Київський національний університет імені Тараса Шевченка

Івченко В.М., Решетник В.М.

Радіоастрономія

навчальний посібник
для студентів фізичного факультету

Київ, 2020

УДК 521.9; 520.27;520.874
ББК 22.63

Рецензенти

д-р фіз.-мат. наук, проф. Л. Ф. Чорногор
Харківський національний університет імені В.Н.Каразіна
доктор філософії М. Ю. Гордовський
Центр Астрофізики Джодрел Банк, Університет Манчестера

Рекомендовано Вченою радою фізичного факультету
Київського національного університету імені Тараса Шевченка
(протокол № від 2020 року)

Івченко В.М., Решетник В.М. Радіоастрономія.
Навчальний посібник для студентів фізичного факультету
/ В.М.Івченко, В.М.Решетник 2020 - 246 с.

В навчальному посібнику викладено основи радіоастрономії, що викладались на кафедрі астрономії та фізики космосу Київського національного університету імені Тараса Шевченка студентам старших курсів. В першій частині книги розглянуті можливі механізми випромінювання та його переніс в середовищі. Наведено огляд принципів побудови та функціонування радіотелескопів та інтерферометрів. Друга частина присвячена результатам спостережень об'єктів Сонячної системи, нашої Галактики та позагалактичних джерел.

Книга буде корисна для студентів фізичних спеціальностей, аспірантів та співробітників.

Ivchenko V., Reshetnyk V. Radioastronomy.
Textbook. V.Ivchenko, V.Reshetnyk 2020 - 246 pp.

The textbook is based on a course of lectures in radioastronomy at the Astronomy and Space Physics department of Taras Shevchenko national university of Kiev. The first part of the book discusses possible mechanisms of radiation and its transmission in the medium. The principles of construction and operation of radio telescopes and interferometers are given. The second part is devoted to the results of observations of the objects of the solar system, Milky Way and extra-galactic sources.

The book will be useful for physical education students, graduate students and staff.

© Івченко В.М., Решетник В.М., 2020

Зміст

	Вступ	4
1.	Параметри радіотелескопів	13
2.	Механізми радіовипромінювання	32
3.	Перенос випромінювання	46
4.	Інтерферометри	68
5.	Антени та радіоастрономічні приймачі	106
6.	Поляризація випромінювання та антен	134
7.	Радіоастрономічні дослідження Сонячної системи	151
8.	Радіовипромінювання Галактики	191
9.	Позагалактична радіоастрономія	223
	Покажчик	241
	Бібліоґрафія	244

Вступ

Астрофізика виникла в середині XIX століття, як результат запровадження спектральних методів дослідження в астрономії. Довгий час оптичне вікно прозорості атмосфери було єдиним вікном для астрофізичних спостережень. Винайдення і використання радіо привело до відкриття радіовипромінювання космічних джерел (1932 р., К. Янський) і, після закінчення другої світової війни, поступового освоєння діапазону радіохвиль – другого вікна прозорості земної атмосфери. З початком космічної ери (1957 р.) астрономам стає доступним весь спектр електромагнітних коливань, спостережна астрофізика стала всехвильовою. Інструменти і методи досліджень в різних діапазонах спектру електромагнітних коливань значно різняться. Треба визнати, що принципи дії і будова радіотелескопів, методи досліджень, попри зовнішню схожість з оптичними, мають свою специфіку. Більше того, радіотелескопи кілометрового діапазону довжин хвиль кардинально несхожі на телескопи субміліметрового діапазону. Разом з тим, методи розроблені в радіоастрономії знаходять застосування в інтерферометрах оптичного діапазону.

Курс радіоастрономії під різними назвами та різними викладачами читається студентам кафедри астрономії фізичного факультету Київського національного університету з 60-х років XX століття. В даному посібнику автори намагались викласти основи радіоастрономії. Автори звертають увагу на фізичні принципи побудови інструментів та їх функціонування, часто залишаючи подробиці, іноді дуже складні та істотні за межами посібника. Є підстави сподіватися, що такий підхід, незважаючи на деяке спрощення, дозволить студентам швидше засвоїти основи радіоастрономії. Вважається, що читачі вже знайомі з основами електроніки та загальної астрономії й астрофізики.

Автори вдячні професійним радіоастрономам, що виклали

у всесвітню мережу Інтернет величезну кількість ілюстративного матеріалу, який допоміг створити даний посібник.

Усі формули наведені в системі СІ. Використання деяких несистемних одиниць обумовлено історичними традиціями, які склались в радіоастрономії.

Історична довідка

1868 – Дж. Максвел опублікував систему рівнянь, яка описує явища електромагнетизму.

1888 – Г. Герц, експериментально відкрив електромагнітні хвилі та підтвердив теорію Максвела.

1890 – Т. Едісон провів перші спроби реєстрації електромагнітного випромінювання Сонця в радіодіапазоні.

1893 – Н. Тесла патентує радіоприймач.

1894 – О. Лодж незалежно від Т. Едісона пробував зареєструвати електромагнітне випромінювання Сонця.

1895-1896 – Г. Марконі та інші, практичне використання радіохвиль для організації зв'язку на великі відстані. В 1909 році Г. Марконі разом з К. Брауном отримали Нобелівську премію за видатний внесок у створення радіо.

1918 – Е. Армстронг, В. Шоткі, винайшли супергетеродинного приймача.

1925 – Г. Брейт, М. Тьюв, винайшли іонозонд, згодом вдосконалений Е. Епплтоном, що отримав Нобелівську премію у 1947 році за відкриття та дослідження F шару іоносфери.

1931 – К. Янський, співробітник Bell Telephone Labs (США), досліджував радіосигнали від гроз, які є основним джерелом радіозавад, за допомогою антен на довжині хвилі $\lambda = 14.6$ м (20.5 МГц). В процесі роботи відкрив сигнал, який регулярно спостерігався з періодом 23^h56^m, що вказувало на галактичне походження джерела сигналу.

1937 – Г. Рьобер фактично побудував радіотелескоп для досліджень фону неба з приймачем на довжині хвилі $\lambda = 9$ см, потім на $\lambda = 33$ см, і лише на $\lambda = 61$ см вперше помітив космічні радіоджерела. Рьобер створив перші карти неба на довжині хвилі $\lambda = 187$ см. В 1942 році була опублікована робота з результатами цих досліджень.

1942 – Дж. Хей (Британія), Саусфорд (США) незалежно відкрили, що на сході Сонця радіолокатори "сліпнуть" (в діа-

пазоні сантиметрових хвиль), це явище було пояснене радіовипромінюванням Сонця.

1944 – Ван де Хюлст, аспірант Я. Оорта обчислив теоретично ймовірність переходу атома водню в основному стані (ортоводень переходить в параводень) і показав, що на довжині хвилі $\lambda = 21$ см можна вести спостереження випромінювання нейтрального водню.

1946 – Дж. Хей вивчав радіосигнали, відбиті від слідів метеорів – радіо метеори, які добре помітні при певних ракурсних умовах, коли слід метеору перпендикулярний до променю зору.

1946 – в США та Угорщині проведена перша радіолокація Місяця (на довжинах хвиль $\lambda = 2.5$ та $\lambda = 2.8$ см).

1946 – Ф. Сміт відкрив перше дискретне радіоджерело – Лебідь А, яке було ототожнено В. Бааде лише в 1951 р. Загалом роздільна здатність навіть великих телескопів досить мала, тому ототожнити дискретне радіоджерело з оптичними аналогами було досить проблематичним.

1947 – проведено перше радіоспостереження затемнення Сонця, при цьому було відкрито незначне послаблення радіосигналу, це показувало, що радіовипромінювання Сонця в метровому діапазоні формується не в фотосфері, а в короні.

1948 – ототожнення перших дискретних радіоджерел, Центавр А, Телець А, Діва А, тощо.

1949 – Й. Шкловський також розрахував переходи нейтрального водню ($\lambda \approx 21$ см) та гідроксилу ($\lambda \approx 18$ см).

1951 – Г. Юен і Е. Парсел (США), Мюер, Я. Оорт (Голандія), Хрістіансен, Хід Ман (Австралія) відкрили радіовипромінювання водню на λ 21 см.

1954-1956 – відкриття випромінювання планет, було показано, що температура поверхні Венери близька до 600 С.

1958 – вперше проведено радіолокацію Венери.

1963 – відкриття випромінювання гідроксилу (перша міжзоряна молекула, що була відкрита в радіодіапазоні).

1963 – відкриття квазарів, джерел дуже малих кутових розмірів, які були ототожнені з досить слабкими зореподібними об'єктами. Спектри квазарів мають ультрафіолетові та інфрачервоні надлишки, що свідчить про сильне нетеплове випромінювання. За ототожненими спектральними лініями було встановлено, що ці об'єкти мають велике космологічне червоне зміщення і, таким чином, знаходяться дуже далеко, отже, потужність випромінювання квазарів надзвичайно велика (типові значення $\sim 10^{40}$ Вт).

1965 – А. Пензіас, Р. Вільсон (співробітники Bell Telephone Labs, США) досліджували завади для зв'язку з супутниками на довжині хвилі $\lambda = 7.3$ см. Вони також вимірювали величину радіофону неба. Результати спостережень показали, що мінімальне випромінювання фону в будь-якому напрямку не менше 3.5 К. Р. Дікке та Дж. Піблс (Прінстон, США) показали, що це є реліктове випромінювання гарячого Всесвіту (вперше теоретично передбаченого Г. Гамовим у 1948 році). За відкриття реліктового випромінювання А. Пензіас, Р. Вільсон отримали Нобелівську премію у 1978 році. Дж. Піблс за роботи пов'язані з космологією отримав Нобелівську премію у 2019 році.

1967 – Е. Хьюїш (Великобританія) разом з групою студентів та аспірантів побудував установку для реєстрації космічного радіовипромінювання з метою досліджень радіомерехтінь на міжпланетній плазмі. Для цього радіотелескоп вів спостереження з високою роздільною здатністю по часу ($\tau \sim 0.01$ с). При цьому аспірантка Дж. Белл відкрила об'єкт, який демонстрував секундні імпульси, сам об'єкт назвали пульсаром. Період обертання цього об'єкту на небесній сфері склав 23^h56^m, що вказувало на його галактичне походження. З секундними періодами могли обертатись лише нейтронні зорі. Вже за три місяці була побудована перша модель магнітосфери пульсара. Згодом за відкриття пульсарів Е. Хьюїш отримав Нобелівську премію у 1974 році.

1960-70-ті роки – М. Райл, розробив метод апертурного син-

тезу (радіоінтерферометрія), отримав Нобелівську премію у 1974 році.

1970-ті роки – відкриття молекулярних радіоджерел – космічних мазерів.

1974 – Р. Халс та Дж. Тейлор, мол. відкрили пульсар у подвійній системі (B1913+16), детальні дослідження системи підтвердили висновки загальної теорії відносності про випромінювання гравітаційних хвиль. Р. Халс та Дж. Тейлор отримали Нобелівську премію у 1993.

1989 – запуск космічного апарата COBE (Cosmic Background Explorer), основною задачею якого було вивчення реліктового фону Всесвіту. Наукові керівники програми COBE Дж. Смут і Дж. Мазер у 2006 році були удостоєні Нобелівської премії за відкриття анізотропії і чорнотільної структури енергетичного спектру космічного фонового випромінювання.

1992 – відкриття неоднорідності реліктового випромінювання (супутник COBE), ця характеристика дуже важлива при побудові космологічних моделей.

1990-ті - 2000-ні роки – розвиток космічної та наземної радіоінтерферометрії. Відбувається масова комп'ютеризація систем спостереження та обробки, що дозволило автоматизувати велику кількість процедур і значно збільшити потоки даних, що обробляються.

Спектр пропускання земної атмосфери

Розглянемо як залежить коефіцієнт поглинання земної атмосфери T_λ від довжини хвилі, на якій ведуться спостереження. На рис. 1 наведено коефіцієнт T_λ в широкому спектральному діапазоні від рентгенівських променів до кілометрових радіохвиль.

Загалом земна атмосфера має два вікна прозорості – в оптичному діапазоні (від 0.3 мкм до $\sim$ 0.8 мкм і смуги пропускання в інфрачервоній ділянці) та радіодіапазоні від міліметрових

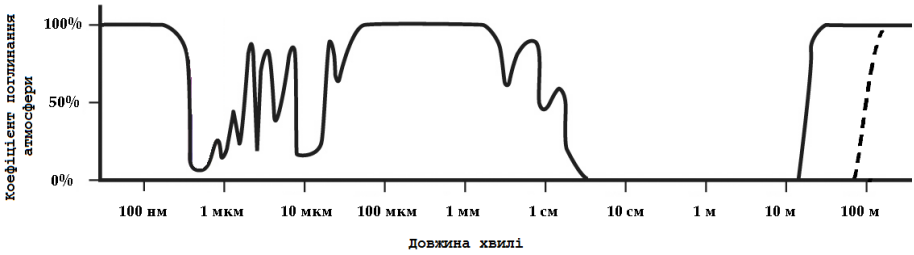

Рис. 1: Спектр поглинання земної атмосфери.

хвиль до декількох десятків метрів. Довгохвильове радіовипромінювання – від декаметрів до кілометрів досліджується за допомогою космічних апаратів.

Ослаблення електромагнітних хвиль при їх поширенні в середовищі пов'язано з поглинанням та розсіянням. При розсіянні енергія фотона залишається сталою, а змінюється лише напрямок його поширення. В оптичному діапазоні виділяють два типи розсіяння – молекулярне та аерозольне. При поглинанні фотон поглинається атомом, а потім перевипромінюється у вигляді одного чи декількох квантів світла, які можуть мати іншу енергію та напрямок поширення.

Рентгенівські та ультрафіолетові промені добре поглинаються фактично усіма складовими атмосфери, ближній ультрафіолет добре поглинається озоном (саме ним обумовлена границя вікна прозорості близько 0.3 мкм). У видимому діапазоні коефіцієнт пропускання земної атмосфери близький до 100%, він дещо зменшується за рахунок поглинання випромінювання озоном (смуги Шаппюї) та розсіянням. В інфрачервоній ділянці наявна величезна кількість смуг поглинання молекулами H_2O, O_2, CO та CO_2. Концентрація водяної пари в атмосфері сильно залежить від місця спостереження та пори року, і прозорість атмосфери в інфрачервоній ділянці є відносно невизначеним фактором. На довжинах хвиль порядку декіль-

кох мкм молекулярні смуги поглинання фактично зливаються і атмосфера стає повністю непрозора. Виділяється декілька ІЧ вікон, в яких атмосфера є частково прозорою, ці вікна використовується для наземних спостережень (смуга J – 1.1-1.4 мкм, смуга H – 1.5-1.8 мкм, смуга K – 2-2.4 мкм, смуга L – 3-4 мкм, смуга M – 4.6-5 мкм, смуга N – 7.5-14.5 мкм).

Молекулярне поглинання стає незначним на довжинах хвиль більше декількох міліметрів, і сильно залежить від рівня вологості атмосфери. Тут починається друге вікно прозорості – "радіовікно". Довгохвильова границя радіовікна формується відбиванням радіохвиль іоносферою. Показник заломлення для однорідної незамагніченої плазми, без врахування зіткнень:

$$n^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}, \tag{0.0}$$

де $\omega_{pe}^2 = \dfrac{e^2 N_e}{\varepsilon_0 m_e}$ – електронна *плазмова частота* (частота Ленгмюра), e, m_e – заряд та маса електрона, ε_0 – електрична стала (електрична проникність вакуума), N_e – максимальне значення концентрації електронів в іоносфері на промені зору. Іоносфера стає непрозорою для хвиль з частотою $\omega < \omega_{pe}$. Плазмова частота визначається концентрацією електронів N_e, а ця величина залежить від активності Сонця, часу доби, пори року та географічної широти. Тому довгохвильова границя вікна прозорості може змінюватись від метрів до декількох десятків метрів (див. рис. 1). Таким чином, ширина оптичного вікна прозорості атмосфери складає одну октаву, а радіо вікна – десять октав. В ідеалі астрономи мають отримувати густину потоку випромінювання від спостережуваного об'єкта у всіх діапазонах хвиль. Але можна задатись питанням, чи так обмежує нас атмосфера у наших дослідженнях? Якщо ми розглянемо теплове випромінювання, то більшість баріонних об'єктів у Всесвіті мають температури від десятків Кельвін до сотень тисяч Кельвін. Для зір та планетних систем цей діапазон ще менший, від сотень градусів до десятків тисяч. Отже, максимум

випромінювання припадає на оптичний діапазон (лише для самих холодних об'єктів максимум буде в міліметровому діапазоні). Більшість самосвітніх об'єктів ми можемо досліджувати саме у оптичному вікні прозорості. Теплове радіовипромінювання більшості джерел досить слабке, і є лише довгохвильовим продовженням планківських кривих випромінювання. Але, в XX столітті астрономами було виявлено, що в нашій Метагалактиці існує величезна кількість джерел нетеплового випромінювання. Багато екзотичних, унікальних об'єктів проявляють себе саме в невидимій ділянці електромагнітної шкали, можна пригадати лише декілька разючих прикладів: квазари, випромінювання нейтрального водню на довжині хвилі 21 см, реліктове випромінювання, пульсари, γ-спалахи тощо. Багато з цих об'єктів були відкриті саме за спостереженнями в радіодіапазоні, але разом з тим, радіоастрономічні дослідження вже відомих оптичних об'єктів показали величезну кількість цікавих особливостей, і дозволяють людству більш повно розуміти оточуючий нас світ.

Параметри радіотелескопів

Одиночний радіотелескоп має досить низьку роздільну здатність. Для телескопа з діаметром антени D, який веде спостереження на довжині хвилі λ, кутова роздільна здатність в радіанах буде складати:

$$\alpha = 1.22\frac{\lambda}{D}. \tag{1.0}$$

Це обмеження обумовлено дифракційними властивостями електромагнітних хвиль, і покращити роздільну здатність можна лише вибором іншого інструмента. Наприклад, для довжин хвиль $\lambda = 1$ см та $D = 100$ м отримаємо $\alpha \approx 25''$. Тоді як великі оптичні телескопи мають дифракційну роздільну здатність $\alpha \approx 0.01''$. Саме з цим і пов'язана проблема ототожнення радіоджерел з оптичними аналогами. Тому досить інтенсивно розвивалась ідея радіоінтерферометрії, подібної до перших оптичних інтерферометрів Майкельсона. Були створені інтерферометри з базами десятки кілометрів. З більшими базами виникали проблеми збереження когерентності. Надалі стали популярними записи на кожному телескопі окремо з дуже високою точністю по часу, для цього використовуються стандарти частоти. І фактично порівнюємо записи з різних телескопів вже після завершення спостережень. Таким чином розвивається радіоінтерферометрія з наддовгою базою. При цьому досягається відносна точність спостережень на невеликих площадках $\alpha \sim 10^{-5}\ ''$, і потрібно враховувати багато факторів, таких, як дрейф материків, зміни періоду обертання Землі, рухи полюсів та інше.

Принципова схема радіотелескопа

На рис. 2 представлена узагальнена схема сучасного радіотелескопа.

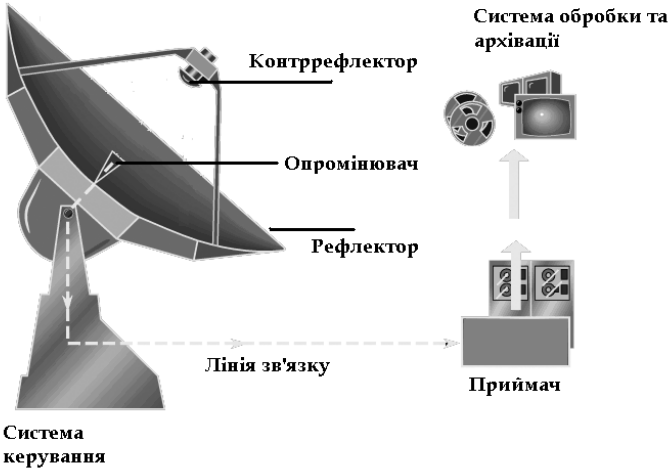

Рис. 2: Принципова схема радіотелескопа.

Антена – пристрій, що збирає та перетворює енергію електромагнітних хвиль в енергію зв'язаних електромагнітних коливань, часто це металевий параболоїд, чи його частина, потрібний для збору електромагнітного випромінювання в одну точку на опромінювач.

Опромінювач – частина антени, що безпосередньо перетворює електромагнітне випромінювання в струм, при цьому можливе використання попереднього підсилення прямо в фокусі антени після опромінювача.

Система керування – досить масивна стабільна платформа, забезпечує поворот антени на потрібну ділянку неба (якщо таке передбачено конструкцією).

Приймач – підсилює сигнал і передає на систему реєстрації.

Система реєстрації – як правило потужний комп'ютер, що проводить оцифровку сигналу.

Система обробки та архівації, виконує попередню обробку,

калібровки та запис даних в архіви.

Сучасні радіотелескопи досить часто використовуються в системах радіоінтерферометрів, тому додається ще і *часовий стандарт*.

Фізичні одиниці в радіоастрономії

Поверхнева яскравість

Нехай є деяка площадка А на яку падає електромагнітне випромінювання (рис. 3). Виділимо нескінченно малу ділянку dA на цій площадці. Виділимо на небесній сфері ділянку з тілесним кутом $d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$. Потужність яка приходить з елементу небесної сфери $d\Omega$ на площадку dA в спектральній ділянці $d\nu$ складає

$$d\omega_\nu = B\cos\theta d\Omega dA d\nu, \tag{1.1}$$

де B – певний коефіцієнт пропорційності, який характеризує джерело випромінювання на небесній сфері і називається яскравістю. Розмірність яскравості $[B] =$ Вт м$^{-2}$Гц$^{-1}$стерадіан$^{-1}$. У формулі 1.1 введено $\cos\theta$, який характеризує кут падіння випромінювання на площадку.

Якщо джерело випромінювання знаходиться досить далеко – у дальній зоні антени, то потужність $d\Omega$ не буде залежати від положення ділянки dA на площадці A. Тоді можна проінтегрувати по площі і отримати потужність, яка надходить на всю площадку $A : dw = AB\cos\theta d\Omega d\nu$.

Повна потужність, яка падає з деякого тілесного кута Ω, в спектральному діапазоні $\Delta\nu$ на площадку A:

$$W = \int\limits_{\nu}^{\nu+\Delta\nu} d\nu \iint\limits_{\Omega} dw = A \int\limits_{\nu}^{\nu+\Delta\nu} d\nu \iint\limits_{\Omega} B(\nu,\varphi,\theta)\cos\theta d\Omega. \tag{1.2}$$

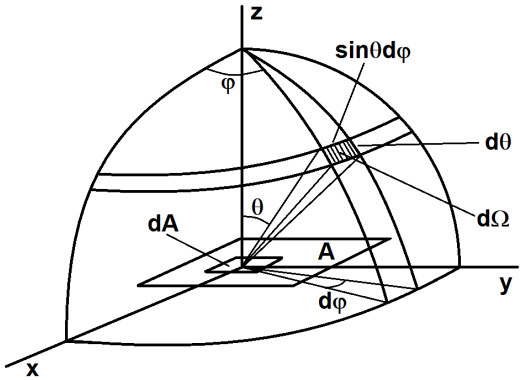

Рис. 3: До введення поняття яскравості (пояснення в тексті).

В загальному випадку поверхнева яскравість є функцією частоти, тобто фактично отримуємо спектр джерела. Приклад неперервних спектрів радіовипромінювання різних об'єктів наведено на рис. 4.

Можна ввести спектральну потужність випромінювання об'єкта w_ν, як потужність випромінювання на одиничний інтервал частот, тоді повна потужність:

$$W = \int\limits_{\nu}^{\nu+\Delta\nu} w_\nu d\nu = \bar{w_\nu}\Delta\nu, \tag{1.3}$$

де W – повна потужність в заданому спектральному діапазоні, $\bar{w_\nu}$ – середня спектральна потужність випромінювання. Порівнюючи формули 1.2 та 1.3 можна записати *спектральну потужність випромінювання*:

$$w_\nu = A \iint\limits_{\Omega} B \cos\theta d\Omega, \tag{1.4}$$

розмірність спектральної потужності [$w_\nu =$ Вт Гц$^{-1}$].

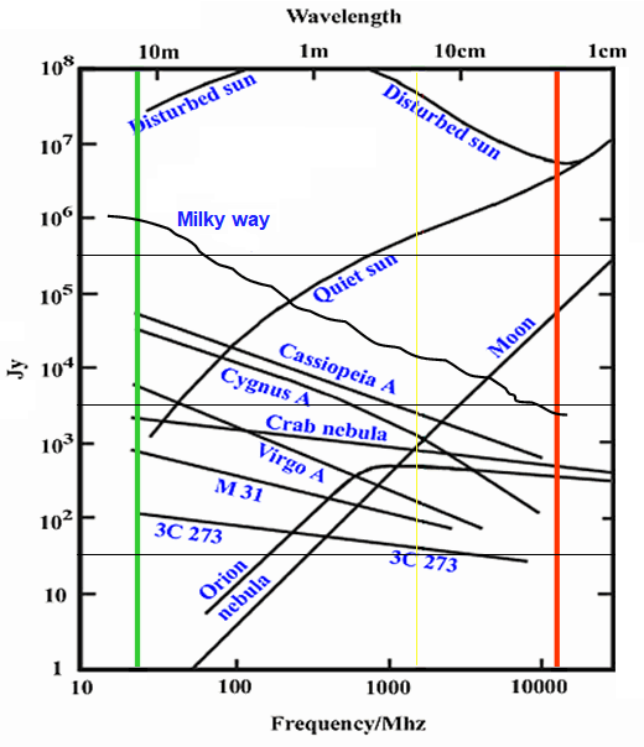

Рис. 4: Спектри радіовипромінювання деяких об'єктів. Ліва вертикальна лінія показує умовну границю наземних спостережень. Космічні джерела показують різну залежність від частоти (http://portia.astrophysik.uni-kiel.de/~koeppen/10GHz).

Приклад 1.1

Розглянемо випромінювання з небесної півсфери, за умови, що поверхнева яскравість неба стала. Тоді спектральна потужність прийнята від усієї півсфери: $w_\nu = AB \iint\limits_{2\pi} \cos\theta d\Omega$, тобто $w_\nu = AB \int\limits_0^{2\varphi} d\varphi \int\limits_0^{\pi/2} \cos\theta \sin\theta d\theta = \pi AB$. В деякому спектральному діапазоні $\Delta\nu$ повна потужність буде $W = \pi AB\Delta\nu$.

Густина потоку випромінювання

Повною густиною потоку випромінювання від джерела називається величина: $S = \iint\limits_{\text{джерело}} B(\varphi, \theta) \cos\theta d\Omega$, де $B(\varphi, \theta)$ – функція розподілу яскравості джерела в деякому спектральному діапазоні. Густина потоку випромінювання S приводиться на одиницю площі. У радіоастрономії використовується несистемна одиниця потоку 1 Янський $\equiv$ 1 Ян $= 10^{-26}$ Вт м$^{-2}$Гц$^{-1}$.

Для великих антен величина роздільної здатності згідно формули (1.0) досить мале ($\Delta\varphi \approx \Delta\theta < 1°$) тому значення кута θ не сильно відхиляється від 0, і отже з великим ступенем точності можна прийняти $\cos\theta \approx 1$, і тоді отримаємо формулу для густини потоку випромінювання:

$$S = \iint\limits_{\text{Джерело}} B(\varphi, \theta) d\Omega. \tag{1.5}$$

Інтенсивність випромінювання

Розглянемо певну площадку А, яка випромінює, тоді потужність випромінювання, що проходить в тілесному куті $d\Omega$ з ділянки dA (рис. 5): $dw = I \cos\theta d\Omega dA$, де I – деякий коефіцієнт пропорційності, який характеризує випромінювання з площадки, і вважається, що поверхня ламбертова, тобто випромінювання спадає по косинусу при повороті самої площадки.

Розмірність інтенсивності випромінювання в системі СІ $[I] =$ Вт м$^{-2}$Гц$^{-1}$стерадіан$^{-1}$. Інтенсивність характеризує об'єкт, що випромінює, тоді як яскравість – фактично спостереження об'єкта на небесній сфері. Якщо ми реєструємо випромінювання від деякої площадки, то прийнято записувати $I \cos\theta d\Omega dA = -B \cos\theta d\Omega dA$, отже $I = -B$, знак ' – ' є домовленістю, оскільки інтенсивність та яскравість величини скалярні і поняття "напрямку"для них не визначені.

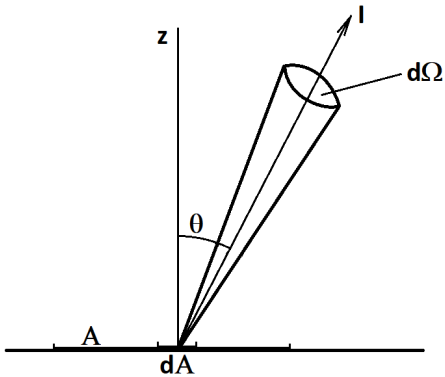

Рис. 5: До введення поняття інтенсивності.

Діаграма спрямованості

Для оптичного телескопа дифракційна картина від точкового джерела у фокальній площині головного дзеркала чи лінзи має вид функції Ейрі (рис. 6).

Розмір дифракційних кілець визначається формулою 1.0. Дана формула справедлива для будь якого електромагнітного випромінювання. Очевидно, що такі ж дифракційні явища спостерігаються і в радіодіапазоні. Але оскільки відношення довжини хвилі до розмірів телескопа в радіодіапазоні вже є значним, то дифракційні кільця значно більші і в радіотехніці їх називають боковими пелюстками. Дифракційну картину від точкового джерела на телескопі в радіоастрономії прийнято приводити в сферичній (полярній) системі координат за кутами θ та φ. Нормоване зображення точкового джерела називається *діаграмою спрямованості телескопа*, де умова нормування записується як $max\{P(\varphi,\theta)\} = 1$ (рис. 7). Інколи під діаграмою спрямованості мають на увазі розмірну величину $A(\varphi,\theta) = A_{\text{еф}}P(\varphi,\theta)$, де $A_{\text{еф}}$ – ефективна площа антени (апертура), задається проекцією максимального перерізу антени на

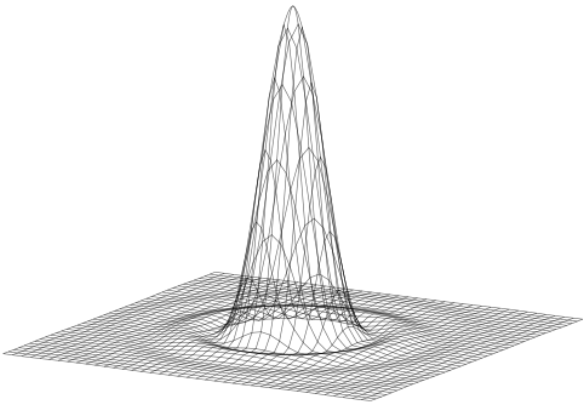

Рис. 6: Дифракційна картина зорі у фокальній площині телескопа.

промінь зору, а також враховує, що антена не є ідеальною – коефіцієнт відбивання менше одиниці та ефективність опромінювача, який перетворює у струм не все падаюче на нього випромінювання. Надалі під діаграмою спрямованості ми будемо розуміти безрозмірну нормовану величину $P_n(\varphi, \theta)$.

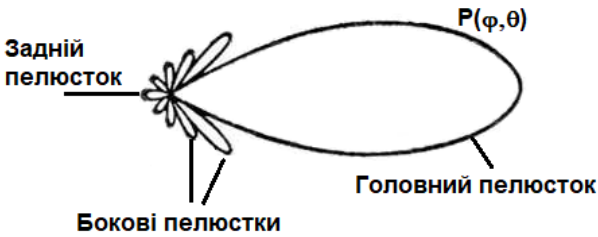

Рис. 7: Діаграма спрямованості радіотелескопа.

Отже діаграма спрямованості показує з якою ефективністю антена може сприймати сигнал з різних напрямів. Розміри го-

ловного пелюстка визначаються розмірами антени та довжиною хвилі (формула 1.0). Іноді по вигляду діаграми спрямованості виділяють деякі їх типи («олівцева діаграма», «ножова діаграма» тощо).

Діаграма спрямованості для круглої антени буде симетрична. Але на практиці в радіоастрономії використовуються антени і більш складної форми, і для них діаграми спрямованості будуть мати більш складну, в загальному випадку несиметричну форму.

Потужність, яку збирає антена з апертурою A визначається згідно формули 1.4. Але ця формула справедлива для ідеальної, ізотропної антени, у якої чутливість у різних напрямках однакова. Для реальної антени потрібно враховувати її діаграму спрямованості:

$$w_\nu = k_t A_{\text{еф}} \iint\limits_{4\pi} B(\varphi, \theta) P_n(\varphi, \theta) d\Omega, \tag{1.6}$$

де коефіцієнт $k_t = \dfrac{1}{2}$ і задається умовою, що опромінювач в антені може приймати випромінювання лише однієї поляризації (в загальному випадку для хаотично поляризованого випромінювання буде реєструватися лише половина потужності), для поляризованого випромінювання коефіцієнт k_t буде змінюватись від 0 до 1, $A_{\text{еф}}$ – ефективна площа антени (завжди виконується умова $A_{\text{еф}} < A$).

Для джерела зі сталою поверхневою яскравістю B_{const} та розмірами Ω_S спектральну потужність можна записати

$$w_\nu = \frac{1}{2} A_{\text{еф}} B_{const} \iint P_n(\varphi, \theta) d\Omega. \tag{1.7}$$

Введемо тілесні кути

$$\Omega_A = \iint\limits_{4\pi} P_n(\varphi, \theta) d\Omega, \tag{1.8}$$

$$\Omega_M = \iint\limits_{\text{Головний пелюсток}} P_n(\varphi,\theta)d\Omega \qquad (1.9)$$

– тілесні кути діаграми спрямованості та головного пелюстка відповідно (рис. 8). Завжди $\Omega_A > \Omega_M$. Якщо знехтувати боковими та задніми пелюстками антени (для великих антен, по потужності на них припадає не більше декількох відсотків) то формула 1.7 записується у вигляді $w = \frac{1}{2}A_{\text{еф}}B_{const}\Omega_M$ для джерел, розміри яких більші за головний пелюсток.

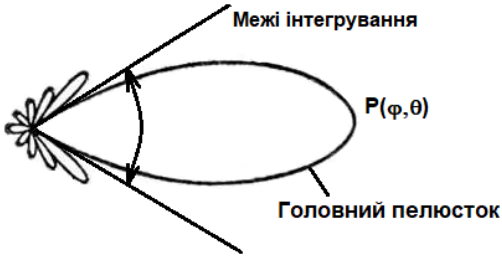

Рис. 8: Для визначення кута Ω_M, інтегрування ведеться лише в межах головного пелюстка (кут по одній з координат показано на рисунку), на відміну від Ω_A, коли інтегрується уся діаграма спрямованості разом з боковими та задніми пелюстками.

Повна потужність для довільного джерела з поверхневою яскравістю $B(\varphi,\theta)$ у деякій спектральній смузі $\Delta\nu$ буде складати:

$$W = \frac{1}{2}A_{\text{еф}} \int\limits_{\nu}^{\nu+\Delta\nu} d\nu \iint B(\varphi,\theta)P_n(\varphi,\theta)d\Omega. \qquad (1.10)$$

В загальному випадку поверхнева яскравість та функція діаграми спрямованості є функціями частоти: $B(\varphi,\theta) = f(\nu)$,

$P_n(\varphi, \theta) = f(\nu)$. Якщо розглянути випадок для джерела зі сталою поверхневою яскравістю та знехтувати залежністю яскравості та функції діаграми спрямованості від частоти (що справедливо для вузьких діапазонів $\Delta\nu$), то повна потужність, прийнята антеною буде складати: $W = \frac{1}{2} A_{\text{еф}} B_{const} \Omega_A \Delta\nu$.

Приклад 1.2

Для спостережень деякого космічного джерела зі сталою поверхневою яскравістю $B_\nu(\varphi, \theta) = B_{const} = 10^{-21}$ Вт м$^{-2}$Гц$^{-1}$стерадіан$^{-1}$ використовується антена з роздільною здатністю $\Delta\theta \times \Delta\varphi = 5^\circ \times 20^\circ$, виміряній на величині половинної потужності (для отримання повної діаграми спрямованості потрібно помножити на $k = \frac{4}{3}$). Оцініть спектральну потужність, яка приймається на частоті ν, якщо відомо, що $A_{\text{еф}} = 36$ м^2 та повну потужність для приймача, який працює у діапазоні $\Delta\nu = 1$ МГц.

Спектральна потужність оцінюється за формулою $w = \frac{1}{2} A_{\text{еф}} B_{const} \Omega_A$, де $\Omega_A = k\Delta\varphi\Delta\theta$, де коефіцієнт $k = \frac{4}{3}$ враховує, що ми взяли діаграму спрямованості по половинній потужності. Підставивши значення, отримаємо спектральну потужність $w \approx 7 \cdot 10^{-22}$ Вт Гц$^{-1}$. Повна потужність, яка приймається у спектральній ділянці $\Delta\nu = 1$ МГц буде рівною $W = w\Delta\nu \approx 7 \cdot 10^{-16}$ Вт.

Дискретні джерела, їх густини потоку та яскравість

Дискретні джерела поділяють на такі типи:

1. *Точкові*, коли розміри джерела $\Omega_S \ll \Omega_A$.

2. *Протяжні*, з розмірами більше точкових, при цьому можна бачити їх внутрішню структуру.

Очевидно, що такий підхід дає класифікацію яка залежить від розмірів телескопа і довжини хвилі, або, точніше, від кутових розмірів головного пелюстка антени. За домовленістю, при спостереженні на одиночних телескопах точкові джерела $\Omega_S \lesssim 1'$, в радіоінтерферометрії ця величина набагато менша, і залежіть ще і від розташування самого інтерферометра.

В літературних джерелах зустрічається застарілий термін *локалізовані джерела*, це джерела з відносно чіткими краями та розмірами по кожній координаті близько градуса. В такі джерела потрапляють планети, залишки наднових, Сонце у сантиметровому діапазоні.

Густина потоку випромінювання S для джерела задається формулою (1.5), тоді як спостережувана густина потоку випромінювання для антени складає $S_0 = \iint B(\varphi, \theta) P_n(\varphi, \theta) d\Omega$. Розглянемо граничні випадки:

1. Коли розміри джерела менші за розміри головного пелюстка діаграми спрямованості (знехтуємо впливом бокових та задніх пелюстків) $\Omega_S < \Omega_M$, тоді в межах джерела можна покласти $P_n(\varphi, \theta) \approx 1$ і отримуємо $S \approx S_0$, це цілком очікуваний результат, оскільки за таких умов усе джерело попадає в діаграму спрямованості.

2. Коли розміри джерела більші за розміри головного пелюстка діаграми спрямованості $\Omega_S > \Omega_M$. Розглянемо джерело зі сталою поверхневою яскравістю $B(\varphi, \theta) = B_{const}$ в межах Ω_M, тоді спостережувана густина потоку випромінювання складає $S_0 = B_{const} \iint P_n(\varphi, \theta) d\Omega \approx B_{const} \Omega_M$, вона звісно буде менше ніж повна густина потоку від джерела $S > S_0$.

