насправді Галактика має складну спіральну структуру (див. § 19.7).

19.3. Зоряні скупчення та асоціації

Деяка частина зір Галактики об'єднана у скупчення. *Зоряними скупченнями* називаються окремі групи зір, пов'язані між собою силами взаємного тяжіння і тому рухаються у просторі як єдине ціле. За зовнішнім виглядом зоряні скупчення поділяють на розсіяні та кулясті.

Розсіяні зоряні скупчення складаються з декількох десятків, сотень, іноді тисяч зір і мають неправильну форму, їхні діаметри в середньому 3...5 пк. Майже всі розсіяні зоряні скупчення знаходяться в Молочному Шляху або поблизу нього. Виділити усі зорі, які належать до такого скупчення, нелегко. Для цього доводиться досліджувати спектри зір або їхні показники кольору, а також вивчати власні рухи.

Кількість відомих розсіяних зоряних скупчень у нашій Галактиці досягає 1200. Найяскравішим з них є Плеяди у сузір'ї Тельця. Неозброєним оком тут видно сім зір, при спостереженнях у телескопи — близько 200, а на фотографіях з тривалою експозицією — понад 300. Діаграма спектр—світність, побудована для Плеяд (рис. 19.2), є типовою для всіх розсіяних скупчень. Як видно з діаграми, розсіяні зоряні скупчення складаються в основному з зір

головної послідовності. Червоних гігантів і надгігантів там дуже мало.

У кулястих зоряних скупченнях, що мають сферичну або еліпсоїдну форму, налічуються сотні тисяч і навіть мільйони зір. У середньому діаметр такого скупчення близький до 30 пк. Якщо в околицях Сонця одна зоря припадає на десять кубічних парсеків, то в кулястих скупченнях середня просторова концентрація зір у тисячі разів

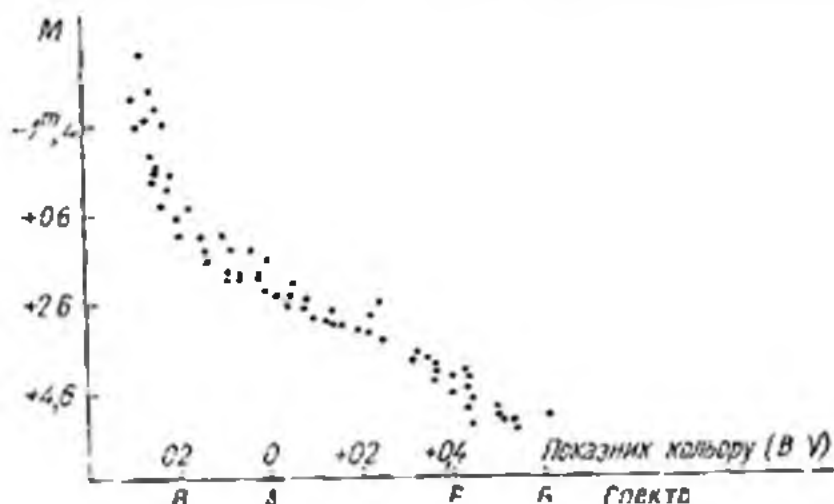


Рис. 192 Діаграма спектр—абсолютна зоряна величина для Плеяд

більша, а в центрі скупчення вона досягає десятків тисяч зір на кубічний парсек.

Уже відомо понад 130 кулястих скупчень. Вони розподілені на небі нерівномірно. Кулясті скупчення концентруються до сузір'я Стрільця, де знаходиться центр Галак-

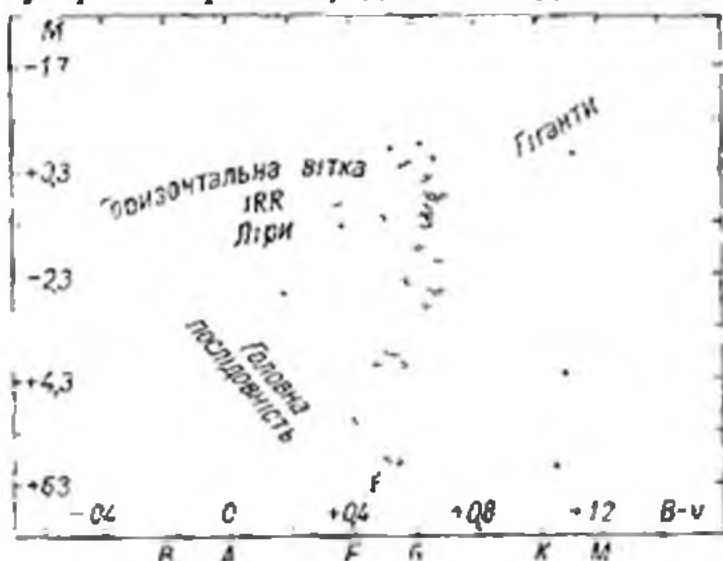


Рис. 193. Та ж діаграма для кулястого зоряного скупчення NGC 6205 з сузір'я Геркулеса.

тики, тоді як у протилежній частині неба вони практично не зустрічаються.

Для діаграми спектр—світність кулястих зоряних скупчень (рис. 19,3) характерні майже вертикальна вітка червоних гігантів і надгігантів, а також горизонтальна вітка, що з'єднує зону червоних гігантів з малозаселеною верхньою частиною геловної послідовності. У горизонтальній вітці є розрив — так званий *провал Шварцшільда*, в який якраз потрапляють змінні зорі типу *RR Ліри*.

Така суттєва відмінність вигляду діаграм спектр—світність розсіяних і кулястих скупчень свідчить про значну різницю їхнього віку (див. § 22 3).

Недавно виявили, що деякі кулясті скупчення зір-е джерелами потужного рентгенівського випромінювання. Це пов'язують з *акрецією* (з випаданням) міжзоряного газу на чорні діри, які, як вважається, є в центрах кулястих скупчень.

У 1947 р. вірменський учений В. А. Амбарцумян привернув увагу до груп гарячих зір високої світності спектральних класів *O* і *B*, для яких він запропонував назву *зоряні асоціації*. У кожній такій *OB-асоціації* налічується до ста зір класів *O—B*. Крім них існують також *T-асоціації* — скупчення неправильних змінних зір-карликів типу *T* Тельця. Найближча *T-асоціація* знаходиться в сузір'ї Оріона. У ній налічується понад 500 змінних зір типу *T* Тельця.

OB- і *T-асоціації* бувають усередині потужних газово-пилових комплексів. Очевидно, тут згруповані зорі, які лише розпочинають свій розвиток.

Довгий час дискутувалося питання про стійкість згаданих асоціацій. Уважали, що швидкості окремих зір у них надто великі, щоб ці утвори могли існувати довго як єдине ціле завдяки силі тяжіння. З'ясували, однак, що в асоціації входить і багато інших зір, які раніше вважали зорями фону. Отже, питання про стійкість асоціацій відпало.

19.4. Власні рухи і променеві швидкості зір

Після того як Галлей виявив зміни координат Сіріуса, Альдебарана та Арктура, у 1742 р. Бродлей висловив припущення, за яким ці власні рухи зір пов'язані з рухом Сонячної системи у просторі.

Власним рухом зорі називається її кутове зміщення на небесній сфері за рік, викликане рухом зорі відносно Сон-

ця. Його позначають грецькою літерою μ . Зміна положення зорі за рік по прямому піднесенню позначається μ_α , по схиленню — μ_δ . Повне кутове зміщення зорі за рік μ обчислюють за теоремою Піфагора.

Зауважимо, що кожна зоря рухається в просторі з певною швидкістю v під довільним кутом φ до напрямку OS спостерігач—зоря (рис. 19.4). Тому кутове зміщення μ лише частково характеризує її справжній рух. Нехай r —

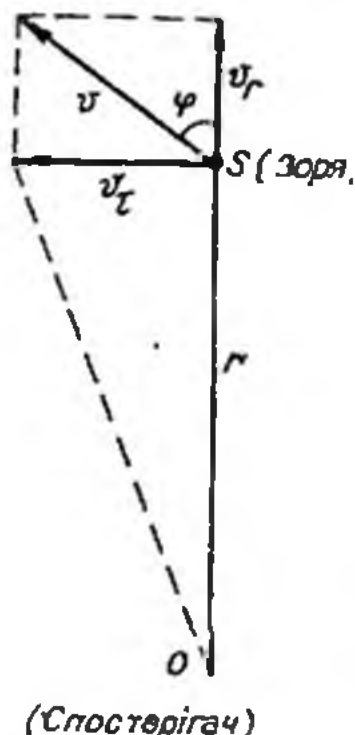


Рис. 19.4. Складові просторової швидкості зорі v (звичайно її переобчислюють відносно Сонця):

v_t — тангенціальна швидкість;
 v_r — променева швидкість.

відстань від зорі до спостерігача, π — її річний паралакс. Якщо π виміряно в радіанах, то $r = a/\pi$ ($a = 1,5 \cdot 10^8$ км — астрономічна одиниця) і заданому зміщенню зорі за рік μ (у проекції на небесну сферу) відповідає лінійне зміщення $l = r\mu = a\mu/\pi$, якщо μ також у радіанах. Нехай v_t — проекція швидкості зорі на небесну сферу — *тангенціальна швидкість* зорі. Тоді за рік (за час $t_0 = 3,16 \cdot 10^7$ с) зоря в площині, перпендикулярній до напрямку OS , проходить відстань $l = v_t t_0$. Звідси знаходимо, що

$$v_t = l/t_0 = 4,74 \mu/\pi, \text{ км/с.}$$

Проекція v_r швидкості зорі на напрям зоря—спостерігач називається *променевою швидкістю* зорі. Її визначають за доплерівським зміщенням ліній $\Delta\lambda$ у спектрі зорі

$$v_r = c \frac{\Delta\lambda}{\lambda}, \text{ км/с.}$$

Після того як обидва значення відомі, за теоремою Піфагора обчислюють просторову швидкість зорі відносно

Сонця. Визначаючи її, враховують рух Землі щодо Сонця, її обертання навколо осі і рух навколо центра мас у системі Земля—Місяць.

Дотепер уже виміряно власні рухи близько 300 000 зір, а променеві швидкості — у понад 20 000 зір. Найбільший з відомих власний рух має зоря Барнарда $9,7^m$: $\mu = 10,8''$. Для неї тангенціальна швидкість $v_t = 89$ км/с, променева $v_r = -111$ км/с, відстань до цієї зорі $r = 1,81$ пк.

Аналіз показав, що між власними рухами зір μ та їхніми паралаксами π (тобто відстанями до зір) є певна статистична залежність. Адже чим далі знаходиться зоря, тим меншим повинно бути її річне зміщення за рік.

Наближене $\pi \approx \frac{1}{15} \mu$. Обчислений за такими міркуваннями паралакс називається *середнім паралаксом* зорі. Оскільки зорі в Галактиці рухаються окремими потоками і по складних траєкторіях, то в окремих конкретних випадках обчислена таким чином відстань може істотно відрізнятись від справжньої (обчисленої, наприклад, методом тригонометричних паралаксів).

19.5. Рух Сонячної системи. Обертання Галактики

Знайдені зі спостережень швидкості зір не відображають повністю їхніх рухів у Галактиці, оскільки ці швидкості визначені відносно Сонця, яке разом з Землею та іншими планетами також рухається у просторі. Тобто у визначених швидкостях зір є компоненти, зумовлені просторовим рухом Сонця і які називаються *паралактичними компонентами швидкості*.

Швидкості зір, звільнені від впливу руху Сонця, називаються *пекулярними швидкостями* (від лат. *peculiaris* — властивий, особливий). Для їх обчислення спочатку треба визначити власне компоненти просторової швидкості Сонця.

Та точка неба, у напрямі на яку рухається Сонце (вся Сонячна система), називається *сонячним апексом* (від лат. *apex* — вершина), а діаметрально протилежна точка неба — *сонячним антиапексом*. Просторову швидкість Сонця V_{\odot} і положення його апекса визначають шляхом аналізу променевих швидкостей цілих груп, в яких налічується велика кількість зір, розташованих у різних ділянках неба. Середнє значення променевих швидкостей у кожній такій групі і дасть паралактичний компонент променевої швид-

кості всієї групи, оскільки пекулярні швидкості зір різні за модулем і напрямом, а їхні проекції на промінь зору при усередненні взаємно виключаються.

За променевими швидкостями і власними рухами зір, які видно неозброєним оком, обчислили, що відносно них Сонце рухається зі швидкістю $V_{\odot} = 19,5$ км/с у напрямі сузір'я Геркулеса до його зорі ν . Ця точка неба з екваторіальними координатами $\alpha = 18^{\text{h}}00^{\text{m}}$, $\delta = +30^{\circ}$ називається

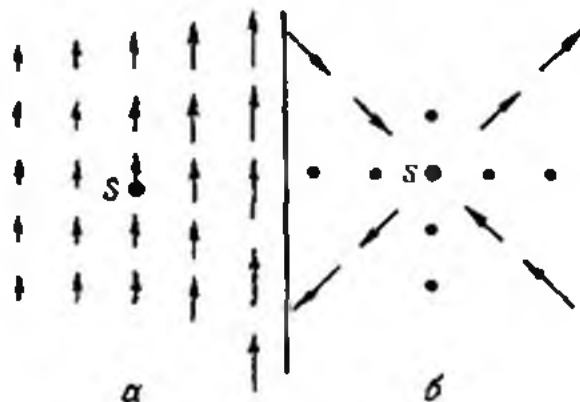


Рис. 195. Вплив обертання Галактики на променеві швидкості зір (центр Галактики справа):

а — пекулярні швидкості зір відносно центра Галактики; б — променеві швидкості відносно Сонця S.

стандартним сонячним алексом. Стандартний антиапекс перебуває в сузір'ї Голуба. Якщо ж зі згаданих найяскравіших зір вилучити далекі зорі-гіганти і розглядати рух Сонця лише відносно найближчих зір, то знаходять алекс основного руху Сонця. Його координати $\alpha = 17^{\text{h}}40^{\text{m}}$, $\delta = +21^{\circ}$. Він також є в сузір'ї Геркулеса, а його антиапекс — у сузір'ї Голуба

Вимірювання променевих швидкостей і власних рухів зір дає змогу зробити певні висновки щодо обертання Сонця і зір навколо центра Галактики, а також про залежність цих швидкостей від відстані до цього центра. Вихідною тут 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 колова швидкість руху планети $v = \frac{2\pi r}{T} \sim \frac{r}{r^{3/2}} \sim \frac{1}{\sqrt{r}}$. Тобто зі зростан-

ням 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 від якої залежить рух периферійних частин. І навпаки, у системі, яка обертається як тверде тіло (наприклад, як грамофон-

на платівка), швидкість руху будь-якого фіксованого елемента маси зростає з відстанню за законом $v \sim r$. Як показав аналіз, такий випадок може реалізовуватися і в зоряній системі за умови рівномірного розподілу в ній зір від центра до окраїн. Тут орбітальні швидкості зір були б прямо пропорційні відстаням зір до центра системи.