Антенне згладжування

Розглянемо антену з ножовою діаграмою спрямованості (рис. 9), коли роздільна здатність по одній координаті краща ніж по іншій.

Нехай є джерело з деяким розподілом поверхневої яскравості $B(\varphi, \theta)$. Для спрощення розглянемо одновимірний випадок, залежність лише по куту φ (рис. 10). Запишемо спостережуваний потік, як функцію різниць «центрів» діаграми спрямованості та джерела φ_0:

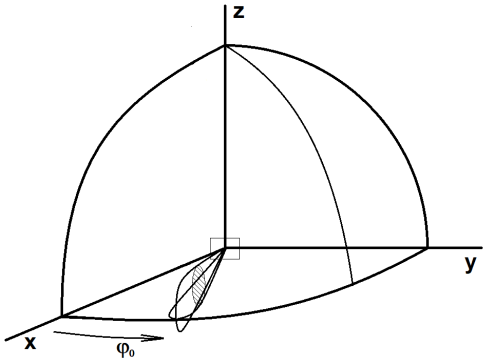

Рис. 9: Антена з ножовою діаграмою спрямованості.

$$S_0(\varphi_0) = \int B(\varphi) P_n(\varphi - \varphi_0) d\varphi \tag{1.11}$$

– отримали фактично крос-кореляційну функцію діаграми спрямованості та функції розподілу поверхневої яскравості.

Введемо спряжену нормовану функцію діаграми спрямованості $\tilde{P}_n(\varphi_0 - \varphi) = P_n(\varphi - \varphi_0)$. Загалом діаграму спрямованості можна задавати не лише по потужності: $P(\varphi) = E(\varphi) \cdot E^*(\varphi)$, а й по величині напруженості електричного поля E, тоді величини можуть бути комплексні. В нашому випадку ми розглядаємо діаграму спрямованості по потужності для симетричних антен. Введемо кут $\varphi_A = \int P_n(\varphi) d\varphi$, який є одновимірним аналогом тілесного кута Ω_A (формула 1.8). Тоді поділивши рівняння 1.11 на φ_A можна записати значення спостережуваної поверхневої яскравості:

$$B(\varphi_0) \equiv \frac{S_0(\varphi_0)}{\varphi_A} = \frac{1}{\varphi_A} \int B(\varphi) P_n(\varphi - \varphi_0) d\varphi. \tag{1.12}$$

Отримали згортку функції розподілу поверхневої яскравості та діаграми спрямованості. В радіоастрономії часто вико-

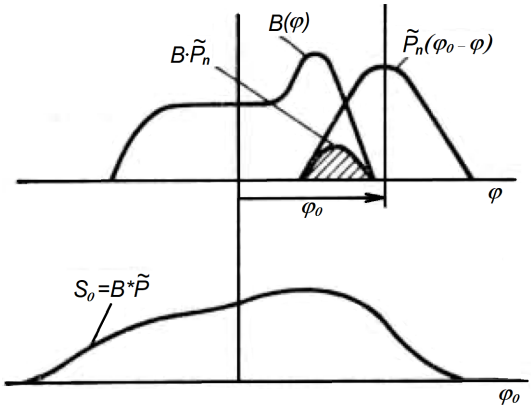

Рис. 10: Антенне згладжування. На верхньому рисунку наведено деякий розподіл поверхневої яскравості $B(\varphi)$ та діаграма спрямованості телескопа P_n. На нижньому рисунку спостережуваний потік випромінювання $S(\varphi_0)$.

ристовується закон теплового випромінювання Релея-Джинса $B \sim T$ (формула 2.5), тому формулу 1.12 можна переписати у вигляді для температур:

$$T(\varphi_0) = \frac{1}{\varphi_A} \int T(\varphi) P_n(\varphi - \varphi_0) d\varphi. \tag{1.13}$$

Вимірюємо $B(\varphi_0)$ чи $T(\varphi_0)$, а потрібно визначити реальну поверхневу яскравість $B(\varphi)$, для цього потрібно розв'язати інтегральне рівняння 1.12 чи 1.13. В загальному випадку, при відсутності деяких апріорних знань, однозначно це зробити неможливо, оскільки математичний розв'язком інтегрального рівняння є сімейство функцій.

Реальні антени мають кінцеві розміри діаграми спрямованості, то згідно формул 1.11 чи 1.12 ми отримуємо деяку згладжену функцію $S_0(\varphi_0)$ чи $B(\varphi_0)$ по відношенню до реальної густини потоку чи поверхневої яскравості. Усі деталі джерела

будуть дещо розмиті, а розміри по куту φ_0 більші за розміри об'єкта у координатах φ на величини розміру діаграми спрямованості φ_A (нижній рисунок рис. 10 у порівнянні з реальним розподілом поверхневої яскравості $B(\varphi)$). Така особливість реєстрації густини потоку і називається антенним згладжуванням.

Розглянемо ідеальний випадок, антену з діаграмою спрямованості у вигляді дельта-функції: $P_n(\varphi) = \delta(\varphi) = \begin{cases} 0, \varphi \neq 0 \\ \infty, \varphi = 0 \end{cases}$, умова нормування $\int\limits_0^{2\pi} \delta(\varphi) d\varphi = 1$. В межах такої ідеальної антени $B_S = const$, тоді спостережуваний потік буде $S_0(\varphi_0) = B(\varphi_0) K_1 \int \delta(\varphi_0 - \varphi) d\varphi = B(\varphi_0)\varphi_A$, де $\varphi_A = \int \tilde{P}_n(\varphi_0 - \varphi) d\varphi = K_1 \int \delta(\varphi_0 - \varphi) d\varphi$, і коефіцієнт пропорційності K_1 задає умови нормування діаграми спрямованості. При дуже малій діаграмі спрямованості ми фактично спостерігаємо реальний розподіл поверхневої яскравості (рис. 11).

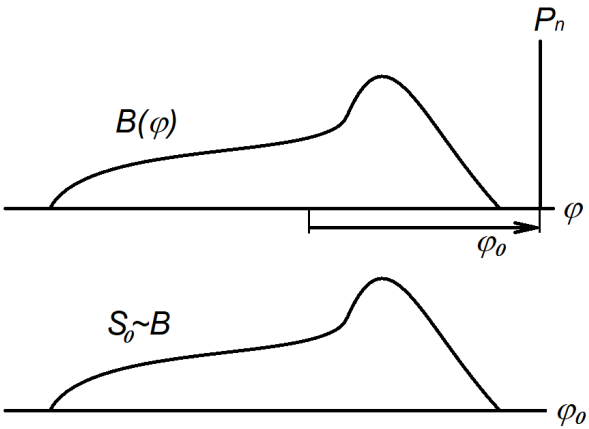

Рис. 11: Ідеальна діаграма спрямованості з розмірами значно меншими ніж досліджуване джерело.

Тепер розглянемо випадок, коли ми маємо неідеальну діаграму спрямованості. Якщо ми будемо проводити дослідження точкового об'єкта то спостережувана густина потоку $S_0(\varphi_0)$ буде дзеркальним відображенням діаграми спрямованості згідно рівняння 1.11 (рис. 12). Діаграму спрямованості можна визначити за допомогою спостереження точкового джерела.

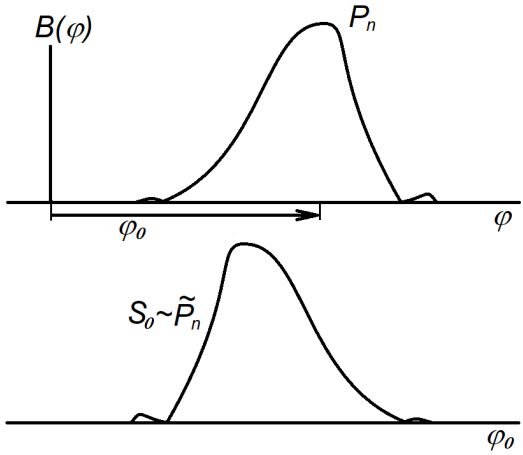

Рис. 12: Діаграма спрямованості антени по координаті φ, за допомогою якої спостерігають точкове джерело.

Розглянемо синтетичний приклад з майже прямокутним джерелом та деякою діаграмою спрямованості (рис. 13 a). З наведеного рисунка видно, на скільки змінюється спостережувана густина потоку випромінювання $S_0(\varphi_0)$ для простого джерела, при спостереженні за допомогою радіотелескопа внаслідок антенного згладжування (рис. 13 b). Але якщо ми будемо спостерігати сукупність близьких точкових джерел (рис. 13 c), то спостережувана густина потоку випромінювання (рис. 13 d) буде не сильно відрізнятись від отриманої при спостереженні квазіпрямокутного джерела (з урахуванням шумів та похибок вимірювання). Отже, маючи телескоп з розміром діаграми

спрямованості φ_A ми не можемо розрізнити деталі протяжного джерела менші ніж цей кут.

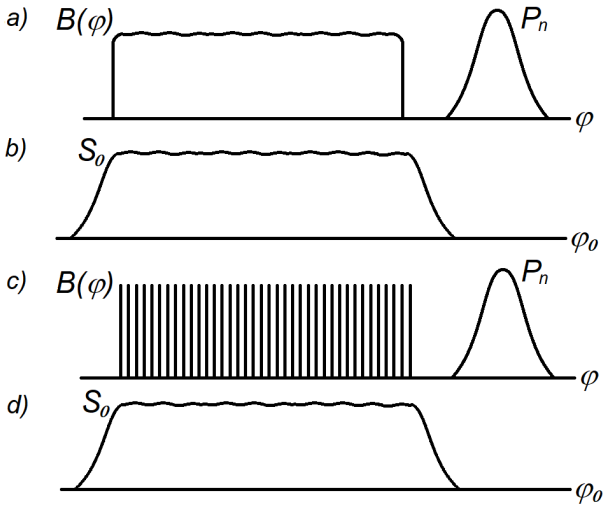

Рис. 13: Спостереження двох різних джерел дають подібне значення спостережуваного потоку випромінювання.

У двовимірному випадку картина буде подібна. Нехай ми спостерігаємо джерело з розмірами, меншими за тілесний кут діаграми спрямованості $\Omega_S < \Omega_A$ (рис. 14 а). Тоді *спостережувана густина потоку випромінювання*

$$S_0 = \iint\limits_{\text{джерело}} B(\varphi, \theta) P_n(\varphi - \varphi_0, \theta - \theta_0) d\Omega. \qquad (1.14)$$

Спостережувану поверхневу яскравість можна визначити зі спостережуваної густини потоку за формулою:

$$B_0 = \frac{S_0}{\Omega_A} = \frac{\iint\limits_{\text{джерело}} B(\varphi, \theta) P_n(\varphi - \varphi_0, \theta - \theta_0) d\Omega}{\iint\limits_{4\pi} P_n(\varphi, \theta) d\Omega}. \qquad (1.15)$$

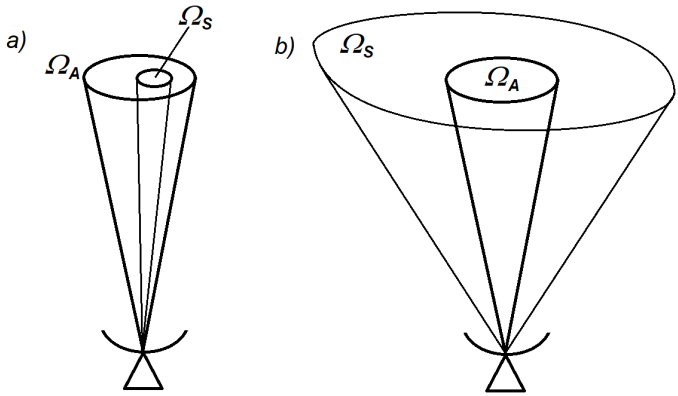

Рис. 14: Співвідношення тілесних кутів джерела та діаграми спрямованості.

Очевидно, що реальну поверхневу яскравість у такому випадку ми визначити не можемо, фактично ми можемо виміряти деяку усереднену поверхневу яскравість джерела по тілесному куту діаграми спрямованості антени. Але якщо з інших спостережень нам відомі реальні розміри джерела Ω_s, то середня поверхнева яскравість джерела буде рівною: $B_{\text{сер}} = \dfrac{S_0}{\Omega_s} = \dfrac{\iint B(\varphi,\theta)d\Omega}{\Omega_s}$, порівнявши з формулою 1.15 можна отримати вираз для зв'язку спостережуваної та середньої поверхневої яскравості джерела:

$$B_0 = \frac{\Omega_s}{\Omega_A} B_{\text{сер}}. \tag{1.16}$$

Формула 1.16 справедлива коли розміри джерела менші за тілесний кут головного пелюстка.

Якщо тілесний кут джерела більший за тілесний кут діаграми спрямованості $\Omega_S > \Omega_A$ (рис. 14 b), то спостережувана густина потоку випромінювання визначається середньою по-

верхневою яскравістю в межах тілесного кута діаграми спрямованості.

Коли ми спостерігаємо джерело з розмірами більшими за розмір головного пелюстка, то для спрощення ситуації по аналогії з 1.8 та 1.9 введемо *тілесний кут головного пелюстка* з деякими боковими пелюстками в межах джерела:

$$\Omega_{M'} = \iint\limits_{\text{Джерело}} P_n(\varphi, \theta) d\Omega. \tag{1.17}$$

В загальному випадку справедлива нерівність $\Omega_M < \Omega_{M'} < \Omega_A$. Отже тоді за умови розмірів джерела $\Omega_s > \Omega_M$ для визначення середньої поверхневої яскравості можна використовувати формулу $B_0 = \dfrac{\Omega_{M'}}{\Omega_A} B_{\text{сер}}$.

Усі розглянуті раніше випадки мали на увазі, що ведуться спостереження одного джерела. В дійсності завжди є деяке фонове випромінювання, в бокові та задні пелюстки діаграми спрямованості можуть попадати інші яскраві джерела чи навіть техногенні завади. Все це спотворює спостережуваний потік випромінювання, і потрібно проводити редукцію спостережних даних.

Механізми радіовипромінювання

Радіовипромінювання може генеруватись за допомогою різних механізмів, розглянемо найбільш поширені:

1. *Теплове радіовипромінювання* тіл, підкоряється законам випромінювання абсолютно чорного тіла. В радіодіапазоні, як правило, описується законом Релея–Джинса.

2. *Теплове випромінювання плазми*, обумовлене вільно-вільними переходами, коли електрони змінюють енергію в полі іонів. При цьому вони можуть як випромінювати так і поглинати фотони. Випромінювання генерується внаслідок зменшення енергії електронів, тому інколи це випромінювання називають гальмівним випромінюванням плазми.

3. *Магнітогальмівне*, коли заряджені частинки (найчастіше – електрони) рухаються в магнітному полі, зазнають прискорення і згідно законів електродинаміки випромінюють. Для нерелятивістських частинок спостерігається циклотронне випромінювання, а для релятивістських – синхротронне.

Опис руху частинок в магнітному полі зручно розбивати на декілька складових, які розділяються за просторовими та часовими масштабами. Найменший по масштабу рух – обертання навколо силової магнітної лінії, яке відбувається з циклотронною частотою. При наявності паралельної до вектора магнітного поля складової швидкості частинка зміщується вздовж силової лінії. Центр колового обертання називається *ведучим центром*. Ми можемо розглядати рух частинок на більших часових масштабах, як рух ведучого центра вздовж силової лінії. Оскільки силова лінія має кривину, то ведучий центр зазнає прискорення, і частинка генерує випромінювання, яке називається магнітодрейфовим, або випромінюванням кривини.

4. Випромінювання в *спектральних лініях*, на відміну від більшості інших механізмів, середовище має чітку залежність коефіцієнта поглинання від частоти, тобто поглинання чи випромінювання лише у вузьких спектральних інтервалах – лі-

ніях. При сильному відхиленні від термодинамічної рівноваги можливе порушення больцманівського розподілу по рівнях, що може призвести до реалізації інверсної заселеності, і, як наслідок, спостерігається мазерне випромінювання.

5. Інші механізми, наприклад плазмові коливання, коли відбувається генерація на частотах плазмових хвиль, випромінювання Вавілова–Черенкова, перехідне випромінювання тощо.

Електромагнітне випромінювання часто зазнає розсіяння. В радіодіапазоні найбільш істотні механізми – томсонівське розсіяння без зміни частоти хвилі та комптонівське. Комптонівський механізм реалізується, коли в середовищі велика оптична товща по томсонівському розсіянню. Якщо енергія електрона більша за енергію фотона, то можливий зворотній ефект Комптона, коли електрон передає енергію фотону. За рахунок цього відбувається перекачування енергії від ультрарелятивіських частинок при розсіянні на квантах реліктового випромінювання. Це накладає обмеження на максимальну енергію релятивістських частинок, і як наслідок на енергію квантів синхротронного випромінювання.

Комптонівське та томсонівське розсіяння не слід плутати з тепловим випромінюванням плазми, яке відбувається внаслідок випромінювання електронів в полі іонів, при цьому вони втрачають енергію.

Важливими характеристиками випромінювання та розсіяння є *індикатриса* та частотна залежність коефіцієнтів. Індикатрисою називається функція, яка показує залежність інтенсивності випроміненої або розсіяної електромагнітної хвилі від напряму, як правило в полярній або сферичній системі координат. Залежність густини потоку випромінювання від частоти будемо називати *спектром* $S(\lambda)$ або $S(\nu)$. Часто спектр апроксимується на певних ділянках довжин хвиль λ степеневим законом $S \sim \lambda^n$ або $S \sim \nu^{-n}$, де n – *спектральний індекс*. Якщо відома густина потоку випромінювання на двох різних частотах, то можна знайти спектральний індекс: $n = \lg \dfrac{S_1}{S_2} : \lg \dfrac{\nu_1}{\nu_2}$.

Інколи спектральний індекс вводять, як $S \sim \lambda^{-n}$ – з протилежним знаком в степені.

Випромінювання абсолютно чорного тіла

Тепловим випромінюванням називається електромагнітне випромінювання тіла, обумовлене збудженням атомів чи молекул внаслідок їх теплового руху. Спектральною характеристикою випромінювання може бути яскравість B_ν, яка в загальному випадку є функцією частоти, температури тіла, його агрегатного стану, хімічного складу тощо. Тіло окрім випромінювання може також поглинати електромагнітні хвилі. Спектральною характеристикою поглинання виступає поглинаюча здатність тіла ϵ_ν – відношення поглинутої енергії до повної енергії електромагнітної хвилі, що падає на тіло. В загальному випадку ця величина також залежить від багатьох параметрів як і яскравість тіла.

Якщо тіло знаходиться в термодинамічній рівновазі, то енергія що випромінюється та енергія що поглинається тілом пов'язані згідно *закону Кірхгофа*:

$$\frac{B_\nu}{\epsilon_\nu} = \text{const}. \tag{2.1}$$

Тіло називається абсолютно чорним, якщо воно поглинає все падаюче на нього випромінювання. В реальних умовах моделюють абсолютно чорне тіло великими порожнинами вкритими з середини добре поглинаючою речовиною та невеличким отвором, через яке виходить випромінювання близьке до чорнотільного (рис. 15). Все випромінювання, що надходить ззовні поглинається зсередини, а назовні виходить власне теплове випромінювання тіла.

В загальному випадку спектральний розподіл поверхневої яскравості абсолютно чорного тіла характеризується лише одним параметром – його температурою, згідно *формули Планка*:

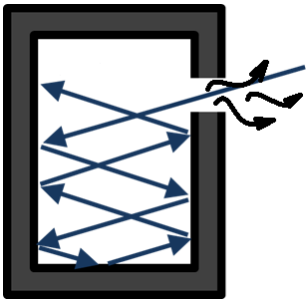

Рис. 15: Модель абсолютно чорного тіла.

$$B_\nu(T) \equiv B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2}\frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}}-1}, \tag{2.2}$$

де $h = 6.626{\cdot}10^{-34}$Дж с – стала Планка, $k = 1.3806{\cdot}10^{-23}$Дж К$^{-1}$ – стала Больцмана. Формулу Планка можна записати не лише в одиницях яскравості, а й для густини потоку випромінювальної здатності тощо. Іноді зручніше використовувати формулу Планка як функцію довжини хвилі:

$$B_\lambda(T) = B_\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5}\frac{1}{e^{\frac{hc}{kT\lambda}}-1}. \tag{2.2$'$}$$

При виведенні формули 2.2$'$ з 2.2 ми скористалися відомими співвідношеннями: $\nu = \dfrac{c}{\lambda}$ та $B_\nu d\nu = B_\lambda d\lambda$. Приклади залежності поверхневої яскравості для тіл з різною температурою наведені на рис. 16.

Загальна енергія що випромінюється одиницею поверхні абсолютно чорного тіла у всьому спектральному діапазоні за одиницю часу в одиничному тілесному куті задається *законом Стефана–Больцмана*, який можна отримати проінтегрувавши

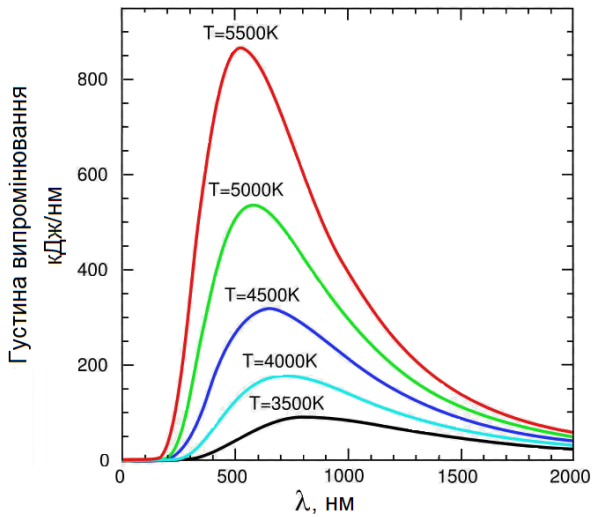

Рис. 16: Планківські криві для абсолютно чорних тіл різної температури.

формулу Планка 2.2 по частоті (або довжині хвилі для 2.2′):

$$B'(T) = \int\limits_0^\infty B_\nu d\nu = \int\limits_0^\infty B_\lambda d\lambda = aT^4, \tag{2.3}$$

де коефіцієнт $a = \dfrac{\pi^4}{15}\dfrac{2k^4}{c^2h^3}$. Повна потужність з одиниці поверхні буде складати:

$$E = \pi B'(T) = \sigma T^4, \tag{2.3'}$$

де $\sigma = 5.6704 \cdot 10^{-8}$ Вт м$^{-2}$К$^{-4}$ – стала Стефана–Больцмана.

Максимум у випромінюванні абсолютно чорного тіла описується *законом зміщення Віна*, який легко отримується як екстремум функції B_ν. Продиференціюємо формулу Планка $\dfrac{dB_\nu}{d\nu} = 0$, і отримаємо $\nu_m T = \text{const}$, але, як правило, запису-

ють останню залежність в одиницях довжин хвиль: $\lambda'_m T = C'$, де $C' = 0.0051$ м К . Якщо ми знайдемо максимум в розподілі $2.2'$, тобто розв'яжемо рівняння $\dfrac{dB_\lambda}{d\lambda} = 0$, то отримаємо:

$$\lambda_m T = C, \tag{2.4}$$

де $C = 0.002898$ м К – стала Віна. Максимуми λ_m та λ'_m не співпадають, оскільки максимуми функцій B_ν та B_λ знаходяться в різних частинах спектра.

Частина енергії яка випромінюється абсолютно чорним тілом в діапазоні від 0 до λT представлена на рис. 17. Близько 25% випромінювання приходиться на короткохвильову ділянку кривої Планка (заштрихована область під кривою), тоді як більша частина енергії випромінюється на довжинах хвиль, що перевищують λ_m.

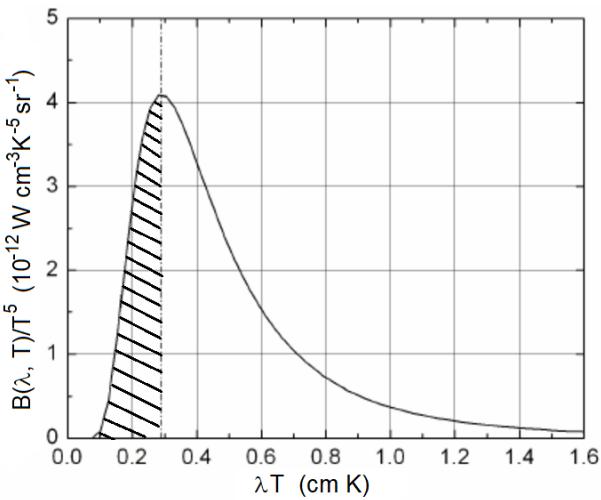

Рис. 17: Крива Планка для нормованої поверхневої яскравості в залежності від добутку довжини хвилі та температури тіла.

В фізиці та астрономії важливими є граничні випадки, на-

приклад, коли розглядається випромінювання абсолютно чорного тіла в довгохвильовій ділянці спектру, тоді поверхнева яскравість випромінювання описується *законом Релея–Джинса*. Закон Релея–Джинса можна отримати з формули Планка в граничному випадку $h\nu \ll kT$:

$$B_\nu(T) \approx \frac{2\nu^2 kT}{c^2} = \frac{2kT}{\lambda^2}. \tag{2.5}$$

В радіоастрономії, як правило, теплове випромінювання описується законом Релея–Джинса з досить високим ступенем точності, виключенням може бути лише випромінювання дуже холодних джерел (з температурою $T \lesssim 10$ K) і спостережуване в сантиметровому та міліметровому діапазонах.

Іншим граничним випадком є короткохвильова ділянка, яка описується *законом випромінювання Віна*, і який легко отримується з формули Планка при переході $h\nu \gg kT$:

$$B_\nu(T) \approx \frac{2h\nu^3}{c^2} e^{-\dfrac{h\nu}{kT}}. \tag{2.6}$$

Закон Віна для об'єктів з зоряними температурами ($T \sim 10^3 \div 10^4$ K) справедливий в ультрафіолетовому та рентгенівському діапазонах.

На рис. 18 наведені графіки для кривих, що описуються законами Релея–Джинса, Віна та формулою Планка.

Спектральна густина потоку випромінювання з використанням закону Релея–Джинса може бути записана у вигляді

$$S = \Omega_s B_\nu = \Omega_s \frac{2kT}{\lambda^2}. \tag{2.7}$$

Отже для теплового випромінювання $S \sim \dfrac{T}{\lambda^2}$, і спектральний індекс $n = -2$.

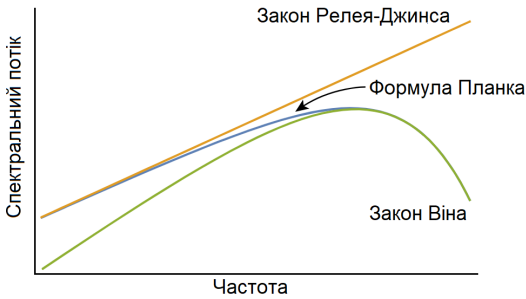

Рис. 18: Крива Планка та криві законів Релея–Джинса і Віна в логарифмічній шкалі.

В загальному випадку формула 1.5 може бути записана через температуру:

$$S = \frac{2k}{\lambda^2} \iint T(\varphi, \theta) d\Omega. \tag{2.8}$$

Тому часто замість густини потоку випромінювання для опису спостережуваного об'єкта наводять температуру, при цьому використовується закон Релея–Джинса. Таку температуру називають *яскравісною*, і вона збігається з реальною температурою тіла, коли для опису його випромінювання справедливий тепловий механізм і енергія фотонів $h\nu \ll kT$.

Магнітогальмівне випромінювання

Заряджені частинки в магнітному полі рухаються по гвинтовій траєкторії, вздовж силових ліній. Оскільки такий рух не є прямолінійним і рівномірним, то, згідно законів електродинаміки, такі частинки будуть випромінювати електромагнітні хвилі. Це випромінювання отримало назву магнітогальмівного. Найчастіше в ролі заряджених частинок спостерігаються електрони. Випромінювання нерелятивістського електрона зі швидкістю v спостерігається на частоті обертання навколо силової

лінії (*циклотронній частоті, гірочастоті, гіромагнітній частоті*):

$$\omega_B = \frac{eB}{m_e}, \tag{2.9}$$

де e, m_e – заряд та маса електрона, B – величина індукції магнітного поля. Таке випромінювання отримало назву *циклотронного*, оскільки вперше спостерігалось на прискорювачах циклотронах. Спрощено можна уявити, що циклотронне випромінювання, це випромінювання електричного диполя з моментом $e\vec{r}_B$, що обертається з гірочастотою ω_B, де $\vec{r}_B$ – радіус-вектор електрона, його модуль:

$$r_B = \frac{v}{\omega_B}. \tag{2.10}$$

Потужність магнітогальмівного випромінювання нерелятивістського електрона:

$$P \sim \frac{B^2 v^2}{c} \sin^2 \alpha, \tag{2.11}$$

де α – кут між напрямком вектора магнітного поля $\vec{B}$ та напрямком поширення електромагнітної хвилі, c – швидкість світла. Індикатриса випромінювання має вигляд тору. Середня потужність випромінювання електрона складає:

$$\bar{P} = \frac{\sigma_T B^2 v^2}{c\mu_0}, \tag{2.12}$$

де $\sigma_T = \dfrac{8\pi}{3}\left(\dfrac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 m_e c^2}\right)^2$ – томсонівський переріз електрона, μ_0 – магнітна стала, ε_0 – електрична стала.

Циклотронне випромінювання іде на частоті ω_B, а також, значно слабше, на кратних частотах. Для ансамблю електронів в реальних магнітних полях випромінювання фактично ізотропне. При спостереженні в напрямку магнітного поля випромінювання є циркулярно поляризованим, в площині обертання

електрона – лінійно поляризованим, в загальному випадку – еліптично поляризованим, залежно від кута між променем зору та площиною гірокола.

Якщо електрон має релятивістську енергію, то класичний опис механізмів випромінювання вже не можна застосовувати. Тому випадок магнітогальмівного випромінювання релятивістських частинок виділяють в окремий клас – *синхротронне випромінювання*. Внаслідок релятивістського звуження кутів випромінювання електрон фактично буде генерувати електромагнітну хвилю у вузькому конусі навколо вектора миттєвої швидкості. Спостерігач, що знаходиться на лінії перпендикулярній вектору магнітного поля, буде реєструвати спалахи випромінювання. Тривалість спалахів буде визначатись фактором Лоренца γ_L:

$$\Delta t \approx \frac{1}{\gamma_L^2 \omega_B}.$$

Внаслідок ефекту Доплера період між приходом імпульсів скорочується, тобто електрон начебто наздоганяє власний імпульс.

Очевидно, що спектр набору коротких у часі імпульсів буде широким, з максимумом поблизу $\omega_{max} \sim \dfrac{1}{\Delta t} = \gamma_L^2 \omega_B$. Сам спектр має наступний вигляд:

$$P(\nu) \sim B \frac{\nu}{\nu_c} \int\limits_{\nu/\nu_c}^{\infty} K_{5/3}(x) dx, \tag{2.13}$$

де $K_{5/3}$ – функція Бесселя уявного аргументу порядку 5/3, $\nu_c = \dfrac{3}{2}\gamma_L^2 \dfrac{\omega_B}{2\pi}$, причому частота максимуму в спектрі наближено може бути визначеною через ν_c: $\nu_{max} = \dfrac{\omega_{max}}{2\pi} \approx 0.3\nu_c$. Для релятивістських електронів в умовах міжзоряного середовища $\gamma_L \sim 10^3 \div 10^5$.

Схематично індикатрису, залежність електричного поля для спостерігача та спектр випромінювання електрона з різними

енергіями наведено на рис. 19. Наведені випадки циклотронного (швидкість електрона значно менше швидкості світла c), циклон-синхротронного (швидкість електрона на 1-2 порядки менше швидкості світла c) та синхротронного (швидкість електрона наближається до швидкості світла c) випромінювання.

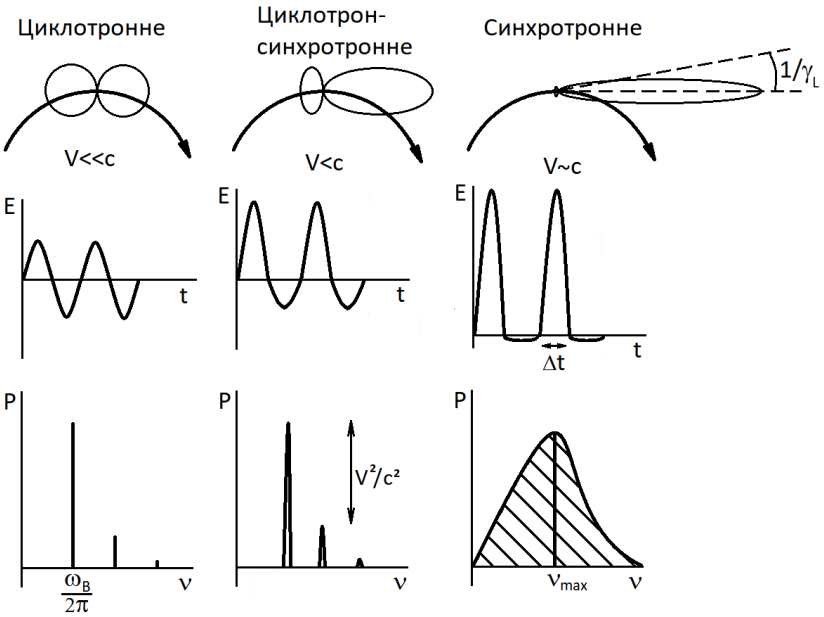

Рис. 19: Схема гальмівного випромінювання електрона в магнітному полі (направлене до нас). Верхній ряд показує схему руху електрона та індикатрису випромінювання, середній ряд – напруженість електричного поля, що буде реєструвати спостерігач у площині обертання електрона, нижній ряд – спектр потужності випромінювання електрона.

Випромінювання одного релятивістського електрона є лінійно поляризованим, з напрямком, перпендикулярним до вектора магнітного поля.

Реальне синхротронне випромінювання формується ансамблем релятивістських електронів, що мають певний розподіл по енергіях $N(E)$:

$$I(\nu) = L \int N(E) P(\nu) dE, \tag{2.14}$$

де L – характерний розмір області, що випромінює на променю зору, $P(\nu)$ залежить від енергії електрона, яка входить у Лоренців фактор γ_L. Досить часто енергетичний спектр електронів описується степеневою функцією:

$$N(E) \sim E^{-\gamma}, \tag{2.15}$$

що обумовлено механізмами прискорення електронів, які найбільш часто зустрічаються у природі. Підставивши степеневий спектр 2.15 у залежності 2.13 та 2.14 отримаємо спектр випромінювання:

$$I(\nu) \sim LB^{\frac{\gamma+1}{2}} \nu^{-\frac{\gamma-1}{2}}. \tag{2.16}$$

Отже синхротронне випромінювання ансамблю релятивістських електронів зі степеневим розподілом по енергіям має також степеневий спектр зі спектральним індексом $n = \dfrac{\gamma-1}{2}$.

Якщо магнітне поле однорідне, то випромінювання ансамблю електронів буде поляризованим, степінь поляризації: $p = \dfrac{\gamma+1}{\gamma+7/3}$. Якщо магнітне поле хаотизоване то поляризація синхротронного випромінювання відсутня. В реальних астрофізичних об'єктах реалізується проміжний випадок.

На низьких частотах у синхротронних джерел наступає відхилення від степеневої залежності, спостерігається завал. Цей ефект пояснюється декільком факторами:

1. Гальмівне поглинання в плазмі на частотах менше плазмової.

2. Синхротронне самопоглинання.

3. Ефект Цитовича–Разіна, обумовлений тим, що електрони випромінюють не у вакуумі, а у середовищі. Тому на низьких частотах показник заломлення стає меншим за одиницю. Точка завалу у спектрі залежить від концентрації електронів у навколишній плазмі та величини індукції магнітного поля.

Оскільки магнітні заряди у природі фактично не зустрічаються, то силові лінії магнітного поля обов'язково мають кривину. Електрон, здійснюючи обертальний рух навколо силової лінії, буде рухатись вздовж неї з початковою паралельною складовою швидкості. Але оскільки силові лінії не є прямими, то усереднений по гіроперіоду рух електрона виходить непрямолінійним (ведучий центр рухається вздовж силової лінії). Таким чином виникає ще одна складова в прискоренні, при русі електронів в магнітному полі. Внаслідок цього буде спостерігатись випромінювання електромагнітних хвиль, яке отримало назву *випромінювання кривини* або *магнітодрейфове*. Воно аналогічне до синхротронного, роль гірочастоти відіграє величина:

$$\omega_D = \frac{c}{R_D}, \tag{2.17}$$

де R_D – радіус кривини силової лінії у заданій точці. Спектр випромінювання має степеневий характер:

$$I(\nu) \sim \frac{c}{R_D}\gamma_L \left(\frac{\nu}{\nu_D}\right)^{\frac{1}{3}} \tag{2.18}$$

на частотах нижчих за деяку критичну $\nu_D = \dfrac{c}{2\pi R_D}\gamma_L^3$. На високих частотах $\nu > \nu_D$ спектр експоненційний:

$$I(\nu) \sim e^{-\frac{\nu}{\nu_D}}. \tag{2.19}$$

Через великі значення радіуса кривини R_D в більшості випадків магнітодрейфове випромінюваня не спостерігається. Во-

но є істотнім в магнітосферах пульсарів, де радіус кривини ліній магнітного поля малий, а величина його індукції велика.

Яскравісна температура більшості джерел синхротронного випромінювання не перевищує значення $T \sim 10^{12}$ K, оскільки для досягнення більших температур необхідні надзвичайно високі енергії електронів. Пучки високоенергетичних електронів дуже ефективно втрачають енергію внаслідок оберненого ефекту Комптона і не встигають створити синхротронне радіоджерело. Більш високі яскравісні температури можуть бути отримані при когерентному підсиленні радіохвиль у мазерних джерелах, але таке випромінювання вже не є чисто магнітогальмівним. Циклотроні мазери на наддовгих хвилях в магнітосфері Землі можуть давати яскравісні температури до 10^{17} K. А яскравісна температура випромінювання пульсарів може досягати значень $T \sim 10^{26}$ K.

Перенос випромінювання

Розглянемо електромагнітну хвилю, яка падає на середовище, що поглинає (рис. 20). Зменшення густини потоку випромінювання на відрізку dr буде складати $dS = -S\alpha dr$, де α – коефіцієнт загасання (поглинання) на одиницю відстані.

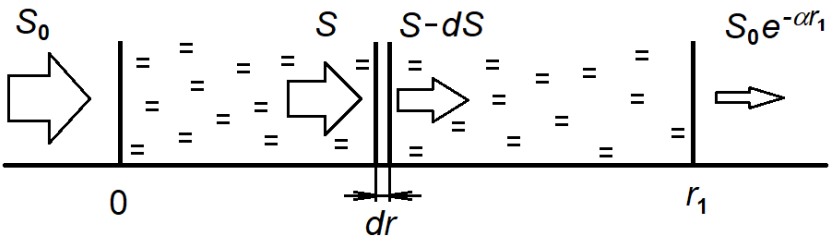

Рис. 20: Поглинання електромагнітної хвилі хмарою.

Отже густина потоку випромінювання буде описуватись *законом Бугера–Ламберта–Бера*

$$S = S_0 e^{-\alpha r} = S_0 e^{-\tau}, \tag{3.1}$$

де $\tau = \alpha r$ – *оптична товща* (глибина), S_0 – початкова густина потоку випромінювання, яка падає на хмару, що поглинає. Оптичну товщу можна вимірювати в неперах. Коли оптична товща дорівнює одному неперу, то густина потоку випромінювання зменшується в e разів. Оптична товща $\tau = \ln \dfrac{S_0}{S} \approx 2.3 \lg \dfrac{S_0}{S}$. Величину загасання можна міряти в Белах. Загасання в 1 Бел відповідає зменшенню густини потоку в 10 разів. В таблиці 3.1 наведені деякі значення загасання густини потоку в різних одиницях вимірювання.

В астрофізиці часто користуються коефіцієнтом поглинання на одиницю маси K: $\alpha = K\rho$, де ρ – густина середовища, що поглинає. Розмірність коефіцієнта поглинання на одиницю

Таблиця 3.1: Значення загасання густини потоку

S/S_0	τ, неп	Загасання, дБ
1	0	0
$1/e \approx 0.368$	1	4.343
$1/e^2 \approx 0.135$	2	8.786
0.1	2.303	10
0.01	4.605	20
0.001	6.908	30

маси: $[K] = \text{м}^2\text{кг}^{-1}$. В загальному випадку $K = K(r, \nu)$, як і коефіцієнт поглинання на одиницю відстані. Оптична товща на проміжку від краю хмари до точки r_1 (див. рис. 20) буде складати

$$\tau = \int\limits_0^{r_1} \alpha(r)dr = \int\limits_0^{r_1} K(r)\rho(r)dr. \tag{3.2}$$

Для однорідної хмари $K(r) = \text{const}$ та $\rho(r) = \text{const}$, і оптична товща визначається згідно формули $\tau = K\rho r_1$.

Тепер розглянемо випадок середовища, що випромінює. Для цього введемо *випромінювальну здатність*: j – енергія, яка випромінюється за одиницю часу одиницею маси речовини в одиничному спектральному діапазоні. Розмірність випромінювальної здатності $[j] = \text{Вт кг}^{-1}\text{Гц}^{-1}$.

Розглянемо деякий елементарний об'єм хмари, що випромінює dv (рис. 21). Енергія яка випромінюється з цього об'єму $dw = j\rho dv$, густина потоку випромінювання від цього об'єму, яка реєструється на відстані r складає $dS = \dfrac{dw}{4\pi r^2} = \dfrac{j\rho dv}{4\pi r^2}$.

Яскравість елементарного об'єму $dB = \dfrac{dS}{\partial\Omega}$, де $\partial\Omega$ – тілесний кут, під яким видно елементарний об'єм dv з відстані r. Але $dv = r^2 dr\partial\Omega$, тому яскравість об'єму dv: $dB = \dfrac{1}{4\pi} j\rho dr$.

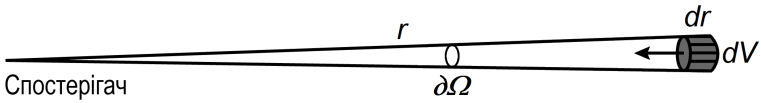

Рис. 21: Випромінювання елементом об'єму речовини dv.

Повна яскравість яка утворюється хмарою, що випромінює вздовж променя зору на відстані від 0 до r_1 складає:

$$B = \frac{1}{4\pi} \int\limits_0^{r_1} j\rho dr. \tag{3.3}$$

В загальному випадку середовище і поглинає, і випромінює (пригадаймо закон Кірхгофа). Власне випромінювання хмари поглинається сусідніми ділянками середовища – самопоглинання (рис. 22). Позначимо оптичну товщу для ближнього по відношенню до точки спостереження краю хмари $\tau = 0$, а дальнього $\tau = \tau_c$. Розмістимо початок відліку на ближньому краю хмари. Повне послаблення випромінювання в такій хмарі складає $e^{-\tau} = e^{-\int\limits_0^{r_1} K(r)\rho(r)dr}$, і отже зміна яскравості $dB = \frac{1}{4\pi} j\rho dr \cdot e^{-\tau}$. Повна яскравість $B = \frac{j}{4\pi K} \int\limits_0^{r_1} e^{-\tau} K\rho dr$, де ми помножили та поділили праву частину на величину K, враховуючи, що $d\tau = K\rho dr$ отримаємо

$$B = \frac{j}{4\pi K} \int\limits_0^{\tau_c} e^{-\tau} d\tau. \tag{3.4}$$

Вираз 3.4 справедливий для хімічно та фізично однорідного середовища $K \neq K(r)$, $j \neq j(r)$, але при цьому ми враховували, що густина в хмарі може змінюватись $\rho = \rho(r)$. Проінтегрувавши 3.4 отримаємо яскравість середовища складеного з певного

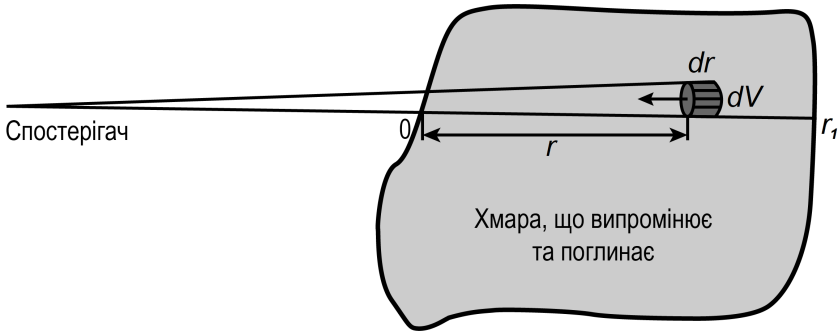

Рис. 22: Хмара, що випромінює та поглинає.

сорту частинок $B = \dfrac{j}{4\pi K}(1 - e^{-\tau_c})$, введемо «власну» (внутрішню) яскравість хмари $B_i = \dfrac{j}{4\pi K}$, і тоді яскравість хмари з оптичною товщею τ_c може бути записана

$$B = B_i(1 - e^{\tau_c}). \tag{3.5}$$

Зі збільшенням оптичної товщі поверхнева яскравість наближається до B_i. Графік залежності поверхневої яскравості хмари, що випромінює та поглинає, як функція її оптичної товщі наведений на рис. 23.

Виходячи із закону Релея–Джинса (рівняння 2.5) можемо в рівнянні 3.5 перейти до температур

$$T_b = T_c(1 - e^{-\tau_c}), \tag{3.5'}$$

де T_b – яскравісна температура, T_c – істина температура хмари, що випромінює.

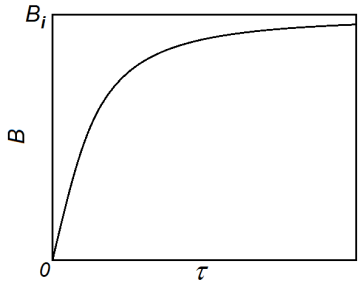

Рис. 23: Поверхнева яскравість хмари, що випромінює та поглинає в залежності від її оптичної товщі.

Спостереження джерела крізь хмару

Припустимо, що джерело знаходиться за хмарою, яка поглинає і випромінює (рис. 24). Зміна яскравості джерела на відрізку dr буде складати

$$dB = -BK\rho dr + \frac{j}{4\pi}\rho dr, \tag{3.6}$$

де перший доданок в 3.6 описує поглинання, а другий – випромінювання самої хмари. Перейшовши від змінної r до оптичної товщі τ, за умови хімічно і фізично однорідної хмари, розв'язок записується у вигляді:

$$B = B_s e^{-\tau_c} + B_i \left(1 - e^{-\tau_c}\right), \tag{3.7}$$

перший доданок описує послаблення випромінювання далекого джерела, а другий – власне випромінювання хмари. В одиницях температур формулу 3.7 можна переписати у вигляді:

$$T_b = T_s e^{-\tau_c} + T_c \left(1 - e^{-\tau_c}\right). \tag{3.7'}$$

Розглянемо граничні випадки:

1. $\tau_c = 0$, хмара відсутня, то $T_b = T_s$, яскравісна температура відповідає температурі джерела;

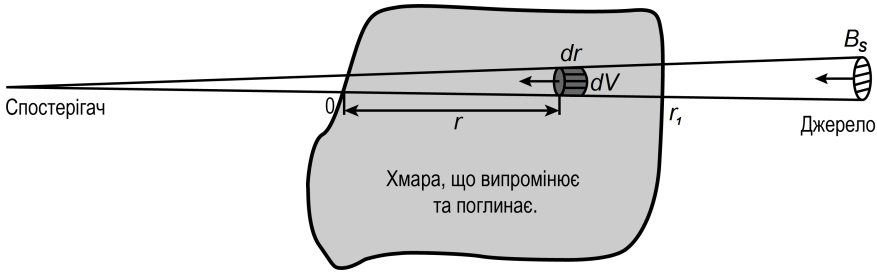

Рис. 24: Джерело з поверхневою густиною B_s, що спостерігається скрізь хмару, що випромінює та поглинає.

2. $\tau \gg 1$, хмара густа, то $T_b = T_c$, яскравісна температура відповідає температурі густої хмари;

3. $\tau_c = 1$, то $T_b \approx 0.368T_s + 0.632T_c$, яскравісна температура складається з двох доданків – температури далекого джерела та хмари;

4. Коли $T_s = T_c$, то $T_b = T_s = T_c$, тобто якщо температура джерела та хмари однакові то яскравісна температура буде рівною температурі об'єктів;

5. $\tau \ll 1$, але температура майже прозорої хмари значно більша температури джерела $T_c \gg T_s$, то розклавши у ряд Тейлора експоненту і відкинувши доданки другого і вище степенів малості, отримаємо: $T_b \approx T_s + T_c\tau_c$. Тобто оптично тонка, але гаряча хмара може змінити яскравісну температуру об'єкта, що розташований за нею.

Гальмівне випромінювання плазми

В іонізованому газі основним механізмом поглинання та випромінювання в радіодіапазоні є вільно-вільні переходи електронів

в полі іонів. Оптична товща іонізованого газу, що випромінює:

$$\tau_\nu = \int\limits_0^R \alpha_\nu dr, \tag{3.8}$$

де α_ν – коефіцієнт для вільно-вільних переходів, R – характерний розмір хмари, що випромінює та поглинає. Розглянемо іонізований газ, нехтуючи масою електронів у порівнянні з масою іонів та вважаючи розподіл електронів за швидкостями максвелівським, можна записати коефіцієнт поглинання:

$$\alpha_\nu \sim N_e N_i Z^2 \frac{g_{ff}}{\nu^3 T_e^{1/2}} \left(1 - e^{-\dfrac{h\nu}{kT_e}}\right), \tag{3.9}$$

де N_e, N_i – концентрація електронів та іонів відповідно, Z – заряд іонів, ν – частота випромінювання, g_{ff} – фактор Гаунта для вільно-вільних переходів, T_e – температура електронів. Дужки справа відповідають за негативне поглинання (випромінювання раніше поглинутих квантів), і є суттєвим в радіодіапазоні. Для електрично-нейтральної плазми $N_e = N_i$, тому $\tau_\nu \sim \int\limits_0^R N_e^2(r)dr$. Для спрощення вводиться параметр *міра емісії (Emission Measure)*:

$$EM = \int\limits_0^R N_e^2(r)dr. \tag{3.10}$$

Інколи для опису повної світності об'єкта вводять *об'ємну міру емісії*:

$$EMV = \int\limits_V N_e^2 dV = \bar{N}_e^2 V, \tag{3.11}$$

де V – об'єм плазми, що випромінює з середнім значенням електронної концентрації $\bar{N}_e$. Розмірність об'ємної міри емісії $[EMV] = \text{см}^{-3}$.

В радіодіапазоні $h\nu \ll kT_e$, тому

$$\tau_\nu \sim \frac{g_{ff}}{\nu^2 T_e^{3/2}} EM. \tag{3.12}$$

Фактор Гаунта в радіодіапазоні слабо залежить від частоти та електронної температури плазми:

$$g_{ff} \sim T^{0.15} \nu^{-0.1}. \tag{3.13}$$

Отже оптична товща іонізованого газу:

$$\tau_\nu \sim \frac{EM}{\nu^{2.1} T_e^{1.35}}. \tag{3.14}$$

Згідно формули 2.7 густина потоку випромінювання хмари іонізованого газу $S = \dfrac{2kT_b}{\lambda^2}\Omega_S$. Для яскравістної температури хмари справедлива формула $3.5'$, на дуже малих частотах, близьких до плазмової, оптична товща велика $\tau_\nu \gg 1$, і $T_b = T_c$, де T_c – температура хмари. На низьких частотах густина потоку гальмівного випромінювання плазми:

$$S = \frac{2kT_c}{\lambda^2}\Omega_S. \tag{3.15}$$

Відповідно спектральний індекс $n = -2$. На більш високих частотах, значно більших за плазмову ω_{pe}, газ майже прозорий для радіовипромінювання, $\tau_\nu \ll 1$ і $T_b = T_c\tau_\nu$. Отже густина потоку випромінювання хмари в оптично тонких ділянках:

$$S = \frac{2kT_c\Omega_S\tau_\nu}{\lambda^2} \sim \frac{EM}{\nu^{0.1}} \sim \lambda^{0.1}, \tag{3.16}$$

де показує слабу залежність від довжини хвилі (спектральний індекс $n = 0.1$). Яскравим прикладом наведеної теорії є спектр радіовипромінювання *туманності Оріона* (рис. 25).

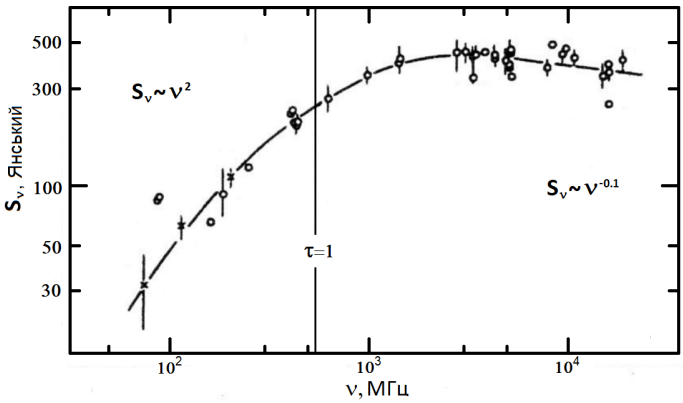

Рис. 25: Радіоспектр туманності Оріона, що був отримано за допомогою радіотелескопа Аресібо [Terzian and Parrish, Astrophysical letters, 1970].

Точка перегину спектра, де відбувається перехід від оптично-товстої ділянки до оптично-тонкої визначається мірою емісії, яку можна легко оцінити згідно інженерної формули $\nu_{\text{перегину}} \approx \sqrt{EM}$, де розмірності $[EM] = \text{см}^{-6}\text{пк}$, $[\nu_{\text{перегину}}] = \text{МГц}$. Визначивши зі спектра частоту $\nu_{\text{перегину}}$ обраховуємо міру емісії, знаючи характерні розміри хмари можна оцінити концентрацію електронів N_e в ній.

Спектри багатьох галактик також показують особливості характерні для випромінювання іонізованого газу. Для більшості спіральних галактик на частотах від 50 ГГц до 200 ГГц одним з основних механізмів випромінювання є теплове випромінювання плазми. На більших частотах починає домінувати випромінювання пилових частинок, на менших частотах проявляються нетеплові джерела. Прикладом є спектр галактики M82 (рис. 26).

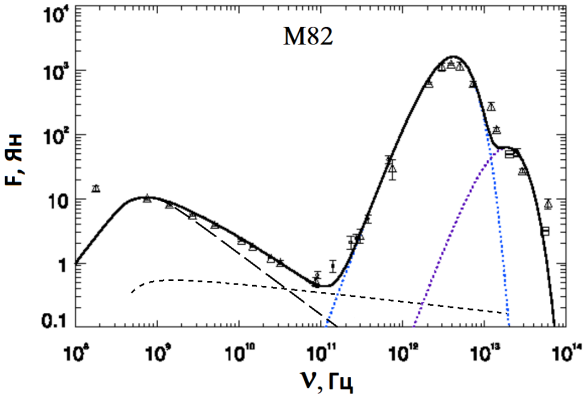

Рис. 26: Спектр галактики M82 в радіо та далекому інфрачервоному діапазонах. Крапками показано випромінювання від пилової компоненти з температурою 45 K (холодна пилова складова) та 200 K (тепла пилова складова), довгі пунктирні риски – синхротронне випромінювання, короткі пунктирні риски – теплове випромінювання плазми [Klein et al., Astron. Astrophys, 1989 та Carlstrom and Kronberg, Ap. J., 1991]

Дисперсія радіохвиль у плазмі

Розглянемо плоску електромагнітну хвилю з частотою ω, що поширюється у незамагніченій однорідній плазмі. Нехай виконуються наступні умови:

$$\omega \gg \omega_{pe}, \omega \gg \nu_e, \tag{3.17}$$

де ω_{pe} – плазмова частота, ν_e – частота зіткнень електронів. За таких умов зміщення фази хвилі $d\alpha$, при проходженні відстані dx буде складати:

$$d\alpha = \omega \frac{dx}{V_{\text{фаз}}}, \tag{3.18}$$

де $V_{\text{фаз}} = \dfrac{c}{n}$ – фазова швидкість хвилі, що знаходиться через показник заломлення хвиль у плазмі n та швидкість світла у вакуумі c. Показник заломлення хвиль у плазмі: $n = \sqrt{1 - \dfrac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}}$. Отже скориставшись умовою 3.17 можна визначити зміщення фази:

$$d\alpha \approx \frac{\omega}{c}\left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{2\omega^2}\right)dx. \tag{3.19}$$

Повне зміщення фази, при проходженні хвилею відстані L у плазмі складає:

$$\alpha \approx \omega\frac{L}{c} - \frac{e^2}{2c\varepsilon_0 m_e \omega}\int\limits_0^L N_e dx, \tag{3.20}$$

де e – заряд електрона, ε_0 – електрична стала, m_e – маса електрона, N_e – електронна концентрація у плазмі. Інтеграл у отриманому виразі називається *мірою дисперсії (Dispersion Measure)*:

$$DM = \int\limits_0^L N_e dx = \bar{N}_e L. \tag{3.21}$$

Якщо експериментальним шляхом вдається виміряти зміщення фази, то ми можемо розрахувати міру дисперсії та оцінити середню електронну концентрацію $\bar{N}_e$ вздовж променя зору (за умови знання відстані до джерела випромінювання). Зміщення фази в загальному випадку є невизначеним, з точністю до 2π, тому при вимірюванні міри дисперсії DM використовують диференційну методику, коли визначається зміщення фази сигналу на двох близьких частотах ω_1 та ω_2:

$$\Delta\alpha = (\omega_1 - \omega_2)\frac{L}{c} - \frac{e^2}{2c\varepsilon_0 m_e}\left(\frac{1}{\omega_1} - \frac{1}{\omega_2}\right)DM. \tag{3.22}$$

Як видно з отриманої залежності 3.22, при поширенні радіохвилі у плазмі вона зазнає дисперсії. Внаслідок залежності коефіцієнта заломлення від частоти, довгі хвилі поширюються повільніше коротких. Як результат, сигнал, що генерується одночасно на різних частотах, на довгих хвилях приходить пізніше ніж на коротких. Тому інтеграл в формулі 3.21 і отримав свою назву. Зазвичай розмірність міри дисперсії $[DM] = \frac{\text{пк}}{\text{см}^3}$. На рис. 27 добре видно запізнення сигналу далекого радіоджерела на нижчих частотах.

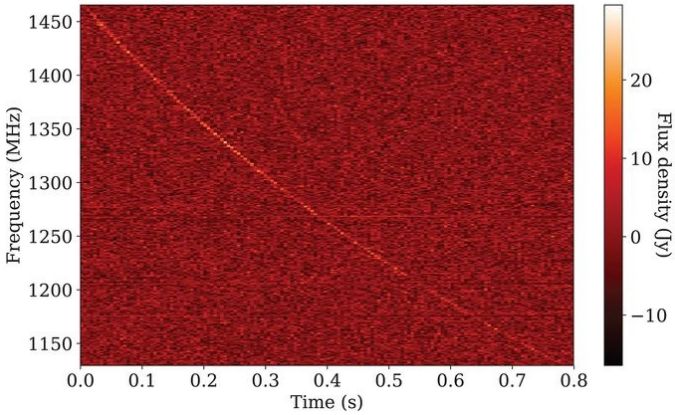

Рис. 27: Динамічний спектр швидкого радіоімпульса (Fast Radio Bursts) FRB 181112 записаний австралійським радіотелескопом ASKAP. Міра дисперсії сигналу складає $DM = 589.27$ пк/см^3. Швидкий радіоімпульс ототожнюється в оптиці зі слабкою галактикою [J.X.Prochaska et al., Science, 2019].

Якщо ми розглянемо випадок замагніченої плазми, то показник заломлення перестає бути ізотропним, і в загальному випадку залежить від діелектричної проникності, яка описується тензором. При спрощеному розгляді можна виділити два основних напрямки, вздовж та впоперек вектора напруженості

магнітного поля. Для прикладу розглянемо випадок поширення хвилі вздовж магнітного поля, показник заломлення стає рівним:

$$n^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega \pm \omega_B)}, \tag{3.23}$$

де $\omega_B = \dfrac{eB}{m_e}$ – циклотронна частота, знак '+' відноситься до звичайної хвилі, '–' – для незвичайної. На частотах близьких до циклотронних $\omega \approx \omega_B$ у незвичайної хвилі сильно зростає коефіцієнт поглинання, оскільки її колова поляризація збігається з напрямком циклотронного руху електронів. Таким чином, спочатку неполяризована хвиля буде зазнавати колової поляризації, оскільки незвичайна компонента хвилі поглинулась.

Нехай ми маємо лінійну поляризовану радіохвилю з частотою $\omega \gg \omega_B$, що поширюється в плазмі з магнітним полем. Тоді, внаслідок відмінності коефіцієнта заломлення для звичайної та незвичайної хвиль, площина поляризації буде повертатись у просторі навколо хвильового вектора $\vec{k}$. Оцінимо кут повороту площини поляризації при проходженні відстані dx:

$$d\psi = \omega \frac{dx}{V_{\text{фаз}}}. \tag{3.24}$$

Підставивши у вираз для фазової швидкості показник заломлення 3.23 після нескладних математичних перетворень за умови $\omega \gg \omega_B$ та 3.17, перейшовши від частоти ω до довжини хвилі λ, ми можемо оцінити повний поворот площини поляризації хвилі, при поширенні у плазмі вздовж ліній магнітного поля на відстань L:

$$\psi = \frac{e^3\lambda^2}{8\pi^2 c^3 \varepsilon_0 m_e^2} \int\limits_0^L N_e B_{\parallel} dx. \tag{3.25}$$

Видно, що кут повороту пропорційний квадрату довжини хвилі λ. Коефіцієнт пропорційності у формулі 3.25 разом з інтегралом прийнято називати *мірою обертання (Rotation Measure)* RM. Міра обертання характеризую величину кута повороту площини поляризації:

$$RM = \frac{e^3}{8\pi^2 c^3 \varepsilon_0 m_e^2} \int\limits_0^L N_e B_{\parallel} dx. \tag{3.26}$$

Саме явище повороту площини поляризації у оптично неактивному середовищі при наявності магнітного поля носить назву *ефекту Фарадея*. В загальному випадку міра обертання містить під інтегралом скалярний добуток вектора магнітного поля $\vec{B}$ та хвильового вектора хвилі $\vec{k}$. Оскільки величина повороту площини поляризації є невизначеною з точністю до 2π, то використовують диференційну методику, заміряється зміщення площини поляризації на двох близьких довжинах хвиль:

$$\Delta\psi = \frac{e^3(\lambda_1^2 - \lambda_2^2)}{8\pi^2 c^3 \varepsilon_0 m_e^2} \int\limits_0^L N_e \vec{B} \cdot d\vec{k} = (\lambda_1^2 - \lambda_2^2) RM. \tag{3.27}$$

Знаючи концентрацію електронів можна встановити значення середнього магнітного поля вздовж променя зору:

$$\bar{B}_{\parallel} = \frac{\int\limits_0^L N_e \vec{B} \cdot d\vec{k}}{\int\limits_0^L N_e dx}. \tag{3.28}$$

Таким чином зі спостережень пульсарів можна визначити міру дисперсії та міру обертання, і оцінити середню напруженість міжзоряного магнітного поля між спостерігачем та джерелом.

Провівши статистичний аналіз спостережень багатьох пульсарів вдається відновити карту розподілу міжзоряних магнітних полів в нашій Галактиці (рис. 28).

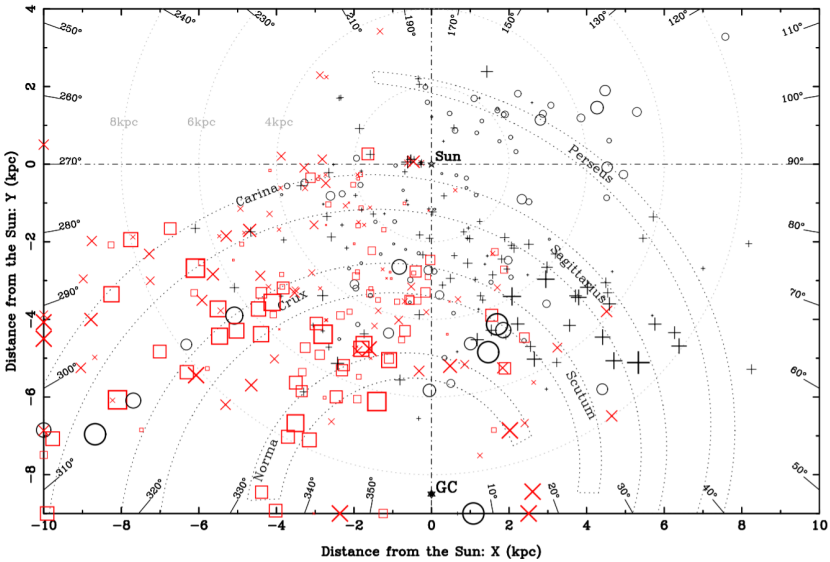

Рис. 28: Карта розподілу мір обертання RM для 388 пульсара з галактичною широтою $|b| < 8°$ в проекції на галактичну площину. Символами хрестиків позначені додатні RM, колами та квадратиками – від'ємні RM. Розміри символів пропорційні квадратному кореню RM. Карта побудована на основі спостережень обсерваторії Паркс. Добре помітно, що магнітні поля в площині Чумацького Шляху не однорідні, і мають тенденцію до зростання в спіральних рукавах [Han et al., Astrophysical journal, 2006].

Температура і шум

Розглянемо поперечний переріз S деякого провідника. Виміряємо за деякий відносно короткий проміжок часу потоки електронів, які пройшли через переріз в обидві сторони. В загальному випадку вони не нульові та не рівні між собою. Такі флуктуації потоків електронів будуть спричиняти флуктуації напруги на кінцях провідника і стануть джерелом теплового шуму. Отже, внаслідок наявності теплових шумів, тіло генерує випромінювання, спектральна потужність якого задається *формулою Найквіста*:

$$w_\nu = kT. \tag{3.29}$$

Отже будь який резистор є генератором шуму, потужність якого лінійно залежить від температури. Формула Найквіста справедлива на частотах до $\sim \dfrac{kT}{h}$, де h – стала Планка.

Направимо антену на абсолютно чорне тіло з заданою температурою T, так щоб уся діаграма спрямованості була заповнена випромінюванням з цього тіла. Спектральна потужність задається формулою 1.6, підставивши вираз для поверхневої яскравості згідно закону Релея–Джинса 2.5 та враховуючи антенне згладжування отримаємо:

$$\begin{aligned} w_\nu = \frac{1}{2} A_{\text{еф}} \frac{2kT}{\lambda^2} \iint P_n(\varphi - \varphi_0, \theta - \theta_0) d\Omega = \frac{1}{2} A_{\text{еф}} \frac{2kT}{\lambda^2} \Omega_A \\ = A_{\text{еф}} \frac{kT}{\lambda^2} \Omega_A. \end{aligned} \tag{3.30}$$

Ефективна площа круглої антени може бути оцінена за формулою $A_{\text{еф}} \approx \dfrac{\pi D^2}{4}$, тілесний кут діаграми спрямованості $\Omega_A \approx \left(1.22 \dfrac{\lambda}{D}\right)^2$, отже справедливий вираз:

$$A_{\text{еф}}\Omega_A = \lambda^2. \tag{3.31}$$

Антена, яка спрямована на джерело з температурою T буде збирати спектральну потужність (підставимо 3.31 в 3.30):

$$w_\nu = \frac{kT}{\lambda^2}\lambda^2 = kT. \tag{3.32}$$

Таким чином, якщо випромінювання деякого тіла заповнює діаграму спрямованості антени, то ми будемо фактично вимірювати температуру тіла (за умови наявності теплового механізму випромінювання тіла). Тобто радіотелескоп буде працювати, як радіометр.

В загальному вигляді можна записати:

$$w_\nu = \frac{1}{2}A_{\text{еф}}\iint B(\varphi,\theta)P_n(\varphi-\varphi_0,\theta-\theta_0)d\Omega = kT_A, \tag{3.33}$$

де T_A – *антенна температура*. Антенна температура характеризує повну потужність випромінювання, що приймається антеною, яка в свою чергу складається з потужності шумів та потужності випромінювання усіх об'єктів, що знаходяться в межах діаграми спрямованості антени. Спостережувану спектральну густину потоку випромінювання можна знайти за формулою 1.14.

Якщо тілесний кут джерела (його розміри) $\Omega_s \geq \Omega_A$, то $T_A = T_s$, антенна температура буде рівна температурі джерела. Звісно, це справедливо за умови, що ми ведемо спостереження теплового джерела, і виконується закон Релея–Джинса, отже:

$$\begin{aligned} T_A &= \frac{A_{\text{еф}}}{\lambda^2}\iint T_s(\varphi,\theta)P_n(\varphi-\varphi_0,\theta-\theta_0)d\Omega \\ &= \frac{1}{\Omega_A}\iint T_s(\varphi,\theta)P_n(\varphi-\varphi_0,\theta-\theta_0)d\Omega. \end{aligned} \tag{3.33'}$$

Реально виміряна температура за допомогою радіотелескопа – яскравісна, і може сильно відхилятись від реальної температури тіла, якщо механізми його випромінювання в радіодіапазоні не є тепловими.

Якщо розміри тіла менші за тілесний кут головного пелюстка $\Omega_s < \Omega_M$, то антенна температура $T_A = \dfrac{\Omega_s}{\Omega_A} T_s$.

Якщо $\Omega_M < \Omega_S < \Omega_A$, то антенна температура $T_A = \dfrac{\Omega_{M'}}{\Omega_A} T_s$.

Якщо радіотелескоп веде спостереження джерела крізь хмару, що поглинає випромінювання, то антенна температура $T_A = e^{-\tau} T_s$, де τ – оптична товща хмари.

Приклад 3.1.

Ведуться спостереження Венери. Визначити антенну температуру, якщо відомо що $D = 70$ м, $\Delta\nu = 10$ МГц, $T_s = 650$ К. Прийняти розміри Венери $\Delta\varphi \approx 30''$.

Тілесний кут Венери $\Omega_s = \left(\dfrac{\Delta\theta\Delta\varphi}{206265}\right)^2 \approx 2 \cdot 10^{-8}$ стерад, тілесний кут антени $\Omega_A \approx \left(\dfrac{\lambda}{D}\right)^2 \approx 10^{-6}$ стерад. Тобто виконується умова, коли розміри джерела значно менші тілесного кута антени. Отже антенна температура $T_A = T_s \dfrac{\Omega_s}{\Omega_A} \approx 10$ К.

Мінімальна температура, що реєструється радіотелескопом

Джерела шумів бувають самі різноманітні. Найпростішим прикладом джерела шуму є резистор. Приймачі радіотелескопів побудовані за допомогою багатьох електронних складових: пасивних та активних елементів, кожен з яких є джерелом шуму. Джерелами шуму є і самі антени, оскільки коефіцієнт відбивання поверхні антени $k_r \neq 100\%$ (для реальних антен $k_r = 90 \div 95\%$), опромінювачі перетворюють не всю енергію електромагнітної хвилі на високочастотний струм (також коефіцієнт

перетворення до 90%). Оскільки тіло з температурою T є джерелом шуму згідно формули Найквіста 3.29, то часто шуми в радіотелескопі задаються не шумовою потужністю, а шумовою температурою. Слід розрізняти шумову та антенну температури, антенна температура фактично складається з шумової складової та складової, обумовленою джерелами. Якщо в діаграму спрямованості антени не потрапляє жодне джерело, то антенна температура дорівнює шумовій.

Шумова температура системи $T_{\text{сист}}$ задається формулою:

$$w_\nu = kT_{\text{сист}} = kT_{\text{ША}} + kT_n^*, \tag{3.34}$$

де $T_{\text{ША}}$ – шумова температура антени, визначається дефектами конструкції, температурою антени та опромінювача тощо, T_n^* – шумова температура приймача, перерахована на вхід антени.

Шумова температура системи задає точність, з якою ми можемо виміряти яскравісну температуру джерел:

$$\Delta T_{\text{сер.кв.}} = \frac{k_s T_{\text{сист}}}{\sqrt{\Delta\nu_n tn}}, \tag{3.35}$$

де $\Delta\nu_n$ – смуга частот приймача, k_s – характеристика приймача, для ідеального приймача $k_s = 1$, для реальних $k_s = \sqrt{2} \div 5$, t – час одного спостереження (експозиція), n – кількість спостережень.

Приклад сигналу, що отримується з приймача радіотелескопа наведено на рис. 29. Добре помітно, що є шумова доріжка, яка і визначає точність роботи радіотелескопа.

Опромінювач, що, як правило, знаходиться в фокусі дзеркала, перетворює енергію електромагнітних хвиль у струм, який за допомогою лінії передач спрямовується до приймача.

Лінія передач має деякий коефіцієнт корисної дії передачі потужності: $w_{\text{вих}} = \eta w_{\text{вх}}$. Загалом лінію передач можна розглядати як деяку поглинаючу хмару з оптичною товщею, що задовольняє формулі $\eta = e^{-\tau}$. Шумова температура лінії передачі $T_{\text{ШЛП}}$ пов'язана зі спектральною потужністю шумів, що в

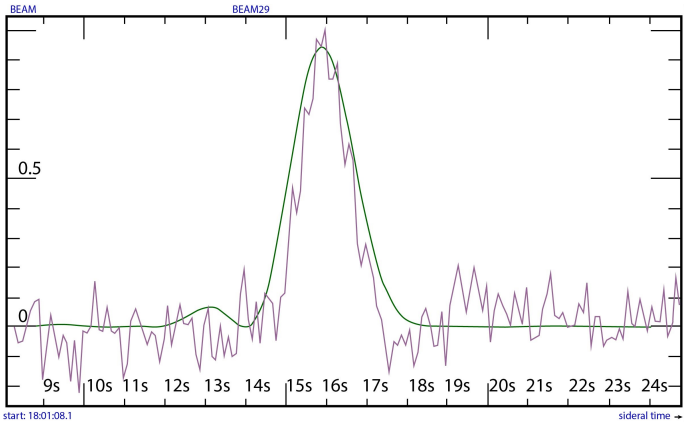

Рис. 29: Приклад сигналу з радіотелескопа РАТАН-600, отриманий на довжині хвилі $\lambda = 2.7$ см.

ній генеруються: $w_{\text{ШЛП}} = kT_{\text{ШЛП}}(1-\eta)$. Повна шумова потужність лінії передач буде складати: $W_{\text{ШЛП}} = w_{\text{ШЛП}}\Delta\nu$.

Шуми, що генеруються в радіотелескопі складаються з шумів антени (з температурою $T_{\text{ША}}$), шумів лінії передач (з температурою $T_{\text{ШЛП}}$) та шумів приймача (з температурою $T_{\text{ШП}}$). Можна розрахувати шумову температуру на вході приймача, що буде складатись з наведених складових:

$$T_{\text{сист}} = T_{\text{ШП}} + T_{\text{ШЛП}}(1-\eta) + \eta T_{\text{ША}}. \tag{3.36}$$

Отже лінія передач послаблює не тільки корисний сигнал, а і шумовий сигнал від антени, при цьому вносячи свій власний шум, який тим більший чим менший коефіцієнт передачі η.

На вході лінії передач (на виході антени) еквівалентна потужність шумів, приведена до виходу антени (точки приєднання лінії передач) буде мати наступний вигляд:

$$T^*_{\text{сист}} = T_{\text{ША}} + T_{\text{ШЛП}}\left(\frac{1}{\eta} - 1\right) + \frac{1}{\eta}T_{\text{ШП}}. \tag{3.36$'$}$$

Розробникам антен зручніше користуватись розрахунком температури системи радіотелескопа у вигляді $3.36'$, тоді як радіоастрономам, як правило, у вигляді 3.36.

Загалом в шумовій температурі є дві складові – стала та стохастична. Постійну складову можна зкомпенсувати, тоді як стохастична накладає обмеження на чутливість радіотелескопа. Для збільшення співвідношення сигнал/шум намагаються зменшити саме стохастичну складову шумової температури.

Розглянемо приймач, з коефіцієнтом підсилення G та смугою пропускання $\Delta\nu$. Представимо приймач, як деякий чотириполюсник. Для ідеального приймача, якщо сигнал на вході нульовий, то і на виході маємо нульовий сигнал. Реальний приймач, замкнений на вході еквівалентним опором (щоб усі контури приймача працювали в робочому режимі) буде давати деякий сигнал, а саме шуми приймача $(W_{\text{вих}})_{\text{Ш}}$. Отриману потужність можна перерахувати на вхід приймача: $(W_{\text{вх}})_{\text{Ш}} = \dfrac{(W_{\text{вих}})_{\text{Ш}}}{G}$, отже таку потужність потрібно подати ідеальному приймачу, щоб він давав на виході такий же сигнал як і реальний приймач. Спектральна потужність шумів приймача, приведена до входу, буде складати: $(w_{\text{вх}})_{\text{Ш}} = \dfrac{(W_{\text{вих}})_{\text{Ш}}}{G\Delta\nu} \equiv kT_{\text{ШП}}$, де ми ввели $T_{\text{ШП}}$ – шумову температуру приймача.

Сучасні приймачі досить складні пристрої, тому приймач інколи зручно представити як ланцюжок із n чотириполюсників, у кожного коефіцієнт підсилення (передачі) G_i та шумова температура T_i (див. рис. 30). В загальному випадку деякі частини приймача можуть мати коефіцієнт $G_i < 1$.