Закон обертання Галактики вивели на основі таких міркувань. Логічно вважати, що лінійні швидкості зір зі зростанням відстаней до центра Галактики зменшуються (рис. 195). Для спостерігача, який рухається разом з Сонцем, променеві швидкості зір, що перебувають на напрямі його руху і в перпендикулярному до нього напрямі, дорівнюють нулеві (рис. 19,5, б). У зір, розташованих позаду Сонця і ближче до центра Галактики, пекулярна швидкість більша від сонячної, тому їхня променева швидкість від'ємна, тобто спрямована до Сонця. У свою чергу зорі, які перебувають попереду Сонця, але далі від центра Галактики, рухаються повільніше від Сонця, і їхня променева швидкість також від'ємна. В обох випадках спостерігач за зміщеннями ліній у спектрах цих зір у фіолетовий бік зафіксує зближення Сонця з цими зорями. І навпаки, зорі, які знаходяться попереду Сонця і ближче до центра Галактики, рухаються швидше, ніж Сонце, і віддаляються від нього. Аналогічно Сонце віддаляється від зір, що є позаду нього і далі від центра Галактики. У спектрах цих зір лінії зміщені у червоний бік. Саме такий розподіл променевих швидкостей мають зорі, розташовані поблизу галактичної площини.

Шляхом вимірювання променевих швидкостей у різних напрямках від Сонця і сформулювали закон обертання Галактики. Як виявилось, кутова швидкість обертання зменшується в міру зростання відстані від центра Галактики, однак це зменшення є повільнішим, ніж цього вимагають закони Кеплера. У свою чергу, лінійна швидкість обертання з відстанню від центра спочатку зростає, досягає максимуму близько 250 км/с на відстані Сонця і надалі повільно зменшується.

За значеннями швидкостей зір на різних відстанях від центра Галактики з'ясовано особливості розподілу в ній маси та її загальне значення. За оцінками, маса Галактики $160 \cdot 10^9 M_{\odot}$, причому не менше 20% мало б бути рівномірно розподілено в усій Галактиці.

Таким чином, можна говорити про два основні рухи Сонця в Галактиці: перший зі швидкістю близько 16 км/с відносно найближчих зір у напрямі на сузір'я Геркулеса; другий зі швидкістю 250 км/с у напрямі на сузір'я Лебедя

(це рух разом з найближчими зорями навколо центра Галактики). Перебуваючи на відстані близько 10 кпк від центра Галактики, Сонце здійснює повний оберт навколо нього приблизно за 200 млн років. Цей проміжок часу називається *галактичним роком*.

19.6. Зоряні населення і підсистеми

В околицях Сонця променевої швидкості більшості зір не перевищують 30 км/с. Однак близько 70 років тому виявили декілька сотень зір-карликів, що рухаються назустріч Сонцю зі швидкостями, які перевищують 70 км/с. Висловлено припущення, за яким ці зорі-«бігуни» проникли в Галактику ззовні і при такій великій швидкості повинні її залишити. Проте при подальшому вивченні з'ясували, що зорі-«бігуни» — це зорі, що рухаються найповільніше. Сонце та інші близькі до нього зорі переганяють їх під час руху навколо центра Галактики. У 40-х роках нашого століття провели порівняльний аналіз діаграм спектр—світність, складених для звичайних зір з околиць Сонця і зір-«бігунів». У першому випадку отримали діаграму, типову для розсіяних зоряних скупчень. Для зір-«бігунів» ця діаграма виявилася такою ж, як для кулястих скупчень. Це свідчить про те, що зорі у Галактиці, навіть перебуваючи у близькому сусідстві, істотно відрізняються між собою фізичними характеристиками.

Тому зоряне населення Галактики розділене на два *типи населення*. До *населення I типу* належать зорі, які заповнюють спіральні вітки Галактики (див. § 19.7) (за винятком «бігунів»), зорі розсіяних зоряних скупчень, довгоперіодичні цефеїди. Важливими представниками населення I типу є гарячі зорі ранніх спектральних класів. До *населення II типу* належать зорі кулястих скупчень, зорі-«бігуни», зорі ядра Галактики. Серед цього типу населення виділяють яскраві червоні надгіганти.

Дослідження просторового розподілу змінних зір різних типів дало змогу у 40-х роках зробити висновок, що в Галактиці можна виділити три *підсистеми*: плоску, проміжну і сферичну, які відрізняються між собою ступенем концентрації зір до площини Галактики.

Просторовий розподіл різних типів зір у Галактиці вивчав московський астроном Б. В. Кукарін. До *плоскої підсистеми*, або *плоскої складової* Галактики, належать довгоперіодичні цефеїди, зорі ранніх спектральних класів (O і B), розсіяні зоряні скупчення, темні пилові туманності і наднові зорі. До *проміжної підсистеми* належать нові

зорі і планетарні туманності, неправильні і напівправильні змінні зорі пізніх спектральних класів, білі карлики і довгоперіодичні змінні зорі, а до *сферичної підсистеми* Галактики — кулясті скупчення, яскраві субкарлики, ліриди та віргініди.

Відрізнити зорі, які належать до різних складових підсистем, можна і за їхніми швидкостями. У середньому у зір сферичної складової компонент швидкості, перпенди-

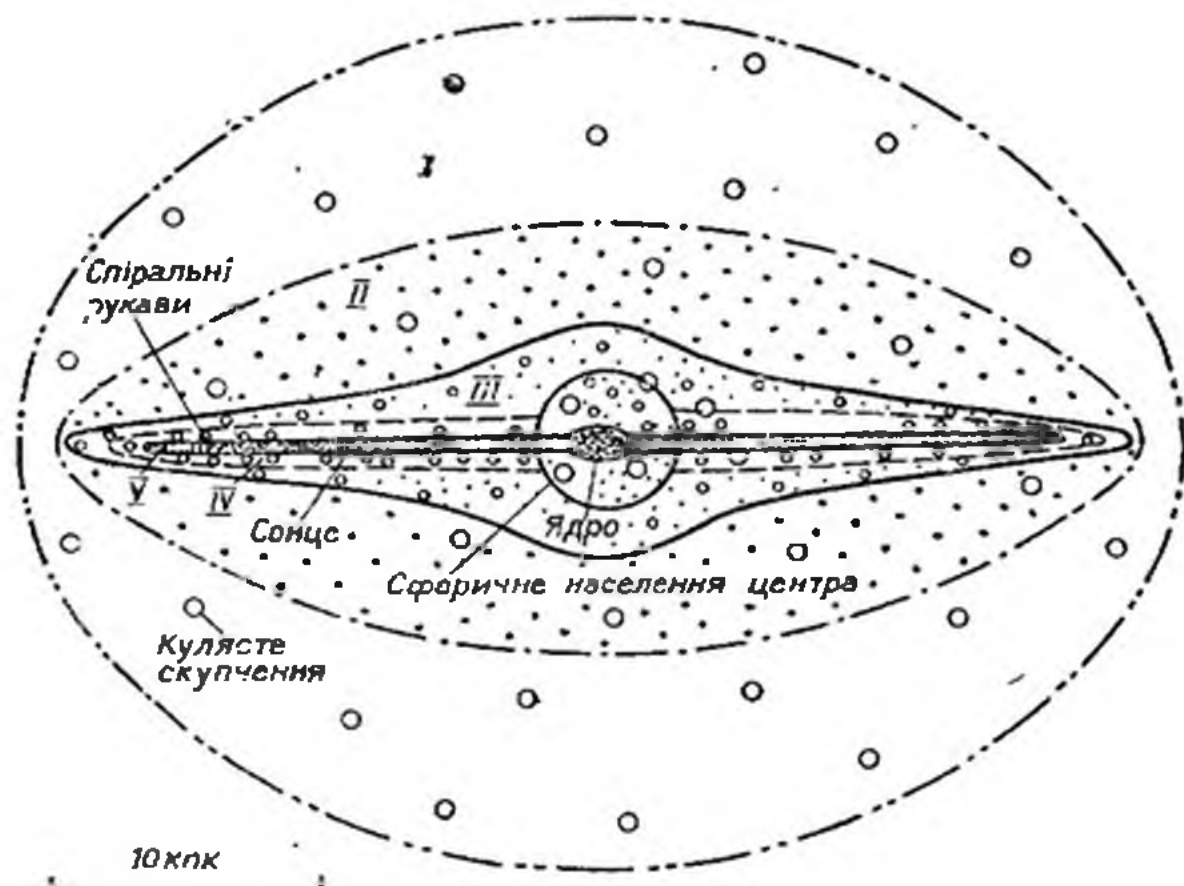


Рис. 19.6. Підсистеми Галактики:

I — сферична підсистема (гало); *II* — проміжна сферична підсистема; *III* — диск; *IV* — стара плоска; *V* — молода плоска підсистема.

кулярний до площини Галактики, у декілька разів більший, ніж у зір плоскої складової.

Аналіз хімічного складу зоряних атмосфер свідчить, що зорі населення *I* типу (які можна ототожнити з зорями плоскої складової) уміщують приблизно у сто разів більше металів, ніж зорі *II* типу (сферичної підсистеми).

Сьогодні Галактику поділяють не на три, а на п'ять підсистем (рис. 19.6). До сферичної підсистеми (*I*) належать кулясті зоряні скупчення, яскраві субкарлики, ліриди, до проміжної сферичної (*II*) — зорі спектральних класів *F—M* з великими швидкостями, довгоперіодичні змінні

та деякі інші зорі, до *проміжної підсистеми «диск»* (III) — більшість зір головної послідовності, у тому числі й Сонце, нові зорі, планетарні туманності, зорі червоні гіганти, до *плоскої старої підсистеми* (IV) — зорі спектрального класу *A*, до *плоскої молодої* (V) — гарячі зорі класів *O* і *B*, зорі типу *T* Тельця та ін.

19.7. Спіральна структура та ядро Галактики

За всіма наявними сьогодні даними в проекції на галактичну площину наша Галактика має спіральну структуру. Цей висновок зробили на основі дослідження розподілу в ній водню шляхом спостережень у радіодіапазоні (рис. 19.7). Як знаємо (див. § 8.6), нейтральний водень

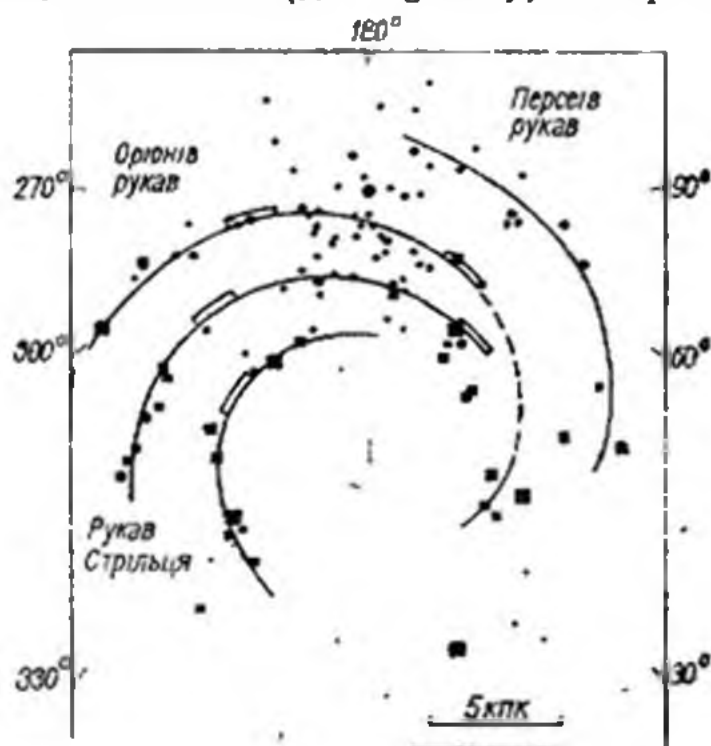


Рис. 19.7. Спіральна структура Галактики за розподілом водню. Кружечки — оптичні, квадрати — радіоспостереження зон Н II, прямокутники — радіовипромінювання нейтрального водню на $\lambda = 21$ см, знаками \odot і $+$ позначено відповідно положення Сонця і центра Галактики.

випромінює радіохвилі на довжині $\lambda = 21$ см. Відповідно ефекту Доплера ця лінія буває розширена, по-перше, завдяки рухам атомів водню і, по-друге, завдяки рухам окремих хмар водню, що перебувають на промені зору спостерігача. У деяких напрямках замість одної реєструють де-

кілька окремих ліній — окремих компонент. Це зрозуміло: перебуваючи на різних відстанях від центра Галактики, окремі хмари водню рухаються навколо нього з різними швидкостями. Якщо ж радіотелескоп спрямовано на центр Галактики, променева швидкість хмар $v_r = 0$ і розширення лінії 21 см зумовлене лише тепловими рухами атомів. Це дало змогу за формулою (8.21) визначити температуру нейтрального водню в Галактиці. Вона виявилася близькою до 50...100 К. Як показує аналіз, значна частина водню за таких умов перебуває у молекулярному стані.

Як видно з рис. 19.7, дотепер вдалося вивчити лише ті частини *спіральних рукавів*, які знаходяться на тому ж боці відносно центра Галактики, що й Сонячна система. Найближче до центра Галактики розташований так званий *трикілопарсеківий рукав* (оскільки його середній радіус 3 кпк). За ним на відстані близько 6...7 кпк від центра Галактики розташований другий, потужніший рукав, який складається з нейтрального водню і великої кількості гарячих зір спектральних класів *O* і *B*, це — *рукав Стрільця*. Наступний рукав з нейтрального водню і голубувато-білих гарячих зір називається *рукавом Орiona*. На його краю на відстані близько 10 кпк від центра Галактики і на 25 пк на північ від галактичної площини знаходиться Сонце з його планетною системою. Ще далі, на відстані до 15 кпк від галактичного центра є *рукав Персея*.

У спіральних рукавах скупчена основна частина газово-пилових хмар, а також зір ранніх спектральних класів, оточених зонами *H II*. Якраз зорі, що входять до рукавів, утворюють на небі Молочний Шлях. Переважна ж більшість зір пізніх спектральних класів розташована поза спіральними вітками і розподілена рівномірно по всій Галактиці.

У структурі ядра Галактики виділяють три частини. Перша має розміри 4×3 кпк (займає на небі ділянку $28^\circ \times 18^\circ$), на її зовнішній межі істотно зменшується концентрація газу. Другим є *зоряний балдж* — масивне сфероїдне ущільнення зір радіусом близько 700 пк, маса якого $30 \cdot 10^9 M_\odot$. Балдж нагадує собою невелику еліптичну галактику (див. розділ 20) і складається практично цілком з червоних зір. Околиці центра Галактики з радіусом 1 пк називаються ядром, або *центральним парсеком*. Спостережувані дані, що стосуються ядра, різноманітні і ще остаточно не пояснені.

Можна вважати, що в центрі Галактики є темний об'єкт з масою у декілька мільйонів сонячних, можливо, це чорна діра.

Одною з найактуальніших проблем, що стосуються будови Галактики (а також інших спіральних систем), є походження та існування упродовж тривалого часу *спіралей*. При її вирішенні приймають, що Галактика — це сукупність об'єктів, які взаємодіють між собою обернено пропорційно квадрату відстані. Найімовірнішою є теорія, за якою спіральні вітки Галактики є хвилями густини, що поширюються по галактичному диску.

Якщо в однорідному протяжному газовому середовищі поширюються звукові хвилі, то при довжині хвилі $\lambda \geq \lambda_J$ хмари розпадаються на окремі згустки (див. §. 22.1). Причиною є те, що сила гравітаційного притягання у зоні стиску перевищує пружну силу, яка визначає стиск і розширення газу у хвилі. В однорідній зоряній системі пружність газового тиску створюється її обертанням. Адже кожна зоря обертається по певній орбіті навколо центра системи. І як тільки зоря зміщується, з'являється пружна сила, яка намагається повернути зорю на її орбіту. Це відбувається завжди, якщо тільки відцентрова сила на новій орбіті менша, ніж відцентрова сила рівноважних орбіт на тій же відстані.

Як виявилось, якщо на кожній відстані r від центра системи дисперсія швидкостей зір менша від деякої межі, то ця система, обертаючись, буде нестійкою відносно хвиль густини, які виходять від центра. У системі утворюються спіралі. І хоча кожна зоря рухається по своїй орбіті, спіральний узір має «твердотільне» обертання і зберігається упродовж багатьох обертів системи.