Шумова спектральна потужність на виході такого приймача буде складати:

$$(w_{\text{вих}})_{\text{Ш}} = k(...(T_1G_1 + T_2)G_2 + ... + T_n)G_n. \tag{3.37}$$

Натомість замість шумових температур кожного каскаду T_i зручно ввести деяку еквівалентну температуру для всього при-

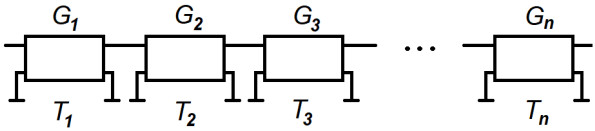

Рис. 30: Радіоприймач представлений як послідовність n чотириполюсників з шумовими температурами T_i та коефіцієнтами підсиленнями G_i.

ймача $T_{\text{ШП}}$ за формулою:

$$kT_{\text{ШП}} = \frac{(w_{\text{вих}})_{\text{Ш}}}{G_1 G_2 ... G_n} = k\left(T_1 + \frac{T_2}{G_1} + \frac{T_3}{G_1 G_2} + ... + \frac{T_n}{G_1 G_2 ... G_{n-1}}\right). \tag{3.38}$$

Найбільший внесок в загальну шумову температуру приймача вносить перший чотириполюсник. Тому у якості першого каскаду приймача ставлять елемент з найменшою шумовою температурою T_i і найбільшим коефіцієнтом підсилення G_i.

Приклад 3.2. Телескоп діаметром 79 метрів працює на частоті $\nu = 1415$ МГц, приймач радіотелескопа має діапазон чутливості $\Delta\nu = 5$ МГц, і шумову температуру системи: $T_{\text{сист}} = 125$ К. Використовується приймач Дікке з коефіцієнтом $k_s = \frac{\pi}{\sqrt{2}}$. Час накопичення сигналу $t = 10$ с, апертура антени $A_{\text{еф}} = 700$ м^2. В процесі спостережень було виконано два записи від деякого джерела $n = 2$. Знайти роздільну здатність телескопа за температурою (мінімальну температуру, яку можна зареєструвати телескопом) та мінімальний потік, який телескоп здатний зафіксувати.

Згідно формули 3.35 $\Delta T_{\text{сер. кв.}} = \frac{k_s T_{\text{сист}}}{\sqrt{\Delta\nu_n t n}} = \frac{\pi 125}{\sqrt{2 \cdot 5 \cdot 10^6 \cdot 20}} \approx 0.03$ К.

Мінімальний потік знаходимо з мінімальної температури $\Delta T_{\text{сер. кв.}}$ за формулою 2.7 враховуючи 3.31: $S = \frac{2k\Delta T_{\text{сер. кв.}}}{A_{\text{еф}}} \approx 10^{-27}$ Вт м$^{-2}$Гц$^{-1}$ = 0.1 Ян.

Інтерферометри

Внаслідок дифракції роздільна здатність телескопа визначається формулою 1.0. Для радіотелескопів величина роздільної здатності невисока через велике значення довжини хвилі. Побудова антен з діаметром навіть сотні метрів надзвичайно дорога і складна задача. Тому в радіоастрономії було знайдено вихід за рахунок використання інтерферометрів.

Розглянемо довгу щілину шириною d, яка освітлюється. Внаслідок дифракції за щілиною ми будемо бачити чергування світлих та темних смуг. Положення першого мінімуму буде визначено згідно формули: $\sin\theta = \dfrac{\lambda}{d}$, де θ – кут дифракції. За умови $d \gg \lambda$ ширина смуг буде визначатись рівнянням $\Delta\theta \approx \dfrac{\lambda}{d}$.

Якщо ми розглянемо дифракцію від двох щілин на відстані l, то вже буде спостерігатись інтерференційна картина зі смугами шириною $\Delta\theta \approx \dfrac{\lambda}{d}$ (рис. 31). Подібна картина буде спостерігатись від двох або більше джерел когерентного випромінювання.

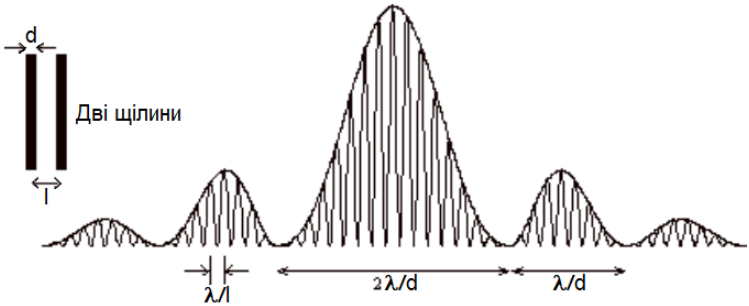

Рис. 31: Дифракція на двох щілинах. Відстань між щілинами l, ширина кожної щілини d.

Адитивний інтерферометр

Розглянемо два телескопи, які знаходяться на відстані L один від одного. Оберемо початок координат на середині прямої, що з'єднує антени (рис. 32). Лінія яка з'єднує два телескопи називається *лінією бази*. Відстань L – *базою*.

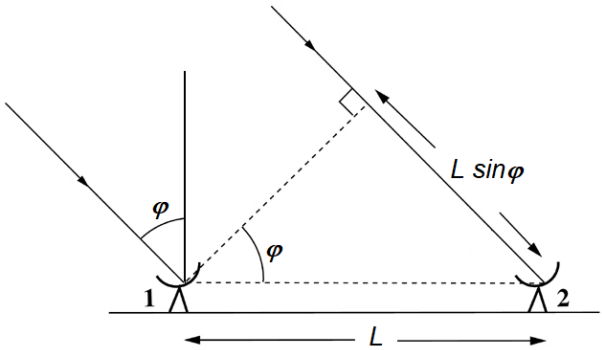

Рис. 32: Адитивний інтерферометр.

Для спрощення припустимо, що антени мають ізотропну діаграму спрямованості. Розглянемо інтерференційну картину, яка буде створена двома антенами, що випромінюють. Діаграми спрямованості мають однаковий вигляд на прийом та передачу (*принцип взаємності*), тому діаграма спрямованості визначена по випромінюванню антен буде такою ж і в режимі реєстрації. Будемо шукати розв'язок задачі в дальній зоні (відстань до антен $l \gg \lambda$, $l \gg L$), тоді буде працювати наближення плоскої хвилі.

Запізнення фази між точками 1 та 2 позначимо ψ. Очевидно, відносно початку координат воно буде складати (як це видно з рис. 32) $\pm\dfrac{\psi}{2} = \beta\dfrac{L}{2}\sin\varphi$, де $\beta = \dfrac{2\pi}{\lambda}$ – хвильове число, φ – зенітна відстань точки спостереження. Отже різниця фаз:

$$\psi = \frac{2\pi L}{\lambda} \sin\varphi = 2\pi L_\lambda \sin\varphi, \tag{4.1}$$

де $L_\lambda = \dfrac{L}{\lambda}$ – база у довжинах хвиль.

Сумарна напруженість електричного поля, яка буде створюватись обома антенами в деякій точці із зенітною відстанню φ буде складати:

$$E = E_1 e^{-j\ \psi/2} + E_2 e^{j\psi/2}, \tag{4.2}$$

де літерою j позначено уявну одиницю. Нехай антени випромінюють однаковий сигнал $E_1 = E_2 = E_0$, тоді формула 4.2 перетворюється

$$E = 2E_0 \frac{e^{-j\psi/2} + e^{j\psi/2}}{2} = 2E_0 \cos\frac{\psi}{2}. \tag{4.3}$$

Формула 4.3 справедлива для ізотропних антен. Для реальної одиночної антени діаграма спрямованості по електричному полю $E(\varphi, \theta)$. Для спрощення аналізу розглянемо одновимірний випадок – діаграма спрямованості $E(\varphi)$. Електричне поле, яке буде створено двома антенами в дальній зоні $E = 2E(\varphi)\cos\dfrac{\psi}{2}$. Діаграму спрямованості прийнято нормувати, тому

$$E_{n_i} = E_n(\varphi)\cos\frac{\psi}{2} = E_n(\varphi)\cos\left(\frac{\pi L}{\lambda}\sin\varphi\right). \tag{4.4}$$

Діаграма спрямованості по потужності легко отримується з формули 4.4:

$$P_{n_i} = E_{n_i}(\varphi)E^*_{n_i}(\varphi) =\mid E_n(\varphi) \mid^2 \cos^2\frac{\psi}{2} =\mid E'_n(\varphi) \mid^2 (1 + \cos\psi), \tag{4.5}$$

де $E'_n(\varphi) = E_n(\varphi)\sqrt{2}$ – вираз для діаграми спрямованості по електричному полю для нормування діаграми спрямованості

по потужності. Діаграма спрямованості по потужності одного елемента радіоінтерферометра $P(\varphi) =\mid E'_n(\varphi) \mid^2$, в цілому усього інтерферометра

$$P_n(\varphi) = P(\varphi)(1 + \cos\psi). \tag{4.6}$$

Знайдемо розміри перших нулів в діаграмі спрямованості, тобто фактично "головний пелюсток". Діаграма спрямованості досягає нульових значень, коли $1 + \cos\psi = 0$, отже $\psi = (2n + 1)\pi, n \in Z$. Перший нуль буде відповідати $\psi_0 = \dfrac{2\pi}{\lambda} L \sin\varphi_0$, отже $\sin\varphi_0 = \dfrac{\lambda}{2L}$. Для малих кутів φ, що справедливо коли $\lambda \ll L$, отримаємо $\varphi_0 \approx \dfrac{\lambda}{2L}$. Ширина "головного пелюстка" буде складати:

$$\Delta\varphi \approx \frac{\lambda}{L}. \tag{4.7}$$

Максимуми діаграми спрямованості інтерферометра легко знайти з 4.6, що відповідає $\sin\varphi_{max} = \dfrac{n\lambda}{L}, n \in Z$, для малих значень кутів $\varphi_{max} \approx n\dfrac{\lambda}{L}$. Загалом ми отримаємо набір максимумів в межах головного пелюстка одиночної антени, і кількість цих максимумів буде зростати зі збільшенням бази L.

Графічне представлення діаграми спрямованості за потужністю головного пелюстка одиночної антени $P(\varphi)$ приведено на рис. 33(a). Залежність інтерференційної частини діаграми спрямованості $(1 + \cos\psi)$ наведено на рис. 33(b). Діаграма спрямованості радіоінтерферометра задана згідно формули 4.6 представлена на рис. 33(c) є добутком діаграми одиночної антени та інтерференційної частини, і подібна до дифракційної картини на двох щілинах 31.

Для двох антен роздільна здатність покращується лише по одній з координат.

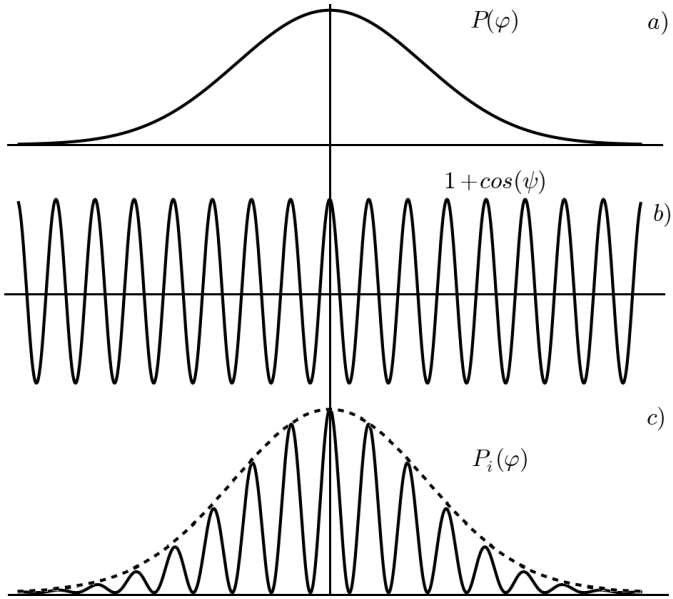

Рис. 33: Діаграма спрямованості радіоінтерферометра.

Приклад 4.1 Два радіотелескопи з $D = 22$ м працюють в режимі радіоінтерферометра з базою $L = 1$ км на довжині хвилі $\lambda = 21$ см. Обчислити діаграму спрямованості та розрахувати кількість пелюсток радіоінтерферометра в межах головного пелюстка одиночної антени.

Розмір головного пелюстка одиночної антени $\theta_{\text{ант}}$ можна оцінити за формулою 1.0. Розміри головного максимуму радіоінтерферометра θ_i знайдемо за формулою 4.7. Отже кількість максимумів в діаграмі спрямованості радіоінтерферометра в межах головного пелюстка одиночної антени буде складати: $N_{\text{пелюсток}} = \dfrac{\theta_i}{\theta_{\text{ант}}} \approx \dfrac{L}{D} \approx 50$.

Нехай через діаграму спрямованості інтерферометра, який працює на прийом, проходить точкове джерело – його розміри менші за розміри одиночного пелюстка діаграми радіоінтерферометра. В дальній зоні діаграма спрямованості антени на передачу і прийом однакові.

З формули 1.14 спостережувана густина потоку випромінювання по одній координаті буде складати $S_0(\varphi_0) = \int B(\varphi)\tilde{P}_n(\varphi - \varphi_0)d\varphi$. Користуючись формулою 4.5 отримаємо

$$S_0(\varphi_0, L_\lambda) =\mid E'_n(\varphi) \mid^2 \int\limits_{-\alpha_S/2}^{\alpha_S/2} B(\varphi)(1 + \cos\psi)d\varphi, \qquad (4.8)$$

де α_S – розміри джерела по координаті φ, $\alpha_S \ll \varphi_A \sim \sqrt{\Omega_A}$. Користуючись формулою 4.1 перепишемо 4.8 у вигляді:

$$S_0(\varphi_0, L_\lambda) =\mid E'_n(\varphi) \mid^2 \int\limits_{-\alpha_S/2}^{\alpha_S/2} B(\varphi)(1 + \cos(2\pi L_\lambda \sin(\varphi_0 - \varphi)))d\varphi,$$

$$S_0(\varphi_0, L_\lambda) =\mid E'_n(\varphi) \mid^2 \cdot \left(\int\limits_{-\alpha_S/2}^{\alpha_S/2} B(\varphi)d\varphi + \int\limits_{-\alpha_S/2}^{\alpha_S/2} \cos(2\pi L_\lambda \sin(\varphi_0 - \varphi))d\varphi \right),$$

$$S_0(\varphi_0, L_\lambda) =\mid E'_n(\varphi) \mid^2 \left(S_0 + \int\limits_{-\alpha_S/2}^{\alpha_S/2} \cos(2\pi L_\lambda \sin(\varphi_0 - \varphi))d\varphi \right),$$

де S_0 – реальна густина потоку випромінювання. З умов нормування діаграми спрямованості $P_n(\varphi) =\mid E'_n(\varphi) \mid^2= 1$ в максимумі чутливості головного пелюстка одиночної антени. У максимумі головного пелюстка великої антени завжди $\varphi_0 - \varphi \ll \pi$, і можна записати $\sin(\varphi_0 - \varphi) \approx \varphi_0 - \varphi$. Тоді спостережувана густина потоку випромінювання за допомогою інтерферометра

буде мати вигляд:

$$S_0(\varphi_0, L_\lambda) = S_0 + \cos(2\pi L_\lambda \varphi_0) \int\limits_{-\alpha_S/2}^{\alpha_S/2} \cos(2\pi L_\lambda \varphi) d\varphi + \\ \sin(2\pi L_\lambda \varphi_0) \int\limits_{-\alpha_S/2}^{\alpha_S/2} \sin(2\pi L_\lambda \varphi) d\varphi, \tag{4.9}$$

Представимо спостережувану густину потоку у вигляді

$$S_0(\varphi_0, L_\lambda) = S_0(1 + V(\varphi_0, L_\lambda)), \tag{4.10}$$

де

$$V(\varphi_0, L_\lambda) = \frac{1}{S_0} \cos(2\pi L_\lambda \varphi_0) \int\limits_{-\alpha_S/2}^{\alpha_S/2} \cos(2\pi L_\lambda \varphi) d\varphi + \\ \frac{1}{S_0} \sin(2\pi L_\lambda \varphi_0) \int\limits_{-\alpha_S/2}^{\alpha_S/2} \sin(2\pi L_\lambda \varphi) d\varphi \tag{4.11}$$

– комплексна *функція видності*.

Комплексну функцію видності $V(\varphi_0, L_\lambda)$ можна представити у вигляді добутку:

$$V(\varphi_0, L_\lambda) = V_0(L_\lambda) \cos(2\pi L_\lambda (\varphi_0 - \Delta\varphi_0)), \tag{4.12}$$

де $\Delta\varphi_0$ – зсув фази косинусоїдальної функції, $V_0(L_\lambda)$ – амплітуда (модуль) функції видності. Розписуючи косинус різниці кутів:

$$V(\varphi_0, L_\lambda) = V_0(L_\lambda)(\cos(2\pi L_\lambda \varphi_0) \cos(2\pi L_\lambda \Delta\varphi_0) + \\ \sin(2\pi L_\lambda \varphi_0) \sin(2\pi L_\lambda \Delta\varphi_0)) \tag{4.13}$$

і порівнявши формули 4.13 та 4.11 отримаємо:

$$V_0(L_\lambda) \cos(2\pi L_\lambda \Delta\varphi_0) = \frac{1}{S_0} \int\limits_{-\alpha_S/2}^{\alpha_S/2} B(\varphi) \cos(2\pi L_\lambda \varphi) d\varphi, \\ V_0(L_\lambda) \sin(2\pi L_\lambda \Delta\varphi_0) = \frac{1}{S_0} \int\limits_{-\alpha_S/2}^{\alpha_S/2} B(\varphi) \sin(2\pi L_\lambda \varphi) d\varphi. \tag{4.14}$$

Помножимо друге рівняння в 4.14 на уявну одиницю j і складемо обидва рівняння 4.14, далі користуючись формулою Ейлера для комплексних чисел отримаємо:

$$V_0(L_\lambda)e^{j2\pi L_\lambda \Delta\varphi_0} = \frac{1}{S_0}\int\limits_{-\alpha_S/2}^{\alpha_S/2} B(\varphi)e^{j2\pi L_\lambda \varphi}d\varphi. \tag{4.15}$$

Розглянемо ідеальний випадок – ведуться спостереження лише одного джерела в діаграмі спрямованості, тоді межі інтегрування в 4.15 можна розширити до нескінченості, і ми отримаємо інтеграл Фур'є:

$$V_0(L_\lambda)e^{j2\pi L_\lambda \Delta\varphi_0} = \frac{1}{S_0}\int\limits_{-\infty}^{\infty} B(\varphi)e^{j2\pi L_\lambda \varphi}d\varphi. \tag{4.16}$$

Однією з головних задач спостережень є саме визначення розподілу поверхневої яскравості джерела, яку ми можемо отримати з 4.16 користуючись зворотнім перетворенням Фур'є:

$$B(\varphi_0) = S_0\int\limits_{-\infty}^{\infty} V_0(L_\lambda)e^{-j2\pi L_\lambda(\varphi-\Delta\varphi_0)}dL_\lambda. \tag{4.17}$$

Отже для визначення поверхневої яскравості $B(\varphi_0)$ потрібно знати амплітуду функції видності, яку в свою чергу можна визначити із спостережень:

$$V_0(L_\lambda) = \frac{S_{max} - S_{min}}{S_{max} + S_{min}}, \tag{4.18}$$

де S_{max} та S_{min} спостережувані густини потоків випромінювання при проходженні об'єктом пелюстків інтерферометра за рахунок обертання Землі (наприклад, коли антени інтерферометра нерухомі по відношенню до поверхні Землі – рис. 34).

Для симетричних джерел $\Delta\varphi_0 = 0$ тоді з 4.14 легко отримати:

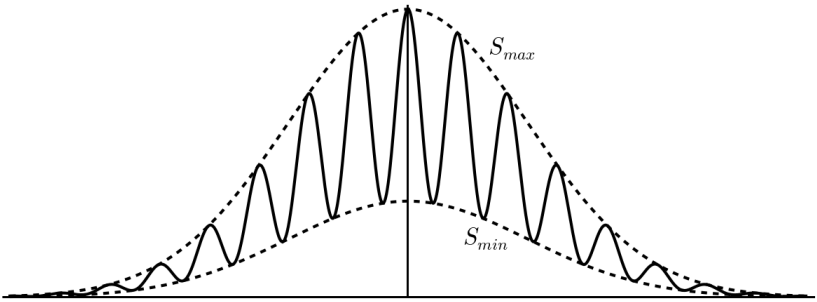

Рис. 34: Визначення амплітуди функції видності по спостереженню об'єкта.

$$V_0(L_\lambda) = \pm\frac{1}{S_0}\int\limits_{-\alpha_S/2}^{\alpha_S/2} B(\varphi)\cos(j2\pi L_\lambda\varphi)d\varphi. \qquad (4.19)$$

Розглянемо окремий випадок, що ми ведемо спостереження джерела з постійною яскравістю в межах кута α_S, тоді користуючись виразом $S_0 = \alpha_S B(\varphi)$, який легко отримується з 1.12 можна знайти амплітуду функції видності:

$$V_0(L_\lambda) = \pm\frac{\sin\left(2\pi L_\lambda\dfrac{\alpha_S}{2}\right)}{2\pi L_\lambda\dfrac{\alpha_S}{2}}. \qquad (4.20)$$

Отже поверхнева яскравість об'єкта з 4.17 для симетричних джерел буде складати:

$$B(\varphi_0) = S_0\int\limits_{-\infty}^{\infty} V_0(L_\lambda)\cos(2\pi L_\lambda\varphi_0)dL_\lambda, \qquad (4.21)$$

де ми врахували, що $e^{jx} = \cos x + j\sin x$, та те, що функція синус непарна.

З іншого боку, згідно формули 4.12 комплексна функція видності для симетричних джерел буде дорівнювати $V(\varphi_0, L_\lambda) = V_0(L_\lambda)\cos(2\pi L_\lambda \varphi_0)$, і вираз для малого однорідного джерела згідно формули 4.21 можна записати у вигляді:

$$B(\varphi_0) = S_0 \int\limits_{-\infty}^{\infty} V_0(\varphi_0, L_\lambda) dL_\lambda = 2S_0 \int\limits_{0}^{\infty} V_0(\varphi_0, L_\lambda) dL_\lambda, \qquad (4.22)$$

де ми врахували, що функція $V(\varphi_0, L_\lambda)$ є парною.

Приклад 4.2 Нехай ведуться спостереження джерела розміром $\alpha_S = 1^\circ$ і припустимо, що виконується $B(\varphi_0) = B_0 = \text{const}$. Знайдемо $B(\varphi_0)$ за формулою 4.20 та 4.21:

$$B(\varphi_0) = 2S_0 \int\limits_{0}^{\infty} \frac{\sin\left(2\pi L_\lambda \frac{\alpha_S}{2}\right)}{2\pi L_\lambda \frac{\alpha_S}{2}} \cos\left(2\pi L_\lambda \frac{\alpha_S}{2}\right) dL_\lambda$$

введемо заміну $x = 2\pi L_\lambda \frac{\alpha_S}{2}$, $m = \frac{2\varphi_0}{\alpha_S}$, тоді поверхнева яскравість $B(\varphi_0) = \frac{2S_0}{\alpha_S \pi} \int\limits_{0}^{\infty} \cos(mx) \frac{\sin x}{x} dx = \frac{2S_0 \pi}{2\alpha_S \pi} = \frac{S_0}{\alpha_S}$, що і слід було очікувати, потік начебто "розмазується" по розмірах джерела.

Інтерферометр з перемиканням фази

Можна сконструювати інтерферометр, в якому з одної антени сигнал може затримуватись на деяку встановлену фазу, тобто в одне з плечей встановимо фазозсувач.

Будемо зсувати фазу на два значення: 0 та π, тоді антени будуть працювати у фазі, або протифазі. Інтерферометр, який побудований за таким принципом називається перемножаючим, або з перемиканням фази.

По аналогії з адитивним інтерферометром, коли антени працюють у фазі, напруженість поля перемножаючого інтерферометра: $E(\varphi)_{i+} = E_0(\varphi)(e^{j\psi/2} + e^{-j\psi/2})$, де $\psi = 2\pi L_\lambda \sin\varphi$. Якщо

увімкнути антени у протифазі, тоді напруженість електричного поля, створеного інтерферометром $E(\varphi)_{i-} = E_0(\varphi)(e^{-j\psi/2} + e^{j\psi/2})$.

Діаграма спрямованості за потужністю:

$$P(\varphi)_{i+} = \mid E_0(\varphi) \mid^2 \left(e^{j\psi/2} + e^{-j\psi/2}\right)\left(e^{-j\psi/2} + e^{j\psi/2}\right) = \mid E_0(\varphi) \mid^2 (e^{j\psi} + 1 + 1 + e^{-j\psi}),$$

$$P(\varphi)_{i-} = \mid E_0(\varphi) \mid^2 \left(e^{j\psi/2} - e^{-j\psi/2}\right)\left(e^{-j\psi/2} - e^{j\psi/2}\right) = \mid E_0(\varphi) \mid^2 (1 - e^{j\psi} - e^{-j\psi} + 1).$$

Сконструюємо приймач таким чином, щоб вихідний сигнал був різницею сигналів в різних фазах, тоді діаграма спрямованості інтерферометра по потужності буде мати вигляд:

$$P_i(\varphi) = P(\varphi)_{i+} - P(\varphi)_{i-} = 2 \mid E_0(\varphi) \mid^2 (e^{j\psi} + e^{-j\psi}) = P_0(\varphi)\cos\psi = P_0(\varphi)\cos(2\pi L_\lambda \sin\varphi), \tag{4.23}$$

де $P_0(\varphi) = 4 \mid E_0(\varphi) \mid^2$ – коефіцієнт нормування по потужності.

Якщо будемо вести спостереження у максимумі чутливості інтерферометра, то $P_0(\varphi) = 1$ (умова нормування), і спостережувана густина потоку буде складати:

$$S(\varphi_0, L_\lambda) = \int\limits_{-\alpha_2/2}^{\alpha_S/2} B(\varphi)\cos(2\pi L_\lambda \sin(\varphi_0 - \varphi))d\varphi. \tag{4.24}$$

Діаграма спрямованості в фазі та противофазі для перемножаючого інтерферометра буде мати вигляд наведений на рис. 35.

Перемножаючий інтерферометр корисний для спостереження точкових джерел на тлі протяжних.

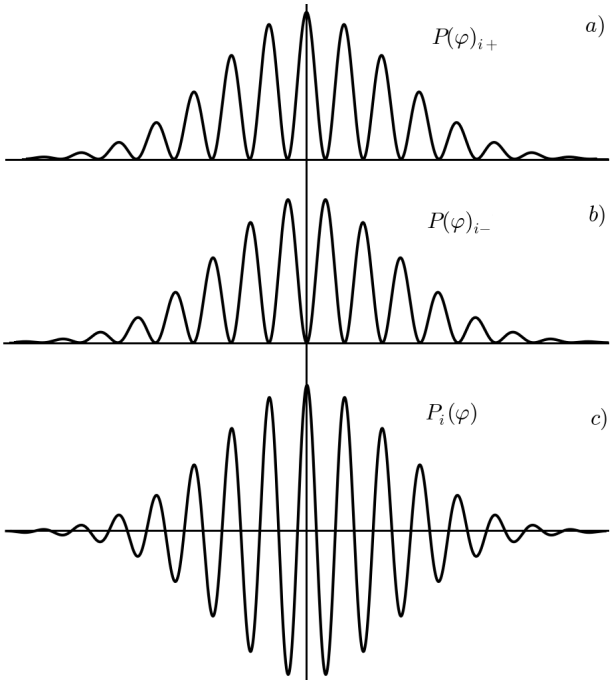

Рис. 35: Діаграма спрямованості інтерферометра з перемиканням фази.

Перемножаючий інтерферометр з різними антенами

Розглянемо випадок двох симетричних антен з різними діаграмами спрямованості. У симетричних антен діаграми спрямованості по електричному полю мають лише дійсні частини. Під'єднаємо їх в перемножаючий інтерферометр. Тоді у фазі діаграма спрямованості інтерферометра по електричному полю буде складати $E(\varphi)_+ = E_1(\varphi)e^{j\psi/2} + E_2(\varphi)e^{-j\psi/2}$, а при включенні у протифазі $E(\varphi)_- = E_1(\varphi)e^{j\psi/2} - E_2(\varphi)e^{-j\psi/2}$.

Діаграма спрямованості по потужності при увімкненні ан-

тен у фазі:

$$P(\varphi)_+ = E(\varphi)_+ E^*(\varphi)_+ = \mid E_1(\varphi) \mid^2 + E_1(\varphi)E_2^*(\varphi)e^{j\psi} + E_2(\varphi)E_1^*(\varphi)e^{-j\psi} + \mid E_2(\varphi) \mid^2, \tag{4.25}$$

при увімкненні антен у протифазі:

$$P(\varphi)_- = E(\varphi)_- E^*(\varphi)_- = \mid E_1(\varphi) \mid^2 - E_1(\varphi)E_2^*(\varphi)e^{j\psi} - E_2(\varphi)E_1^*(\varphi)e^{-j\psi} + \mid E_2(\varphi) \mid^2 . \tag{4.26}$$

Віднімемо 4.26 від 4.25 і отримаємо діаграму спрямованості інтерферометра з перемноженням фази:

$$P(\varphi)_i = P(\varphi)_+ - P(\varphi)_- = 2\left(E_1(\varphi)E_2^*(\varphi)e^{j\psi} + E_2(\varphi)E_1^*(\varphi)e^{-j\psi}\right). \tag{4.27}$$

Для симетричних антен діаграма спрямованості по напруженості поля $E(\varphi)$ є парною функцією, тобто виконується вираз $E_1(\varphi) = E_1^*(\varphi)$, тоді з 4.27 отримаємо:

$$P(\varphi)_i = 4E_1(\varphi)E_2(\varphi)\cos\psi. \tag{4.28}$$

Потужність, яка сприймається антеною $P = CA$, де A – площа антени, C – коефіцієнт пропорційності. Напруженість електромагнітного поля яке створюється антеною з площею A буде складати $E = C'\sqrt{A}$. В загальному випадку для інтерферометра з двома антенами потужність, яка буде прийнята:

$$P = C\sqrt{A_1 A_2}. \tag{4.29}$$

Хрест Мілса

В 50-х роках XX століття австралійський вчений Б. Мілс поєднав дві прямокутні антени в інтерферометр з перемиканням

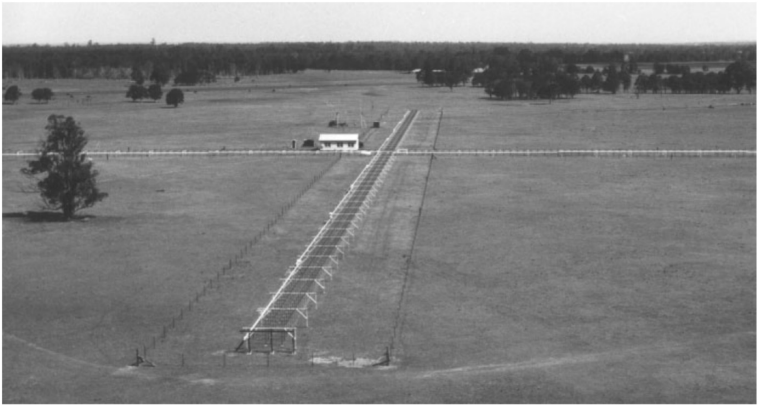

Рис. 36: Радіотелескоп хрест Мілса (жовтень 1954), Державне об'єднання наукових і прикладних досліджень, Австралія. Інструмент працював на частоті 85.5 МГц. Плечі інтерферометра спрямовані з півночі на південь та зі сходу на захід [Robertson et al., Publications of the Astronomical Society of Australia, 2010].

фази (рис. 36). Основна ідея цього інтерферометра полягає в тому, що дві антени мають спільний центр, тобто $L_\lambda = 0$.

Діаграма спрямованості по потужності можна бути визначена згідно формули 4.27: $P(\varphi)_i = P(\varphi)_+ - P(\varphi)_-$, отже $P(\varphi)_i = 2\left(E_1(\varphi)E_2^*(\varphi)e^{j\psi} + E_2(\varphi)E_1^*(\varphi)e^{-j\psi}\right)$, звідки отримуємо $P(\varphi)_i = 2(\mathrm{Re}\{E_1(\varphi)\}\mathrm{Re}\{E_2(\varphi)\} + \mathrm{Im}\{E_1(\varphi)\}\mathrm{Im}\{E_2(\varphi)\})$, де ми врахували, що $\psi = 0$.

Для симетричних антен уявні частини діаграми спрямованості $\mathrm{Im}\{E_1(\varphi)\} = \mathrm{Im}\{E_2(\varphi)\} = 0$. Тоді нормована діаграма спрямованості хреста Мілса по потужності буде складати:

$$P'(\varphi) = E_1(\varphi)E_2(\varphi). \tag{4.30}$$

Хрест Мілса фактично дає діаграму спрямованості без пелюсток, які мають двоантенні інтерферометри, оскільки довжина бази $L_\lambda = 0$.

Кореляційний інтерферометр

Поєднаємо два телескопи в єдину систему – інтерферометр. Напруга яка знімається з першої антени – V_1, з другої відповідно – V_2. Сигнал з кожної антени складається з двох частин: шумової напруги та безпосередньо напруги створеної джерелом. Відповідно для кожної антени:

$$\begin{aligned} V_1(t) &= V_{u_1}(t) + V_{c_1}(t), \\ V_2(t) &= V_{u_2}(t) + V_{c_2}(t), \end{aligned} \tag{4.31}$$

де $V_{u_1}(t)$ та $V_{u_2}(t)$ – шумові напруги, $V_{c_1}(t)$ та $V_{c_2}(t)$ – напруга від джерела.

Оскільки антени є поєднаними, то сигнали з кожної антени ідуть на корелятор. Обидві антени спостерігають один і той же об'єкт, тому $V_{c_2}(t) = \mathrm{const} V_{c_1}(t+\tau)$, де $\tau = \dfrac{L}{c}\sin\varphi$ – зсув сигналу в часі, обумовлений фазовою затримкою між антенами, константа const задає відмінності у конструкції кожної антени.

Шумові характеристики кожної антени вважаємо некорельованими та незалежними. Тоді добуток сигналів усереднений за деякий час, що саме і відбувається на кореляторі, буде мати вигляд:

$$\begin{aligned} \langle V_1 V_2 \rangle = \langle (V_{c_1} + V_{u_1})(V_{c_2} + V_{u_2}) \rangle = \\ \langle V_{c_1} V_{c_2} \rangle + \langle V_{c_1} V_{u_2} \rangle + \langle V_{u_1} V_{c_2} \rangle + \langle V_{u_1} V_{u_2} \rangle, \end{aligned} \tag{4.32}$$

Для досить довгих інтервалів усереднення отримуємо:

$$\langle V_{c_1} V_{c_2} \rangle \approx \langle V_{c_1} V_{c_2} \rangle + \varepsilon, \tag{4.33}$$

де ε доданок який містить у собі суму трьох останніх доданків формули 4.32, оскільки шумові сигнали вважаємо незалежними, то ε є близьким до нуля. В загальному випадку, коли час усереднення скінчений, то ε має не нульове значення.

Оскільки на кореляторі ми можемо зміщувати фази сигналу з однієї антени відносно сигналу з іншої антени, то порівняємо кореляційний інтерферометр з перемножаючим. Коли вмикаємо антени у фазі, то сигнал на колеряторі буде мати вигляд: $V_+ = \langle (V_1 + V_2)^2 \rangle$, коли увімкнемо антени у противофазі $V_- = \langle (V_1 - V_2)^2 \rangle$. Різниця сигналів буде складати: $V_+ - V_- = 4\langle V_1 V_2 \rangle$. Отже, перемножаючий інтерферометр є окремим випадком кореляційного інтерферометра.

Відгук корелятора згідно 4.33 можна записати:

$$r(\tau) = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{2T} \int\limits_{-\infty}^{\infty} V_1(t) V_2^*(t-\tau) dt, \tag{4.34}$$

де T – час усереднення сигналу на кореляторі.

Оскільки час усереднення ми можемо вибрати довільним, то зазвичай накладається умова, щоб $T \gg \dfrac{2\pi}{\nu_c}$, $T \gg \dfrac{1}{\Delta\nu_{\text{ВЧ}}}$, де ν_c – частота сигналу, $\Delta\nu_{\text{ВЧ}}$ – смуга пропускання високочастотного тракту. І таким чином формула 4.34 може бути записана у наступному вигляді:

$$r(\tau) = \langle V_1 V_2 \rangle = \langle V_1(t) \cdot V_2(t) \rangle = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{2T} \int\limits_{-T}^{+T} V_1(t) V_2^*(t-\tau) dt. \tag{4.35}$$

Приклад 4.3. Морський інтерферометр

Можливо створити інтерферометр на базі одної антени. Для цього використовують сигнал безпосередньо від джерела, та сигнал відбитий від морської поверхні. Морська вода є гарним провідником, тому вона відбиває падаючу радіохвилю. При відбитті електромагнітної хвилі від морської води фаза сигналу зміщується на π. Розрахуємо роздільну здатність такого інтерферометра (рис. 37).

Висота антени над рівнем моря складає $h = 120$ м, робоча частота $\nu = 100$ МГц, діаметр антени $D = 20$ м. Загалом робочі частоти для морських інтерферометрів обираються в діапазоні: $\nu \approx 40 \div 400$ МГц, високочастотна межа обумовлена хвилюванням поверхні моря, а низькочастотна – межею пропускання іоносфери.

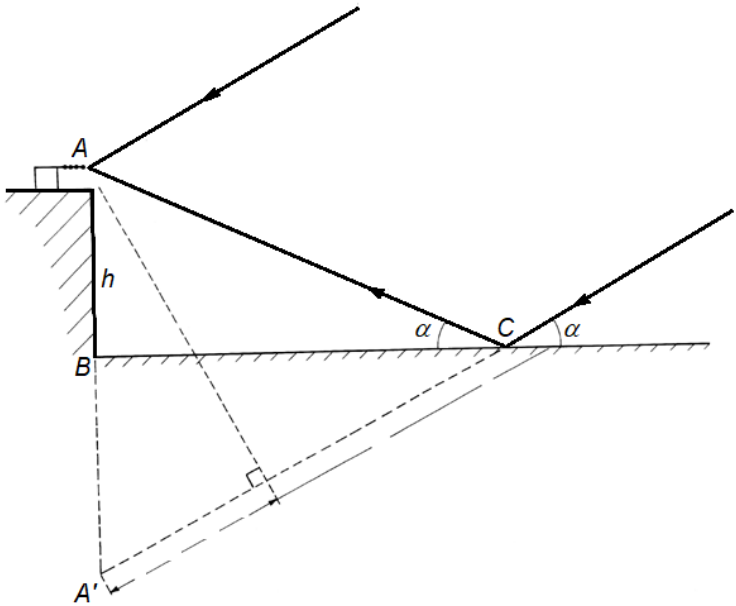

Рис. 37: Морський інтерферометр.

Користуючись рис. 37, $AB = A'B$ та $AC = A'C$, отримаємо, що різниця ходу складає $2h$, тому роздільна здатність інтерферометра $\Delta\theta \approx \dfrac{\tau}{2h} = \dfrac{c}{2h\nu} \approx 45'$.

Кількість пелюсток в межах діаграми спрямованості одного телескопа $N = \dfrac{\lambda}{D}\dfrac{2h}{\lambda} \approx 12$.

Антенні ґратки

Антенна ґратка (антенна решітка) це є багатокомпонентний інтерферометр. Розглянемо найпростіший випадок ґратки, коли в ній всього два елементи (рис. 32).

Маємо фактично звичайний інтерферометр. Різниця фаз задається формулою 4.1. Припустимо, що елементи ґратки –

антени є однаковими. Тоді діаграми спрямованості по електричному полю для кожної антени будуть також однакові: $E_1 = E_2 = E_0(\varphi)$. Діаграма спрямованості по електричному полю всієї ґратки буде складати $E = 2E_0 \cos\dfrac{\psi}{2}$. Якщо діаграму спрямованості розраховувати не відносно середини бази, а відносно точки 1, то отримаємо: $E = 2E_0 \cos\dfrac{\psi}{2} e^{j\psi/2}$. У випадку різних антен діаграма спрямованості буде складати $E = E_1 + E_2 e^{j\psi}$.

Теорема помноження діаграм спрямованості

Повна діаграма спрямованості по напруженості поля для ґратки, яка складається з точкових джерел з неізотропними, але однаковими діаграмами спрямованості, є добутком діаграм спрямованості елемента ґратки та діаграми спрямованості ґратки з ізотропними точковими джерелами, розташованими в фазових центрах неізотропних джерел, і які мають такі ж амплітуди та фази як неізотропні джерела. Фазова діаграма спрямованості є сумою фазових діаграм спрямованості елемента ґратки та ґратки з ізотропними точковими джерелами.

$$(E_g)_{\text{неізотропне}} = E_0(\varphi)\,(E_g)_{\text{ізотропне}}\,. \tag{4.36}$$

Фазовими центрами в першому наближені можна вважати опромінювачі у фокусах антен або центри вібраторів у метровому діапазоні.

Біноміноальна ґратка

Розташуємо елементи ґратки на відстані $L = \dfrac{\lambda}{2}$. Розглянемо найпростіший випадок дві антени (рис. 38а). Тоді різниця фаз $\psi = \pi \sin\varphi$, і діаграма спрямованості по електричному полю для двох антен $E_1 = 2E_0 \cos\left(\dfrac{\pi}{2}\sin\varphi\right)$ – є добутком діаграми спрямованості кожної антени E_0 та діаграми спрямованості ґратки з ізотропними точковими джерелами $2\cos\left(\dfrac{\pi}{2}\sin\varphi\right)$,

згідно теореми помноження діаграм спрямованості (формула 4.36).

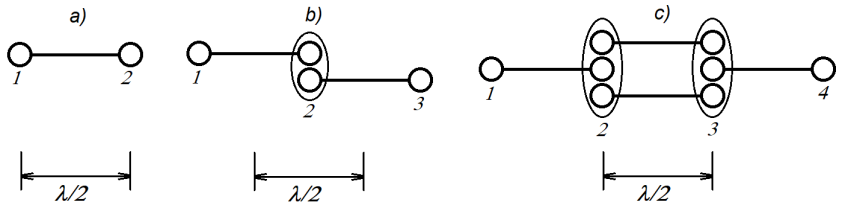

Рис. 38: Принципова схема біноміноальної ґратки.

Коли маємо три елемента, то розташуємо їх як наведено на рис. 38b. Тобто, центральний елемент (телескоп 2) буде мати в два рази більшу напруженість. Таку ґратку можна представити як двохелементний інтерферометр, що складається з двох телескопів рис. 38a, відстань між центрами яких знову $\frac{\lambda}{2}$. Тоді діаграма спрямованості буде складати $E_2 = E' \cos^2\left(\frac{\pi}{2}\sin\varphi\right)$. Для чотирьох антен, напруженості будуть підібрані також згідно біноміноальних коефіцієнтів (рис. 38c), коли напруженість поля в телескопах $E_0,\ 3E_0,\ 3E_0,\ E_0$, і діаграма спрямованості всієї ґратки $E_3 = E' \cos^2\left(\frac{\pi}{2}\sin\varphi\right)$. В загальному випадку, коли будемо мати $n+1$ елемент в нашій ґратці, та напруженості будуть підібрані згідно біноміноальних коефіцієнтів загальна діаграма спрямованості ґратки буде визначатись формулою:

$$E_n = E' \cos^n\left(\frac{\pi}{2}\sin\varphi\right). \tag{4.37}$$

Графічне представлення формули якої приведене на рис. 39.

Коли працюємо на прийом, то реалізувати елементи з встановленою напруженістю діаграми спрямованості досить важко, оскільки центральні елементи мають давати чітко встановлений більший внесок, ніж крайні елементи ґратки. В таких

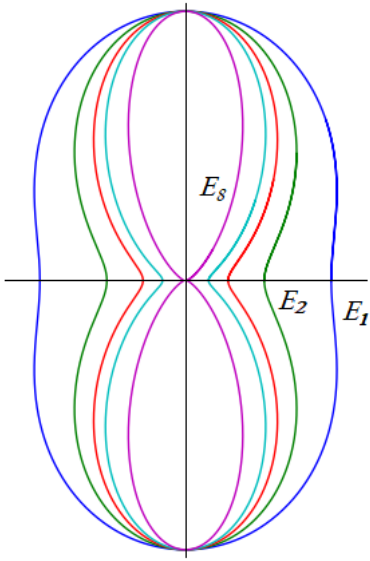

Рис. 39: Діаграма спрямованості біноміноальних ґраток, що складаються з двох, трьох, чотирьох, п'яти та восьми елементів, представлена в полярній системі координат.

випадках сигнал від крайніх елементів послаблюють у потрібну кількість разів.

Еквідистантна ґратка

Розташуємо елементи ґратки на відстані d один від одного (рис. 40). Параметр обирається як правило кратний робочій довжині хвилі λ, мінімальне значення $\frac{\lambda}{2}$, як у біноміноальної ґратки.

Діаграма спрямованості по напруженості електричного поля такої ґратки буде складати:

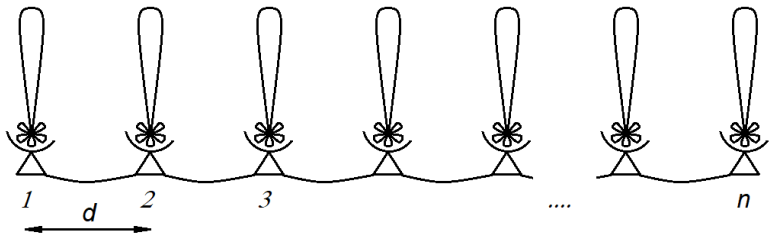

Рис. 40: Схема еквідистантної ґратки.

$$E = E_0(1 + E^{j\psi} + E^{j2\psi} + ... + E^{j(n-1)\psi}), \tag{4.38}$$

де n кількість елементів в ґратці. Різниця фаз задана формулою:

$$\psi = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin\varphi + \delta, \tag{4.39}$$

де δ – деякий зсув фази, який додається до кожного елемента, φ – зенітний кут джерела. Помножимо 4.38 на $e^{j\psi}$, тоді отримаємо:

$$Ee^{j\psi} = E_0(E^{j\psi} + E^{j2\psi} + E^{j3\psi} + ... + E^{jn\psi}). \tag{4.40}$$

Віднімемо від 4.40 формулу 4.38, і отримаємо вираз для діаграми спрямованості еквідистантної ґратки:

$$E = E_0 \frac{1 - e^{jn\psi}}{1 - e^{j\psi}} = E_0 \frac{\sin\left(n\dfrac{\psi}{2}\right)}{\sin\left(\dfrac{\psi}{2}\right)} e^{j(n-1)\psi/2}. \tag{4.41}$$

У формулі 4.41 доданок $e^{j(n-1)\psi/2}$ з'явився через те, що діаграма спрямованості відраховувалась від першого елементу ґра-

тки. Для середини ґратки діаграма спрямованості буде записуватись у вигляді:

$$E_g = E_0 \frac{\sin\left(n\dfrac{\psi}{2}\right)}{\sin\left(\dfrac{\psi}{2}\right)}. \tag{4.42}$$

Коли різниця фаз прямує до нуля $\psi \to 0$, то $E_g = nE_0$, що відповідає максимуму чутливості ґратки.

Згідно формули 4.39 ми можемо керувати різницею фаз з кожного елементу ґратки вводячи параметр δ. Отже оберемо такий зсув фази, щоб $\delta = -\dfrac{2\pi}{\lambda} d \sin\varphi$, і тоді отримаємо $\psi = 0$. Таким чином для кожного обраного джерела (якому відповідає конкретне значення φ) ми можемо підібрати свій зсув фаз δ, щоб чутливість ґратки була максимальна.

Знормована діаграма спрямованості ґратки по напруженості:

$$E_n = \frac{E}{nE_0} = \frac{1}{n} \frac{\sin\left(n\dfrac{\psi}{2}\right)}{\sin\dfrac{\psi}{2}}. \tag{4.42$'$}$$

Знайдемо нулі діаграми спрямованості еквідистантної ґратки. $E_g = 0$, коли $n\dfrac{\psi_0}{2}$, що відповідає різниці фаз: $\psi_0 = \dfrac{2\pi k}{n}$, або $\varphi_0 = \arcsin\left(\dfrac{\lambda}{d}\dfrac{k}{n}\right)$, $k \in Z$. При виведенні формули 4.42$'$ для спрощення результату зсув фаз $\delta = 0$. Введемо параметр $L = dn$ – загальну довжину еквідистантної ґратки. Тоді нулі діаграми спрямованості ґратки: $\varphi_0 = \arcsin\left(\dfrac{\lambda k}{L}\right)$. За умови $L \gg \lambda k$, нулі діаграми спрямованості наближено можна визначити

$$\varphi_0 \approx \frac{\lambda k}{L},\ k \in Z. \tag{4.43}$$

Саме розташуванням нулів ґратки і визначається роздільна здатність ґратки, і згідно 4.43 для першого мінімуму, коли $k = 1$, вона подібна до роздільної здатності двоантенного інтерферометра (формула 4.7).

Визначимо максимум діаграми спрямованості ґратки: $n\frac{\psi_m}{2} = \frac{\pi}{2} + 2\pi k, k \in Z$, $\psi_m = \frac{\pi}{4} + \frac{4\pi k}{n}$, або для зенітного кута: $\sin\varphi_m = \frac{\lambda}{2dn} + \frac{2k\lambda}{dn}$.

Діаграма спрямованості еквідистантної ґратки по потужності:

$$P_g = E_g E_g^* = E_0^2 \frac{\sin^2\left(\frac{n\psi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\psi}{2}\right)}. \tag{4.44}$$

Графічне представлення діаграми спрямованості (формула 4.44) наведено на рис. 41. Основною відмінністю діаграми спрямованості ґратки від діаграми для двоантенного інтерферометра, в тому, що з'явились головні та вторинні максимуми.

Відношення $\frac{P_{g,\text{головні максимуми}}}{P_{g,\text{вторинні максимуми}}} = n^2$, вторинні максимуми практично не помітні на великих ґратках.

Отже ґратка працює як двоантенний інтерферометр по роздільні здатності, але максимумів стає в n разів менше, і таким чином, ідентифікація джерела в головному пелюстку значно спрощується. В загальному випадку можна створити двовимірну ґратку, і роздільна здатність зросте по двох координатах.

Якщо формування діаграми спрямованості відбувається за рахунок фазообертувачів та аттенюаторів на кожній антені, то таку систему називають *фазованою антенною ґраткою* (phased

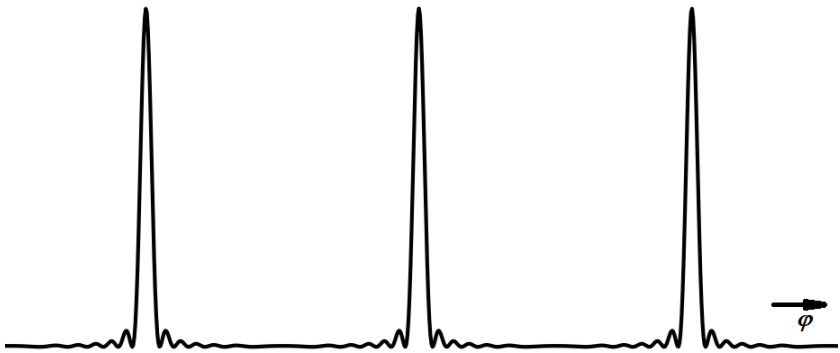

Рис. 41: Діаграма спрямованості ґратки з 20 елементів поблизу максимуму чутливості одиночної антени.

array). На кожну антену можна поставити аналого-цифрову систему (в режимі передачі цифро-аналогову), яка буде формувати діаграму спрямованості у цифровому вигляді без використання фазообертувачів. Такий інтерферометр називають *цифровою антенною ґраткою* (digital antenna array).

Поняття про апертурний синтез

В цілому усі радіотелескопи можна поділити на два типи: телескопи з заповненою апертурою, коли $A_{\text{еф}} \approx L^2$, та телескопи з незаповненою апертурою, коли $A_{\text{еф}} \ll L^2$, де L характерні розміри системи. Отже звичайні одиночні радіотелескопи це приклад телескопів з заповненими апертурами, тоді як більшість інтерферометрів є телескопами з незаповненою апертурою. Наприклад для двоантенного радіоінтерферометра $A_{\text{еф}} \approx \sqrt{A_{\text{еф}1} A_{\text{еф}2}} \approx D_1 D_2$, тоді як правило $L \gg D_1, D_2$, і умова телескопа з незаповненою апертурою виконується.

Нехай є двоантенний радіоінтерферометр, тоді поверхнева яскравість джерела задається формулою 4.17. Отже виходячи

з 4.17 можна зробити попередній висновок, що потрібно переміряти усі комбінації L_λ, щоб визначити $B(\varphi_0)$.

Теорема відліків Віттакера – Найквіста – Котельникова – Шеннона

Якщо безперервний сигнал має спектр, обмежений деякою частотою, то він може бути однозначно і без втрат відновлений за своїми дискретними відліками, узятими з частотою удвічі більшою, ніж максимальна частота спектру сигналу.

Згідно наведеної теореми, якщо наш сигнал вважати обмеженим в спектральному просторі, то можна оцінити максимальну просторову частоту, з якою має визначатись функція видності. Завдяки цьому факту не потрібно знаходити функцію видності для усіх можливих баз, а треба визначити лише з деяким мінімальним кроком по L_λ. На практиці, для контрастного відновлення поверхневої яскравості, достатньо перебирати бази з кроком $L_\lambda \approx \dfrac{1}{2\alpha_s}$, де α_s – розміри джерела. Мінімальна просторова частота, і відповідно максимальна база, визначається роздільною здатністю, яку потрібно досягнути.

Приклад 4.4. Розрахунок інтерферометра

За допомогою двоелементного інтерферометра ведеться спостереження за круглим об'єктом розміром $\alpha_s = 1'$ з максимальною роздільною здатністю $\theta = 1''$. Скільки баз потрібно перебрати, щоб відновити карту розподілу його поверхневої яскравості?

Мінімальна база, для відтворення поверхневої яскравості складає $L_\lambda \approx \dfrac{1}{2\alpha_s} \approx 1700$, максимальна довжина бази буде $L_\lambda \approx \dfrac{1}{\theta} \approx 200000$. Відповідно кількість баз, що треба перебрати вздовж однієї координати $N = \dfrac{2\alpha_s}{\theta} \approx 120$. Оскільки ми відтворюємо зображення по двох координатах, то загальна кількість баз буде $N_{\text{загальна}} \sim N^2 \approx 10000$. Реально кількість баз дещо менше із-за властивостей симетрії, але в цілому наведена оцінка дає уявлення про складність відтворення зображення в радіоінтеферометрії.

Якщо вважати що джерело не змінюється протягом деякого часу, то можна Фур'є-гармоніки вимірювати послідовно, змінюючи базу між двома антенами. Це буде приклад послідов-

ного синтезу. В теорії можна користуватись навіть однією додатковою антеною, і перебирати положення в межах деякої ділянки. Але послідовний синтез вимагає досить тривалого часу ведення спостережень одного джерела, тому будують більш складні системи з декількома антенами, які можуть змінювати своє положення, і перебирати всі необхідні бази можна значно швидше. В такому випадку отримаємо паралельний синтез.

Наведемо деякі приклади систем, що використовують методику апертурного синтезу для побудови зображень. Це радіоінтерферометр VLA, який містить 27 антен розташованих на рейках (рис. 42), ALMA, що складається з 66 телескопів (рис. 43), WSRT (рис. 44), ASKAP (рис. 45). В метровому діапазоні інтерферометр GMRT (рис. 46). В декаметровому діапазоні також створені інтерферометри, що фактично є антенним ґратками, прикладом є УТР-2 (рис. 47) та LOFAR (рис. 48).

Інтерферометрія високої роздільної здатності

У класичних інтерферометрів антени зв'язані за допомогою кабелів, електрична довжина яких має бути постійна, щоб не виникало додаткової різниці фаз, або вона була контрольована. На практиці виникають надзвичайні технічні складності в побудові інтерферометрів з великими базами L_λ, оскільки контролювати зміни характеристик кабельного господарства фактично неможливо.

Першим кроком була розробка інтерферометрів з антен, на кожній з яких стояли власні гетеродини, і проводили інтерференцію сигналів на проміжній частоті, що технічно простіше. Такі заходи дозволили у декілька разів збільшити базові відстані, але в цілому не вирішили проблеми побудови інтерферометрів великих розмірів.

Врешті решт було розроблено інтерферометри з незалежною реєстрацією сигналів на кожній антені. Але при незалежній реєстрації виникає проблема прив'язки сигналу у часі, для

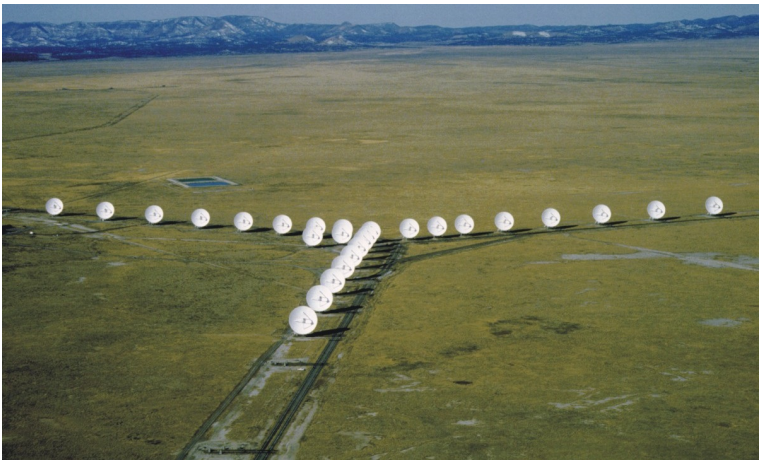

Рис. 42: Інтерферометр Дуже Великий Масив імені Карла Янського (Karl G. Jansky Very Large Array, VLA) складається з 27 антен діаметром 25 м та вагою 209 тон. Антени розподілені трьома рукавами на спеціальних коліях, по якій вони можуть переміщатись у спеціально підготовлені позиції, перебираючи різні бази. Частотний діапазон становить від 74 МГц до 50 ГГц. За допомогою масиву досягнута роздільна здатність $\sim 0.005''$.

подальшого їх складання, обидва гетеродини мають працювати на одній частоті і $\Delta\varphi$ відома.

Структурна схема інтерферометра з антенами з незалежною реєстрацією представлена на рис. 49.

Оскільки розташування антен у таких системах визначається лише умовами видимості джерел, то отримані базові відстані можуть бути надзвичайно великі, тому такі системи отримали назву: радіоінтерферометри з наддовгою базою (РНДБ).

У якості гетеродинів у приймачах використовувались кварцеві генератори, відносна нестабільність яких $\dfrac{\Delta t}{t} \sim 10^{-7}$, така величина в більшості випадків недостатня і використовуються

Рис. 43: Великий міліметровий радіотелескоп в Атакамі (Atacama Large Millimeter/sub-millimeter Array, ALMA) складається з 54 антен діаметром 12 м та 12 антен діаметром 7 м на висоті більше 5000 м. Радіотелескоп працює на довжинах хвиль від 0.3 до 9.6 мм. За допомогою ALMA досягнута роздільна здатність $0.005''$.

квантові стандарти частоти – мазери. Найбільш популярні водневі, або цезієві. Нестабільність водневих мазерів $\frac{\Delta t}{t} \sim 10^{-11}$, а на довгих відрізках часу ще вища. Основною задачею стандарту частоти є постійна синхронізація гетеродина і установка міток часу у системі реєстрації сигналу.

Для РНДБ доводиться записувати сигнали на проміжній частоті ($\nu_{\text{ПЧ}} \sim 10$ МГц). Це досить значні об'єми інформації, тому в перших РНДБ використовувались, як системи реєстрації відеомагнітофони, або використовували спрощення (кодування) сигналу, що реєструється. Оскільки сигнали від радіоджерел є шумоподібними, то відбувається запис лише знаку

Рис. 44: Westerbork Synthesis Radio Telescope (WSRT) складається з 14 антен діаметром 25 м, що працює на частотах від 120 МГц до 8.3 ГГц.

Рис. 45: Australian Square Kilometre Array Pathfinder (ASKAP) складається з 36 антен діаметром 12 м, працює на частотах до 10 ГГц.

Рис. 46: Giant Metrewave Radio Telescope (GMRT) складається з 30 антен діаметром 45 м, що працює на частотах від 50 МГц до 1500 МГц.

Рис. 47: Антенне поле інтерферометра УТР-2, що працює на частотах від 8.1 МГц до 33 МГц.

сигналу

$$\mathrm{sgn}[x(t)] = \begin{cases} 1, x(t) > 0 \\ 0, x(t) = 0 \\ -1, x(t) < 0 \end{cases} \tag{4.45}$$

Рис. 48: Інтерферометр Low-Frequency Array (LOFAR) має площу 0.3 км^2 і працює на частоті від 10 МГц до 230 МГц.

з деяким часом дискретизації $\tau_d \sim \dfrac{1}{\nu_{\text{ПЧ}}}$. Часто використовується спрощена бінарна логіка, коли записується лише знак сигналу (> 0 або < 0). Взаємокореляційна функція для записаних сигналів з двох антен:

$$P_{12}(\tau) = \int\limits_{\infty}^{\infty} f(t)g(t+\tau)dt, \tag{4.46}$$

де $f(t)$ – сигнал з першого телескопа, $g(t)$ – сигнал з другого телескопа, $\tau = \dfrac{L\sin\varphi}{c}$ – затримка часу приходу сигналу на другу антену у порівняння з першою.

Взаємокореляційна функція для знакових функцій сигналу:

$$\rho^s_{f'g'}(\tau) = \frac{1}{T}\int\limits_0^T \text{sgn}[f(t)]\text{sgn}[g(t+\tau)]dt, \tag{4.47}$$

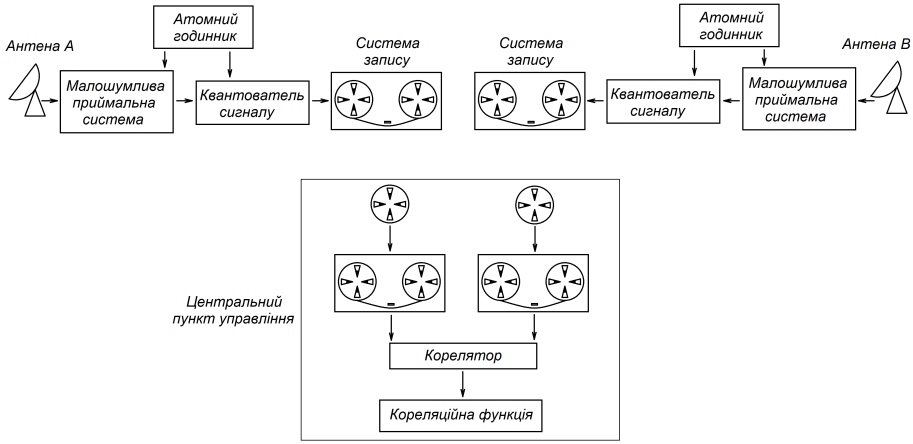

Рис. 49: Структурна схема інтерферометра з незалежною реєстрацією сигналів. Після проведення спостережень записи направляються у центральний пункт управління вони використовуються для пошуку кореляційної функції. Якщо використовується методика апертурного синтезу, то після цього відбувається реконструкції зображення по наявному набору пар спостережень з різними базами.

де T – час на якому знаходять кореляцію, як правило порядку секунд. Знакові функції f' та g' записані на окремих антенах РНДБ. Взаємокореляційні функції $\rho^s_{f'g'}(\tau)$ та $P_{12}(\tau)$ є самі по собі зкорельованими, саме тому при роботі РНДБ часто записують знаки сигналів. Між знаковими функціями f' та g' є затримка τ (яка рівна затримці між сигналами $f(t)$ та $g(t)$), яку можна оцінити плануючи спостереження і знаючи координати антен та джерела, і головним завданням РНДБ є уточнити τ, тобто фактично шукаємо максимум взаємокореляційної функції $\rho^s_{f'g'}(\tau)$.

Для опису інтерферометрів вводять поняття *частоти ін-*

терференції:

$$F = f_c \frac{d\tau}{dt}. \tag{4.48}$$

.

Введемо вектор $\vec{L} = L\vec{i}$, де $\vec{i}$ – орт бази (рис. 50). Нехай $\vec{j}$ – одиничний вектор напрямку на джерело. Кут між $\vec{i}$ та $\vec{j}$ позначимо $k = 90° - \varphi$. Час затримки $\tau = \dfrac{L}{c}\cos k$, або $\tau = \dfrac{L}{c}(\vec{i} \cdot \vec{j})$. Для більш зручного представлення переходять від топоцентричної системи координат до геоцентричної системи. Точка де вектор $\vec{i}$ перетинає поверхню Землі має координати (Λ, Ψ). Загалом (Λ, Ψ) є функцією координат першої та другої антен $\varphi_1, \lambda_1, \varphi_2, \lambda_2$, їх висот над рівнем моря h_1, h_2.

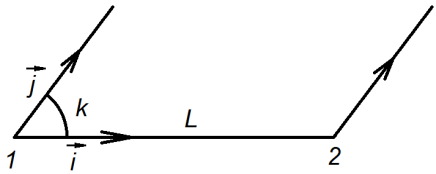

Рис. 50: Схема розташування радіотелескопів в інтерферометрі з наддовгою базою. $\vec{i}$ – орт бази. Ведеться спостереження об'єкта на висоті k (вектор напряму на джерело $\vec{j}$).

Введемо у векторному вигляді частоту інтерференції

$$F = \frac{f_c}{c} L\Omega \left([\vec{i} \times \vec{\omega}] \cdot \vec{j} \right), \tag{4.49}$$

де Ω – модуль вектора кутової швидкості обертання Землі, навколо власної осі $\left(\text{оцінка: } \dfrac{2\pi}{86164}\text{рад/с}\right)$, $\vec{\omega} = \dfrac{\vec{\Omega}}{\Omega}$ – одиничний вектор кутової швидкості обертання Землі. Для деяких баз частота інтерференції може бути нулем, оскільки може трапитись $[\vec{i} \times \vec{\omega}] = 0$.

В радіоінтерферометрії часто використовується поняття uv-площини (рис. 51). При цьому ставиться відповідність між координатами по поверхні об'єкту на небесній сфері (θ, φ) і координатами на площині перпендикулярній променю зору (uv-площині). Координати в uv-площині можна отримати за допомогою Фур'є-перетворення розподілу яскравісної температури:

$$V(u,v) = \iint T(\varphi,\theta)\exp^{-2\pi j(u\varphi+v\theta)}\,d\varphi d\theta.$$

Фактично ми переходимо від формалізму просторових координат (φ, θ) до формалізму просторових частот (u, v).

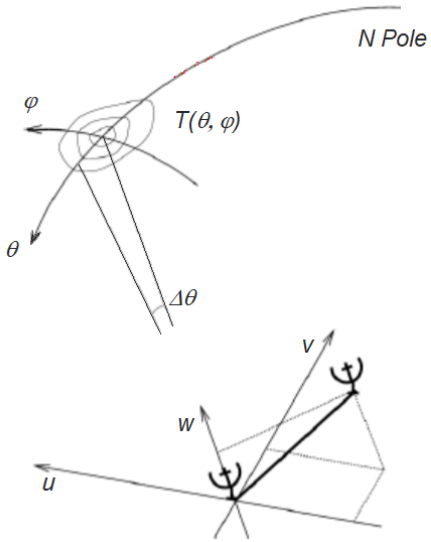

Рис. 51: До введення поняття uv-площини.

При веденні спостереження час затримки τ змінюється протягом доби, оскільки проекція бази на uv-площину буде змінюватись (кут k). Якщо деякий протяжний об'єкт на небесній сфері спостерігається декількома антенами, то кожна пара

радіотелескопів буде мати свою змінну проекцію бази протягом доби. Враховуючи усі спостереження можна за допомогою методів апертурного синтезу відновити розподіл поверхневої яскравості протяжного об'єкту, за умови достатнього заповнення uv-площини.

Основні завдання радіоінтерферометрів з наддовгою базою

Радіотелескопи, що розташовані на значних відстанях можуть об'єднуватись в один радіоінтерферометр. Перед такими радіоінтерферометрами з наддовгими базами ставиться ряд наукових завдань, перерахуємо основні.

1. *Радіоастрометрія* – визначення та уточнення координат небесний об'єктів. Вживаються три основні методи: абсолютний, відносний та метод дуг. При використанні абсолютного методу вважаються невідомими координати небесних об'єктів, положення радіотелескопів, тощо. Відносний метод: вважається частина параметрів відомими, наприклад координати радіотелескопів. На невеликих ділянках небесної сфери відносний метод дає точність на порядок вищу ніж у абсолютного методу. Метод дуг використовує опорну систему з декількох джерел з добре визначеними координатами.

2. *Геодинаміка.* Вважаються відомими координати деяких опорних радіо джерел, за допомогою них визначаються нерівномірності обертання Землі $\vec{\Omega}$, рух полюсів та континентів, тощо. Для потреб науки і економіки астрономи розробили та підтримують Міжнародну небесну опорну систему координат (International Celestial Reference Frame – ICRF), в основі якої лежать радіоінтеферометричні спостереження ряду відібраних опорних джерел.

3. *Побудова зображень.* За спостереженнями РНДБ можна відновлювати карту розподілу поверхневої яскравості для протяжних об'єктів.

Кутова роздільна здатність РНДБ $\theta \approx \dfrac{\lambda_0}{L\cos\varphi}$, і виникає питання збільшення довжини бази, створення одного з плеч інтерферометрів у космосі. В 1978 році був проведений перший експеримент з використанням космічного радіотелескопа КРТ-10 в якості одного з плечей інтерферометра, на борту станції Салют-6 була розгорнута 10-метрова антена. В наступні десятиліття були запущені перші експериментальні космічні радіотелескопи. Великою проблемою є визначення точних координат та орієнтації космічного апарата з телескопом під час його руху по орбіті та забезпечення радіотелескопа бортовим стандартом часу. Під час експериментів на інтерферометрі за участі космічного радіотелескопа Радіоастрон (Спектр-Р) вдалось досягнути точності вимірювання координат в $8 \cdot 10^{-6''}$.

Астрономи створили ряд радіоінтерферометрів з наддовгими базами, що знаходяться в межах континентів, наприклад у Північній Америці – VLBA (Very Long Baseline Array), у Європі – EVN (European Very-long-baseline interferometry Network). Деякі з створених РНДБ можуть працювати в рамках загальнопланетної радіоінтеферометра (рис. 52), що збільшує роздільну здатність. В Україні створено унікальний радіоінтерферометр в декаметровому діапазоні – УРАН (рис. 53).

Існує ряд факторів, що обмежують роздільну здатність радіоінтерферометра з наддовгою базою. Міжзоряне середовище розсіює радіохвилі від джерел. Кут розсіяння може бути оцінений згідно формули:

$$\theta_{\text{розсіяння}} \approx \frac{\lambda^2}{\sqrt{|\sin b|}}, \tag{4.50}$$

де λ – робоча довжина хвилі РНДБ, b – галактична широта об'єкта. Формула 4.50 справедлива для великих галактичних широт, поблизу галактичного диску ефект розсіяння та поглинання радіохвиль посилюється і залежить від галактичної довготи та інших факторів. Створення РНДБ з кутовою

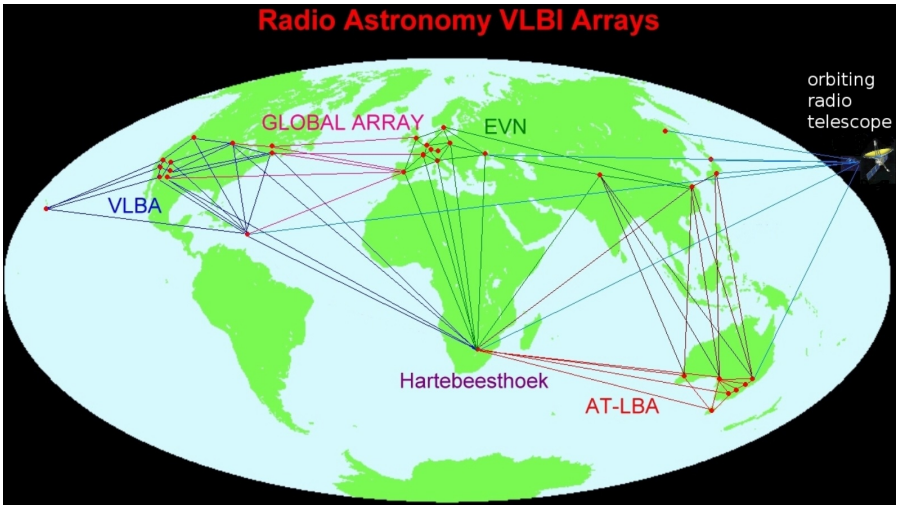

Рис. 52: Світова мережа радіоінтерферометрів з наддовгими базами.

роздільною здатністю кращою ніж $\theta_{\text{розсіяння}}$ є недоцільним в більшості випадків. Наприклад, для $\lambda = 1$ см кут розсіяння радіохвиль міжзоряним середовищем поблизу галактичного полюса складає $\theta_{\text{розсіяння}} \approx 10^{-6}$ $''$, що відповідає довжині бази $L \sim 0.01$ а. о., а в метровому діапазоні максимально можлива база РНДБ буде ще значно меншою. Разом з тим слід пам'ятати, що густина потоку випромінювання від ділянок з такими малими кутовими розмірами буде надзвичайно низька (навіть якщо джерело є нетепловим), і для його реєстрації потрібні величезні антени та надзвичайно чутливі приймачі.

Рис. 53: Декаметровий Українські радіоінтерферометри Академії Наук (УРАН). Складається з п'яти радіотелескопів УТР-2, УРАН-1,2,3 та 4. Розташовані в різних частинах країни, щоб досягнути високої роздільної здатності по обом координатам.

Антени та радіоастрономічні приймачі

Невід'ємною частиною радіотелескопа є антена. Антена – радіотехнічний пристрій для приймання та/або передавання радіохвиль. Приймальна антена збільшує густину потоку випромінювання та перетворює електромагнітне випромінювання у високочастотний електричний сигнал. Передавальна антена виконує протилежну операцію. Приймальна антена відрізняється від передавальної лише призначенням. Антени можуть використовуватись в обох варіантах в залежності від потреби, при цьому відбувається підключення до антени приймача або передавача.

Однією з перших антен був диполь Герца, який являє собою розгорнутий коливальний LC-контур. З часом диполь Герца був модифікований, і на сьогоднішній день найчастіше використовується *дипольна антена*. Загалом дипольна антена представляє собою тонкий прямолінійний провідник, що під'єднаний до високочастотного генератора. Якщо генератор підключається до двох провідників-антен, то вийде симетричний вібратор. В цілому в радіотехніці використовуються резонансні системи, тобто підбираються параметри диполя таким чином, щоб сприймати деякий визначений діапазон частот. Часто використовуються напівхвильові диполі, коли довжина диполя близька до $\lambda/2$, такі антени найбільш ефективно сприймають випромінювання на довжині хвилі λ. Конструкція антен в радіоастрономії залежить від діапазону в якому вони застосовуються.

Для опису антени використовується велика кількість параметрів, одними з основних можна назвати:

1. Діаграма спрямованості $P(\varphi, \theta)$, що характеризує ефективність приймання антеною радіохвиль з різних напрямків. Для характеристики діаграми спрямованості антен інколи вво-

дять *спрямованість антени*

$$Y = \frac{4\pi}{\Omega_A}, \tag{5.1}$$

що характеризує у скільки разів тілесний кут діаграми спрямованості менший за тілесний кут всієї небесної сфери.

2. Ефективна площа $A_{\text{еф}}$, фактично площа ідеального плоского дзеркала, що відбиває (приймає) таку ж кількість електромагнітної енергії. Може залежати від робочої частоти.

3. Поляризація, що описує, якої поляризації електромагнітна хвиля може передаватись (прийматись) антеною.

4. Шумова температура $T_{\text{ША}}$.

5. Коефіцієнт корисної дії передавальної антени – це відношення потужності випроміненого радіосигналу до підведеної на антену потужності високочастотного струму. Залежить від робочої частоти. Аналогічно вводиться коефіцієнт корисної дії для приймальної антени.

6. Робоча смуга частот – характеристика, що показує на яких частотах антена може приймати або передавати радіохвилі з прийнятним коефіцієнтом корисної дії.

7. Конструктивні показники, що описують фізичні розміри, масу, максимальні кути повороту, швидкість наведення для рухомих антен, тип монтування, парусність, тощо.

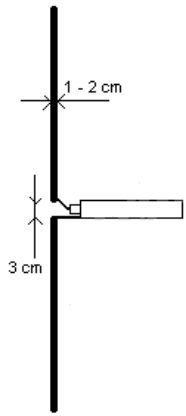

Рис. 54: Антена з напівхвильовим диполем.

В метровому діапазоні в якості антени використовується, як правило, напівхвильовий диполь, який будується з двох трубок, чи стрижнів, довжиною $\lambda/4$ кожен, і діаметром порядку $\lambda/20 \div \lambda/30$ (рис. 54). Інколи трубки вигинають у певну форму, для зручності монтування. Діаметр трубок підбирається спеціальним чином, оскільки при його збіль-

шенні добротність антени зменшується, але зростає смуга резонансних частот. Діаграма спрямованості такої антени подібна до діаграми диполя Герца, але є більш витягнутою вздовж осі симетрії (рис. 55). Інколи для збільшення підсилення та звуження діаграми спрямованості ставлять декілька диполів. Але при цьому у діаграмі спрямованості з'являються бокові пелюстки. Інколи набирають цілі ґратки з напіхвильових диполів. У них краща чутливість і вужча діаграма спрямованості.