На деякій відстані r_k від центра Галактики, що називається *радіусом коротації*, швидкості обертання речовини і хвилі однакові. При $r < r_k$ зорі і газ рухаються швидше від хвилі густини. При зіткненні газу з уже наявною у спіральному рукаві речовиною вона істотно ущільнюється, що сприяє формуванню нових зір. Молоді зорі будуть скупчені з внутрішнього боку спіралі, а з часом, старіючи, пересунуться до його зовнішнього краю.

В останній час звертають увагу на особливе положення Сонця в Галактиці в тому розумінні, що радіус його орбіти майже співпадає з радіусом коротації. Висловлюють припущення, що це створювало особливі умови для еволюції газово-пилової хмари, з якої сформувалися планети, а також для розвитку життя на Землі. З підрахунків випливає, що «досонячна хмара» проходила через один з рукавів (у спіральну вітку Стрільця) близько 5 млрд років тому. Це, можливо, стимулювало формування об'єктів Сонячної системи та визначило особливості її хімічного

складу. З того часу останні 4,6 млрд років Сонячна система перебуває між спіральними рукавами Стрільця і Персея, які вже ніяк на неї не впливають.

Розділ 20

ПОЗАГАЛАКТИЧНА АСТРОНОМІЯ

20.1. Класифікація галактик

Розвиток позагалактичної астрономії фактично розпочався у 20-х роках ХХ 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 за кількістю зір не поступаються нашій зоряній системі. Вивчення будови галактик та їхнього розподілу у просторі має вирішальне значення для розуміння законів розвитку всієї доступної для спостережень частини Всесвіту.

Кількість галактик, доступних для спостережень у найбільші телескопи, досягає декількох мільярдів. Проте лише невелика частина їх включена в каталоги і досліджена. Серед каталогів галактик виділяється чотиритомний «Морфологічний каталог галактик» (MCG), складений під керівництвом Б. А. Воронцова-Вельямінова (Москва). У ньому є відомості про 30 000 галактик, яскравіших від $10,1^m$ і розташованих на небі в зоні від $+90^\circ$ до -33° за схиленням.

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.

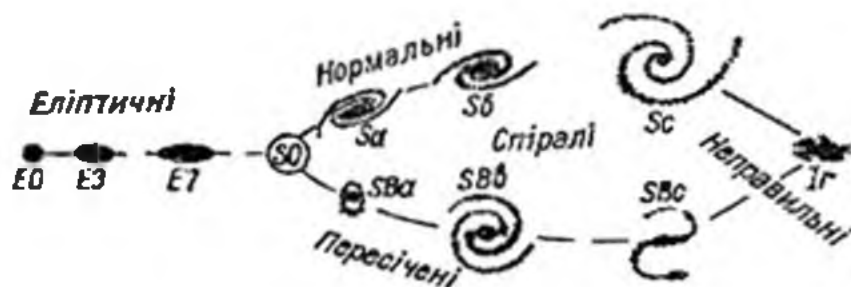


Рис 20.1. Класифікація галактик — камертонна діаграма Хаббла.

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 вигляд кругів або еліпсів. Їхня яскравість плавно зменшується від центра до периферії. Ніякої внутрішньої структури в них не видно. Ця група ділиться на 8 підтипів від *E0* до *E7* залежно від видимого стиску галактики



Рис. 20.2. Туманність Андромеди — спіральна галактика *M31*.

ся від центра до периферії. Ніякої внутрішньої структури в них не видно. Ця група ділиться на 8 підтипів від *E0* до *E7* залежно від видимого стиску галактики

$$e = 10 \frac{a-b}{a}, \quad (20.1)$$

де a і b — її велика і мала півосі.

Спіральні галактики складаються з ядра і декількох спіральних рукавів або віток. У звичайних спіральних галактик S ці вітки виходять безпосередньо з ядра. У перетнутих спіральних галактик SB ядро перетинається по



Рис. 20.3. Взаємодіючі галактики.

діаметру поперечною смугою — *перемичкою* (*баром*). Від кінців цієї перемички і починаються спіральні вітки. Залежно від ступеня розвитку рукавів спіральні галактики як S , так і SB діляться на підкласи Sa , Sb , Sc та Sd і відповідно SBa , SBb , Sbc і Sbd . У галактик типу Sa основною складовою частиною є ядро, тоді як спіралі майже непомітні. У галактик типу Sb спіралі розвинуті більше, а в типів Sc та Sd майже вся речовина скупчена в спіральних рукавах, тоді як ядро дуже маленьке. Наприклад, одна з найближчих до нас галактик туманність Андромеди $M 31$ є спіральною галактикою, а галактика $NGC 1300$ — спіральна галактика з перемичкою. Як вважають, наша Галактика за своїм зовнішнім

виглядом і основними характеристиками подібна до Туманності Андромеди (рис. 20.2).

Проміжним між еліптичними і спіральними галактиками є тип *лінзоподібних* галактик SO . Як і галактики типу E , вони не мають певної структури, однак яскравість від центра до краю в них змінюється стрибками («сходивками»). У таких галактик виділяють ядро, дуже сплюснуте згущення — *лінзу* і слабкий, іноді кільцеподібний *ореол*.

До *неправильних* галактик належать ті, в яких відсутнє чітко виражене ядро і не проявляється оберտальна симетрія.

Прикладами неправильних галактик є Велика Магелланова Хмара (ВМХ) і Мала Магелланова Хмара (ММХ) — найближчі до нас галактики, які видно неозброєним оком у південній півкулі неба поблизу Молочного Шляху.

До неправильних належать і *пекулярні* галактики, кожна з яких має унікальну форму. Серед них є *дископодібні, кільцеві, асиметричні* галактики і так звані *гамма-форми*. Окремим класом є *взаємодіючі* галактики (рис. 20.3), яких у каталозі *МСG* налічується 1765. Звичайно це подвійні галактики, між якими спостерігаються світлі перемички, «хвости» тощо.

Відомі також *компактні* галактики з розмірами ядер спіральних галактик, а також об'єкти, які за своїм зовнішнім виглядом практично не відрізняються від зір нашої Галактики. Приблизно 25% вивчених галактик є еліптичними, 50 — спіральними (з них половина *SB*), 20 — галактики проміжного типу *SO*, а галактик типу *Ir* усього 5%.

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 галактик та інших їхніх характеристик. Зараз розроблено понад десять методів обчислення відстаней до галактик. Найнадійнішими з них є такі.

Метод цефеїд. Оскільки в цефеїд з періодом понад 40 діб фотографічні абсолютні зоряні величини $M_v \approx -6^m$, то їх вдається виявити в найближчих до нас галактиках. Визначаючи їхні видимі величини m , обчислюють відстань як до них, так і до галактик, в яких вони знаходяться.

Метод нових зір. Протягом року в кожній з найближчих галактик можна зареєструвати декілька десятків спалахів нових зір. Дослідження цих зір дало змогу зробити висновок, що їхня світність у максимумі блиску тим більша, чим швидше спадає блиск після максимуму. Якщо t_3 — час, за який блиск нової зорі зменшується на 3^m після досягнення максимуму блиску, то при $t_3 < 12$ діб $M_{\max} \approx -9^m$. Зі зростанням t_3 значення M_{\max} відповідно зменшується. Знаючи видиму зоряну величину нової зорі m_{\max}

у максимумі блиску і час t_3 , неважко обчислити модуль відстані $m_{\max} - M_{\max}$ і, отже, відстань до галактики. Цей метод вважають найнадійнішим. Помилки його зумовлені труднощами у визначенні моменту, коли нова досягла найбільшого блиску.

Метод найяскравіших зон Н II. Спостереження близьких галактик показали, що найяскравіші зони Н II у них мають приблизно однакові лінійні розміри — близько 200 пк. Тому вимірювання кутових діаметрів найяскравіших зон Н II у далеких галактик дає змогу визначити відстані до них.

Відстані до галактик обчислюють також за їхнім виглядом і кутовими розмірами систем, однак до далеких галактик — лише за значенням червоного зміщення в їхніх спектрах.

20.3. Червоне зміщення в спектрах галактик

Спостереження показують, що лінії у спектрах усіх відомих галактик (за винятком декількох, найближчих до нас) зміщені до червоного кінця. Це явище називається *червоним зміщенням*. Логічно припустити, що цей ефект зумовлений рухом галактик зі швидкістю v у напрямі від спостерігача. Значення швидкості галактики за виміряним зміщенням ліній можна обчислити за формулою Доплера

$$v = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} c = zc, \quad (20.2)$$

де c — швидкість світла.

Після того як визначили відстані до декількох десятків галактик, Хаббл у 1929 р. виявив, що швидкості галактик зростають прямо пропорційно відстані до них

$$v = Hr, \quad (20.3)$$

причому відстань тут виражена в мегапарсеках.

Коефіцієнт пропорційності H отримав назву *сталой Хаббла*. У працях Хаббла 1929—1936 рр. наведено декілька значень цього параметра: від $H = 500$ до $H = 560$ км/с \times Мпк. Згодом коефіцієнт H неодноразово уточнювали. У наш час найімовірнішим значенням сталой Хаббла вважають 50...55 км/с \cdot Мпк.

Після того як за спостереженнями найближчих галактик обчислили значення параметра H , можна розв'язувати зворотну задачу: знаючи червоне зміщення z галактик, обчислювати відстані до них

$$r = \frac{c}{H} \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{c}{H} z. \quad (20.4)$$

Комбінуючи формули (20.2) і (8.10), неважко отримати залежність між видимою зоряною величиною галактики та її червоним зміщенням

$$m = [M - 5 - 5 \lg H] + 5 \lg cz, \quad (20.5)$$

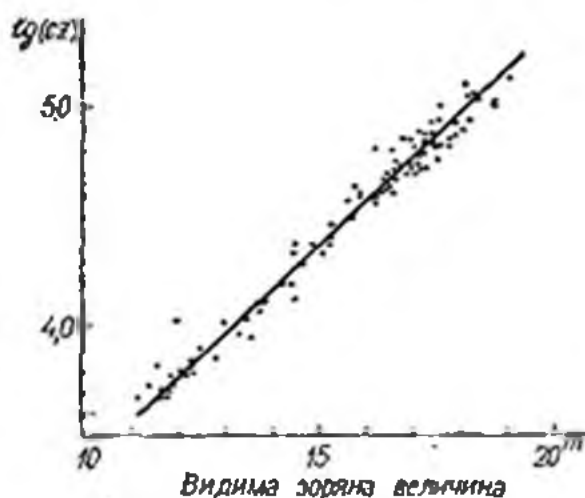


Рис. 20.4. Залежність логарифма червоного зміщення від видимої зоряної величини галактик — діаграма Хаббла.

де M — абсолютна зоряна величина галактики. Графічне зображення цієї залежності називається *діаграмою Хаббла* (рис. 20.4).

У наш час уже виміряно червоне зміщення для близько 9000 галактик. У найслабкіших об'єктів параметр z відповідає швидкості віддалення галактики близько 100 000 км/с.

У цьому випадку (при $z \geq 0,1$) замість класичної формули Доплера (8.16) і співвідношення (20.2) використовують формулу, що випливає зі спеціальної теорії відносності

$$z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \sqrt{\frac{1 + v/c}{1 - v/c}} - 1. \quad (20.6)$$

З неї, зокрема, бачимо, що при $v \rightarrow c$ червоне зміщення стає необмежено великим ($z \rightarrow \infty$). Наприклад, при $\Delta\lambda = \lambda$ ($z = 1$) $v = 0,6 c$, при $z = 2$ $v = 0,8 c$.

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 дуже істотно відрізнятися 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. Для гігантських спіральних та еліптичних галактик сучасні телескопи дають змогу фотографувати зорі на відстанях близько 20 кпк від їхніх центрів. У цілому ж за розмірами галактики одного і того ж типу відрізняються між собою в десятки разів.

Обертання галактики виявляють, порівнюючи зміщення спектральних ліній у різних частинах галактики або за розширенням ліній у спектрі. Зокрема, в спіральній галактиці, яку спостерігають з ребра, унаслідок обертання одна частина диска наближається до спостерігача, тоді як друга віддаляється від нього. Тому якщо щільну спектрографа встановити уздовж великої осі галактики, то лінії в спектрі нахилиються до його осі, залишаючись прямими, що вказує на лінійну залежність швидкості обертання від відстані до центра, тобто ядро галактики обертається як тверде тіло. Особливості обертання периферійних частин спіральних галактик визначають за спостереженнями зон H II. Як виявилось, починаючи з деякої відстані від центра галактики, лінійна та кутова швидкості обертання зір навколо ядра зменшуються і кожна зоря рухається майже згідно з третім законом Кеплера. Періоди обертання галактик знаходяться в межах від 50 до 5000 млн років. Найшвидше обертаються галактики типу SO та Sa, найповільніше — галактики типу Sc та неправильні.

На відміну від спіральних та неправильних галактик досі нема надійних даних про обертання еліптичних галактик. Ширина ліній у їхніх спектрах вказує на великі хаотичні швидкості зір.

Маси спіральних галактик обчислюють за лінійними швидкостями v обертання зір у зовнішніх частинах систе-

ми. При цьому вважають, що вся маса галактики сконцентрована в її центрі. І оскільки тоді для периферійних зір гравітаційне прискорення $g = v^2/R = GM/R^2$, де R — радіус галактики, то її маса

$$M = \frac{Rv^2}{G}. \quad (20.7)$$

Визначити таким же способом масу еліптичної галактики не можна, оскільки нема надійних даних про обертання цієї системи. Її можна обчислити за значенням середньої хаотичної швидкості зір \bar{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 \bar{v} у вигляді, аналогічній формулі (20.7).

Маси найбільших галактик досягають значень $10^{13} M_{\odot}$. Маси карликових галактик не перевищують $10^6 M_{\odot}$. Маси спіральних галактик перебувають у межах від 10^8 до $10^{10} M_{\odot}$.

Надзвичайно широким виявився діапазон світностей галактик, зокрема еліптичних. Наприклад, у найяскравіших еліптичних галактик абсолютні зоряні величини досягають значення $M = -24^m$ (світності $L = 3 \cdot 10^{11} L_{\odot}$), тоді як у карликових еліптичних галактик $M \simeq -8^m$ ($L = 10^5 L_{\odot}$). Абсолютні зоряні величини спіральних галактик є в межах від -14 до -18^m .

Важливою характеристикою галактик є відношення їхньої маси до 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 вона вміщувала лише зорі типу Сонця, то $M/L = 1$. Насправді ж значення цього відношення є в межах від декількох одиниць до 100. Як виявилось, для спіральних та неправильних галактик M/L значно більше, ніж для еліптичних. 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 .

Оскільки спектр галактики утворюється змішуванням випромінювання усіх зір і газу, що входять до неї, то з

його аналізу також можна скласти конкретні уявлення про склад зір. Як правило, спектр неправильних галактик нагадує спектр зір спектральних класів *A* і *F*, спектр спіральних галактик — *G* і *K*. Звідси ясно, що в спіральних і неправильних галактиках міститься порівняно більше зір ранніх спектральних класів. Еліптичні галактики складаються з зір пізніх спектральних класів, подібних до зір зі сферичної підсистеми нашої Галактики.