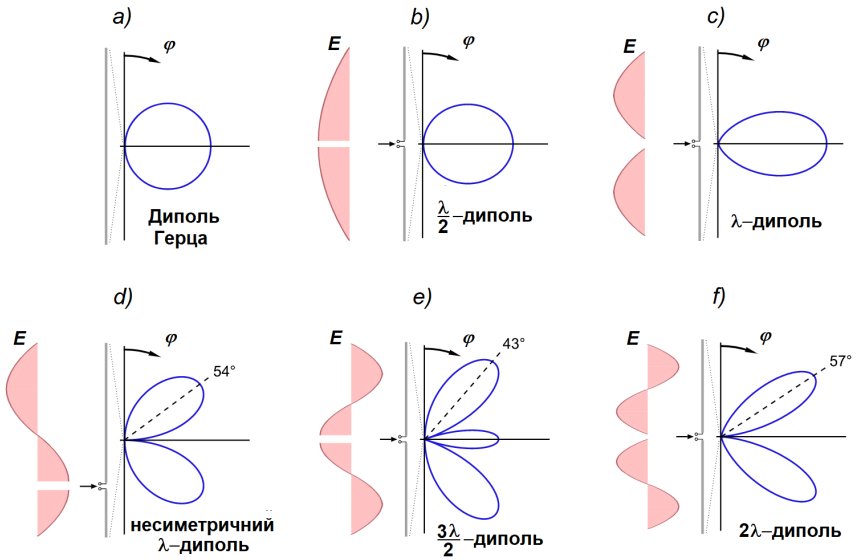

Рис. 55: Діаграми спрямованості різних дипольних антен у площині диполя (по куту θ діаграма симетрична відносно осі симетрії диполя), зліва кожного диполя показано умовний хід напруженості електричного поля E. Біля кожної діаграми спрямованості підписано якою довжиною є дипольна антена.

В декаметровій радіоастрономії в якості антен використовують *диполі С.І. Надененка*, симетричні горизонтальні вібратори великого діаметра та довжиною L (рис. 56). Робочий ді-

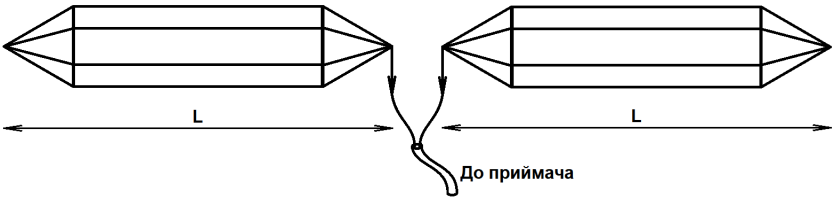

Рис. 56: Схема диполя С.І. Надененка, що часто використовується в декаметровому діапазоні.

апазон довжин таких антен складає $\sim 2 \div 3L$, і вони є *діапазонними*. Діапазонними називають антени, діаграма спрямованості яких не сильно змінюється в широкому діапазоні частот. На довжинах хвиль $\gtrsim 1$ м часто використовується антенні ґратки, набрані з симетричних вібраторів (рис. 57). Та-

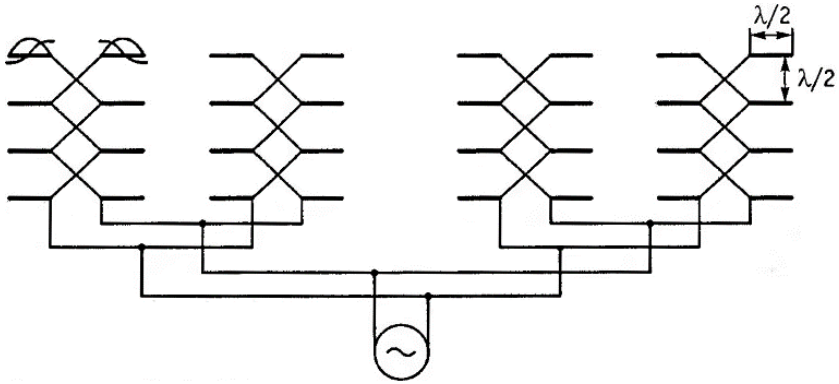

Рис. 57: Синфазна горизонтальна антена.

ку схему має найбільший у світі декаметровий радіотелескоп УТР-2 (рис. 47), що складається більше ніж з 2 тисяч дипольних антен. Кожен диполь має точку підвісу на висоті 3.5 м над рівнем ґрунту. Довжина диполя складає 8 м, а діаметр циліндра 1.8 м. Плечі усіх диполів розташовані уздовж напрямку

місцевої паралелі, тому радіотелескоп може приймати радіохвилі тільки однієї лінійної поляризації. Приймальна антена загоризонтної радіолокаційної станції "Дуга" використовувала подібну схему, але диполі розташовані по вертикалі (рис. 58).

Рис. 58: Диполі, що використовувались в приймальній антені загоризонтної радіолокаційної станції "Дуга" (Чорнобиль). Робоча смуга частот $3 \div 30$ МГц.

На довжинах хвиль $\lambda \lesssim 1$ м дуже часто використовуються дзеркала для збору більшої кількості електромагнітної енергії. Найчастіше рефлектори мають параболічну (рис. 59 та 60) або, інколи, сферичну форму. Бувають параболоїди обертання або циліндричні параболоїди.

У фокусі рефлектора розміщується *опромінювач*, який часто являє собою напівхвильовий диполь (рис. 61), рупор або спіральну антену. Діаграма спрямованості опромінювача має бути не меншою тілесного кута дзеркала видимого з фокуса. Часто ставлять два диполі, відстань між якими не менша $\lambda/2$, щоб вони не заважали одночасній роботі один одного, якщо їх діаграми спрямованості перекриваються у просторі. Вико-

Рис. 59: Лавелівський радіотелескоп в обсерваторії Джодрелл Бенк, Велика Британія. Діаметр рефлектора – 76 м, фокусна відстань близько 23 м, маса телескопа – 3200 тон, маса рефлектора – 1500 тон.

Рис. 60: Еффельсберзький радіотелескоп, Радіоастрономічний інститут Макса Планка, Німеччина. Діаметр рефлектора – 100 м, фокусна відстань – 30 м, маса телескопа – 3200 тон, робоча смуга частот від 408 МГц до 86 ГГц.

ристання декількох опромінювачів в фокусі дозволяє вивчати сусідні ділянки на небі, вести спостереження на різних частотах або приймати радіохвилі різної поляризації.

Рис. 61: Набір з чотирьох диполів-опромінювачів у фокусі антени (які можуть замінюватись контр-рефлектором, що направляє радіохвилі на спеціальний 25-канальний масив опромінювачів (FPA) поблизу центру основного дзеркала), радіоінтерферометр Giant Metrewave Radio Telescope (GMRT), Індія. Фотографія І. Сальникова.

Інколи замість диполів у фокусі антени-рефлектора ставлять *рупори*, особливо в міліметровому та сантиметровому діапазонах. На рис. 62 наведено рупор в якості опромінювача в касегренівському фокусі 26-метрової антени NASA, що використовується в системі космічного зв'язку Голдстоун з місіями в далекому космосі. Рупор під'єднується з вужчого кінця до хвилеводу, який передає сигнал до приймача. Форма рупору залежить від типу поляризації, на яку він налаштований, а

розміри – від робочої довжини хвилі (рис. 63). Інколи можливе незалежне застосування рупорних антен, коли конструктивно можна сумістити рупор з параболічним рефлектором (рис. 64). Перевага рупорних антен в тому, що вони мають малий рівень задніх пелюсток в діаграмі спрямованості, недоліками – відносно вузька робоча смуга частот, складність оновлення, більша вартість великих антен у порівнянні з класичними дзеркальними, внаслідок, як правило, більших розмірів. Тому великі рупорні антени в радіоастрономії не набули широкої популярності.

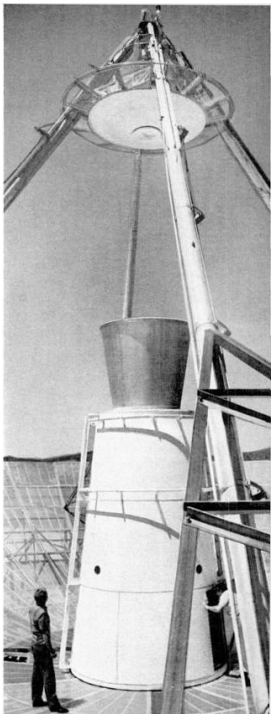

Рис. 62: Експоненціальний рупор у фокусі 26-метрової антени NASA.

В великих радіотелескопах часто використовують дзеркальні системи Касегрена, коли перед фокусом головного рефлектора розташовують вторинний – контр-рефлектор. Опромінювачі в такі системі розміщені вже поблизу, або позаду головного дзеркала, що спрощує всю систему, оскільки маса та розміри опромінювача та попереднього підсилювача (а інколи і всього приймача або передавача) можуть бути значними, і конструктивно їх краще розміщувати поблизу центру головного дзеркала, ближче до центру мас всієї антени.

Дзеркало може бути рухомим або нерухомим. Наприклад, нерухоме сферичне первинне дзеркало використовується для великих антен в обсерваторії Аресібо та FAST (рис. 65). Точність виготовлення поверхні антен має бути не нижче $\lambda/4$. Для рухомих великих антен виникає проблема утримання па-

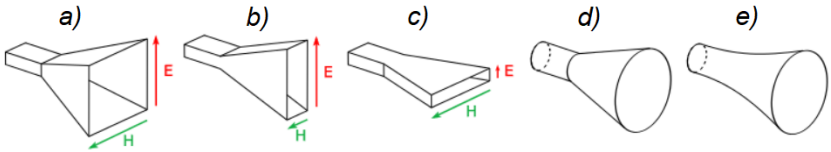

Рис. 63: Типи рупорів, (a) – пірамідальний рупор, боковими гранями є усічена піраміда, використовується для реєстрації лінійно поляризованого випромінювання, (b, c) – секторальний рупор, окремий випадок пірамідального рупора, коли звуження іде вздовж вектора електричного поля (E-секторальна) або вздовж вектора магнітного поля (H-секторальна), (d) – конічний рупор, де до хвилеводу під'єднується усічений конус, використовується для реєстрації циркулярно-поляризованого випромінювання, (e) – експоненціальний рупор, коли розтруб плавно зменшує свій діаметр за експонентою, також використовується для реєстрації циркулярно-поляризованого випромінювання.

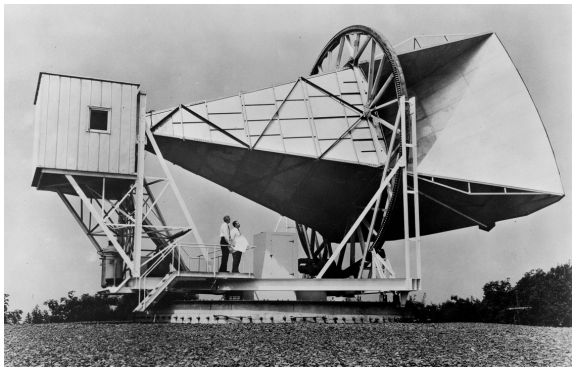

Рис. 64: 15-метрова рупорно-параболічна антена в Холмсдейлі (Нью-Джерсі, США), на якій А.Пензіас та Р.В.Вільсон відкрили реліктове випромінювання в 1964 році.

раболічної форми при повороті самого рефлектора, але є можливість вести спостереження за потрібною частиною неба. В дециметровому та метровому діапазонах рефлектори інколи виготовляють несуцільні, дзеркала можуть бути перфоровані або сітчасті (у таких дзеркал розмір отворів має бути менше $\lambda/10$), що зменшує масу всієї антени та, відповідно, її вартість.

Рис. 65: Найбільший у світі радіотелескоп з заповненою апертурою – FAST (Five hundred meter Aperture Spherical Telescope), провінція Ґуйчжоу, КНР. Площа головного сферичного рефлектора – 196 тис. м^2. Фокусна відстань 140 м. Робочий діапазон частот від 70 МГц до 3 ГГц.

Вартість радіотелескопа-рефлектора складається не лише з вартості приймача та антени-дзеркала, а і з системи керування та розвантаження, яка має не лише гарантувати точне наведення антени на джерело, а й компенсувати температурні зміни, вітрові навантаження та інше. Тому в якості рефлектора не обов'язково використовують «нижню» частину параболоїда, інколи беруть «боковий» сегмент, наприклад, як у РАТАН-600 (рис. 66). Буває використовуються і позаосьові дзеркальні системи, наприклад, найбільший повно-поворотний радіотелескоп Грін-Бенк має таку конструкцію (рис. 67). Коли контр-

Рис. 66: Радіотелескоп РАТАН-600 з рефлекторним дзеркалом діаметром 576 м і незаповненою апертурою (станиця Зеленчуцька, Карачаєво-Черкесія). Робочий діапазон частот від 610 МГц до 35 ГГц, загальна ефективна площа антени 12 тис. м^2, межа чутливості – 0.5 мЯн.

Рис. 67: Найбільший у світі повно-поворотний радіотелескоп Грін-Бенк (обсерваторія Грін Бенк). Головне дзеркало – позаосьовий сегмент параболоїда розміром 100 на 110 метрів (загальна площа 9300 м^2). Маса телескопа 7600 тон, висота – 148 метрів. Робоча смуга частот від 290 МГц до 100 ГГц. Є найбільшою постійно діючою рухомою спорудою на планеті.

рефлектор розташовується ніби збоку від антени і не перекриває вхідний потік випромінювання.

Для наведення на об'єкти при використанні нерухомої сферичної антени, змінюють положення опромінювача у фокусі, що зміщує діаграму спрямованості системи, яскравим прикладом є приймально-передавальна система телескопа Аресібо (рис. 68). Завдяки такій системі рухомих опромінювачів теле-

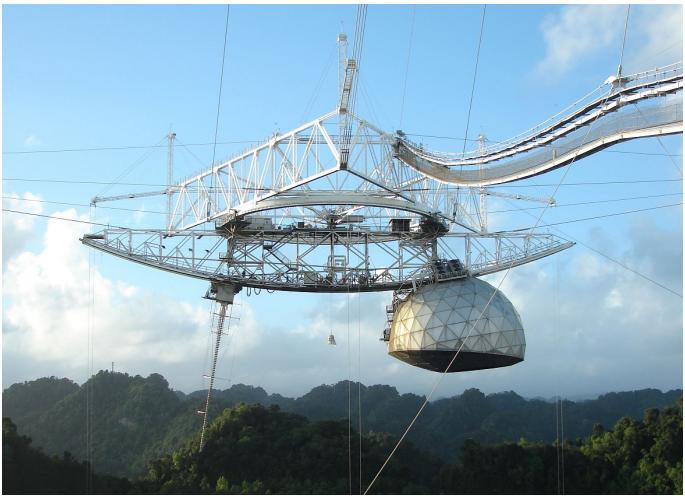

Рис. 68: Система опромінювачів телескопа Аресібо. На висоті 150 метрів над основним 305-метровим рефлектором, поблизу фокальної поверхні, на 18 тросах підвішена платформа з вторинним дзеркалом та опромінювачем. Вага платформи з обладнанням 900 тон. Опромінювач може рухатись по спеціальній рейці, також платформа може повертатись, що забезпечує спостереження об'єктів зі схиленням від $-1°$ до $38°$. Зліва добре помітний 29-метровий опромінювач, що працював на частоті 430 МГц. Справа у сферичному куполі знаходяться вторинний та третинний рефлектори, що фокусують радіохвилі на опромінювачах всередині самого купола.

скоп Аресібо може спостерігати об'єкти з зенітними кутами до $z \approx 20°$.

Через велику вартість систем наведення, інколи використовують дзеркальні системи, подібні до тих, які популярні в оптичних сонячних телескопах, коли рухається лише плоске дзеркало, а сам параболоїд нерухомий.

Хвильовий канал

Для підсилення чутливості додамо до напіхвильового диполя рефлектор, наприклад, стрижень на відстані $\lambda/4$. В якості рефлектора може використовуватись і циліндричний параболоїд. При цьому сигнал подвоюється в напряму рефлектор-диполь. Для ще більшого підвищення чутливості на відстані $\lesssim \lambda/4$ ставлять вторинні стрижні – директори, їх кількість може змінюватись до десятків (рис. 69). Діаметри елементів такої анте-

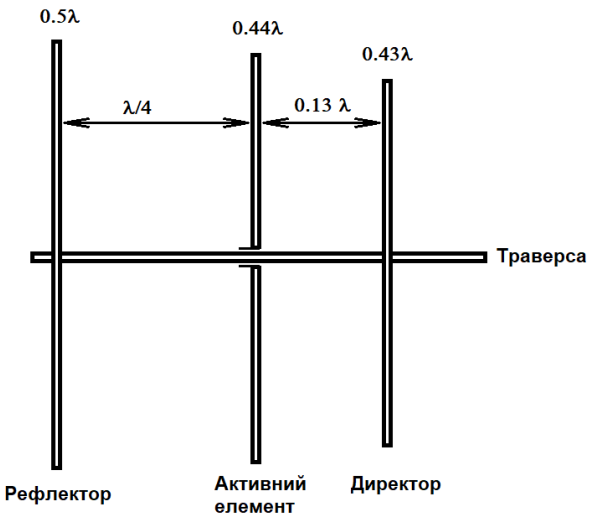

Рис. 69: Приклад схеми антени типу хвильовий канал.

ни, взаємні відстані є залежними характеристиками і вони розраховуються під конкретні задачі. Інколи антени даного типу називають антенами Уде-Яги, за іменами їх винахідників, або просто антени Яги.

Для хвильового каналу з шести директорів, спрямованість антени $Y \approx 12$.

Існують більш складні варіанти хвильових каналів – подвійні антени, які складаються з двох спарених або більшої кількості хвильових каналів (рис. 70 , 71).

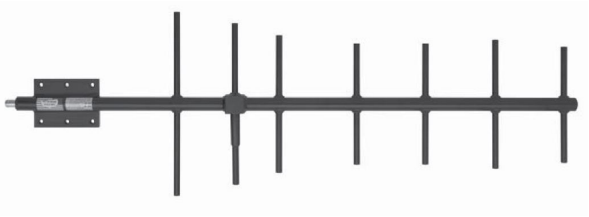

Рис. 70: Антена Уде-Яги ANT430Y10-WR, що працює на частоті ≈ 430 МГц.

Рис. 71: Телевізійна антена Уде-Яги розрахована на частоти ~ 650 МГц.

Інколи хвильові канали об'єднують в інтерферометр. Приклад антенної ґратки зібраної з хвильових каналів приведено на рис. 72 , її робоча довжина хвилі $\lambda = 3$ м.

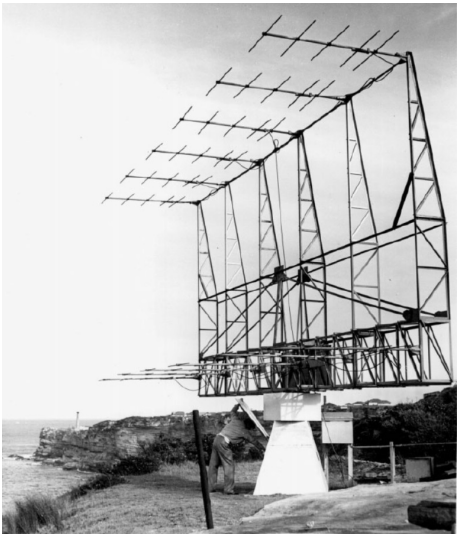

Рис. 72: Ґратка з 12 антен Уде-Яги працює на частоті 100 МГц, Довер Хейтс, Австралія [Robertson et al., Publications of the Astronomical Society of Australia, 2010].

Приклад 5.1. Спрямованість антени радіотелескопа.

Телескоп може зареєструвати об'єкти з мінімальною густиною потоку випромінювання $S = 0.5$ Ян на частоті $\nu = 1420$ МГц за час $t = 10$ секунд, смуга чутливості приймача $\Delta\nu = 100$ кГц. Температура системи $T_{\text{сист}} = 100$ К. Оцініть коефіцієнт спрямованості антени.

Оцінимо мінімальну яскравісну температуру, що може бути зареєстрована приймачем: $\Delta T_{\text{сер.кв.}} = \dfrac{k_s T_{\text{сист}}}{\sqrt{\Delta\nu t n}} = \dfrac{100}{\sqrt{10^5 \cdot 10}} = 0.1$ К, де ми взяли ідеальний приймач $k_s = 1$. Відповідно мінімальна спектральна потужність, що може бути зареєстрована $\omega_\nu = k\Delta T_{\text{сер.кв.}} \approx 1.38{\cdot}10^{-24}$Вт Гц$^{-1}$, з іншої сторони $\omega_\nu = \dfrac{1}{2} A_{\text{еф}} S$. Ефективна площа антени: $A_{\text{еф}} = \dfrac{2\omega_\nu}{S} \approx 550$ м^2.

Оцінимо тілесний кут діаграми спрямованості антени $\Omega_A = \dfrac{\lambda^2}{A_{\text{еф}}} = \dfrac{c^2}{\nu^2 A_{\text{еф}}} \approx 8 \cdot 10^{-5}$ стерадіан.

Згідно формули 5.1 коефіцієнт спрямованості антени буде рівний $Y = \dfrac{4\pi}{\Omega_A} \approx 150$ тис.

Приклад 5.2. Огляд неба

Скільки джерел на небі теоретично може розрізнити телескоп з антеною в $D = 10$ м, що розташований на південному полюсі і працює на довжині хвилі $\lambda = 1.5$ мм.

Тілесний кут головного пелюстка діаграми спрямованості телескопа можна оцінити згідно формули $\Omega_M = \dfrac{\lambda^2}{A_{\text{еф}}} \approx \dfrac{4\lambda^2}{\pi D^2}$. Оскільки ведеться спостереження на південному полюсі планети, то можна побачити лише половину небесної сфери, тобто 2π стерадіан. Таким чином максимально можлива кількість джерел, що можуть бути розрізнені буде складати: $N = \dfrac{2\pi}{\Omega_M} \approx 200$ млн. Реальні радіоастрономічні огляди містять значно меншу кількість об'єктів, внаслідок доволі низьких потоків випромінювання більшості з них (для їх реєстрації потрібні антени зі значно більшими апертурами та чутливими приймачами).

Приймачі

Призначення приймача – підсилити високочастотні струми, які надходять від антени телескопа через лінію зв'язку, до рівня, достатнього для роботи системи реєстрації. Більшість космічних джерел випромінюють шумоподібний сигнал у широкій смузі частот, вони спостерігаються разом з фоновим випромінюванням, теж шумоподібного характеру. В залежності від діапазону частот природа і потужність фонового сигналу різна. Очевидно, що використовувати приймачі, чутливість яких значно перевищує потужність сигналу від фону недоцільно. Потужність, з якою працюють більшість приймачів радіотелескопів, залежить від діапазону довжин хвиль, площі телескопа та смуги частот і лежить в межах $W \sim 10^{-15} \div 10^{-20}$ Вт.

Точність вимірювання потоку випромінювання від космічного джерела, або його ефективної температури визначається формулою 3.35, яка дає середньоквадратичну величину флуктуацій власних шумів радіотелескопа. Зрозуміло, що шумова температура приймача має бути не більша за шумову температуру антени і лінії зв'язку (формула 3.36). Можна зменшити шумові властивості радіотелескопів, вибираючи оптимальні характеристики вузлів та охолоджуючи критичні елементи приймача чи опромінювача, однак, ми не в змозі змінити потужність фонового випромінювання на тлі якого ведуться спостереження космічних джерел (рис. 73).

Для декаметрового діапазону основним джерелом шумів є атмосферики. В метровому – нетеплове випромінювання Галактики. Найменша потужність шумів фону в дециметровому діапазоні. В залежності від діапазону потрібно і підбирати шумові властивості приймальної апаратури. Наприклад, немає сенсу будувати в метровому діапазоні дуже чутливу апаратуру, оскільки фонові космічні шуми досить значні.

Вимоги до приймачів:

1. Максимальна чутливість в обраному діапазоні.

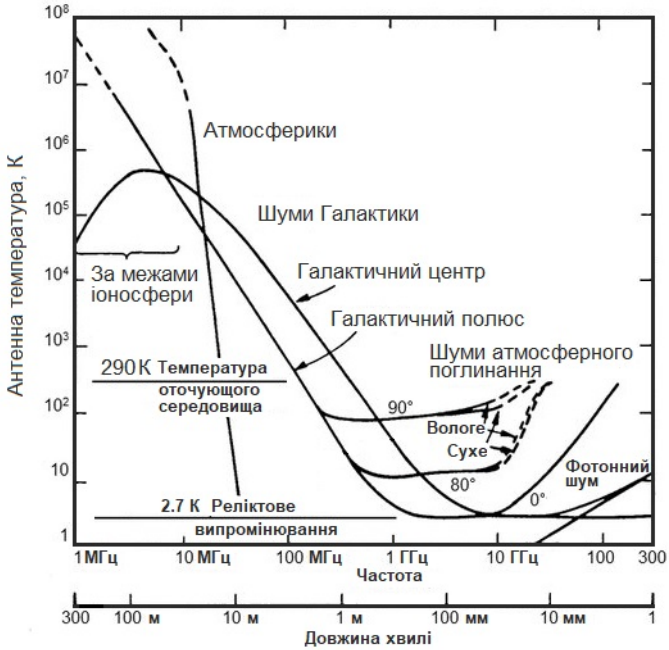

Рис. 73: Фонові *космічні шуми*: антенна температура в залежності від частоти (довжини хвилі). Наведені криві фонового випромінювання для різних положень головного головного пелюстка антени (зенітний кут 0°, 80° та 90°). Шуми атмосферного поглинання приведені для сухого та вологого повітря.

2. Висока стабільність параметрів приймача.

3. Широка смуга частот прийому.

На відміну від більшості приймачів в інших галузях науки та техніки, астрономічний приймач не повинен вносити неконтрольованих змін в сигнал, отже шумова температура має бути максимально сталою, смуга частот та коефіцієнт підсилення не повинні змінюватись. Все це потрібно, щоб зміни характеристик приймача не були сприйняті як поведінка досліджуваного джерела.

Приймачі прямого підсилення

Історично, в 40-х – 60-х роках XX століття для діапазону мм і см хвиль використовувалися *приймачі прямого підсилення*, тобто підсилювався високочастотний сигнал від антени на частоті прийому і відразу детектувався, далі підсилення здійснювалось на низькій частоті до рівнів сигналу, достатніх для роботи системи реєстрації. В приймачах прямого підсилення забезпечується широка смуга частот, що еквівалентно збільшенню чутливості приймача при реєстрації шумоподібних сигналів. Іноді, виходячи з невисоких шумових характеристик тогочасних підсилювачів високих частот з одного боку, та низького рівня фонового випромінювання в см діапазоні з іншого боку, було доцільно використовувати *детекторний приймач* – високочастотний сигнал від антени відразу детектувався і подальша його обробка здійснювалась на низьких частотах. При цьому досить просто забезпечувалась ще ширша смуга частот прийому (порівняно з приймачами прямого підсилення), а отже, і висока чутливість до широкосмугових шумоподібних сигналів, які випромінюють більшість космічних джерел.

Супергетеродинний приймач

На сьогодні, класичним радіоастрономічним приймачем є *супергетеродинний приймач* (рис. 74). В супергетеродинному приймачі основне підсилення сигналу та обмеження смуги частот здійснюється на проміжній частоті, яка утворюється внаслідок змішування частоти сигналу від антени з частотою місцевого генератора – гетеродина на нелінійному елементі, наприклад, на напівпровідниковому діоді.

Вхідний контур (ВК) складається із пасивних елементів і виділяє необхідну смугу частот $\Delta\nu_{\text{ВЧ}}$. Далі сигнал підсилюється *підсилювачем високих частот* (ПВЧ), основними характеристиками якого є: шумова температура, коефіцієнт підси-

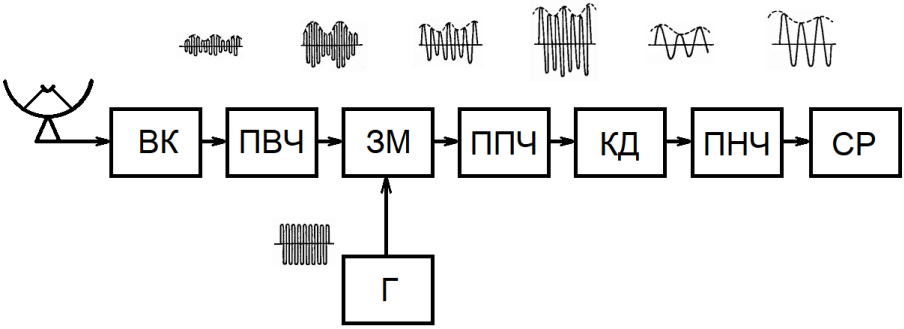

Рис. 74: Схема супергетеродинного приймача.

лення (зазвичай $G_{\text{ВЧ}} \sim 15 \div 30$ дБ), смуга частот. Згідно формули 3.38 ПВЧ в найбільшій мірі визначає шумові характеристики радіоастрономічного приймача в цілому, тому в якості активних елементів в них використовують малошумлячі високочастотні транзистори, охолоджувані параметричні підсилювачі, квантові генератори (мазери) в режимі підсилювача.

Гетеродин (Г), місцевий генератор малої потужності, який генерує стабільну частоту $\nu_{\text{Г}}$. В якості гетеродинів використовують кварцеві генератори або мазери, необхідна частота отримується за допомогою множення вихідної частоти. Коефіцієнт множення підбирається так, щоб різниця частот сигналу і гетеродина (або навпаки) дорівнювала значенню проміжної частоти: $\nu_{\text{ПЧ}} = \nu_{\text{С}} - \nu_{\text{Г}}$. Проміжна частота – результат змішування сигналу від антени з частотою $\nu_{\text{С}}$ та коливань з гетеродина з частотою $\nu_{\text{Г}}$ на нелінійному елементі – змішувачі частот (ЗМ). В спектрі частот змішувача є різні гармоніки – різницеві і сумарні, за допомогою коливального контура вибирають найбільш потужну розраховану проміжну частоту (як правило лежить в діапазоні $30 \div 150$ МГц), на якій і працює *підсилювач проміжної частоти* (ППЧ). ППЧ здійснює основне підсилення (зазвичай $G_{\text{ППЧ}} \sim 80 \div 90$ дБ), і формує смугу пропускання

приймача.

Квадратичний детектор (КД), детектує сигнал ПЧ з виходу ППЧ, вихідний сигнал детектора пропорційний потужності сигналу ПЧ:

$$V_D \sim V_{\text{ПЧ}}^2 \sim W_{\text{ПЧ}}.$$

Низькочастотний сигнал з виходу детектора підсилюється за допомогою підсилювача низької частоти (ПНЧ) до рівня, оптимального для роботи *системи реєстрації* інформації з радіотелескопа (СР). В якості системи реєстрації зараз використовують комп'ютери з відповідним записом інформації на носії – магнітні, оптичні, магнітооптичні, тощо.

ППЧ є основою супергетеродинного приймача – він має забезпечувати стабільність коефіцієнта підсилення і характеристик смуги пропускання. Для зміни робочого діапазону частот змінюють ВК і ПВЧ на відповідну середню частоту сигналу, при цьому, очевидно доведеться змінити і частоту гетеродина, щоб ПЧ залишилась незмінною.

Розроблено *двоканальний супергетеродинний приймач*, в якому не використовуються ВК і ПВЧ, а сигнал від антени відразу подається на змішувач. Неважко зрозуміти, що в такому варіанті ППЧ буде підсилювати сигнали як по основному каналу ($\nu_{\text{С}} - \nu_{\Gamma}$), так і по "дзеркальному" ($\nu_{\Gamma} - \nu_{\text{С}}$), отже смуга частот у високочастотній області подвоїться і для шумоподібних сигналів подвоїться і потужність вхідного сигналу.

Компенсаційний приймач

На вході приймача маємо корисний сигнал разом з шумом, які разом підсилюються. Отже на реєстраторі буде велике абсолютне значення сумарного сигналу, на фоні якого необхідно виявити спостережуваний сигнал. Тому часто перед реєстратором ставлять зміщувач, який фактично зміщує нуль-пункт до зручного для системи реєстрації значення. Такий зміщувач дозволяє зменшити кількість розрядів на АЦП системи реєстра-

ції. В цьому і полягає основна ідея *компенсаційного приймача*, коли ми просто віднімаємо від підсиленого сигналу деяку сталу величину перед його зчитуванням.

Однією з основних проблем радіоастрономічних приймачів є дрейф коефіцієнта підсилення $G_{\text{ВЧ}}$. І очевидно, чим довший час спостережень, тим менша стабільність $G_{\text{ВЧ}}$. Спектрограма зміни коефіцієнта підсилення для різних типів джерел живлення показує, що навіть найкращі акумуляторні джерела живлення не забезпечують високої стабільності $G_{\text{ВЧ}}$ на інтервалах часу більше секунд.

Таким чином, зміна коефіцієнта підсилення впливає на точність визначення густини потоку випромінювання, і як наслідок, температури джерела. Формула 3.35 з врахуванням дрейфу коефіцієнтів підсилення буде мати вигляд:

$$\Delta T_{\text{сер. кв.}} = k_s T_{\text{сист}} \sqrt{\frac{1}{\Delta\nu_n tn} + \frac{\Delta G}{G}} \tag{5.2}$$

і доданок $\dfrac{\Delta G}{G}$ буде давати досить значний внесок і фактично обмежувати точність вимірювань.

Модуляційний приймач Дікке

Зменшити вплив флуктуацій коефіцієнта підсилення приймача G можна скоротивши час спостережень так, щоб коефіцієнт підсилення приймача можна було вважати незмінним.

Головна ідея *приймача Дікке* полягає в тому, що вхідний каскад приймача швидко перемикається між антеною та високо стабільним еквівалентом (Екв). На рис. 75 наведена структурна схема приймача Дікке.

ГОН – генератор опорної напруги, видає опорну частоту ν_m, яка керує перемикачем, видає найчастіше меандр або синусоїдальний сигнал.

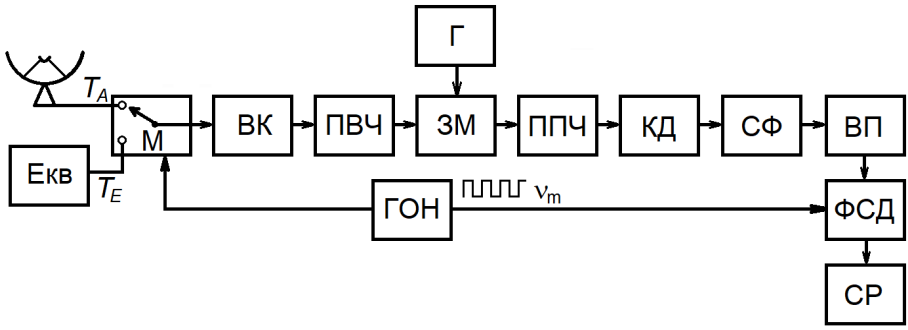

Рис. 75: Схема модуляційного приймача Дікке.

СФ – смуговий фільтр, використовується досить часто, щоб вирізати лише частоти, близькі до ν_m, щоб зменшити вплив шумів на інших частотах

ВП – відеопідсилювач, працює у широкій смузі частот, як правило від 0 до $10\nu_m$.

ФСД – фазовий синхронний детектор.

Перемикач модулятора (М) працює на частоті ν_m, в якості перемикача використовують багатошарові діоди Шотккі або варикапи.

Коли перемикач увімкнутий на антену, то напруга на виході детектора $V_{AD} = C_1 k T_A G_{\text{ВЧ}}$ (якщо не враховувати шумову температуру самого приймача), а коли увімкнемо на еквівалент $V_{ED} = C_1 k T_E G_{\text{ВЧ}}$, де коефіцієнт пропорційності C_1 – визначається властивостями приймача. Сконструюємо фазовий синхронний детектор таким чином, щоб знаходилась різниця сигналів V_{AD} та V_{ED}, тоді на виході приймача буде

$$V_{\text{вих}} \sim k(T_A - T_E)G_{\text{ВЧ}}. \tag{5.3}$$

Таким чином, для модуляційного детектора точність визначається вже формулою:

$$\Delta T_{\text{сер. кв.}} = \frac{k_s T_{\text{сист}}}{\sqrt{\Delta\nu_n tn}} + \sqrt{\frac{\Delta G}{G}}(T_A - T_E). \qquad (5.4)$$

На практиці намагаються підібрати температуру еквівалента T_E близьку до температури антени T_A, і отримаємо точності $\Delta T_{\text{сер. кв.}} \approx 10^{-3} \div 10^{-4}$.

Модуляційні приймачі дають можливість значно покращити чутливість системи, але головним їх недоліком є низька ефективність, оскільки за допомогою них ведеться спостереження об'єкта лише половину часу, а інша половина йде на спостереження еквівалента. Тому інколи використовують *двомодуляційні приймачі Грахама*. Основна ідея приймача Грахама полягає в тому, щоб використовувати два приймачі, коли один міряє еквівалент, то інший під'єднаний до антени і навпаки. Тепер вже буде відбуватись взаємне перемикання приймачів з частотою ν_m.

Нульовий приймач Дікке

Розглянемо модуляційний приймач Дікке в якому є можливість керувати температурою еквівалента (рис. 76). Система керування (СК), встановлює температуру еквівалента T_E рівною антенній температурі T_A – фактично компенсує сигнал з антени. В такому разі мірою потужності вхідного сигналу буде показник T_E. Система реєстрації буде знімати відліки з каліброваного еквівалента.

Для боротьби з шумами часто використовується дві антени, одна спрямована на джерело, а інша на фон поряд, сигнал з останньої і грає роль калібрувального. Для параболічних антен береться два опромінювачі, які розташовані поряд у фокусі, і мають відповідно дещо різні діаграми спрямованості. В метровому діапазоні, де використовуються півхвильові вібратори, вмикають антени у фазі чи противофазі, і отримують дещо різні діаграми спрямованості, але в такому разі частина

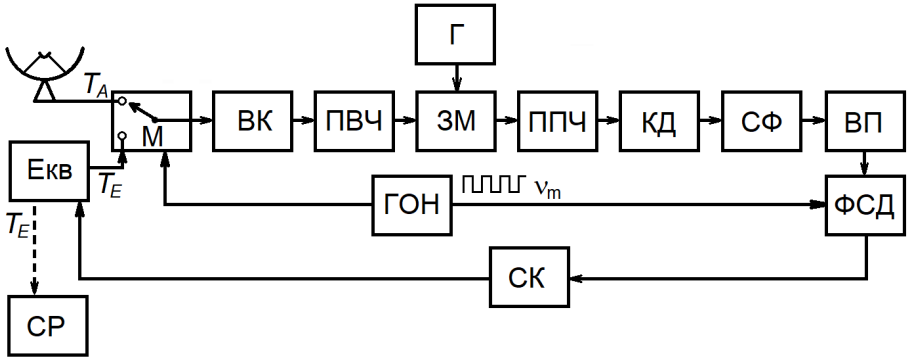

Рис. 76: Схема нульового приймача Дікке.

часу спостерігаємо джерело, а іншу – фон поряд, за рахунок зміни діаграми спрямованості.

Отже, модуляційні приймачі можуть компенсувати зміну коефіцієнта підсилення і за рахунок цього на два-три порядки підняти чутливість. Недоліком модуляційних приймачів є необхідність еквівалента, який має бути досить стабільним.

Інколи в ролі стандарту, особливо в метровому діапазоні використовують добре досліджені космічні радіоджерела.

В метровому діапазоні в якості лабораторного еквівалента використовуються газорозрядні лампи, які розміщують в резонаторах і за допомогою хвилеводів направляють до приймачів. Інколи лампи замінюються вакуумними діодами. Стандартні температури які отримуються складають $\approx 10 \div 1000$ K. При цьому потрібно стабілізувати джерела живлення для ламп чи діодів.

В сантиметровому та міліметровому діапазоні використовуються металокерамічні стандарти, які розігріваються до певної температури, фактично модель абсолютно чорного тіла. Загалом такі еквіваленти – це спеціальні багатошарові конструкції, де зовнішній кожух розігрівається до певної температури, близької до $T_{\text{стандарта}}$, щоб внутрішня, стабільна частина зна-

ходилась в середовищі з ізотропним поглинанням навколо.

В цілому абсолютні вимірювання в радіоастрономії, як і загалом в астрономії, виконують не часто, через велику складність процесу вимірювання.

Коефіцієнти чутливості розглянутих типів приймачів наведені в таблиці 5.1.

Таблиця 5.1. Коефіцієнт чутливості k_s для різних типів приймачів

Назва	k_s
Ідеальний	1
Модуляційний	меандр - 2, синус - 2.2
Двомодуляційний	меандр - 1.41, синус - 1.50
Кореляційний	1.41

Радіоспектрографи

Частина космічних джерел випромінює в лініях – випромінювання атомарного водню на довжині хвилі $\lambda = 21$ см, випромінювання гідроксилу OH на довжині хвилі $\lambda = 18$ см, мазерні радіолінії атомів і молекул. Для детального вивчення спектрів астрономічних об'єктів використовують спектральні приймачі. Виділяють три типи астрономічних радіоспектрографів: класичні фільтрові, акусто-оптичні та кореляційні або ж Фур'є спектрометри (за аналогією з оптичним діапазоном).

Фільтровий радіоспектрограф є звичайним супергетеродинним приймачем, але після змішувача використовується паралельно багато, до декількох десятків підсилювачів проміжної частоти з вузькими смугами пропускання. Всі підсилювачі мають однаковий коефіцієнт підсилення і однакову ширину смуг пропускання, сусідні смуги майже не перекриваються, роздільна здатність по частоті визначається шириною смуги пропускання кожного каналу $\Delta\nu_{\text{ПЧ}}$. Виходи каналів дають дискретну багатоточкову апроксимацію спектра радіоджерела.

Акусто-оптичні спектрометри використовують для аналізу спектру радіочастот метод створення в нелінійному оптичному кристалі багатопараметричної брегівської дифракційної гратки акустичними хвилями, що генеруються пьєзоелементом, підключеним до виходу приймача. Кристал освітлюється когерентним випромінюванням лазера і на виході будемо мати дифракційні максимуми світла, положення яких залежить від частоти даної гармоніки в спектрі сигналу, а інтенсивність – від її потужності. Не зважаючи на реалізацію цього методу, більш перспективним є використання цифрових технологій аналізу спектрів.

Принцип роботи цифрового *Фур'є спектрометра* полягає в переведенні досліджуваного сигналу методом гетеродинування з діапазону радіочастот в "низькі" частоти $\Delta\nu = 0 \div \nu_{max}$, його оцифруванню за допомогою високошвидкісного АЦП ($\nu_{\text{оц}} \geq \nu_{max}$), потім за алгоритмом швидкого Фур'є перетворення обчислюється спектр сигналу. Метод стає популярним завдяки швидкому розвитку цифрової техніки і росту швидкодії комп'ютерів.

Сонячні радіоспектрографи

Великий інтерес до вивчення спорадичних явищ на Сонці спонукав дослідників створювати спеціальні радіоспектрографи. Досить велика потужність сонячних радіосплесків дещо спрощувала цю задачу. Використовуються спектрографи зі скануванням частоти і багатоканальні. Сканування частоти здійснюється зміною частоти гетеродина, як правило, за лінійним законом з частотою десятки Гц. На виході спектрографа отримують *динамічний спектр* – 3D графік: частота по осі ординат, час – по осі абсцис, потужність випромінювання модулює яскравість точки, зараз частіше модулюється кольором.

Багатоканальні спектрографи мають чутливість набагато вищу, ніж скануючі, внаслідок того, що в них весь спектр ви-

мірюється одночасно, тоді як в скануючих – в кожен момент часу вимірюється лише одна точка спектрограми (принцип, в оптичній спектроскопії відомий як "виграш Фелджета"). Сучасні радіоспектрографи мають 252 і більше спектральних каналів, високу роздільну здатність по часу $\tau \sim 10^{-3}$ с, маючи в той же час можливість накопичувати сигнал в окремих спектральних каналах.

Поляризація випромінювання та антен

Розглянемо плоску електромагнітну хвилю, яка поширюється вздовж осі z. Тоді її можна описати за допомогою рівнянь для напруженості електричного та магнітного поля:

$$\begin{aligned} \vec{E}(t) &= \vec{E}_0 e^{j(\omega t - \beta z)}, \\ \vec{H}(t) &= \vec{H}_0 e^{j(\omega t - \beta z)}. \end{aligned} \tag{6.1}$$

Електричне та магнітне поле пов'язані наступним співвідношенням: $\vec{E} \cdot \vec{H} = 0$. Історично так склалось, що параметри хвилі частіше розглядаються через поведінку вектора напруженості електричного поля $\vec{E}$. Отже розглянемо рух кінця вектора $\vec{E}(t)$ в площині, яка рухається разом з хвилею вздовж осі z – у *супутній площині*. Крива, яку описує $\vec{E}(t)$ в супутній площині називається годографом. Якщо годограф має певну функціональну залежність, то кажуть, що випромінювання є поляризованим, або має *поляризацію*. У хаотично поляризованого випромінювання немає закону зміни годографа, таке випромінювання називають неполяризованим.

Поляризоване випромінювання можна поділити на наступні типи:

1. Лінійна поляризація.
2. Колова поляризація.
3. Еліптична поляризація.
4. Складна, коливання з поляризацією простого типу, модулюється складним чином, наприклад змінюється частота з часом.

Розглянемо загальний випадок, коли хвиля поляризована еліптично. Тоді виходячи з (6.1) в супутній площині компоненти вектора напруженості електричного поля будуть себе вести згідно закону:

$$\begin{aligned} E_x(t) &= E_{0x} \sin(\omega t), \\ E_y(t) &= E_{0y} \sin(\omega t + \delta), \end{aligned} \tag{6.2}$$

де δ різниця фаз між $E_x(t)$ та $E_y(t)$. Також вводиться деяка лабораторна система координат, яка задає напрями осей x та y (рис. 77). Слід розуміти, що осі x та y часто пов'язані з положенням опромінювача в антені, наприклад ми можемо задати вісь x вздовж диполя опромінювача.

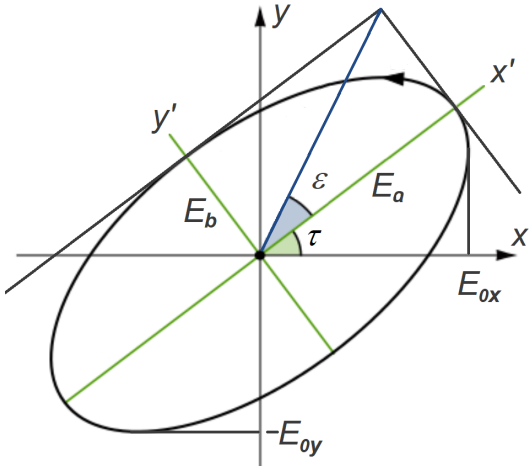

Рис. 77: Еліпс поляризації.

Позбавимось змінної часу t в системі 6.2. Тоді отримаємо:

$$\frac{E_y(t)}{E_{0y}} - \frac{E_x(t)}{E_{0x}}\cos\delta = \sqrt{1 - \left(\frac{E_x(t)}{E_{0x}}\right)^2}\sin\delta,$$

піднесемо до квадрату праву та ліву частини та перенесем доданки з напруженістю електричного поля вліво:

$$\frac{E_x^2(t)}{E_{0x}\sin^2\delta} - \frac{2E_x(t)E_y(t)\cos\delta}{E_{0x}E_{0y}\sin^2\delta} + \frac{E_y^2(t)}{E_{0y}\sin^2\delta} = 1.$$

Введемо нові параметри:

$$a = \frac{1}{E_{0x}\sin^2\delta},\ b = \frac{2\cos\delta}{E_{0x}E_{0y}\sin^2\delta},\ c = \frac{1}{E_{0y}\sin^2\delta}, \tag{6.3}$$

отримаємо рівняння еліпса поляризації:

$$aE_x^2(t) - bE_x(t)E_y(t) + cE_y^2(t) = 1. \tag{6.4}$$

Загалом параметри a, b, c можуть бути характеристиками поляризації випромінювання, оскільки за допомогою них можна однозначно відновити годограф. Але на практиці таким підходом не користуються. Рівняння еліпса (6.4) можна привести до канонічної форми повернувши систему координат на деякий кут τ:

$$E_{x'} = E_x \cos\tau + E_y \sin\tau,$$
$$E_{y'} = -E_x \sin\tau + E_y \cos\tau.$$

При цьому рівняння еліпса поляризації буде мати вигляд:

$$\frac{E_{x'}^2(t)}{E_a^2} + \frac{E_{y'}^2(t)}{E_b^2} = 1.$$

Кут τ визначається рівнянням $\mathrm{tg}(2\tau) = 2\dfrac{E_{0x}E_{0y}}{E_{0x}^2 - E_{0y}^2}\cos\delta$ і характеризує положення нашої системи координат, пов'язаної з антеною відносно поляризованого випромінювання, і є кутом повороту нашого опромінювача (осі x) до великої піввісі еліпса поляризації, $0 \le \tau \le \pi$. Якщо ввести кут γ згідно рівняння $\mathrm{tg}\gamma = \dfrac{E_{0y}}{E_{0x}}$, $(0 \le \gamma \le \pi)$, то зв'язок між кутами γ та τ буде через різницю фаз: $\mathrm{tg}(2\tau) = \mathrm{tg}(2\gamma)\cos\delta$.

Для характеристики форми еліпса вводять параметр ε :

$$\mathrm{tg}\varepsilon = \pm\frac{E_b}{E_a}, -\frac{\pi}{4} \le \varepsilon \le \frac{\pi}{4}.$$

Знак '+' біля ε відповідає правій поляризації, '–' – лівій. Таким чином можна характеризувати поляризацію випромінювання за допомогою параметра сплюснутості еліпсу поляризації ε і поворотом головної осі відносно заданої лабораторної системи координат τ. Іншим підходом може бути використання

двох кутів: γ, що характеризує відношення спостережуваних амплітуд взаємоперпендикулярних компонент та δ – різниця фаз між цими компонентами. Третім незалежним параметром може бути густина потоку випромінювання S. Вищевказані параметри дозволяють однозначно відновити положення вектора електричного поля.

Розглянемо граничні випадки:

1. Лінійна поляризоване випромінювання, $E_b = 0$, $\varepsilon = 0$.

2. Колова поляризація: $E_a = E_b$, $\varepsilon = \pm\dfrac{\pi}{4}$.

Будь яку еліптично поляризовану хвилю можна представити як суперпозицію двох лінійно поляризованих хвиль (рівняння 6.2). Разом з тим еліптично поляризовану хвилю можна також представити як суму двох циркулярно поляризованих хвиль з різною амплітудою та деякою різницею фаз δ':

$$\begin{aligned} E_R(t) &= E_{0R} e^{j\omega t}, \\ E_L(t) &= E_{0L} e^{-j(\omega t + \delta')}. \end{aligned} \tag{6.5}$$

Лінійно поляризовані компоненти можна представити через циркулярно поляризовані:

$$\begin{aligned} E_x(t) &= \mathrm{Re}\{E_R(t) + E_L(t)\}, \\ E_y(t) &= \mathrm{Im}\{E_R(t) + E_L(t)\}. \end{aligned}$$

Параметри Стокса

В системі телескопа ми реєструємо густину потоку випромінювання

$$S = S_x + S_y = \frac{\mid E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \mid}{Z_0}, \tag{6.6}$$

де $Z_0 = \sqrt{\dfrac{\varepsilon}{\mu}}$ – хвильовий опір вільного простору (вакууму).

Джордж Стокс у 1852 році запропонував, як характеристику поляризованого випромінювання використовувати наступні

параметри:

$$I = S_x + S_y = \frac{E_{0x}^2}{Z_0} + \frac{E_{0y}^2}{Z_0} = S, \tag{6.7}$$

$$Q = S_x - S_y = \frac{E_{0x}^2}{Z_0} - \frac{E_{0y}^2}{Z_0} = S\cos(2\varepsilon)\cos(2\tau), \tag{6.8}$$

$$U = (S_x - S_y)tg(2\tau) = 2\frac{E_{0x}E_{0y}}{Z_0}\cos\delta = S\cos(2\varepsilon)\sin(2\tau), \tag{6.9}$$

$$V = (S_x - S_y)tg(2\varepsilon)\sec(2\tau) = 2\frac{E_{0x}E_{0y}}{Z_0}\sin\delta = S\sin(2\varepsilon). \tag{6.10}$$

Тому параметри поляризації випромінювання введені формулами 6.7-6.10 прийнято називати параметрами Стокса. Параметри Стокса Q, U та V виступають у ролі компонент деякого вектора, кутові координати якого, у сферичній системі, задаються кутами 2ε та 2τ, як це видно з рівнянь 6.8-6.10. Для повністю поляризованого випромінювання чотири параметри Стокса не є незалежними, взаємозв'язок між ними задається формулою:

$$I = \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}. \tag{6.11}$$

Розглянемо граничні випадки:

1. Ліва колова поляризація: $S_x = S_y$, $\varepsilon = \frac{\pi}{4}$, $I = S$, $Q = 0$, $U = 0$, $V = S$.

2. Права колова поляризація: $S_x = S_y$, $\varepsilon = -\frac{\pi}{4}$, $I = S$, $Q = 0$, $U = 0$, $V = -S$.

3. Лінійна поляризація, вздовж деякої осі x: $S = S_x$, $S_y = 0$, $\varepsilon = 0$, $I = S$, $Q = S$, $U = 0$, $V = 0$.

При спостереженні поляризованого випромінювання за допомогою лише напівхвильових диполів в загальному випадку не можна відрізнити колову поляризацію від неполяризованого випромінювання (відгуки звичайних дипольних антен на циркулярно поляризовану і неполяризовану хвилі будуть однакові незалежно від орієнтації диполя). Тому для спостереження колової поляризації використовують спіральні антени, які

мають форму гвинтової лінії. При цьому фактично визначаємо E_R та E_L в залежності від того, спіральна антена за годинниковою чи проти годинникової стрілки.

В такому випадку параметри Стокса будуть визначатись згідно формул:

$$I = \frac{E_{0R}^2 + E_{0L}^2}{Z_0}, \tag{6.12}$$

$$Q = \frac{2E_{0R}E_{0L}}{Z_0}\cos\delta', \tag{6.13}$$

$$U = \frac{2E_{0R}E_{0L}}{Z_0}\sin\delta', \tag{6.14}$$

$$V = \frac{E_{0R}^2 - E_{0L}^2}{Z_0}. \tag{6.15}$$

В загальному випадку випромінювання є частково поляризованим, і в такому випадку формула 6.11 має бути переписаною у вигляді:

$$I = S = S_x + S_y \geq \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}.$$

Тому вводять *ступінь поляризації* випромінювання:

$$p = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I}. \tag{6.16}$$

Ступінь поляризації може змінюватись у межах: $0 \leq p \leq 1$. Інколи вводять ступінь колової поляризації:

$$p_c = \frac{\mid V \mid}{I} = \mid \sin(2\varepsilon) \mid .$$

Параметри Стокса для випромінювання зручно представляти на *сфері Пуанкаре* (рис. 78), на якій кожна точка задає деяку поляризацію, в координатах QUV. Радіус сфери рівний I. В цілому на сфері полюси відповідають коловій поляризації, екватор – лінійній поляризації. Усі інші точки характеризують

еліптично поляризоване випромінювання. У сферичній системі координат кути, що відповідають радіус-вектору для точки на сфері Пуанкаре рівні 2ε та 2τ.

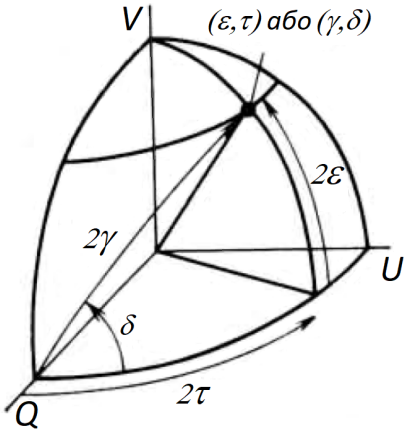

Рис. 78: Сфера Пуанкаре.

Відгук антени на поляризоване випромінювання

В загальному випадку випромінювання є частково поляризованим:

$$I = S_u + S_p,$$

де S_u – неполяризована, S_p – поляризована складові. В системі координат телескопа отримаємо:

$$I = S_u + S_{px} + S_{py}.$$

Ступінь поляризації в такому випадку буде визначатись формулою:

$$p = \frac{S_p}{S} = \frac{I - S_u}{S},$$

а інші параметри Стокса, через поляризовані компоненти випромінювання

$$Q = S_{px} - S_{py},$$
$$U = (S_{px} - S_{py})\,\mathrm{tg}(2\tau),$$
$$V = (S_{px} - S_{py})\,\mathrm{tg}(2\varepsilon)\sec(2\tau).$$

Також слід врахувати, що реально випромінювання не може бути монохроматичним. У квазімонохроматичному випромінюванні присутні хвилі різних, але близьких частот. В частково поляризованому квазімонохроматичному випромінюванні параметри Стокса вводяться вже, як усереднення миттєвих значень амплітуд.

Введемо *нормалізовані параметри Стокса* для некогерентного випромінювання:

$$\begin{aligned} s_0 &= \frac{I}{S}, \\ s_1 &= \frac{Q}{S} = \langle \cos(2\varepsilon)\cos(2\tau)\rangle, \\ s_2 &= \frac{U}{S} = \langle \cos(2\varepsilon)\sin(2\tau)\rangle, \\ s_3 &= \frac{V}{S} = \langle \sin(2\varepsilon)\rangle. \end{aligned} \tag{6.17}$$

Кутові дужки означають усереднення за деякий час, оскільки в реальних умовах завжди є деяке усереднення на радіоастрономічних приймачах. Для монохроматичної хвилі усереднення не потрібно. Перший параметр $s_0 = 1$, і його замінює фактично густина потоку поляризованого випромінювання. Нормалізовані параметри Стокса часто представляють у вигляді вектора чотиривимірного простору:

$$S\langle s_i\rangle = S\begin{bmatrix} s_0 \\ s_1 \\ s_2 \\ s_3 \end{bmatrix}. \tag{6.18}$$

Приклади вектора Стокса для різних типів поляризації випромінювання:

Горизонтальна поляризація:

$$\begin{bmatrix}1\\1\\0\\0\end{bmatrix}$$

Вертикальна поляризація:

$$\begin{bmatrix}1\\-1\\0\\0\end{bmatrix}$$

Лінійна поляризація під кутом 45°:

$$\begin{bmatrix}1\\0\\1\\0\end{bmatrix}$$

Ліва колова поляризація:

$$\begin{bmatrix}1\\0\\0\\-1\end{bmatrix}$$

Права колова поляризація:

$$\begin{bmatrix}1\\0\\0\\1\end{bmatrix}$$

Неполяризоване випромінювання:

$$\begin{bmatrix}1\\0\\0\\0\end{bmatrix}$$

Для частково-поляризованого випромінювання після виділення поляризованої складової отримаємо:

$$S\langle s_i\rangle = S\begin{bmatrix}1-p\\0\\0\\0\end{bmatrix} + S\begin{bmatrix}p\\p\cos(2\varepsilon)\cos(2\tau)\\p\cos(2\varepsilon)\sin(2\tau)\\p\sin(2\varepsilon)\end{bmatrix}. \tag{6.19}$$

По аналогії з характеристиками поляризації випромінювання, для антен можна ввести подібну характеристику $M_a(\varepsilon,\tau)$, яка буде описувати поляризацію антени. Це фактично опис поляризації випромінювання, яке може генерувати антена. Коли антена працює на прийом, то випромінювання з поляризацією, яка збігається з поляризацією антени, буде сприйматись найбільш ефективно. Напруга, яка буде зніматись з антени при реєстрації деякого поляризованого випромінювання:

$$U_a = EL\cos\frac{MM_a}{2}, \tag{6.20}$$

де MM_a – дуга великого кола на сфері Пуанкаре між точками

які описують поляризацію випромінювання $M(\varepsilon, \tau)$ та поляризацію антени $M_a(\varepsilon, \tau)$.

По аналогії з характеристикою випромінювання, можна ввести *вектор поляризації антени*:

$$A_{\text{еф}}\langle a_i \rangle = A_{\text{еф}} \begin{bmatrix} a_0 \\ a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{bmatrix}, \tag{6.21}$$

де коефіцієнти a_i характеризують поляризацію електромагнітної хвилі, яку випромінює антена, $A_{\text{еф}}$ – ефективна площа антени.

Ступінь поляризації через нормалізовані параметри Стокса згідно 6.16 та 6.17 буде мати вигляд:

$$p = \sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2}. \tag{6.22}$$

Спектральна потужність, яка приймається антеною у максимумі діаграми спрямованості, таким чином буде визначатись:

$$w_\nu = \frac{1}{2} S A_{\text{еф}} [\tilde{a}_i][s_i] = \frac{1}{2} S A_{\text{еф}} \sum_{i=0}^{3} a_i s_i = \frac{1}{2} S A_{\text{еф}} (1 + p \cos M M_a). \tag{6.23}$$

Знак тильди означає транспонований вектор $[a_i]$. Перейшовши до косинуса половинного кута отримаємо:

$$w_\nu = \frac{1}{2} S A_{\text{еф}} (1 - p) + p S A_{\text{еф}} \cos^2 \frac{M M_a}{2}, \tag{6.24}$$

отже, спектральна потужність, яка приймається антеною буде складатись з двох доданків: неполяризованого (подібна до введеного згідно формули 1.6) та поляризованого, яка буде враховувати ступінь сприйняття антеною поляризованого випромінювання.

Для зручності опису поляризації вводять *матрицю когерентності* – комплексна матриця 2×2, елементи якої можна визначити через нормалізовані параметри Стокса, наприклад:

$$\begin{aligned} S[s_{ij}] &= \frac{1}{2}\begin{bmatrix} (s_0+s_1) & (s_2-js_3) \\ (s_2-js_3) & (s_0-s_1) \end{bmatrix}, \\ A_{\text{еф}}[a_{ij}] &= \frac{1}{2}\begin{bmatrix} (a_0+a_1) & (a_2-ja_3) \\ (a_2-ja_3) & (a_0-a_1) \end{bmatrix}. \end{aligned} \tag{6.25}$$

Таким чином поляризоване випромінювання можна характеризувати за допомогою параметрів Стокса, можна також подати як координати на сфері Пуанкаре $M(\varepsilon, \tau)$, за допомогою вектора Стокса (формула 6.19), існує ще й матричний опис (формалізм Джонса).

Спектральну потужність, що вимірюється антеною можна визначити як слід ($Trace$) матриці:

$$W = Trace\{A_{\text{еф}}[a_{ij}]S[s_{ij}]\}. \tag{6.26}$$

Розглянемо граничні випадки, з формул 6.19 та 6.25 легко отримати:

1. Повністю неполяризоване випромінювання $S[s_{ij}] = \frac{1}{2}\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$.

2. Права колова поляризація $S[s_{ij}] = \frac{1}{2}\begin{bmatrix} 1 & -j \\ j & 1 \end{bmatrix}$.

3. Ліва колова поляризація $S[s_{ij}] = \frac{1}{2}\begin{bmatrix} 1 & j \\ -j & 1 \end{bmatrix}$.

4. Лінійна вертикальна поляризація, зі ступенем поляризації $p = \frac{1}{3}$:

$$[s_i] = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1/3 \\ 0 \end{bmatrix}, \; S[s_{ij}] = \frac{1}{2}\begin{bmatrix} 1 & 1/3 \\ 1/3 & 1 \end{bmatrix}$$

.

При накладанні кількох хвиль, які поширюються в одному напрямку, матриця когерентності результуючої хвилі буде рівна сумі матриць когерентності відповідних складових. Матричний підхід зручний при розрахунку внеску інструментальної поляризації в складних системах, де кожний елемент дещо спотворює поляризацію вхідного випромінювання.

Коефіцієнт зв'язку хвилі з антеною $\mathcal{F}$, вводиться згідно формули:

$$W = A_{\text{еф}} S \mathcal{F}. \tag{6.27}$$

З врахуванням 6.24 легко знайти вираз для коефіцієнта зв'язку хвилі з антеною:

$$\mathcal{F} = \frac{1-p}{2} + p\cos^2\frac{MM_a}{2}. \tag{6.28}$$

Або, при матричному способі запису:

$$\mathcal{F} = \frac{1}{2}[\tilde{a}_i][s_i] = Trace\{[a_{ij}][s_{ij}]\}. \tag{6.29}$$

Очевидно, що для повністю неполяризованої електромагнітної хвилі коефіцієнт $\mathcal{F} = \dfrac{1}{2}$.

Приклад 6.1. Поляризоване випромінювання

На диполь (вектор поляризації антени $\langle a_i \rangle = \big[1, 1, 0, 0\big]$) та праву спіральну антени з ефективними площами $A_{\text{еф}} = 0.5$ м^2 падає радіохвиля з густиною потоку випромінювання $S = 1$ Ян. Яка буде густина потоку випромінювання подаватись на передавач, якщо параметри Стокса хвилі $\langle s_i \rangle = \big[1, 1/2, 1/2, 1/\sqrt{2}\big]$. Який коефіцієнт зв'язку хвилі з антенами?

Для правої спіральної антени вектор поляризації $\langle a_i \rangle = \big[1, 0, 0, 1\big]$. Скористаємося формулою 6.23 для пошуку спектральної потужності що приймається антенами та формулою 6.29 для визначення коефіцієнта зв'язку хвилі з антеною.

Для дипольної антени спектральна потужність $w_\nu = \dfrac{1}{2} S A_{\text{еф}} \sum\limits_{i=0}^{3} a_i s_i = 3.8 \cdot 10^{-27}$ Вт Гц$^{-1}$, коефіцієнт зв'язку $\mathcal{F} = \dfrac{1}{2}[\tilde{a}_i][s_i] = \dfrac{3}{4}$.

Для спіральної антени спектральна потужність $w_\nu = \frac{1}{2} S A_{\text{еф}} \sum\limits_{i=0}^{3} a_i s_i = 4.3 \cdot 10^{-27}$ Вт Гц$^{-1}$, коефіцієнт зв'язку $\mathcal{F} = \frac{1}{2}[\tilde{a}_i][s_i] = \frac{\sqrt{2}+1}{2\sqrt{2}} \approx 0.85$.

Практичні вимірювання параметрів поляризації

Як видно з формул 6.12-6.15 за допомогою двох спіральних антен, на яких вимірюються потоки $S_R = \frac{E_{0R}}{Z_0}$ та $S_L = \frac{E_{0L}}{Z_0}$, можна визначити параметри Стокса $I = S_R + S_L$ та $V = S_R - S_L$. Параметри Q та U визначити неможливо через невідоме значення різниці фаз δ'.

Якщо використовувати дві взаємно перпендикулярні дипольні антени (визначаємо лінійно поляризовані компоненти), то згідно формул 6.7-6.10 можна визначити параметри I та Q. Тепер розглянемо ситуацію, що ведуться спостереження лінійно-поляризованої хвилі з площиною поляризації під кутом $\pi/4$ до осі x (очевидно до осі y також). При цьому потужності, що знімаються з обох диполів W_x та W_y будуть однакові, теж саме буде спостерігатись і для спіральних антен $W_R = W_L$, тобто така лінійно поляризована хвиля не буде нічим відрізнятись від неполяризованого випромінювання. Отже для однозначного відновлення потрібно добавити ще диполь під кутом $\pi/4$.

Для вимірювання усіх параметрів Стокса може бути застосована методика з шістьма різними антенами: дві спіральні та дві пари взаємно перпендикулярних диполів, що повернуті на кут $\pi/4$ (рис. 79).

Якщо джерело не змінює поляризацію випромінювання впродовж деякого часу спостережень, то замість чотирьох дипольних антен можна використовувати одну, яку будемо повертати на $\frac{\pi}{4}$. Дві спіральні антени потрібні для реєстрації колової по-

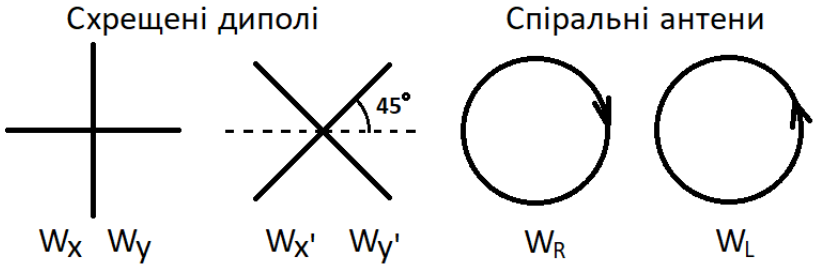

Рис. 79: Схематичне зображення антен для реєстрації поляризації випромінювання.

ляризації (параметра Стокса V), оскільки звичайний диполь не може відрізнити хаотично поляризовану хвилю від циркулярно поляризованої.

Ступінь лінійної поляризації можна визначити за вимірами першої чи другої антен:

$$p_l = \frac{W_x - W_y}{W_x + W_y},\ 0 \leq p_l \leq 1. \tag{6.30}$$

Ступінь колової поляризації легко визначається згідно виразу:

$$p_c = \frac{W_L - W_R}{W_L + W_R},\ 0 \leq p_c \leq 1. \tag{6.31}$$

Ступінь поляризації випромінювання можна буде знайти за формулою:

$$p = \sqrt{p_l^2 + p_c^2}. \tag{6.32}$$

Кожна з пар взаємно перпендикулярних диполів буде давати параметри Стокса, що відповідають формулам 6.7-6.10, відмінність буде у куті τ, який буде відрізнятись на $\pi/4$. Параметри I та V не будуть залежати від орієнтації пар диполів, а $Q' = U$, $U' = -Q$ із-за властивостей симетрії, де штриховані

індекси відповідають потужності з пари взаємно перпендикулярних диполів, що повернуті до першої пари диполів x,y.

Враховувавши цей факт, можна розрахувати нормалізовані параметри Стокса, визначивши їх просто з величин потужності, яка знімається з антен:

$$\begin{gathered} s_0 = \frac{W_x + W_y}{W_x + W_y} = \frac{W_{x'} + W_{y'}}{W_{x'} + W_{y'}} = \frac{W_L + W_R}{W_L + W_R}, \\ s_1 = \frac{W_x - W_y}{W_x + W_y}, \\ s_2 = \frac{W_{x'} - W_{y'}}{W_{x'} + W_{y'}}, \\ s_3 = \frac{W_L - W_R}{W_L + W_R}. \end{gathered} \tag{6.33}$$

Не нормалізовані параметри Стокса можна визначити з системи 6.33 просто прибравши знаменники у кожному з рівнянь.

З формул 6.33 видно, що кількість антен є надлишкова, на практиці частіше використовують лише чотири, які будуть міряти потужності $W_x, W_{x'}, W_L, W_R$. У такому випадку нормалізовані параметри Стокса будуть визначатись згідно формул:

$$\begin{gathered} s_0 = \frac{W_L + W_R}{W_L + W_R}, \\ s_1 = \frac{2W_x - W_L - W_R}{W_L + W_R}, \\ s_2 = \frac{2W_{x'} - W_L - W_R}{W_L + W_R}, \\ s_3 = \frac{W_L - W_R}{W_L + W_R}. \end{gathered} \tag{6.34}$$

Приклад антен, що вимірюють циркулярну поляризацію наведено на рис. 80. Спіральні антени можуть відрізнятись розмірами, кількістю спіралей, кроком спіралі, формою (бувають спіральні антени, конічні спіральні, подвійні конічні або складної форми), в залежності від потрібних характеристик – діаграми спрямованості, робочої смуги частот, тощо.

Рис. 80: Спіральні антени з лівою та правою поляризацією.

Оскільки повністю поляризоване випромінювання (коефіцієнт поляризації $p \approx 1$) не дуже часто зустрічається в природі, то поляризоване радіовипромінювання часто використовують у системах зв'язку з космічними апаратами, радіокеруванням обладнанням і тому подібне (для підвищення співвідношення сигнал/шум). При цьому циркулярно-поляризоване радіовипромінювання, на відміну від лінійно поляризованого, не потребує узгодження розташування площини поляризації між передавальною та приймальною антенами, що часто використовується на практиці (рис. 81).

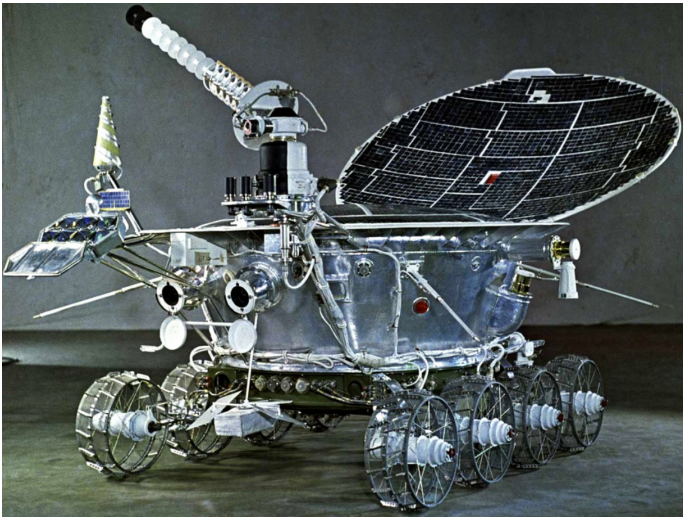

Рис. 81: Ровер Луноход-1 (1970) для зв'язку з центром керування використовував вузько-направлену антену (спіральна антена у верхній лівій частині фотографії) та широко-направлену антену (конічна спіральна антена, що направлена вгору, зліва від вузько-направленої антени).

Сонячна система

Радіовипромінювання Сонця

Сонце є найяскравішим небесним тілом в більшості діапазонів радіохвиль і лише певний збіг обставин та випадковість призвели до того, що випромінювання центральної частини Галактики було відкрите раніше за сонячне радіовипромінювання. Дослідження радіовипромінювання Сонця розширює наші знання про сонячну атмосферу та прояви сонячної активності – групи плям, спалахи, корональні конденсації та корональні викиди мас. Радіовипромінювання Сонця генерується в атмосфері, розташованій над фотосферою, в більшості випадків це теплове випромінювання плазми. Зважаючи на особливості поширення електромагнітних хвиль в плазмі, можемо стверджувати, що до спостерігача доходить випромінювання з областей, де частота радіохвилі вища за плазмову частоту і показник заломлення є дійсною величиною (дивись формулу 0.0). Концентрація електронів спадає з висотою над фотосферою Сонця, відома формула Баумбаха:

$$N_e(r) = 10^8 \left(0.036 \left(\frac{R_\odot}{r} \right)^{1.5} + 1.55 \left(\frac{R_\odot}{r} \right)^{6} + 2.99 \left(\frac{R_\odot}{r} \right)^{16} \right). \tag{7.1}$$

Формула 7.1 описує залежність концентрації N_e для усередненої сферично симетричної атмосфери, виведену за спостереженнями білої корони в оптиці – томпсонівське розсіяння світла фотосфери на вільних електронах. При цьому необхідно пам'ятати, що температура атмосфери Сонця зростає від нижньої хромосфери (близько 5000 K) до корони ($\sim 2 \cdot 10^6$ K). Отже хвилі різної довжини приходять з різних рівнів сонячної атмосфери: від фотосфери лише мм хвилі, від хромосфери – см (рис. 82), а для метрових хвиль прозора буде лише зовнішня корона. Звідси – розміри сонячного диска і його яскравістна

температура будуть зростати зі збільшенням довжини хвилі від мм до декаметрів.

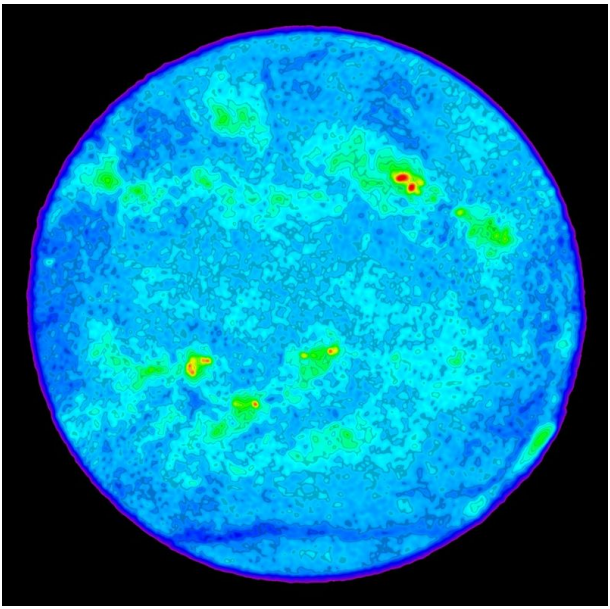

Рис. 82: Зображення Сонця на частоті 4.6 ГГц отримане за допомогою інтерферометра VLA (http://www.aoc.nrao.edu).

Історично склалось, що у радіовипромінюванні Сонця виділяють дві складові: *випромінювання спокійного Сонця*: B – компонент (англ. base component) і *випромінювання активного (збуреного) Сонця*. Випромінювання активного Сонця, в свою чергу, поділяють на *повільно змінний компонент*: S – компонент (slowly changing component,) та *спорадичне випромінювання (радіосплески)*, яке супроводжує спалахи, корональні викиди мас (КВМ, англ. coronal mass ejections – CME) та інші активні процеси в атмосфері. Насправді Сонце практично ніколи не буває спокійним і поділ на складові і компоненти є певною мірою абстракцією, яка дозволяє краще зрозуміти фі-

зику процесів. Крім того, в радіовипромінюванні можна виділити теплову та нетеплову складові. Теплове радіовипромінювання плазми, обумовлене зіткненнями електронів та іонів, що рухаються з тепловими швидкостями, визначає нижню межу інтенсивності радіовипромінювання спокійного Сонця. У разі випромінювання спокійного Сонця на сантиметрових хвилях яскравістна температура $T_b \sim 10^4$ K, а на метрових $T_b \sim 10^6$ K. Природно, що для теплового випромінювання величина T_b збігається з кінетичною температурою шару, звідки випромінювання виходить, якщо цей шар непрозорий для даного випромінювання ($\tau \geq 1$). Іноді використовують сонячну одиницю потоку радіовипромінювання 1 с.о.п. (англ.: solar flux unit – sfu) = 10^{-22} Вт м$^{-2}$Гц$^{-1}$, або 10^4 Ян.