20.5. Ядра галактик та їхня активність

Центральні зони галактик називаються *ядрами*. Через свої малі розміри ядра навіть сусідніх галактик (крім туманності Андромеди) не вдалося розділити на окремі зорі. Тому 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 якісь потужні процеси. Типові ознаки цієї активності такі: випромінювання ядра є нетепловим, а його розподіл за частотою описується залежністю $I(\nu) \sim \nu^{-\alpha}$; 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 неупорядковані рухи речовини зі швидкостями від 500 до 4000 км/с; наявність в ядрах компактних змінних радіоджерел, які часто мають подвійну структуру; викиди з ядер у вигляді струменів чи джгутів газу та релятивістських частинок, повна маса яких становить іноді на $10^6 \dots 10^7 M_{\odot}$, а кінетична енергія 10^{49} Дж. Тривалість активності ядра 10^6 років.

У деяких випадках зауважено просторово відокремлені викиди з активних галактик, що свідчить про повторюваність явища через приблизно 10^8 років.

Активність можуть проявляти як спіральні, так і еліптичні галактики. До перших належать *галактики Сейферта*, названі так за іменем астронома, який їх виявив. Діаметри ядер цих галактик іноді дорівнюють усього близько 10 пк, а розміри інтенсивно випромінюючих зон ще менші. Для галактик Сейферта притаманне підвищене випромінювання в інфрачервоній ділянці спектра.

Серед еліптичних галактик своєю активністю виділяється об'єкт *M 87* — галактика типу *E0* з 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^{55} Дж. У протилежний бік тягнеться менше помітний контрвикид. Галактика *M 87* є потужним джерелом радіовипромінювання.

До активних належать також галактики *Маркаряна* (їх відомо близько 600), вивчені вірменським астрономом Б. Є. Маркаряном. Для них типовим є сильний ультрафіолетовий надлишок. Вважають, що їхній аномально голубий колір зумовлений бурхливими процесами зоретворення.

Загалом проблема активності ядер галактик все ще не з'ясована.

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 спалаху наднових зір (наприклад, радіоджерело *Телець А*, 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, ніж в оптичному, називаються *радіогалактиками*. Їх відомо декілька сотень. Найближче до нас знаходиться радіоджерело *Лебідь А*, ототожене з галактикою, що складається з двох ядер і протяжної оболонки (гало). Червоне зміщення цієї галактики $z=0,056$, що при $H=50$ км/с·Мпк відповідає відстані 330 Мпк. Одною з найдалших є радіогалактика 3C 295, для якої $z=0,46$ і відстань близько 2 500 Мпк. Потужність

її випромінювання у радіодіапазоні становить близько 10^{39} Вт.

До радіоґалактик середньої потужності належить і джерело Діва А, ототожене з велетенською еліптичною ґалактикою М 87, а також джерело Кентавр А, яке на фотографіях виглядає ґалактикою сферичної форми, перетятою потужною смугою поглинаючої речовини.

Особливістю радіоґалактик є те, що їхнє випромінювання має нетепловий характер і виникає завдяки синхротронному випромінюванню релятивістських електронів у магнітних полях. Багато з радіоґалактик є подвійними або кратними (зони, що випромінюють у радіодіапазоні, розташовані з обох боків від оптичного об'єкта іноді на відстанях, що вимірюються десятками і сотнями тисяч світлових років). Зокрема, у джерела Кентавр А радіовипромінюючих зон чотири — по дві з кожного боку темної смуги: розташовані вони в ряд майже перпендикулярно до згаданої смуги.

Очевидно, джерелами радіовипромінювання є хмари релятивістської плазми, викинуті з ядра ґалактики. Проте питання про механізм прискорення частинок до швидкостей, близьких до швидкості світла у цих хмарах, поки що не з'ясоване.

Ще потужнішими джерелами радіовипромінювання є *квасари* (їхня повна назва — квазізоряні радіоджерела). Вивчати ці об'єкти розпочали в 1960 р., коли точкове радіоджерело 3С 48 (у сузір'ї Трикутника) вдалося ототожнити з зореподібним об'єктом 16^m . Через три роки інше радіоджерело 3С 273 (із сузір'я Діви) ототожили 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 відповідали ні одному з відомих хімічних елементів. Ситуація прояснилася після того, як виявили, що лінії в спектрі об'єкта 3С 273 зміщені в червоний бік на $z = \Delta\lambda/\lambda = 0,16$. Відповідно червоне зміщення в спектрі об'єкта 3С 48 $z = 0,37$. Це дало змогу обчислити відстані до об'єктів та їхні світності.

Зараз відомо близько 4000 квазарів, причому в одного з найдальших об'єктів, квазара РС 1158+4635 червоне зміщення $z = 4,73$. Їхні світності $10^{40} \dots 10^{41}$ Вт, що в 100—1000 разів перевищує потужність найбільшої ґалактики з її сотнями мільярдів зір. Аналіз спектрів квазарів показує, що за хімічним складом їхні атмосфери мало чим відрізняються від складу атмосфер звичайних зір. Проте 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.

У 1965 р. відкрили *квазари* — 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 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 виконуватися *теорема Зелігера*

$$\frac{N(m+1)}{N(m)} \approx 4. \quad (20.8)$$

Першим проаналізував цю проблему Хаббл. До 1934 р. він на фотографіях, отриманих за допомогою 2,5-метрового телескопа, 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 з 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 $5,4 \cdot 10^6$.

У свою чергу, 6-метровому телескопу доступні галактики до 24^m . З формули (20.8) обчислюємо, що $N(m+n) \approx 4^n N(m)$, тому $N(24) = 4^4 N(20)$, тобто близько $1,4 \cdot 10^7$.

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 напрямках.

Однак детальніший аналіз показав, що в масштабах, менших від 40 Мпк, галактики утворюють групи і скуп-

чення. Наприклад, наша Галактика, туманність Андромеди (М 31), туманність Трикутника (М 33), Велика і Мала Магелланові Хмари та ще декілька зоряних систем менших розмірів утворюють Місцеву групу, в яку входить близько 35 галактик. Кожна велика галактика має декілька супутників, для нашої Галактики це Велика і Мала Магелланові Хмари та ще вісім карликових галактик. Чотири супутники-карлики має галактика М 31.

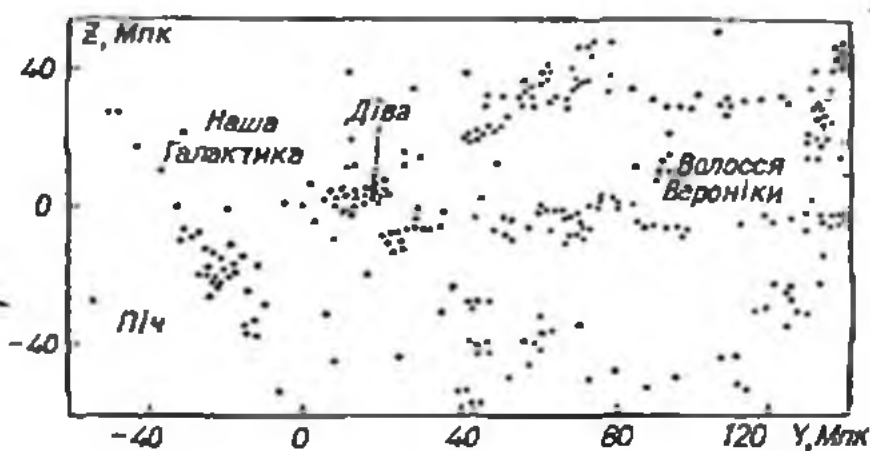


Рис 205 Комірчастий розподіл галактик у просторі в перерізі, що проходить через надскупчення у Волосся Вероніки

Зараз відомо близько 4000 скупчень галактик, в яких налічуються сотні і тисячі зоряних систем. У середньому діаметр такого скупчення близький до 8 Мпк. Одним з найбільших є скупчення в сузір'ї Волосся Вероніки, що перебуває на відстані близько 70 Мпк від нас і займає на небі ділянку діаметром майже 12° . У цьому скупченні налічується близько 40 000 галактик. Відстань до найближчого до нас скупчення галактик з сузір'я Діви становить 12 Мпк.

Дотепер детально вивчено усього близько 1% об'єму доступного для спостережень Всесвіту. Однак з цього зроблено надзвичайно важливий висновок: розподіл речовини у Всесвіті має комірчасту структуру. Галактики розташовані у стінках комірок, розділених велетенськими порожнинами («кавернами» або *воїдами*), нагадуючи швейцарський сир (рис. 205).

Як виявила група естонських учених під керівництвом Я Ейнасто, для всіх вивчених скупчень кінетична енергія галактик більш як у три рази перевищує енергію їхньої гравітаційної взаємодії. І якби це відповідало дійсності,

то галактичні скупчення розвалювалися б за 1 млрд років. Те, що вони існують і сьогодні, свідчить про наявність у навколишньому світі прихованих речовини та маси, які концентруються у скупченнях галактик і утримують їх як єдине ціле упродовж принаймні 10 млрд років. Ця ситуація називається *віріальним парадоксом* (за так званою *теоремою про віріал* сума подвоєної кінетичної енергії і потенціальної енергії системи дорівнює нулю).

Можливо, річ у тому, що галактики оточені невидимими протяжними оболонками — *коронами* зі слабких карликових зір. Однак не виключено, що 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 призвела 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.

Побудувати ж *модель Всесвіту* — значить виявити, як змінюються з часом t його параметри: густина, температура і відстані між довільно взятими галактиками. З цією метою вводять поняття *масштабного фактора* $R(t)$ і відстань між двома вибраними галактиками записують у вигляді

$$r(t) = r_0 R(t), \quad (21.1)$$

де r_0 — відстань між вибраними галактиками на момент спостереження t_0 (який співпадає з віком Всесвіту T_0). Приймають також, що $R(t_0) = 1$. Дуже часто, коли говорять про модель Всесвіту, мають на увазі якраз залежність масштабного фактора $R(t)$, яким визначаються особливості розширення Всесвіту, від часу t .

Формально з рівнянь Ейнштейна можна отримати близько 20 різних космологічних моделей. Важливу роль у цьому зіграли праці російського вченого Олександра Олександровича Фрідмана (1888—1925), який у 1922—1924 рр. побудував перші нестатичні (Фрідманівські) моделі Всесвіту.

Одним з важливих параметрів задачі є швидкість, з якою змінюються відстані між галактиками. Диференціюючи співвідношення (21.1) по t , виключаючи для узагальнення відстань r_0 за допомогою цього ж співвідношення, отримуємо вираз для швидкості

$$v = \frac{1}{R(t)} \frac{dR(t)}{dt} r(t), \quad (21.2)$$

тобто *закон Хаббла* (20.3), якщо вважати, що

$$H = H(t) = \frac{1}{R(t)} \frac{dR(t)}{dt}, \quad (21.3)$$

однак з тим уточненням, що стала Хаббла є (чи може бути) функцією космологічного часу t .

Зміна масштабного фактора з часом (тип космологічної моделі) залежить, як виявилось, від середньої густини речовини у Всесвіті. Точніше, існує певне *критичне значення густини*

$$\rho_{кр} = 3H^2/8\pi G, \quad (21.4)$$

зіставляючи з яким середню густину речовини $\rho(t_0)$, можна робити певні висновки щодо того, яка з моделей реалізується у Природі.

Наприклад, якщо $\rho > \rho_{кр}$, то розширення Всесвіту з часом змінюється стискуванням. У такому Всесвіті властивості простору визначає сферична геометрія (геометрія

простору з додатною кривиною). Ця модель називається *закритою* (замкнутою) *моделлю Всесвіту*. Її аналогом у двовимірному світі є поверхня сфери. Тут мандрівник, сбівнувши її, повернеться у вихідну точку. Водночас потрібно розрізняти *метричні* і *топологічні властивості* такого світу: довжина дуги великого кола має скінченне зна-

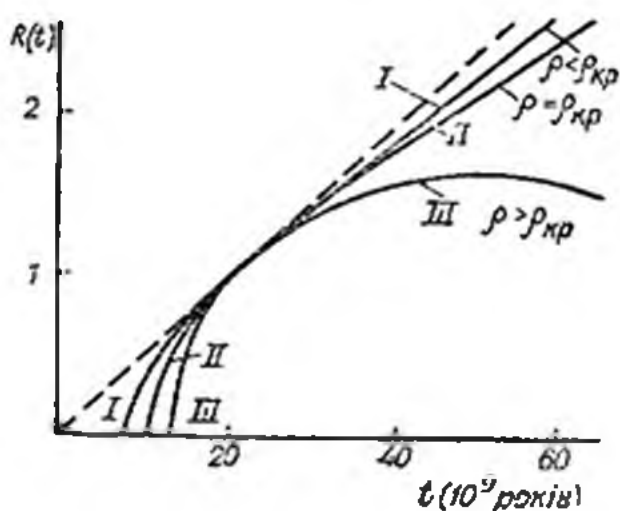


Рис. 21.1. Три типи космологічних моделей. Штрих описує розширення зі сталою швидкістю, точка стику усіх ліній відповідає сучасному моменту t_0 .

чення (метрична характеристика), але цей простір є безмежним (топологічна характеристика).

Якщо $\rho = \rho_{кр}$, то геометрія Всесвіту евклідова (кривина простору дорівнює нулю). У цьому випадку розширення Всесвіту відбувається необмежено.

Якщо $\rho < \rho_{кр}$, то геометрія Всесвіту аналогічна геометрії на поверхні Лобачевського (простір від'ємної кривини), розширення не обмежене в часі (рис. 21.1).

Однак у теорію на правах сталої інтегрування входить і так звана *космологічна стала* Λ . Нею враховують можливе існування у світі додаткових сил (крім сили тяжіння). Наведені вище три можливі моделі відповідають випадкові $\Lambda = 0$. Якщо ж $\Lambda \neq 0$, то залежно від значення Λ , $\rho_{кр}$ і $\rho(t_0)$ говорять про одну з 20 моделей, серед яких є як закриті, так і відкриті світи.

Позагалактична астрономія для значення сталої Хаббла дає $H \cong 50$ км/с·Мпк, так що $\rho_{кр} \cong 5 \cdot 10^{-30}$ г/см³. Усі ж оцінки густини речовини у Всесвіті (галактик та міжгалактичного газу) називають середню густину $\rho \cong 5 \times 10^{-31}$ г/см³. Звідси мало б впливати, що Всесвіт описується моделлю від'ємної кривини і що його розширення триватиме необмежено.

Однак, за всіма даними, ми живемо саме у замкнутому світі при $\rho > \rho_{кр}$. Приймавши цю умову, можна усунути ряд серйозних труднощів, що виникли при зіставленні теорії зі спостережуваними даними (див. §§ 21.2—21.4).

21.2. Сучасні уявлення про квантове народження Всесвіту

У 1965 р. американські радіоастрономи Арно Пензіас та Роберт Вілсон зареєстрували на довжині хвилі $\lambda = 7,3$ см реліктове радіовипромінювання, яке надходить до Землі рівномірно з усіх напрямів (незайво згадати, що програма досліджень була зовсім інакшою й, отже, це відкриття ви-

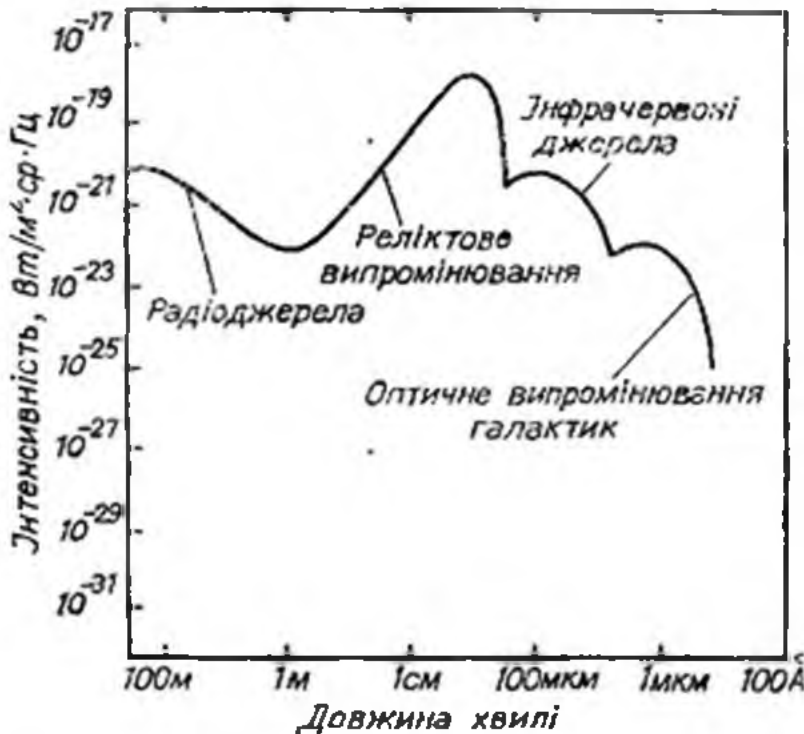


Рис. 21.2. Загальний спектр усередненого випромінювання у доступному для спостережень Всесвіті від окремих джерел і реліктове радіовипромінювання.

падкове, варто уваги і те, що інтенсивність шуму в приймачі у 1000 разів перевищує інтенсивність самого сигналу). Такі ж спостереження на інших довжинах хвиль дали змогу зробити висновок, що йдеться про теплове випромінювання, яке описується планківською кривою (8.2) при значенні параметра $T = 2,7$ К (рис. 21.2). Нескладне обчислення показує, що у Всесвіті на кожний нуклон припадає 10^9 фотонів цього низькочастотного випромінювання.

Однак якщо Всесвіт розширюється, то з часом енергія кожного кванта в ньому зменшується за законом

$$\frac{\varepsilon(t)}{\varepsilon(t_0)} = \frac{R(t_0)}{R(t)} = \frac{\nu(t)}{\nu(t_0)}. \quad (21.5)$$

А це значить, що в далекому минулому на ранній стадії розширення (при $R(t) \ll R(t_0)$) частота цих квантів була дуже високою. Тобто на початку розширення наш Всесвіт був *гарячим*.

З теорії випливає, що густина маси енергії випромінювання і температура на ранніх етапах розширення Всесвіту в кожний момент космологічного часу t набувають значень

$$\rho = \frac{4.5 \cdot 10^7}{t^4}, \quad \text{г/см}^3; \quad (21.6)$$

$$T = \frac{3.4 \cdot 10^{10}}{\sqrt{t}}, \quad \text{К.} \quad (21.7)$$

Отже, при $t < 1$ с температура у Всесвіті досягала фантастично високих значень.

Зі свого боку фізики, збільшуючи енергію (тобто «температуру») частинок, які стикаються у прискорювачах, виявили, що властивості речовини зі зростанням енергії частинок, з яких вона складається, змінюються. У 1967 р. розробили єдину теорію слабких та електромагнітних взаємодій, за якою при енергіях, вищих від 100 ГеВ, слабкі та електромагнітні сили вже не розрізняються. Згодом у 1983 р. відкрили W^\pm -бозони (з масою 81 ГеВ), які переносять слабку взаємодію (тому нейтрон розпадається і перетворюється у протон за схемою $n \rightarrow p + W^-$, $W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$). За існуючими тепер теоріями, при температурах 10^{27} К відбувається Велике об'єднання електромагнітної, слабкої і сильної взаємодій. Тут роль квантів поля, завдяки яким переноситься взаємодія, повинні б відігравати бозони Хіггса — надважкі, з масою порядку 10^{14} ГеВ X та Y -бозони (та їхні античастинки \bar{X} і \bar{Y}), що мали б дробовий електричний заряд ($\pm 4/3 e$, де e — заряд електрона). При температурах понад 10^{32} К мусило б настати *супероб'єднання*, коли до згаданих трьох взаємодій приєднується ще й гравітаційна.

Беручи до уваги факт розширення Всесвіту і згадані тут уявлення щодо залежності властивостей речовини від температури, космологи сьогодні говорять про те, що наш Всесвіт «народився з вакуумної флуктуації структури простору—часу». Визначальними тут є *планківські одиниці довжини l_p , часу t_p , маси m_p і густини ρ_p* , отримані комбінацією трьох фундаментальних фізичних сталих — швидкості світла c , сталої гравітації G і сталої Планка $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34}$ Дж·с:

$$l_{Pl} = \sqrt{G\hbar/c^3} \approx 1,6 \cdot 10^{-33} \text{ см};$$

$$t_{Pl} = l_{Pl}/c = \sqrt{G\hbar/c^5} \approx 5,3 \cdot 10^{-44} \text{ с};$$

$$m_{Pl} = \sqrt{c\hbar/G} \approx 2,2 \cdot 10^{-5} \text{ г};$$

$$\rho_{Pl} \approx \frac{m_{Pl}}{l_{Pl}^3} = c^3/G\hbar \approx 5 \cdot 10^{94} \text{ г/см}^3.$$

Вважають, що тепер історія розвитку Всесвіту відома якраз з моменту часу $t = t_{Pl} \approx 10^{-43}$ с, тобто від його просторових розмірів $l_{Pl} \approx 10^{-33}$ см. Густина цієї квантової флуктуації становила б $\rho_{Pl} \approx 10^{94}$ г/см³. Цьому відповідає особливий стан матерії в умовах (принаймні) Великого об'єднання, коли при температурах, вищих 10^{30} К, процеси електромагнітної слабкої і сильної взаємодії взаємно не розрізняються. Цей стан має такі особливості.

По-перше, частинки матерії (як реальні, так і віртуальні) поки що не мають маси. По-друге, у вакуумі стану, тобто в своєрідному резервуарі віртуальних частинок і полів прихована величезна потенціальна енергія, густина якої ϵ_v пов'язана з густиною вакуума ρ_v співвідношенням $\epsilon_v = c^2 \rho_v$. Якщо $\rho_v = \rho_{Pl} \approx 10^{94}$ г/см³, то густина енергії цього фальшивого вакууму дорівнює 10^{108} Дж/см³. По-третє, потенціальна енергія взаємодії частинок регулюється особливим полем Хіггса. Якраз поле Хіггса, взаємодіючи з елементарними частинками, породжує їхню масу («частинки отримують масу, поглинаючи бозони Хіггса — згущення поля Хіггса»).

Отже, при $t \approx 10^{-43}$ с, якщо температура T значно перевищує температуру $T_{во}$, яка відповідає Великому об'єднанню ($T_{во} = 10^{30}$ К), то частинки речовини у Всесвіті, який «тільки що» народився, ще не мають маси. Надалі Всесвіт швидко розширюється — роздувається, причому температура різко зменшується. На певному етапі, при $T \ll T_{во}$ відбуваються фазові переходи — реалізуються можливості фальшивого вакууму і породжується велика кількість частинок і античастинок (вони переходять з віртуального в реальний стан). Фаза роздування триває від 10^{-43} до 10^{-35} с, температура при цьому залишається майже сталою, оскільки водночас ідуть процеси анігіляції і розпаду частинок. Тут мова йде про згадані важкі X - та Y -бозони.

Ще раз поле Хіггса призводить до фазових переходів при $t \approx 10^{-10}$ с (при температурі $T \approx 10^{15}$ К), коли слабка й електромагнітна взаємодії відділяються. Тепер уже лептони і кварки, поглинаючи бозони Хіггса, отримують свої маси.

Деякі деталі цього процесу описані нижче. Що ж стосується стану Всесвіту при $t < 10^{43}$ с, то тут мусимо обмежитися зауваженням, що за цих умов існує своєрідна «піна» квантів простору—часу, тобто чорних міні-дір. Тут, як вважають, простір може мати більше трьох вимірів.

21.3. Можливості інфляційної моделі

У 70-х роках розширення Всесвіту розглядали, починаючи від моменту $t \approx 10^{-6}$ с. При цьому залишалися нез'ясованими дуже важливі питання. Чому у Всесвіті на один баріон припадає 10^9 квантів реліктового випромінювання? Чому Всесвіт у великих масштабах є дуже однорідним та ізотропним, так що інтенсивність реліктового радіовипромінювання практично не залежить від напрямку? Чому густина речовини у Всесвіті близька до критичного значення, так що його простір у наш час описується евклідовою геометрією? Чому в дуже великих масштабах (аж до відстаней близько 6000 Млк) розподіл речовини у Всесвіті є однорідним і як у ньому виникають неоднорідності, з яких формуються галактики? З формули (21.6) формально випливає, що при $t \approx 0$ густина у Всесвіті $\rho = \infty$. Цей стан називається *сингулярністю*. Отже, чи справді Всесвіт народився у стані з нескінченно великою густиною? Чому взагалі Всесвіт розширюється?

На всі ці питання отримано відповіді саме в межах *інфляційної моделі*, тобто за допомогою моделі Всесвіту, в якому на ранній стадії розвитку відбулося *роздування*, так що масштабний фактор зростав з часом за експоненціальним законом $R(t) = R_0 e^{Ht}$ (звідси й назва моделі: якщо щорічна швидкість інфляції стала, то ціни зростають за експоненціальним законом). Передовсім відповідь на питання, чому розширюється Всесвіт, впливає з особливостей вакууму, в якому тиск p_v від'ємний і пов'язаний з густиною енергії співвідношенням $p_v = -e_v = -c^2 \rho_v$. Такий стан буває у розтягнутому твердому тілі. З цього незвичного зв'язку між тиском і густиною вакууму випливає, що незважаючи на роздування, густина його енергії (аж до фазових переходів) залишається незмінною. Завдяки дії своєрідної сили відштовхування у цій фазі розвитку за проміжок часу від 10^{-43} до 10^{-35} с масштаби Всесвіту зросли в 10^{4-10^7} разів.

Стало очевидним, що розміри нашого Всесвіту набагато перевищують масштаби його частини, досяжної для спостережень. Сформувалося уявлення, за яким Всесвіт під

час перебігу фазових переходів розпався на безліч окремих зон — *доменів* з неоднаковими властивостями, різними фізичними сталими і своїм (відповідно до значень цих сталих) «набором» елементарних частинок. Навіть розміри домена, в якому перебувемо ми, набагато більші від розмірів доступної для спостережень частини Всесвіту.

У зонах стикування доменів — на їхніх *стінках* — повинна б бути сконцентрована величезна енергія, а також *магнітні монополі* — частинки з одним магнітним полюсом, існування яких буквально вимагає сучасна квантова електродинаміка, але які в масштабах нашого макросвіту не виявлені. За теорією інфляційного Всесвіту монополі, маса яких досягає 10^{17} мас протона, породжуються на початковій стадії роздування і зараз їх всередині нашого домена нема. За одною з моделей фазових переходів тоді ж можливе утворення *космічних струн* — тонких ниток (товщиною близько декількох радіусів атома водню), в яких сконцентрована дуже велика маса (не менше 10 т на 1 см довжини). Перетинаючись із собою, космічні струни могли б утворювати петлі, що в подальшому ставали б зародками галактик та їхніх скупчень.

Отже, за інфляційною моделлю наш Всесвіт народився внаслідок квантового стрибка з «просторово-часової піни». Згаданого вище стану сингулярності на початковому етапі розвитку не було, хоча й значення планківської густини ρ_{pl} вражає. Що ж стосується поставлених вище питань, то відповіді на них такі.

Проблема великого надлишку квантів випромінювання порівняно з баріонами тісно пов'язана з іншою — *зарядовою асиметрією* нашого Всесвіту. Її пояснюють, виходячи з особливостей процесів, які відбуваються на стадії роздування. Як уже знаємо, при температурах близько 10^{30} К ефективно породжуються надважкі *X*-бозони і відповідна їх кількість античастинок *X* (а також *Y* та \bar{Y}). Кожна з цих частинок 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 ($X \rightarrow q_u + q_u$) або ж антикварк \bar{d} з зарядом $+1/3$ і антилептон (позитрон e^+) з електричним зарядом $+1$ ($X \rightarrow \bar{q}_d + l$). 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. При цьому, як показали обчис-

лення, виникає істотний надлишок фотонів порівняно з баріонами.

Існування двох каналів розпаду X -бозона на кварки або антикварк—антилептон фактично означає, що баріонний заряд не зберігається (це видно зі схем взаємних перетворень $uu \leftarrow X \rightarrow \bar{d}e^+$, що еквівалентне $uu \rightarrow \bar{d}e^+$, тобто $uud \rightarrow e^+ + \gamma$ (uud — це протон)). Період піврозпаду протона становить 10^{32} років. Тому прийнято говорити, що в

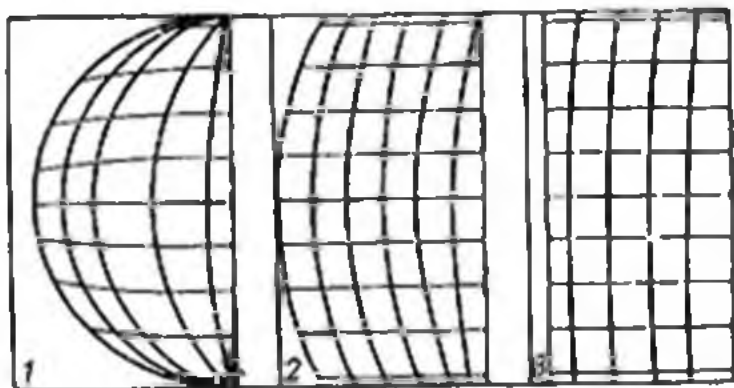


Рис. 21.3. Приклад, що пояснює евклідовість просторової геометрії спостережуваної частини Всесвіту: при різкому зростанні розмірів сферичного тіла його поверхня стає практично евклідовою.

далекому майбутньому наш Всесвіт перетвориться у лептонну пустелю.

Проблема однорідності та ізотропності Всесвіту ще називається *проблемою горизонту*. Тут мають на увазі, що реліктове випромінювання надходить до спостерігача з ділянок, які в минулому не були причинно пов'язані (перебували «за горизонтом видимості»). Розв'язують цю проблему таким чином. Точки, з яких ми сьогодні приймаємо сигнали, до роздування перебували дуже близько одна до одної, тому й їхня температура була однаковою. І тепер ми приймаємо сигнали лише з невеликої частини тої зони, де температура вирівнялася.

Проблема евклідовості простору в наш час також вирішується в межах інфляційної моделі. Її можна пояснити за допомогою елементарного прикладу (рис. 21.3). Якщо у початковий момент t_{pi} кривина простору і була дуже великою, то після роздування (бо ж мова йде про фантастичне зростання масштабів — у 10^{4-10^6} разів) його геометрія стає практично евклідовою. Тобто навіть якщо у Всесвіті при t_{pi} густина істотно перевищувала критичну, то внаслідок роздування відбувається наближення до стану $\rho \approx \rho_{кр}$.

Так теорія інфляційного Всесвіту пояснює цілу низку раніше нез'ясованих проблем, хоча її розвиток почався лише у 80-х роках.

21.4. Ранні стадії розширення Всесвіту

Перехід від роздування до розширення Всесвіту відбувається близько моменту $t \approx 10^{-35}$ с. У цей час завдяки розпадам важких X - та Y -бозонів утворюються кварки та антикварки. Потім до $t \approx 10^{-6}$ с ніяких змін нема, цей проміжок часу називається *калібровочною пустелею*. І лише при $t \approx 10^{-6} \dots 10^{-5}$ с кварки об'єднуються, утворюючи баріони (протоли, нейтрони та ін.) і мезони (піони, каони тощо).

У стандартній моделі розширеного Всесвіту виділяють чотири стадії розвитку або чотири ери: адронну, лептонну, еру радіації та еру речовини.

Адронна ера ($10^{-6} \approx t \approx 10^{-4}$ с) — це ера важких частинок і мезонів. У цей період густина речовини $\rho \approx 10^{14}$ г/см³ і температура $T \approx 10^{12}$ К. Важливою особливістю адронної ери було співіснування частинок (наприклад, протонів) з античастинками, кількість нуклонів та антинуклонів в одиниці об'єму ще така ж, як і фотонів. Наприкінці ери при розширенні Всесвіту і зменшенні температури відбулася анігіляція важких частинок та античастинок, що їм відповідають. Виникла зарядова асиметрія, оскільки різниця в кількості нуклонів та антинуклонів в одиниці об'єму становила близько 10^{-9} від кількості фотонів.

У принципі від адронної ери до нашого часу повинні б залишитися реліктові кварки. За підрахунками на 10^9 звичайних частинок мав би припадати один кварк. Однак пошуки частинок з дробовим електричним зарядом у звичайній речовині, у космічних променях і потужних прискорювачах не дали позитивних результатів. Уважають, що такі частинки з дробовим зарядом у вільному стані взагалі не існують.

Лептонна ера тривала до моменту $t \approx 10$ с. При цьому температура зменшилася від 10^{12} до $5 \cdot 10^9$ К, а густина — від 10^{14} до 10^4 г/см³. На початку цього періоду енергія була розподілена рівномірно між фотонами, електронами і позитронами, мюонами, нейтрино та антинейтрино. Останні виникали завдяки реакціям анігіляції електронів та позитронів за схемою $e^- + e^+ \rightarrow \nu + \bar{\nu}$ (ν — нейтрино). Реакції взаємного перетворення протонів у нейтрони і навпаки пе-

ребігали за схемою $p + e^- \rightleftharpoons n + \nu$, $p + \nu \rightleftharpoons n + e^+$. Зі зменшенням температури ефективнішими стали процеси об'єднання протонів з нейтронами та утворення дейтерію ^2H , тритію ^3H та ізотопів ^3He і ^4He . Саме в цей час утворилася основна частина гелію, який міститься у зорях і галактиках.

Зі спостережень випливає, що гелію в природі близько 30%, водню — близько 70%, на всі інші хімічні елементи припадає менше 1% маси речовини. Спостережувана кількість гелію не могла утворитися внаслідок термоядерних реакцій. Справді, при сталій світності Галактики, що дорівнює 10^{37} Вт, протягом $15 \cdot 10^9$ років — часу, що минуло від початку розширення Всесвіту, — унаслідок термоядерних реакцій в зорях виділилася енергія близько $4 \cdot 10^{54}$ Дж. При утворенні одного ядра гелію вивільняється енергія $2,5 \cdot 10^{-12}$ Дж. Як видно, за час існування Галактики, маса якої $4 \cdot 10^{41}$ кг, у ній утворилося 10^{66} ядер атомів гелію, або $7,6 \cdot 10^{39}$ кг. Таким чином, за рахунок термоядерних реакцій у Галактиці могло утворитися близько 2% гелію за масою. Отже, основна маса гелію була в речовині, з якої формувалися зорі Галактики, з початку.

Тому у стандартній моделі умовно виділяють епоху нуклеосинтезу тривалістю від 1 до 300 с. За цей час утворюється (за масою) близько 25% гелію. Решта 75% речовини залишається у формі водню. Як бачимо, передбачення вмісту гелію у первісній речовині галактик підтверджує правильність теорії гарячого Всесвіту, стандартної моделі в цілому.

Ера випромінювання, або ера фотонної плазми, тривала від $t \approx 300$ с до $t \approx 10^{13}$ с близько 1 млн років. За цей час густина зменшилася від 1 до 10^{-21} г/см³, а температура — від 10^9 до 3000 К. На її початку завершився синтез гелію і деякий час ще тривали процеси анігіляції електронів з позитронами. Увесь цей час температура випромінювання залишалася такою, як і температура речовини. Проте як тільки температура досягла значення $T \approx 3000$ К, енергія квантів зменшилася настільки, що вони втратили здатність іонізувати атоми водню. Тому процеси рекомбінацій електронів з протонами вже не зрівноважувалися зворотними процесами іонізації. Настав відрив випромінювання від речовини. З цього моменту головну роль у розширенні Всесвіту відігравала речовина, а не випромінювання.

Ера речовини, або післярекомбінаційна ера, розпочалася в момент рекомбінацій і триває дотепер. На певному її етапі розпочалося формування галактик і зір.

Розділ 22

ПРОБЛЕМИ КОСМОГОНІЇ

22.1. Формування галактик

При побудові космологічних моделей Всесвіту приймають, що речовина в ній розподілена однорідно та ізотропно. Насправді ж у наш час значна частина речовини сконденсована у формі галактик та їхніх скупчень. Виникають питання: які причини призводять до фрагментації однорідно розподіленої речовини у Всесвіті і чому найістотніші властивості галактик — їхні форми, розміри і маси — саме такі?

Досі нема єдиної думки про те, з чого почалося формування сностережуваних структур: чи йшов процес «зверху вниз» — спочатку надскупчення, потім скупчення, окремі галактики і зорі чи навпаки, — «знизу вверху», тобто з виникнення малих тіл (зір) та подальшого об'єднання їх у системи вищих порядків.

З одного боку, В. А. Амбарцумян дотримується погляду, за яким галактики утворюються внаслідок вибухів (або розпаду) певних надшільних тіл (згустків «дозорної речовини»), які пібито існували на ранніх стадіях розвитку Всесвіту. Труднощі цієї моделі пов'язані з моментом обертання галактик: якщо спочатку розміри галактики були невеликі, то при збереженні цього моменту в той час вона мала б фантастично велику швидкість осьового обертання.

Популярнішою є *конденсаційна* точка зору, за якою галактики формуються внаслідок стискання (конденсації) фрагментів газу. Саме ж питання про фрагментацію однорідно розподіленої речовини розглянув Джеймс Джіпс (1877—1946, Англія) у 1902 р. Як виявилось, якщо в однорідному середовищі з якихось причин виникає згущення — неоднорідність з поперечником λ , то воно може або продовжувати ущільнюватися (зростати) під дією власного тяжіння, або розсмоктуватися (затухати) завдяки газовому тиску. Це залежить від того, буде розмір згущення більшим чи меншим від деякого критичного λ_J . Критичний розмір — *джінсову довжину хвилі* λ_J — неважко обчислити, якщо прирівняти газовий тиск у згустку $p_g = \frac{A}{\mu} \rho T$ до тиску сили тяжіння $p_g \approx G \rho^2 \lambda^2 / \lambda_J \approx G \rho^2 \lambda_J^2$. З цієї умови

$$\lambda_J = \sqrt{AT/G\mu\rho} \quad (22.1)$$

Унаслідок нестійкості Джінса утворюються згущення об'ємом λ^3 і масою $M \simeq \lambda^3 \rho$, так що

$$M \simeq 2 \cdot 10^{-10} M_{\odot} \sqrt{T^3/\rho}. \quad (22.2)$$

Згущення певної маси можуть формуватися лише при певних співвідношеннях між T і ρ . Наприклад, якщо густина догалактичної речовини $\rho \simeq 10^{-24}$ г/см³ (це середня густина Галактики), то згущення масою $M = 10^{11} M_{\odot}$ може утворюватися лише у випадку, коли температура $T \simeq 10^6$ К. При меншій температурі утворюються згущення з меншою масою.

Однак при розширенні Всесвіту густина і температура змінюються з часом відповідно до формули (21.6—21.7). Густина 10^{-4} г/см³ буває при $t \simeq 7 \cdot 10^{11}$ с = $2 \cdot 10^7$ років. Проте в цей момент часу згідно з формулою (21.7) температура буде не 10^6 К, а всього близько 500 К. Таким чином, якщо згущення — протогалактики — утворюються у вказаний момент часу, то найбільша їхня маса не перевищує $10^6 M_{\odot}$, що значно менше від маси Галактики. Тому для погодження теорії формування галактик з теорією розширеного Всесвіту вважають, що в момент часу $t \simeq 2 \cdot 10^7$ років у Всесвіті відбувалися процеси, які сприяли нагріванню речовини до декількох мільйонів кельвінів. Важливу роль, напевне, відігравали ударні хвилі, які виникали скрізь, де швидкість стиску речовини в якомусь напрямі виявлялася більшою, ніж у двох інших. Питання це зараз інтенсивно з'ясовують

22.2. Ранні стадії еволюції зір

За сучасними уявленнями зорі утворюються внаслідок гравітаційного стискування фрагментів газОВО-пилових хмар. Як показують дослідження, наявні у міжзор'яному середовищі газОВО-пилові комплекси, маси яких досягають $10^3 \dots 10^4 M_{\odot}$, розміри $10 \dots 100$ пк, а температури декількох десятків кельвінів, є гравітаційно нестійкими, вони повинні стискуватися. При цьому частина енергії затрачається на нагрівання речовини. Проте газ і пилинки швидко трансформують цю енергію в інфрачервоне випромінювання, яке вільно залишає газОВО-пиловий комплекс. Це призводить до того, що температура речовини, яка стискається, практично не змінюється, тоді як її густина зростає. І нарешті, відповідно до критерію гравітаційної нестійкості Джінса масивна газОВО-пилова хмара починає подрібнюватися на окремі фрагменти, які, стискаю-

чись, перетворюються в *протозорі* — зародки майбутніх зір.

Однак для того, щоб протозоря могла стискатися надалі, вона повинна безперервно так чи інакше втрачати тепло, яке виділяється при стискуванні. Інакше температура речовини зросте настільки, що газовий тиск перешкоджатиме цьому стискуванню. Таким механізмом відведення тепла є інфрачервоне випромінювання пилу і молекул газу. Це випромінювання вільно виходить з протозорі, вносячи з собою надлишок теплової енергії.

Таким чином, протозорі є потужними джерелами інфрачервоного випромінювання. Спостереження показують, що у міжзоряних газово-пилових комплексах є компактні джерела інфрачервоного випромінювання. Це *об'єкти Хербіга—Аро* (їх відомо понад 100), названі так на честь астрономів-першовідкривачів. Очевидно, протозорями є і джерела мазерного випромінювання молекул H_2O і OH (див. § 18.3).

За останні 40 років уявлення про зміну фізичних параметрів протозір, а отже, і про їхні *еволюційні треки* на діаграмі спектр—світність, радикально переглянуто. За цей же час незрівнянно удосконалено методи обчислень змін радіуса, поверхневої температури і світності протозорі та її внутрішньої структури за допомогою електронно-обчислювальних машин.

Наприклад, у 50-х роках уважали, що еволюційна крива, яку описує протозоря на діаграмі спектр—світність, починається в далекому правому нижньому куті цієї діаграми, і що світність протозорі повільно і безперервно зростає аж до виходу на головну послідовність. При цьому вважали, що під час гравітаційного стискування зорі енергія в ній переноситься лише перевипромінюванням. Однак у 1961 р. Ч. Хаяші (Японія) виявив, що коли зоря стискається як єдине ціле, то енергія в ній від центра до поверхні переноситься конвекцією. У 80-х роках довели, що насправді уламок хмари стискається як ціле (у режимі вільного падіння) лише на початковій стадії.

Важливим є факт, що як тільки в центральній зоні спочатку однорідної газової кулі утворюється ядро зі значно вищою густиною, то прискорення сили тяжіння біля нього збільшується і відповідно зростає швидкість падіння внутрішніх шарів протозорі. Ядро стискається, маса його безперервно зростає, відповідно збільшується і температура в центрі. Через декілька десятків тисяч років після початку формування температура вже досягає значення понад 10^6 К, так що в ядрі починає вигоряти дейтерій. Енергія

через усю речовину ядра переноситься конвекцією. Однак усе це випромінювання поглинає речовина оболонки, яка продовжує падати на вже сформований зародок протозорі. І лише після того як основна частина маси оболонки впаде на ядро, а її залишок стає прозорим, ми можемо зауважити світло самої зорі. Ядро стискається доти, доки температура в ньому не досягне значення, достатнього для реакцій синтезу гелію з чотирьох протонів. Сила тяжіння у кожній точці зорі зрівноважується відповідно градієнтом тиску і на діаграмі спектр—світність зоря, відповідно до її маси, займає певне місце на головній послідовності.

Отже, головна послідовність — це геометричне місце точок на діаграмі спектр—світність, що відображають положення зір, у надрах яких водень перетворюється в гелій.

Обчислення показують, що стискування протосонця тривало близько 25 млн років. Для інших зір цей час тим менший, чим більша їхня маса. Протозоря з масою $15 M_{\odot}$ еволюціонує до головної послідовності за близько 60 000 років, а з $M = 0,5 M_{\odot}$ — близько 150 млн років.

Усі ці обчислення дають лише більш-менш вірогідні схеми розвитку протозір. Бо ще не з'ясовано, наскільки правильний вибір математичних співвідношень, які описують перенесення енергії з надр зорі конвекцією, як впливає на еволюційний трек зорі її обертання навколо осі, а також магнітне поле, що пронизує хмару. Що стосується обертання, то очевидно, що воно порушує сферичну симетрію. Обчислення, які поки що доводиться проводити з певними спрощеннями, дають змогу зробити висновок, що при збереженні моменту кількості руху фрагмент, який від початку мав помітний обертальний рух, з часом сплющується в напрямі осі обертання. При подальшій еволюції фрагмента він перетворюється в кільце, в якому через декілька десятків тисяч років формується два діаметрально протилежні згущення, що далі стають зорями, утворюючи подвійну систему.

Ущільнення, що формується в центральній зоні протозорі, може позбутися свого моменту кількості руху (передати його периферійним частинам хмари) завдяки магнітним полям, а також турбулентним рухам з урахуванням в'язкого тертя. Однак ці процеси найменш вивчені.

22.3. 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 і С. Чандрасекар (США), поки в центрі зорі не утвориться гелієве ядро з масою $10 \dots 12\%$ маси Сонця. Час, за який зоря досягає межі Шенберга—Чандрасекара (тобто час перебування на головній послідовності), описує формула

$$t_{\text{гр}} \approx 10^{10} M/L \approx 10^{10} / M^3 \text{ років.} \quad (22.3)$$

Тут враховано, що світність зорі відповідно до співвідношення (14.4) $L \sim M^4$ і що запаси енергії $e \sim M$. Як видно, зоря спектрального класу В, що має масу $M = 20 M_{\odot}$, перебуває на головній послідовності декілька мільйонів років (зоря типу Сонця при $M = 1 M_{\odot}$ — протягом 10 млрд років, а червоний карлик з масою $M = 0,5 M_{\odot}$ — близько 100 млрд років).

Зі зменшенням вмісту водню в ядрі зорі коефіцієнт непрозорості речовини безперервно зменшується. Це призводить до безперервної перебудови зорі, що супроводжується стисканням її ядра і розбуханням оболонки. При цьому частина потенціальної енергії переходить у тепло, температура зростає. У цей час реакції синтезу гелію з водню перебігають у тонкому сферичному шарі, який безпосередньо оточує ядро. Оскільки водень у згаданому шарі також поступово вигоряє, то відповідно безперервно зростає маса гелієвого ядра. Це призводить до збільшення сили тяжіння, подальшого стискування ядра і до зростання температури в ньому. Відповідно до нього зростає світність зорі. Енергія, що виділяється в її надрах, не встигає просочуватися назовні завдяки перевипромінюванню фотонів, тому виникають конвективні елементи, так що дуже швидко конвекція стає вирішальним механізмом перенесення енергії від ядра через протяжну оболонку зорі.

Ядро стискається і температура його підвищується доти, доки в ньому не почнуться реакції синтезу важчих хімічних елементів (якщо маса зорі $M > 1,2 M_{\odot}$). Наприклад, при температурі 200 млн кельвінів при з'єднанні трьох ядер атома гелію синтезуються ядра атома вуглецю, а згодом при ще вищих температурах утворюються кисень, неон і т. д. При цьому на деякий час енергії, що виділяється, достатньо, щоб тимчасово зупинити стискування ядра. Реакції синтезу перебігають з виділенням енергії аж до ут-

ворення ядер атомів заліза. Важчі хімічні елементи, які також утворюються, є наслідком перебігу ендотермічних реакцій, що супроводжуються деяким охолодженням надр зорі.

За весь час вигорання водню в ядрі зорі вона дещо зміщується на головній послідовності і дуже швидко залишає її, як тільки досягне межі Шенберга—Чандрасекара, перетворившись залежно від своєї маси у червоного гіганта або надгіганта.

Якщо маса зорі $M < 1,2 M_{\odot}$, то після вичерпання водню в ядрі воно стискається. За декілька десятків тисяч років розміри ядра зорі зменшуються приблизно у 100 разів, густина речовини в ньому дорівнює декільком сотням кілограмів у кубічному сантиметрі. На цій стадії стискування ядра припиняється тиском виродженого електронного газу, тобто ядро зорі перетворюється в зорю білий карлик. Водночас оболонка зорі збільшується до $(10 \dots 100) R_{\odot}$, так що сама зоря стає червоним гігантом. Приблизно через 20000 років оболонка зовсім відділяється від ядра. На місці колишньої зорі головної послідовності залишається зоря білий карлик і оболонка, яка з швидкістю близько 20 км/с розширюється у навколишній простір як планетарна туманність. Таким буде завершальний етап еволюції нашого Сонця.

Якщо маса зорі більша від $1,2 M_{\odot}$, то при стисканні масивнішого ядра температура в ньому досягає сотень мільйонів і навіть мільярдів кельвінів. Наприклад, у зорі з масою $M = 2 M_{\odot}$ формується чисто гелієве ядро, де температура досягає 1,7 млрд кельвінів. В ядрі такої зорі можливі термоядерні реакції аж до утворення кремнію.

На діаграмі спектр—світність після вигорання водню в ядрі зоря зміщується вправо вгору, перетворюючись у червоного гіганта або надгіганта. Якщо маса зорі більша від $5 M_{\odot}$, то як тільки внаслідок стискання температура в ядрі перевищить $2 \cdot 10^8$ К, у ньому починає вигоряти гелій. Тоді відразу ж зовнішні шари зорі перебудовуються, конвекція в оболонці придушується і розміри зорі істотно зменшуються. На діаграмі спектр—світність зоря упродовж декількох сотень тисяч років пересувається майже горизонтально вліво до головної послідовності. Однак після того як запаси гелію в ядрі вичерпуються, починається подальший стиск ядра, що супроводжується повторним утворенням у зорі протяжної конвективної оболонки. Зоря знову пересувається вправо у зону червоних надгігантів. Такий процес повторюється декілька разів. Описуючи на діаграмі спектр—світність петлі, зоря в моменти перебу-

дови своєї оболонки стає нестійкою. В її оболонці збуджуються і підтримуються пульсації, тобто зоря стає пульсуючою змінною.

Це узгоджується зі спостережуваним положенням змінних пульсуючих зір на діаграмі спектр—світність. Стає зрозумілою і відмінність між діаграмами спектр—світність розсіяних і кулястих скупчень (див. рис. 19.2 і 19.3). У першому випадку практично всі зорі розташовані на головній послідовності. Це є доказом того, що розсіяні скупчення молоді. І навпаки, в кулястих скупчень верхньої частини головної послідовності взагалі немає. За особливостями вертикальної смуги на діаграмі бачимо, що кулясті скупчення значно старші від розсіяних. Середній вік розсіяних скупчень у Галактиці становить 1 млрд років, тоді як кулястих — 10 млрд років. Кулясті скупчення утворюють сферичну підсистему, а розсіяні — плоску; це також свідчить про те, що перші з них старші.

22.4. Гравітаційний колапс і прикінцеві стадії еволюції масивних зір

Як знаємо, кінцевим підсумком еволюції зорі з масою $m < 1,2 m_{\odot}$ є зоря білий карлик. Якщо ж маса зорі $m > 1,2 m_{\odot}$, то після досягнення в її надрах густини 10^9 кг/м^3 стискування не припиняється. Сила ваги тут настільки велика, що навіть тиск виродженого електронного газу не в змозі їй протидіяти. Тому при стискуванні ядра зорі розпадаються ядра важких елементів на простіші і перебігають реакції «нейтронізації» речовини $p + e^- \rightarrow n + \nu$. Протони, з яких складаються атомні ядра, що утворилися на попередній стадії еволюції зорі, врешті-решт перетворюються в нейтрони. Якщо маса ядра менша від $3m_{\odot}$, то його стискування зупиниться при густинах близько 10^{17} кг/м^3 . Завдяки дії принципу заборони Паулі при згаданих густинах у нейтронному газі також буде діяти специфічна сила відштовхування, яка не дає змоги речовині стискуватися далі. Ядро такої зорі стане *нейтронною зорею*.

Ядро стискається до розмірів нейтронної зорі дуже швидко, оскільки нема сил, які могли б перешкодити йому. У свою чергу, при зіткненні речовини оболонки, що падає вниз, з поверхнею ядра утворюється потужна ударна хвиля, яка поширюється вгору, зриваючи цю оболонку. Усе це створює ефект спалаху наднової зорі.

За умов, створених у надрах масивних зір на пізніх етапах їхньої еволюції, важливу роль у підтримці рівно-

ваги зорі відіграють нейтрино. Як згадувалося (див. § 8.10), з надр Сонця нейтрино виносять 5% енергії, що там продукується. З підвищенням температури в надрах зорі роль потоків нейтрино у виношенні енергії зростає, а отже, і в їх охолодженні постійно зростає. Зокрема, при температурах, більших від 300 млн кельвінів, значна кількість нейтрино та антинейтрино утворюється внаслідок розсіювання гамма-квантів на електронах (за схемою $e^- + \gamma \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$), надалі — при вільних переходах електронів e^- у полі атомних ядер Z ($Z + e^- \rightarrow Z + e^- + \nu + \bar{\nu}$) і т. д.

Виносячи велику кількість енергії з надр зорі (при температурі понад 1 млрд кельвінів це становить близько 50% усієї енергії, що вивільняється за рахунок гравітаційного стиску і термоядерних реакцій), нейтрино тим самим істотно охолоджують ядро і спричиняють тим щораз більше стискання у пришвидшеному темпі. За підрахунками, без таких втрат енергії вуглець в ядрі зорі з масою $15,6 M_{\odot}$ згоряв би протягом 250 тис. років. Винесення ж енергії нейтринними парами скорочує тривалість еволюції зорі на цьому етапі до 20 тис. років. Наступні термоядерні реакції, якби не було нейтринних потоків, тривали б близько 600 тис. років. Перенесення ж енергії з надр зорі нейтринними потоками призводить до того, що кінцеві фази еволюції зір мають риси вибуху — *коллапсу*, оскільки ядро стискається катастрофічно. Правильність цієї схеми підтвердили спостереження Надрової з Великої Магелланової Хмари, коли відповідно до раніше проведених обчислень для таких явищ зафіксували короткочасний імпульс нейтринного випромінювання.

Важче говорити про кінцеві етапи розвитку зорі, маса якої більша від $3 M_{\odot}$, оскільки маса нейтронної зорі не може перевищувати вказане значення. Висловлюють припущення, що такі зорі після переходу в стадію стискування продовжують його, перетворюючись врешті-решт у чорні діри. Однак не підстави стверджувати, що більшість масивних зір (принаймні до $M \leq 10 M_{\odot}$) позбувається надлишку своєї маси, можливо, на тих етапах еволюції, коли після вигорання (слід пам'ятати, що термін цей умовний) водню, потім гелію та інших елементів у надрах зорі вона на короткий час стає надгігантом. Такі зорі-надгіганти, з поверхонь яких інтенсивно «стікає» речовина (з темпом її втрати до $10^{-5} M_{\odot}/\text{рік}$), справді бувають. Однак повністю заперечувати можливість стискування маси зорі за її сферу Шварцшільда (див. § 14.9) не можна. Зі статистичних даних бачимо, що кожного року в Галактиці

мало б завершувати свою еволюцію близько п'яти зір з масами понад $3 M_{\odot}$, отже, стільки мало б спалахувати наднових. Тим часом у середньому в Галактиці спалахує одна наднова за 50 років (у наш час востаннє це трапилося у 1604 р.). Тому не виключено, що певна кількість зір переходить у новий стан (можливо, якраз чорної діри), «беззвучно», без зовнішніх світлових ефектів.

Хоча сам спалах наднової явище короткочасне, у цей момент перебігають важливі реакції синтезу важких хімічних елементів, без чого природа була б дуже збіднена. Тому коротко перелічимо усі процеси синтезу з загальноприйнятими назвами.

H-процес — перетворення водню в гелій у надрах звичайних зір, у тому числі в надрах Сонця, за схемою $4^1\text{H} \rightarrow ^4\text{He}$.

α -процес — сукупність реакцій синтезу вуглецю і гелію за схемою $3^4\text{He} \rightarrow ^{12}\text{C}$ і наступних реакцій синтезу ядер кисню, неону, магнію ($^{12}\text{C} + ^4\text{He} \rightarrow ^{16}\text{O}$, $^{16}\text{O} + ^4\text{He} \rightarrow ^{20}\text{Ne}$ і т. д.), що перебігають у надрах зір з $M \geq 1,5 M_{\odot}$ при $T_c \geq 5 \times 10^8 \text{ K}$.

e-процес — утворення ядер елементів групи заліза ($^{16}\text{O} + ^{16}\text{O} \rightarrow ^{28}\text{Si} + ^4\text{He}$, $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si} \rightarrow ^{56}\text{Ni}$ і т. д.) у надрах масивних зір при $T_c \approx 3 \cdot 10^9 \text{ K}$ безпосередньо перед спалахом зорі як наднової.

s-процес (від англ. *slow* — повільний) — процес повільного захоплення нейтронів у ядрах зір з $M \geq 1,5 M_{\odot}$ на пізньому етапі їхньої еволюції. Потрапляючи в ядро, нейтрон перетворюється у протон раніше, ніж це ядро захопить ще один нейтрон і стане стійким ізотопом. Так утворюються ядра важчих (після заліза) хімічних елементів аж до вісмуту (^{209}Bi).

r-процес (від англ. *rapid* — швидкий) — швидкий процес захоплення нейтронів атомними ядрами, який відбувається в надрах наднової під час спалаху протягом усього близько 100 с. При цьому утворюються елементи з атомною масою до $A \approx 270$, у тому числі урану і торію.

p-процес — процес захоплення протонів ядрами важких елементів, який відбувається в оболонках наднових.

v-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 літію, берилію і бору внаслідок процесів сколювання, при яких легка частинка високої енергії стикається з важким ядром і вибиває з нього легкий осколок. Так пояснюють різницю в середній пошире-

ності хімічних елементів у Сонячній системі та їхнім вмістом у космічних променях, де X-процеси дуже ефективні.

Образно кажучи, якраз із «попелу» зір, які давно спалахнули як наднові, добре перемішаного з первісною речовиною Галактики, і сформувалася наша Сонячна система.

22.5. Особливості еволюції тісних подвійних систем

Подвійні, як і складніші зоряні системи (кратні зорі), формуються завдяки збереженню моменту кількості руху. Тому в кожному конкретному випадку вік зір, що утворюють цю систему, мав би бути однаковим. А якщо це так, то будь-які відмінності між компонентами (розміри, поверхневі температури тощо) були б зумовлені 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 з 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 суперечить описаній вище теорії еволюції одинарних зір; у зону червоних гігантів швидше повинна пересуватися та зоря, яка має більшу масу.

Проблему з'ясували, коли виявили, що субгіганти — компоненти тісних подвійних систем — заповнюють свою порожнину Роша (див. § 6.4). У тісних подвійних системах поверхня Роша обмежує можливі розміри компонентів. Тому можна стверджувати, що початкові маси червоних субгігантів були більшими. Однак у процесі еволюції такої зорі після вигорання основної частини водню в її надрах стискалося ядро і розбухала оболонка. Під час такого розширення речовина оболонки перетинала поверхню Роша і покидала зорю, переходячи до зорі-супутника та осідаючи на його поверхню. У цьому полягає так звана гіпотеза «зміни ролей»: унаслідок обміну масою головним компонентом системи стає зоря, початкова маса якої спочатку була меншою і яка тому ще залишається в еволюції на головній послідовності. Значний надлишок світності субгіганта (приблизно на 3^m), який суперечить нібито його малій масі, пояснюється підвищенням вмістом гелію у зовнішніх шарах зорі, завдяки чому ці шари є прозорі-

шими. А це сприяє висвічуванню енергії, що вивільняється в надрах зорі.

Обчислення підтверджують високу ефективність процесу «зміни ролей». Виявляється, що така «зміна ролей» у кожній системі може відбуватися декілька разів. Втративши частину маси, перша зоря з часом, стиснувшись, за своїми розмірами може 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.

Наведемо приклад таких обчислень. Розглянемо еволюцію тісної подвійної системи з масами $m_1 = 5 m_{\odot}$ і $m_2 = 4 m_{\odot}$ при відстані між компонентами $a = 13,8 R_{\odot}$. Спочатку еволюція першої зорі проходить так же, як і одинарної, і на діаграмі спектр—світність вона зміщується з головної послідовності дещо вгору. Незабаром зоря заповнює свою порожнину Роша і речовина починає перепливати до другого компонента, причому за усього 420 000 років маса першої зорі зменшиться до $0,94 m_{\odot}$. На діаграмі спектр—світність зоря опускається вниз майже паралельно до головної послідовності, причому її світність зменшується майже в десять разів. Після цього перша зоря рухається вгору до початкової світності і швидко пересувається вліво у зону білих карликів. Другий компонент збільшує свою масу вдвічі і пересувається вгору уздовж головної послідовності.

З обміном масою в тісних подвійних системах пов'язаний феномен спалаху нової зорі. Аналіз показав, що спалах виникає в тому випадку, якщо компонентом, що збільшує свою масу, є білий карлик. Падаючи на поверхню зорі білого карлика, речовина (головним чином водень) 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 швидко. Як наслідок, у водневій оболонці білого карлика розвивається теплова нестійкість, настає вибух і накопичену при акреції оболонку зриває ударна хвиля.

Так пояснюють як спостережувану потужність спалахів нових, так і наявність повторних нових.

Ефективність механізму «обміну масою» («зміни ролей»), очевидно, істотно зменшується зі зростанням маси компонентів у тому розумінні, що тоді значна частина ма-

си 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 $1000 \dots 1500$ км/с при темпі втрати маси $10^{-5} \dots 10^{-4} M_{\odot}$ 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.

22.6. Елементи планетної космогонії

Проблема походження Сонячної системи — одна з найважливіших у сучасному природознавстві. Проте її розв'язано лише в найзагальніших рисах. Адже якщо теорію 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. 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 виявилось вкрай складним завданням.

Теорія, що вивчає походження планетної системи, повинна пояснити такі закономірності в її будові.

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 Напрямок осевого обертання планет (за винятком Венери та Урана) співпадає з напрямом їх обертання навколо Сонця.

4 Середня відстань планет від Сонця (за винятком Нептуна і Плутона) підлягає правилу *Тіціуса—Бодє* (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.

7. Майже всі супутники планет обертаються навколо них практично по колових орбітах, які лежать переважно у площині екватора планети, 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 Лапласа 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 зрівнювалася 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 ХІХ ст. виявили, що ця гіпотеза не може пояснити перерозподіл моменту кількості руху між Сонцем і планетами. Крім того, 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: планети сформувалися з холодної газово-пиллової хмари, яку захопило Сонце під час обертання навколо центра Галактики. Другу частину зараз відкинули. Загальну ж схему розвитку нашої планетної системи можна описати так.

Близько 5 млрд років тому у протяжному фрагменті газово-пиллової хмари, пронизаному магнітними силовими лініями, утворилося центральне згущення — протосонце, яке повільно стискувалося. Інша частина хмари з масою, приблизно в десять разів меншою, повільно оберталася навколо нього. Унаслідок зіткнень атомів, молекул і пилок туманність поступово сплющувалася і розігрівалася. Так навколо Сонця утворився протяжний газово-пилловий диск. Його магнітне поле, «намотуючись» на протосонце, сприяло передачі моменту зовнішнім шарам диска.

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 μ m. Як тільки густина у цьому пиловому диску досягала критичного значення, у ньому виникла гравітаційна нестійкість. Спочатку утворилися кільця, які швидко розпалися на окремі згущення. За рахунок власного тяжіння ці згущення надалі стискалися, ущільнювалися, більші зростали і менші руйнувалися. Перетворення сконденсованого пилу в окремі тверді тіла — планетезималі на відстані в 1 а. о. тривало всього 10 000 років. Земля ж зростала до сучасних розмірів усього 100 млн років.

Щоб узгодити обчислення зі спостереженнями, вважають, що значна частина твердої речовини була викинута на далеку периферію Сонячної системи. Так сформувалася *хмара Оорта* кометних тіл.

Напрямок і швидкість обертання планети навколо своєї осі визначають статистично, як сумарний результат об'єднання багатьох планетезималей. Як виявилось, за нахилом осі обертання планети до площини екліптики можна обчислити масу найбільших тіл, що випадали на планету. 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 планети в зоні астероїдів між Марсом і Юпітером, а й призвели до значного зменшення маси Урана.

Випадання окремих згустків на Землю та її стискування спричинили поступовий нагрів надр планети. З часом у цьому все більшу роль відігравали процеси радіоактивного розпаду. Тому в окремих зонах Землі речовина плавилася і диференціювалася: важчі хімічні елементи та їхні сполуки опускалися вниз, легші підіймалися вгору. Цей етап тривав близько 1 млрд років.

На ранній стадії розвитку протоземля була оточена роєм невеликих супутників, радіуси яких досягали 100 км. З часом з них на відстані близько десяти земних радіусів сформувався Місяць. Водночас унаслідок припливної взаємодії він почав повільно віддалятися від Землі, що триває дотепер і супроводжується зменшенням швидкості обертання Землі навколо своєї осі.

ВИСНОВКИ

Як бачимо, людський розум виявився здатним розкрити таємниці далеких зір і галактик, встановлювати закони їхньої будови й розвитку. За останні 350 років він, людський розум, розширив масштаби світу, який вивчає, у 10^{15} разів.

У наш час астрономія переживає період бурхливого розвитку. Зокрема, спільними зусиллями фізиків та астрономів людина наблизилася до розуміння великої таємниці початку нашого Всесвіту, що, за словами Я. Б. Зельдовича (1914—1988), «можливо, є найбільш хвилюючим моментом у розвитку природничих наук».

Упродовж багатьох століть людство поступово звільнялося від антропоцентричного погляду на світ (від гр. *ανθρωπος* — людина), за яким Земля (потім Сонце, наша Галактика) є центром світобудови. Микола Коперник «зрушив Землю», перетворивши її в рядову планету. Херлоу Шеплі (1918 р.) змістив Сонце з його системою планет з центра Галактики на її окраїну. Едвін Хаббл (1924 р.) виявив, що наша Галактика — лише невеличка піщинка у безкрайньому морі таких же вселенських зоряних систем.

Дотепер питання ставили так: «Як побудований світ?» Під час пошуків відповідей на нього вчені звільнилися від згаданого антропоцентричного погляду. Однак у наш час питання вже формулюють інакше: «Чому світ є саме таким?». І зразу доводиться визнати, що все навколо нас допасовано так, щоб розвиток усіх можливих процесів привів і до формування Землі, і до появи на ній різноманітних форм життя, аж до людини, здатної збагнути і розкрити ці таємниці.

Ось декілька прикладів, які привернули увагу вчених.

1. Якби різниця маси нейтрона і протона була, скажімо, у 2,5 раза більшою, ніж є, був би неможливим синтез залізу, а отже, увесь Всесвіт складався б лише з водню. Не було б планет, Землі..

2. Коли б маса електрона була утричі більшою, відбулися б процеси нейтронізації речовини (за схемою $p + e^- \rightarrow n + \nu$) і, отже, галактики і зорі складалися б з одних нейтронів.

3 Якби сила взаємодії між нуклонами була хоча б на декілька відсотків більшою, була б стабільною частинка біпротон (ізотоп ${}^2\text{He}$). А це значить, що увесь Всесвіт складався б з одного лише гелію. Якби ж сила ця була хоча б на 5% слабша, гелій утворюватися не міг би взагалі.

Таких прикладів налічують понад 20. Істотно змінився б наш світ, якби дещо іншим було співвідношення між силами кулонівського відштовхування однойменних зарядів і ядерними силами притягання, якби гравітаційна стала була дещо більшою чи меншою тощо. Нарешті, лише за наявного співвідношення реальної і критичної густини речовини у Всесвіті можливе існування зір упродовж мільярдів років, а отже, існування Землі та життя на ній.

Звертають увагу і на «підгонку» параметрів, за допомогою яких описують умови на нашій планеті і які найбільше сприяють розвиткові тут життя.

1. Нахил осі добового обертання Землі до площини екліптики злагіднює клімат планети.

2. Вода має найбільшу густину при температурі $+4^\circ\text{C}$, завдяки чому лід перебуває над водоймами (у протилежному випадку, а так є для всіх інших речовин, лід випадав би на дно, вода у водоймах вимерзала б, і життя в них було б неможливе).

3. Атмосфера Землі складається з таких газів і в такому співвідношенні, які найкраще сприяють розвитку та існуванню життя. Якби концентрація кисню тут була більшою, все, що може горіти, давно згоріло б, а якби була меншою, горіння взагалі було б неможливим.

4. В атмосфері Землі є буквально «сліди» вуглекислого газу та водяної пари. Проте їхні молекули, інтенсивно поглинаючи інфрачервоне випромінювання Землі, створюють «парниковий ефект», завдяки якому температура на планеті приблизно на 30°C вища, ніж вона була б без цього ефекту. А тоді умови для життя тут були б надто суворі. Те ж стосується і вмісту в атмосфері озону.

Тому, визнаючи все ж обмежені можливості науки взагалі у з'ясуванні найпотаємніших проблем людського життя, можемо з розумінням ставитися до того, що цілий ряд видатних учених (серед них — лауреати Нобелівської премії) визнавали існування Творця як усього навколишнього світу, так і різноманітних форм життя на нашій планеті.

ДОДАТКИ

Елементи

Планета	a		e	i
	п. о.	млн км		
Меркурій	0,3871	57,91	0,2056	7,00°
Венера	0,7233	108,21	0,0068	3,39
Земля	1,0000	149,60	0,0167	—
Марс	1,5237	227,95	0,0934	1,85
Юпітер	5,2028	778,34	0,0481	1,31
Сатурн	9,5368	1427,00	0,0529	2,49
Уран	19,1910	2870,97	0,0460	0,77
Нептун	30,0707	4498,58	0,0079	1,77
Плутон	39,52	5912,2	0,2534	17,14

Примітка. a — велика піввісь орбіти; e — ексцентриситет орбіти; i — період обертання; n — середній добовий рух; v_a — середня орбітальна

Фізичні

Планета	m	R		ρ , г/см ³
		⊙ — 1	км	
Меркурій	0,055	0,383	2440	5,40
Венера	0,815	0,950	6030	5,24
Земля	1	1	6371	5,52
Марс	0,107	0,533	3397	3,91
Юпітер	318	11,00	69000	1,35
Сатурн	95,2	9,10	58000	0,70
Уран	14,6	3,98	25400	1,35
Нептун	17,2	3,81	24300	1,72
Плутон	0,0024	0,18	1150	1,7

Примітка. m — маса в масах Землі ($5,98 \cdot 10^{24}$ кг); R — середній радіус орбіти (нахил осі обертання); P — період обертання; E — тривалість освітленості на поверхні.

Додаток 1

орбіт планет

T		S, доби	л	v _{ср.} км/с
тронічні роки	роки і доби			
0,2408	87,97	115,9	4,092°	47,86
0,6152	224,70	583,9	1,602	35,01
1,0000	1 рік 0,1	—	0,986	29,78
1,8809	1 321,73	779,9	0,524	24,12
11,8622	11,314,84	398,9	0,083	13,06
29,4577	29 166,98	378,1	0,034	9,64
81,0153	81 7,45	369,8	0,012	6,80
164,7883	164 280,30	367,5	0,006	5,43
247,6968	247,255,1	366,7	0,004	4,74

назив орбіти; T — сидеричний період обертання; S — середній синдичний швидкість.

Додаток 2

характеристики планет

e	ε	ρ	E	g, м/с²	v _{кр.} км/с
0	0 ... 1°	58,65 ^d	176 ^d	3,68	4,2
0	178°	243,16	117	8,86	10,4
1 : 298	23°26'	23 ^h 56 ^m	1 ^d = 24 ^h	9,81	11,2
1 : 192	24 48	24 37	24 ^h 39 ^m	3,71	5,0
1 : 16	3 07	9 50	9 50	25,8	60,4
1 : 10	26 45	10 14	10 14 †	11,3	36,2
1 : 18	98	10 49	10 49	9,0	21,4
1 : 48	29	15 48	15 48	11,6	23,8
—	?	6,39 ^d	6,39 ^d	0,6	1,2

діус; ρ — середня густина; e — стісх; ε — нахил площини екватора до площини орбіти; g — прискорення сили тяжіння на поверхні; v_{кр.} — критична швидкість.

ДЕЯКІ ФІЗИЧНІ Й АСТРОНОМІЧНІ ВЕЛИЧИНИ

Гравітаційна стала

$$G = 6,672 \cdot 10^{-11} \text{ Н} \cdot \text{м}^2 \text{ кг}^{-2} = 6,672 \cdot 10^{-8} \text{ г}^{-1} \cdot \text{см}^3 \cdot \text{с}^{-2}.$$

Швидкість світла у вакуумі

$$c = 2,997925 \cdot 10^8 \text{ м/с} = 3 \cdot 10^{10} \text{ см/с}.$$

Стала Планка

$$h = 6,626176 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с} = 6,626 \cdot 10^{-27} \text{ ерг} \cdot \text{с}.$$

Маса спокою електрона

$$m_e = 9,109534 \cdot 10^{-31} \text{ кг} = 9,11 \cdot 10^{-28} \text{ г}.$$

Маса спокою протона

$$m_p = 1,6726485 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 1,673 \cdot 10^{-24} \text{ г}.$$

Маса спокою нейтрона

$$m_n = 1,6749543 \cdot 10^{-27} \text{ кг}.$$

Відношення маси протона до маси електрона

$$m_p/m_e = 1836,15152.$$

Заряд електрона

$$e = 1,6021892 \cdot 10^{19} \text{ Кл} = 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ одиниць СГСЕ}.$$

Число Авогадро (число молекул на моль)

$$N_A = 6,022045 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}.$$

Молярна газова стала

$$A = 8,31441 \text{ Дж} \cdot \text{моль}^{-2} \cdot \text{К}^{-1} = 1,986 \text{ кал}/(\text{К} \cdot \text{моль}).$$

Стала Больцмана

$$k = 1,38066 \cdot 10^{-23} \text{ Дж} \cdot \text{К}^{-1} = 1,38 \cdot 10^{-16} \text{ ерг}/\text{К}.$$

Стала густини випромінювання

$$a_R = 7,56566 \cdot 10^{-16} \text{ Дж} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{К}^{-4} = 7,566 \cdot 10^{-15} \text{ ерг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{К}^{-4}.$$

Стала Стефана—Больцмана

$$\sigma = 5,67032 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4} = 5,67 \cdot 10^{-5} \text{ ерг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{К}^{-4} \cdot \text{с}^{-1}.$$

1 мала калорія—4,1855 Дж = $4,2 \cdot 10^7$ ерг.

Список літератури

- Астрономический календарь. Постоянная часть / За ред. В. К. Абалкина. 7-е изд. М., 1981.*
- Бакулин П. И., Кононович Э. В., Мороз В. И. Курс общей астрономии. 6-е изд. М., 1990.*
- Воронцов-Вельяминов Б. А. Внегалактическая астрономия. М., 1978.*
- Воронцов-Вельяминов Б. А. Очерки о Вселенной. 8-е изд. М., 1980.*
- Дагаев М. М., Демин В. Г., Климишин И. А., Чаругин В. М. Астрономия. М., 1983.*
- Еремеева А. И., Цыцин Ф. А. История астрономии. М., 1987.*
- Ефремов Ю. Н. В глубины Вселенной. 3-е изд. М., 1984.*
- Зигель Ф. Ю. Сокровища звездного неба 4-е изд. М., 1981.*
- Карпенко Ю. А. Названия звездного неба. М., 1985.*
- Климишин И. А. Атлас зоряного неба. Львів, 1985.*
- Климишин И. А. Перлини зоряного неба. К., 1981.*
- Климишин И. А. Астрономія вчора й сьогодні. К., 1976.*
- Климишин И. А., Тельнюк-Адамчук В. В. Шкільний астрономічний довідник. К., 1990.*
- Климишин И. А. Астрономия наших дней. 3-е изд. М., 1986.*
- Климишин И. А. Календарь и хронология. 3-е изд. М., 1990.*
- Климишин И. А. Открытие Вселенной. 2-е изд. М., 1992.*
- Климишин И. А. Релятивистская астрономия. 2-е изд. М., 1989.*
- Климишин И. А. Элементарная астрономия. М., 1991.*
- Колчинский И. Г., Корсунь А. А., Родригес М. Г. Астрономы. Биографический справочник. 2-е изд. К., 1986.*
- Короткий астрономічний календар на поточний рік (видається щорічно).*
- Куликовський П. Г. Справочник любителя астрономии. 5-е изд. М., 1991.*
- Куликовский П. Г. Звездная астрономия. М., 1978.*
- Мартынов Д. Я. Курс практической астрофизики. 3-е изд. М., 1977.*
- Мартынов Д. Я. Курс общей астрофизики. 4-е изд. М., 1988.*
- Михайлов А. А. Атлас звездного неба. Четыре карты звездного неба. 4-е изд. Л., 1978.*
- Селешніков С. І. Астрономія і космонавтика Короткий хронологічний довідник. К., 1968.*
- Физика космоса Маленькая энциклопедия. 2-е изд. М., 1986.*
- Цесевич В. П. Что и как наблюдать на небе. 5-е изд. М., 1979.*
- Шкловский И. С. Сверхновые звезды. 2-е изд. М., 1976.*
- Шкловский И. С. Вселенная, жизнь, разум 6-е изд. М., 1987.*
- Шкловский И. С. Звезды: их рождение, жизнь и смерть. 3-е изд. М., 1984.*