Повільно змінний компонент – зміна інтенсивності радіовипромінювання Сонця на масштабах часу від годин до року, його пов'язують з активними областями – групами плям, факельними полями, еруптивними протуберанцями, корональними викидами мас та інше. Магнітні поля плям досягають висот хромосфери і нижньої корони, над активними областями часто утворюються *корональні конденсації* – області з підвищеною концентрацією електронів. Електрони плазми випромінюють не лише за рахунок зіткнень з протонами (гальмівне випромінювання), а стає істотним і циклотронне випромінювання теплових електронів в магнітних полях (магнітогальмівне випромінювання). Повільно змінний компонент проявляється в основному в см і дм діапазонах хвиль, випромінювання частково поляризоване по колу (еліпсу). Інтенсивність випромінювання порівняна з інтенсивністю спокійного Сонця. Області випромінювання повільно змінного компонента знаходяться над групами плям, "радіоплями" просторово розміщені над активними областями в оптиці і знаходяться на висотах до $0.05R_\odot$. Потік радіовипромінювання в діапазоні $\lambda =$ 10.7 см($\nu \approx 2.8$ ГГц) добре корелює з числами Вольфа і є незалежним індексом сонячної активності. *Потік* $F10.7$ змінює-

ться від приблизно 50 с.о.п до більше ніж 300 с.о.п. впродовж 11-річного циклу сонячної активності.

Приклад 7.1. Спостереження Сонця.

Оцініть спектральну потужність теплового випромінювання Сонця, що буде прийнята антеною діаметром 20 м на довжині хвилі 2 мм.

У міліметровому діапазоні випромінювання іде з нижніх шарів атмосфери Сонця, де температура $T \sim 5 \div 10$ тис. К. Кутові розміри Сонця в цьому діапазоні не будуть сильно відрізнятись від видимого диску, тобто будуть $30'$. Кутова роздільна здатність телескопа (згідно формули 1.0) $\theta \approx 25''$, що значно менше діаметра Сонця. Тому при спостереженні Сонця телескопом $\Omega_S > \Omega_M$.

Спектральна потужність буде складати $w_\nu = \dfrac{1}{2} B \Omega_M A_{\text{еф}}$. Згідно закону Релея–Джинса $B = \dfrac{2kT}{\lambda^2}$ та враховувавши, що $\lambda^2 = \Omega_M A_{\text{еф}}$, отримаємо, що наш радіотелескоп працює як радіометр і $w_\nu = kT \sim 10^{-19}$ Вт Гц$^{-1}$.

Спорадичне радіовипромінювання Сонця.

Швидко змінна компонента спорадичного випромінювання спостерігається в широкому діапазоні частот від мм до декаметрів у вигляді сплесків радіовипромінювання тривалістю від секунд до годин і навіть більше. Схема спектральних особливостей спорадичного випромінювання наведена на рис. 83.

В метровому діапазоні ($200 \div 80$ МГц) з областей над корональними конденсаціями часто спостерігається посилене радіовипромінювання, потужність якого в метровому діапазоні іноді перевищує рівень спокійного Сонця в $100 \div 1000$ разів, це так звані *шумові бурі*; вони можуть спостерігатися впродовж годин і навіть днів (рис. 84). Шумова буря складається із тисяч сплесків тривалістю близько 1 секунди, кожен сплеск зосереджений у вузькому інтервалі частот і має еліптичну (колову) поляризацію – це т.з. *радіосплески I типу.* Шумова буря містить також неперервне (в часі) випромінювання в континуумі. Діаграма спрямованості джерела випромінювання шумових бурь досить вузька – бурі спостерігаються лише від активних областей поблизу центра сонячного диску, цей ви-

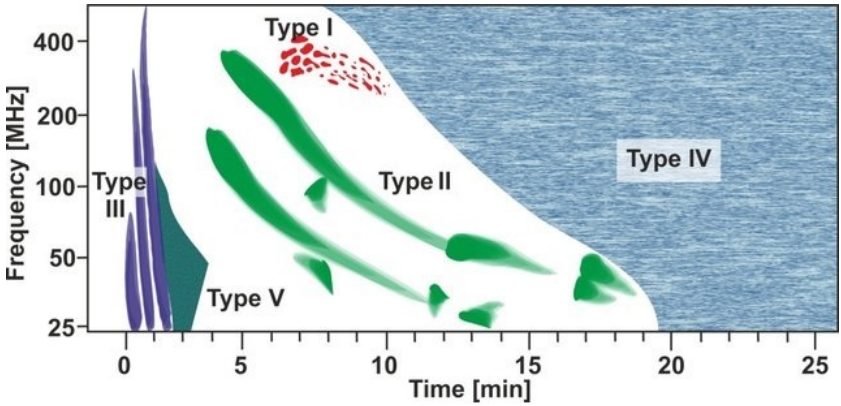

Рис. 83: Класифікація сонячних сплесків за морфологічними особливостями їх динамічного спектру.

сновок підтверджується і спостереженнями з міжпланетних космічних апаратів.

Радіосплески II типу виникають після дуже потужних спалахів (рис. 85). Тривалість сплесків приблизно $5 \div 30$ хв, а діапазон частот $200 \div 30$ МГц. Породжується сплеск ударною хвилею, що рухається зі швидкістю $v \sim 10^6$ м/с. Ударна хвиля виникає в результаті розширення газу при сильних спалахах, на передньому краю КВМ. На фронті цієї хвилі в оточуючій атмосфері збуджуються коливання на плазмовій частоті ω_{pe}. Енергія плазмових коливань в результаті нелінійних процесів частково трансформується в електромагнітні хвилі, які і спостерігаються як радіосплеск. Характерною особливістю сплесків II типу є частотний дрейф від високих частот до низьких, швидкість якого змінюється від 0.1 до 1 МГц/с, що відповідає реальним швидкостям руху джерела в атмосфері Сонця $\sim 100 \div 1000$ км/с. Сплески II типу ще називають сплесками з повільним частотним дрейфом, на відміну від сплесків III типу. Спектр характеризується наявністю двох гармонік з від-

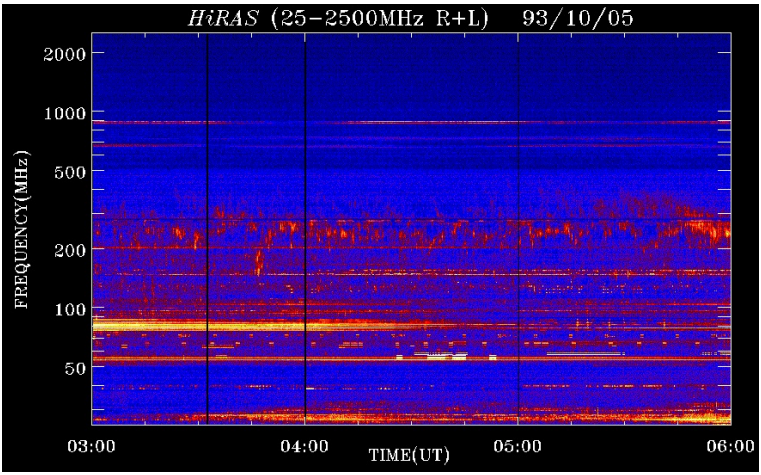

Рис. 84: Динамічний спектр радіосплесків I типу отриманий радіоспектрографом Хірайсо (Hiraiso Radio Spectrograph), Японія (http://sunbase.nict.go.jp/solar/denpa/index.html).

ношенням частот $\frac{\nu_1}{\nu_2} \sim 1 \div 2$. Іноді кожна з гармонік, в свою чергу, розщеплена ще на дві смуги. Кожна з цих смуг може складатися з структурних елементів, які швидко дрейфують по частоті, як в напрямку зменшення частоти, так і в зворотному напрямку. Це так звана "ялинкова структура" (англ. "fish bone structure"). Як правило сплески II типу слабо поляризовані. При поширенні в міжпланетному просторі КВМ, породжений спалахом, продовжує генерувати радіовсплески II типу на хвилях гектометрового і кілометрового діапазонів.

Коли сильна ударна хвиля досягає верхньої корони, з'являється радіовипромінювання в широкому діапазоні частот – *радіовипромінювання IV типу*. Воно схоже на радіовсплески V типу (див. далі), але відрізняється від останніх більшою тривалістю (іноді до декількох годин). Радіовипромінювання IV типу генерується субрелятивістськими електронами в щільних

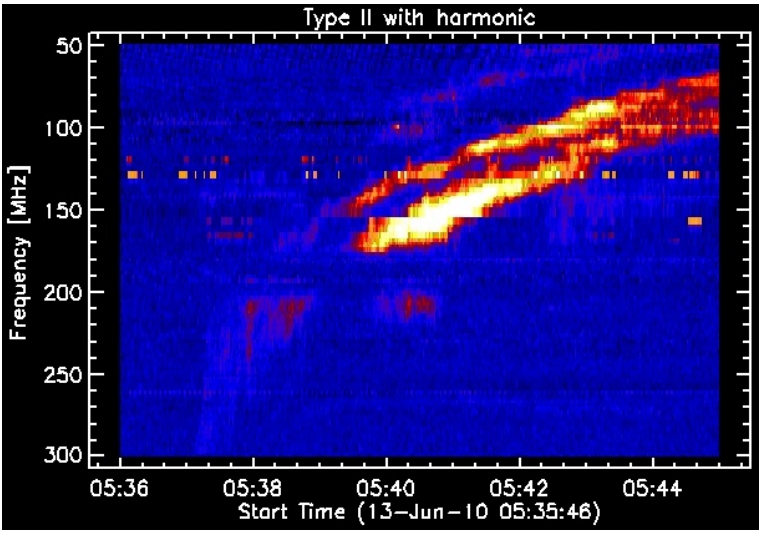

Рис. 85: Динамічний спектр радіосплеска II типу зареєстрований спектрометром з мережі e-Callisto. Шкала частот по осі ординат обернена.

хмарах плазми з власним магнітним полем, які виносяться у верхні шари корони. Зазвичай джерела радіовипромінювання IV типу піднімаються в короні зі швидкістю ~ 100 км/с і простежуються до відстаней $\sim 5R_\odot$ над фотосферою. Спалахи, з якими пов'язані інтенсивні сантиметрові сплески і радіовипромінювання II і IV типів на метрових хвилях, часто супроводжуються геофізічними ефектами – підвищенням інтенсивності потоків протонів в навколоземному космічному просторі, припиненням радіозв'язку на коротких хвилях через полярні області, геомагнітними бурями і т.д. Моніторинг сонячного радіовипромінювання в широкому діапазоні частот може бути використано для короткострокового прогнозування цих ефектів.

Сплески III типу – сплески з швидким дрейфом випромі-

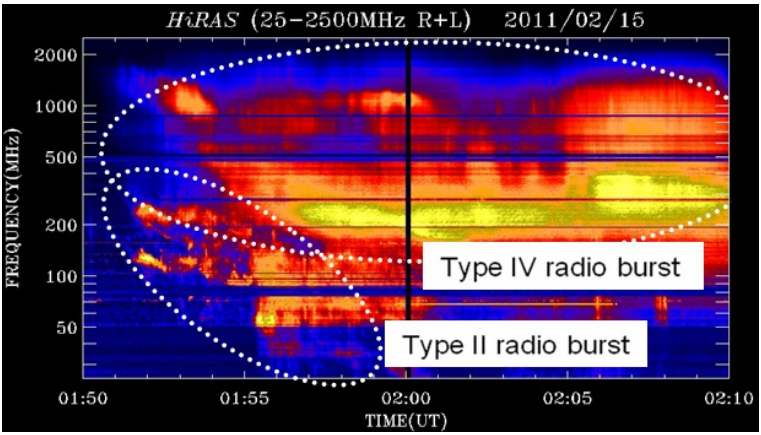

Рис. 86: Динамічний спектр радіосплесків II та IV типів отриманий радіоспектрографом Хірайсо (Hiraiso Radio Spectrograph), Японія (http://sunbase.nict.go.jp/solar/denpa/index.html).

нювання від високих частот до низьких в діапазоні 500 МГц $\div$ 10 МГц (рис. 87). Швидкість частотного дрейфув метровому діапазоні $\dfrac{\Delta\nu}{\Delta t} \sim 20 \div 100$ МГц/с, що на два порядки вище швидкості дрейфу сплесків II типу, тривалість сплесків ~ 10 с. Сплески III типу генеруються потоками електронів, що рухаються в короні в сторону зменшення густини плазми зі швидкостями $\sim 0.3c$, де c – швидкість світла. Виникнення квазімонохроматичних пучків електронів пов'язують з сонячними спалахами, іноді досить слабкими. Ці пучки електронів збуджують в плазмі сонячної корони ленгмюровску турбулентність, яка потім трансформується в радіовипромінювання на частотах, близьких до електронної плазмової ω_{pe} і, часто, на подвоєній плазмовій частоті $2\omega_{pe}$. Як показали спостереження з космічних апаратів, потоки електронів, поширюючись в міжпланетному просторі, генерують радіосплески III типу аж до ча-

стот 30 кГц. Електронні пучки рухаються в замагніченій плазмі сонячної корони. Якщо інжекція електронів відбулась на "відкритій" лінії магнітного поля – спостерігається класичний сплеск III типу, якщо ж на "замкненій" силовій лінії магнітного поля (магнітні "арки"), то спостерігаються різновиди сплесків III типу, т.з. J і U сплески відповідно (рис. 88). Спектрограми таких подій нагадують перевернуті названі літери Латиниці.

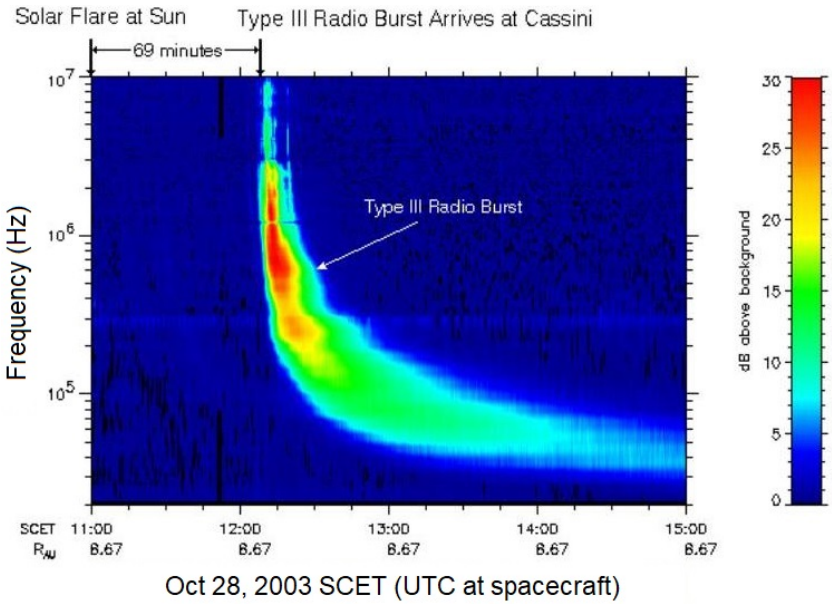

Рис. 87: Динамічний спектр радіосплеска III типу зареєстрований спектрометром космічного апарата Cassini поблизу Сатурна. Затримка приходу сплеска після сонячного спалаху склала більше години.

Пояснення очевидне: пучок електронів рухається вздовж замкненої лінії, спочатку від Сонця, дрейф відбувається від високих до низьких частот, в точці повороту траєкторії, на максимальній висоті даної лінії, дрейф нульовий і потім змі-

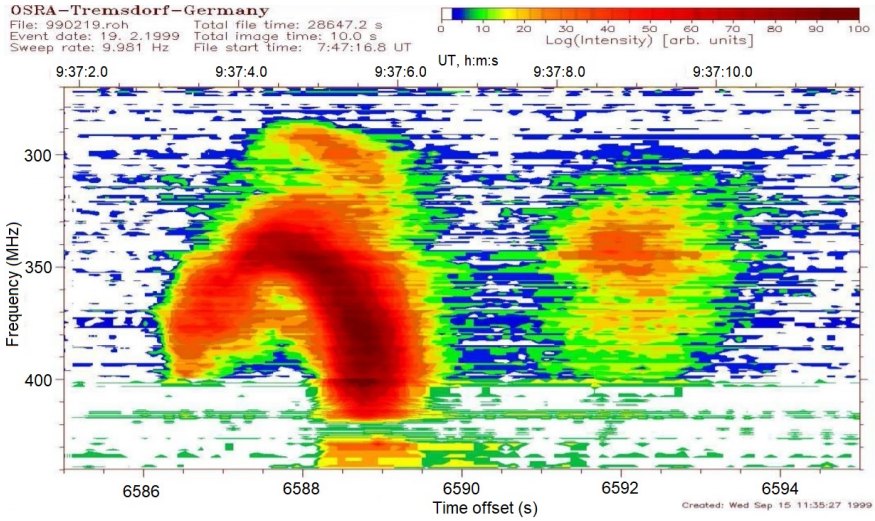

Рис. 88: Приклад U сплеска (сонячна радіоастрономічна обсерваторія Тремсдорфа, Німеччина). Шкала частот по осі ординат обернена.

нюється знак швидкості дрейфу на позитивний, електрони рухаються до Сонця. Сплески III типу досить часте явище – в період максимуму сонячної активності можна спостерігати декілька сплесків за день. Можуть спостерігатися одиночні сплески, групами і навіть "бурями" з тривалим випромінюванням у неперервному спектрі.

Після радіосплесків III типу приблизно в 10% випадків спостерігається радіовипромінювання в широкому інтервалі частот з максимумом інтенсивності на частоті $\sim$ 100 МГц. Це – *радіосплески V типу*, вони тривають близько $1 \div 3$ хв. Ніколи не спостерігаються як ізольовані сплески, лише завжди після сплесків III типу (рис. 89). Їх пов'язують теж з генерацією плазмових хвиль, але збурення відбувається на приблизно однакових висотах і немає помітного частотного дрейфу.

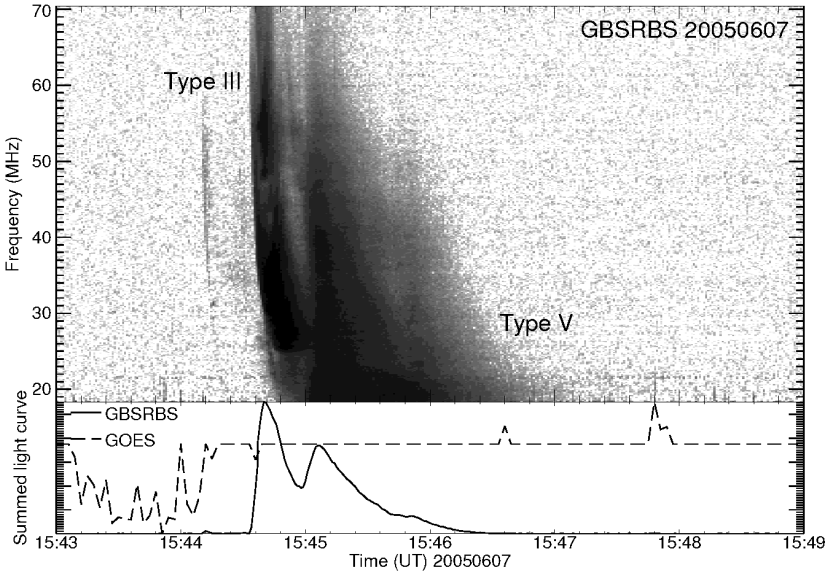

Рис. 89: Динамічний спектр радіосплесків III та V типів (сонячний радіоспектрометр обсерваторії Грін Бенк).

Практично всі зазначені типи сплесків мають різноманітну тонку структуру. Перерахованими типами сплесків не обмежується спорадичне радіовипромінювання Сонця, однак описані вище типи є основними.

Розвиток техніки радіоастрономічних спостережень дозволяє отримувати інформацію про спорадичне випромінювання Сонця з високою часовою і просторовою роздільною здатністю. Спостереження з космічних апаратів дають інформацію в різних діапазонах електромагнітного спектра і дані про потоки частинок. Кожна зареєстрована подія аналізується з використанням інформації в усіх діапазонах спектра.

Вкажемо на деякі поширені типи спорадичного випромінювання, які не ввійшли в класичну схему. Іноді в області конденсацій спостерігаються раптові посилення радіовипроміню-

вання на хвилях сантиметрового діапазону. Тривалість таких сплесків змінюється від декількох хвилин до десятків хвилин або навіть годин. Такі радіовсплески пов'язують з швидким нагріванням плазми і прискоренням частинок в області сонячного спалаху. Збільшення температури і густини газу в конденсації може бути причиною генерації сантиметрових сплесків з $T_b \sim 10^7 \div 10^8$ К. Більш інтенсивні сплески на сантиметрових хвилях обумовлені, очевидно, циклотронним або плазмовим випромінюванням субрелятивістських електронів з енергією в діапазоні від десятків до сотень кеВ в магнітних арках, пов'язаних зі спалахами. *Мікрохвильові сплески* спостерігаються в см діапазоні $\lambda \leq 20$ см, ділять на два підкласи: імпульсні та з повільним наростанням і спадом інтенсивності. Імпульсні сплески корелюють із сплесками жорсткого рентгенівського випромінювання ($E \geq 80$ кеВ), оскільки в області спалаху температура плазми сягає 10^7 К, механізм випромінювання – магнітогальмівне випромінювання електронів в сильних магнітних полях. Сплески з повільним наростанням та спадом і збігаються в часі з м'яким рентгенівським випромінюванням від спалахів. Оскільки наростання інтенсивності радіовипромінювання на хвилях $\lambda \approx 3$ см спостерігається за декілька хвилин до початку спалаху в оптиці, пропонується використовувати мікрохвильові сплески для короткострокового прогнозу спалахів.

Дециметровий континуум спостерігається одночасно з мікрохвильовими сплесками на частотах вище 250 МГц. Генеруються джерелами малих кутових розмірів $2 \div 5'$, яскравістна температура $T_b \sim 10^6 \div 10^9$ К. Джерела континууму знаходяться поблизу спалахів в нижній короні. Пояснюють магнітогальмівним випромінюванням високоенергійних електронів, які інжектуються в процесі спалаху і захоплюються магнітними пастками на вершинах магнітних петель.

Мілісекундні всплески або радіоспайки являють собою вузькосмугові ($\sim 1\%$ від несучої частоти) сплески малої тривало-

сті (від декількох мілісекунд до десятих часток секунди) в дециметровому і сантиметровому діапазонах (рис. 90). Сплески виникають, як правило, через кілька хвилин після вибухової фази спалаху балу M і вище, і мають тривалість до кількох десятків хвилин. Кутові розміри джерел на рівні половинної потужності зазвичай порядку десятка кутових мінут.

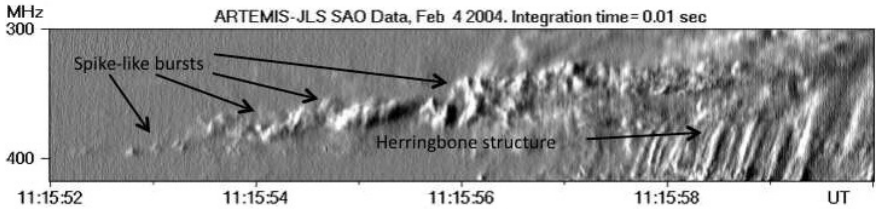

Рис. 90: Динамічний спектр радіоспайків отриманий на радіоспектрометрі Artemis-JLS/SAO з високою часовою роздільною здатністю.

Особливо часто радіоспайки спостерігаються в дециметровому діапазоні в інтервалі частот ~ 1 ГГц у вигляді груп, що утворюють паралельні смуги на спектрограмах. Іноді ці смуги утворюють гармонійну структуру, тобто відношення їх часто може дорівнювати відношенню цілих чисел. Групи займають область частот в декілька сотень МГц. Число індивідуальних спайків в процесі спалаху складає декілька тисяч і може навіть перевищувати 10 тисяч. Такі властивості дозволяють інтерпретувати окремий спайк як мікроспалах, а велику кількість спайків в процесі спалаху – як фрагментацію процесу енерговиділення в процесі спалаху, тобто кожен спайк є результатом елементарного енерговиділення в процесі переоб'єднання силових ліній магнітного поля. Очевидно, що вагому роль у виникненні таких подій має відігравати плазмова турбулентність в області спалахів.

Радіовипромінювання планет

Електромагнітний спектр планет складається з двох частин: відбитого сонячного випромінювання та власного випромінювання. Максимум власного випромінювання лежить в інфрачервоній ділянці спектра. Радіовипромінювання планет формується двома складовими: тепловою та нетепловою.

Теплове випромінювання визначається *рівноважною температурою* планет, яка є результатом балансу енергії від Сонця та енергії власного випромінювання. Для планети, що швидко обертається, і вся поверхня встигає прогрітись та рівномірно випромінює у 4π радіан, можна визначити рівноважну температуру з рівняння енергетичного балансу:

$$\frac{L_\odot}{4\pi r^2}\pi R^2(1-A)+q=4\pi R^2\sigma T^4, \tag{7.2}$$

де $L_\odot$ – світність Сонця, r – відстань від Сонця до планети, R – радіус планети, A – сферичне альбедо планети, q – потік енергії з надр планети, T – рівноважна температура планети. Потік енергії з надр планети формується за рахунок розпаду радіоактивних елементів та залишкового тепла ядра, для газових планет додатковим внутрішнім джерелом енергії також може бути гравітаційна енергія, що виділяється при повільному стисканні гіганта. Отже, рівноважна температура планети, якщо знехтувати внутрішніми джерелами планети:

$$T=\sqrt[4]{\frac{L_\odot(1-A)}{16\pi\sigma r^2}}. \tag{7.3}$$

Для оцінки рівноважної температури в Кельвінах, можна скористатися інженерною формулою $T=279\frac{\sqrt[4]{1-A}}{\sqrt{r}}$, де r – задається в а.о. Наявність атмосфери може істотно змінити температуру поверхні планети. В залежності від хімічного складу

атмосфери, може бути принциповим вплив парникового ефекту, що збільшує температуру приповерхневих шарів атмосфери.

Розглянемо планету, що не має істотної атмосфери. Для такої планети температура поверхні не буде сталою. Поверхня прогрівається сонячним світлом і внаслідок теплопровідності енергія буде проникати у підповерхневий шар. Зміна температури з глибиною визначається рівнянням теплопровідності

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\bar{\lambda}}{\rho C_V} \frac{\partial^2 T}{\partial h^2}, \tag{7.4}$$

де $\bar{\lambda}$ – коефіцієнт теплопровідності, C_V – коефіцієнт теплоємності, h – глибина, ρ – густина. Для спрощення запису можна ввести коефіцієнт температуропровідності $\chi = \dfrac{\bar{\lambda}}{\rho C_V}$.

При розв'язку рівняння теплопровідності вводять граничні умови

$$\bar{\lambda} \frac{\partial T}{\partial h} = (1 - A)\sigma T^4 - (1 - A) \frac{L_\odot}{4\pi r^2} \cos z_\odot, \tag{7.5}$$

де $z_\odot$ – зенітний кут Сонця у заданій точці поверхні. Дана гранична умова працює, коли Сонце знаходиться над горизонтом, коли Сонце не освітлює поверхню (у даній точці поверхні ніч), то другого доданку у правій частині рівняння немає.

Розв'язком рівняння теплопровідності є теплова хвиля. Глибина проникнення хвилі залежить від теплопровідності $\bar{\lambda}$ та електропровідності ε верхніх шарів ґрунту. Вдень теплова хвиля поширюється всередину планети, але не дуже глибоко, оскільки ґрунт, що зветься реголітом, як правило, має низьку теплопровідність, внаслідок його подрібнення мікрометеоритами в умовах вакууму. Вночі теплова хвиля рухається з глибини назовні. Нижче глибини проникнення теплової хвилі температура залишається практично сталою.

Основний механізм радіовипромінювання безатмосферних планет – тепловий. Електрони, що знаходяться в зоні провідності випромінюють в полі іонів, що розташовані у вузлах

кристалічної ґратки. На безатмосферних об'єктах, як Місяць, Меркурій, астероїди поверхнева речовина є діелектриком, тому коефіцієнт поглинання невеликий і радіохвилі можуть проходити значні відстані під поверхнею (порядку десятків довжин хвиль), як всередину планети так і з глибини, при власному випромінюванні підповерхневих шарів. Оскільки температура з глибиною змінюється протягом доби внаслідок наявності теплової хвилі, то і яскравісна температура буде змінюватись на різних довжинах хвилі. Отже яскравісна температура буде відповідати реальній температурі на глибині, де формується максимум випромінювання (оптична товща речовини складає порядка одиниці). Чим більша довжина хвилі радіовипромінювання, тим на більших глибинах воно формується. Вивчаючи зміну яскравісної температури з довжиною хвилі, можна встановити розподіл температури у підповерхневому шарі.

Яскравісна температура планети для точки у центрі видимого диска безатмосферної планети може бути описана формулою:

$$T_b(\lambda) = T_0(\lambda) + T_\phi(\lambda)\cos(\phi - \phi_1(\lambda)), \tag{7.6}$$

де T_0 – постійна складова, зона звідки іде більша частина випромінювання, T_ϕ – амплітуда теплової хвилі на глибині формування випромінювання, ϕ – фаза планети, ϕ_1 – фазова затримка, обумовлена часом прогріву речовини, як відомо максимум температури настає не ополудні, а дещо згодом, значення фазової затримки залежить від теплофізичних властивостей реголіту, λ – довжина хвилі радіовипромінювання. Приклад розподілу яскравості по поверхні Місяця для різних фаз освітленості Сонцем наведено на рис. 91.

Функція $T_b(\lambda)$ відображає особливості теплопровідності та електропровідності верхніх шарів планети. Приклад залежності T_0, T_ϕ та ϕ_1 для Місяця наведені на рис. 92.

Метрові хвилі випромінюються з геометричної глибини десятки метрів, де температура місячного ґрунту стала ($T_\phi = 0$),

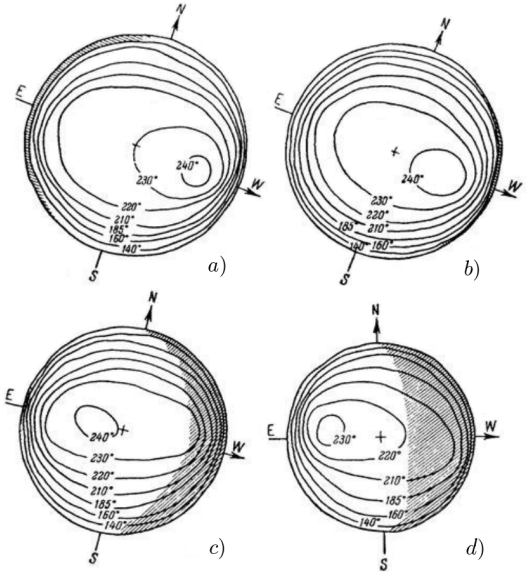

Рис. 91: Карта ізофот випромінювання Місяця на довжині хвилі 3.2 см для різних фаз Місяця.

тоді як в міліметровому діапазоні добові варіації досягають 50% значення яскравісної температури, що свідчить про значні коливання температури на поверхні Місяця.

Місяць

Місяць є прикладом безатмосферного небесного об'єкта, головним механізмом радіовипромінювання якого є теплове випромінювання (рис. 93). В міліметровому діапазоні моря гарячіші за континенти, що пов'язано з різними значеннями коефіцієнта теплопровідності поверхневого шару реголіту. В сантиметровому діапазоні різниця між яскравістю морів та континентів зменшується, що свідчить про те що властивості морського та континентального реголітів на невеликих глибинах перестають бути сильно відмінними. В цілому низька теплопровідність місячного ґрунту свідчить про його сильну підро-

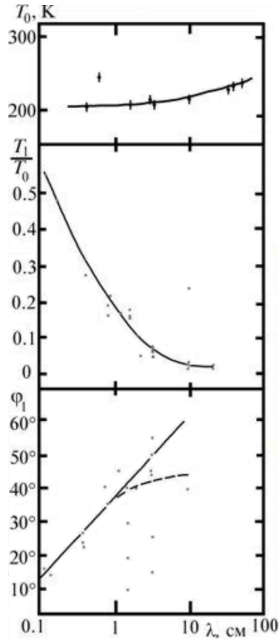

Рис. 92: Розподіл параметрів фазового рівняння для яскравісної температури Місяця.

бленість і пористість, а верхня частина вкрита шаром пилу товщиною порядку сантиметрів, що і було підтверджено прямими спостереженнями на поверхні Місяця.

На краях видимого диску Місяця радіовипромінювання є частково поляризованим, ступінь поляризації декілька відсотків. Цей ефект є наслідком заломлення електромагнітної хвилі, що іде з глибини на границю поділу середовища під досить гострим кутом. Коефіцієнти відбивання та заломлення для поляризованого випромінювання в площині падіння-заломлення та перпендикулярно їй відрізняються. Зі ступеня поляризації можна розрахувати діелектричну проникність ε, для Місячного реголіту він змінюється від 1.9 (на довжині хвилі $\lambda = 6$ см)

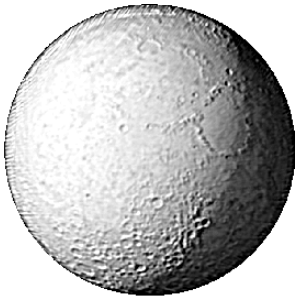

Рис. 93: Термальне зображення Місяця на довжині хвилі 0.85 мм (https://www.cv.nrao.edu).

до 2.4 (на $\lambda = 20$ см).

Меркурій

Меркурій найближча планета до Сонця, практично немає атмосфери, сонячна доба складає 176 земних діб, тому варіації температури на поверхні складають від 100 K до 700 K. Меркурій багато в чому подібний до Місяця. На Меркурії також спостерігаються фазові варіації температури, як у Місяця. Детальне вивчення теплової хвилі вказує на сильну подрібненість ґрунту, яка зменшується з глибиною. З відношення глибини проникнення електромагнітної хвилі та теплової хвилі встановлено, що реголіт Меркурія містить більше оксиду кремнію ніж місячний.

Венера

Прямі спостереження Венери в радіодіапазоні показали високу яскравісну температуру (до 750 K). Така висока температура пояснюється парниковим ефектом в густій атмосфері планети з вуглекислого газу. На довжині хвилі $\lambda > 20$ см починається завал яскравісної температури, це можна пояснити поглинанням радіовипромінювання в іоносфері Венери. Радіометодами було встановлено температурний профіль атмосфери планети, його добові зміни, що свідчить про неізотермічність

атмосфери Венери. Були зареєстровані завади від потужних блискавок, які в атмосфері планети трапляються в два рази частіше, ніж у атмосфері Землі.

Земля

Земля має потужну магнітосферу і радіовипромінювання обумовлене нетепловими джерелами в ній. Більша частина нетеплового випромінювання має частоти $\omega < \omega_{pe}$, де ω_{pe} – плазмова частота іоносферної плазми. Тому це радіовипромінювання не доходить до поверхні Землі і може спостерігатись лише з космосу. Найбільш потужне авроральне кілометрове випромінювання (на частотах $\nu \sim 100$ кГц), з яскравісною температурою T_b до $10^{17} K$. Такі високі яскравісні температури пояснюються когерентним підсиленням магнітогальмівного випромінювання пучків електронів (*циклотронний мазер*). Розряди блискавок генерують радіоімпульси у широкому спектральному діапазоні, і є одним з джерел завад в радіотехніці. Завдяки наявності іоносфери радіозавади поширюються на величезні відстані від зони грозової активності.

Марс

Основні результати радіоспостережень Марса показали, що поверхнева температура планети змінюється впродовж доби та з сезонами. Але з глибиною ці варіації зменшуються, і на півметровій глибині локальна температура практично не змінюється протягом доби. Густина марсіанського ґрунту варіюється в широких межах від 1.1 до 3.2 г/см^3, причому не сильно змінюється з глибиною. Ґрунт Марса складається на $60 \div 70\%$ з діоксиду кремнію, на відміну від місячного реголіту в морях, який складається з базальтових порід, і є більш близьким до анортозитів в місячних материках. Встановлено, що електропровідність марсіанського ґрунту в два рази більша, ніж для місячного, за рахунок більшої кількості оксидів заліза.

Юпітер

Юпітер має потужну магнітосферу та радіаційні пояси. Найбільш цими факторами обумовлене сильне радіовипроміню-

вання в метровому та декаметровому діапазонах нетеплової природи. Радіовипромінювання Юпітера саме потужне з усіх планет і має спорадичний характер, з яскравісними температурами до $10^{15}K$. Радіосплески від планети вузькосмугові з шириною в спектральному діапазоні $\Delta\nu \sim 1$ МГц. Радіосплески модулюються супутником Іо. Основним генератором радіосплесків є магнітогальмівне випромінювання магнітосферних пучків частинок – циклотронний мазер.

В міліметровому та сантиметровому діапазонах випромінювання чисто теплове, з яскравісною температурою вище рівноважної. Це говорить про наявність додаткових джерел енергії в надрах планети, основним фактором є стиснення планети-гіганта.

В дециметровому діапазоні (на довжинах хвиль $\lambda > 10$ см) починає з'являтись синхротронна компонента (енергії частинок, що його генерують $E_e \sim 20$ МеВ). Джерело нетеплового випромінювання не пов'язане з диском планети і йде з магнітосфери (дивись рис. 94). Тривалість спорадичних радіосплесків Юпітера $0.1 \div 1$ с, сплески сильно поляризовані, зі ступенем поляризації до 100%.

Сатурн

Радіовипромінювання Сатурна в міліметровому та сантиметровому діапазонах має теплову природу (рис. 95). Яскравісна температура цього випромінювання $T_b(\lambda = 3.5 \text{ см}) = 106K$ дещо вища ніж рівноважна ($T = 80K$), що говорить, про ймовірне надходження тепла з надр планети. На довжинах хвиль $\lambda > 10$ см починається нетеплова складова, але не така потужна, як у Юпітера. Сильних спорадичних радіосплесків не спостерігається. Подібно до випромінювання Землі, у Сатурна спостерігається авроральне кілометрове випромінювання. Основним джерелом аврорального радіовипромінювання є полярні зони планети, саме випромінювання показує варіацію з періодом обертання планети. На рис. 96 наведено спектр аврорального випромінювання Сатурна, зареєстрований з борта

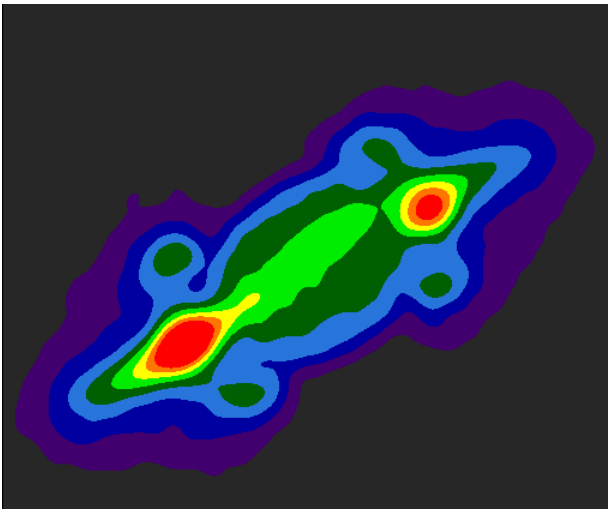

Рис. 94: Зображення Юпітера на довжині хвилі 20 см отримане на інтерферометрі VLA (http://www.aoc.nrao.edu).

космічного апарата Кассіні.

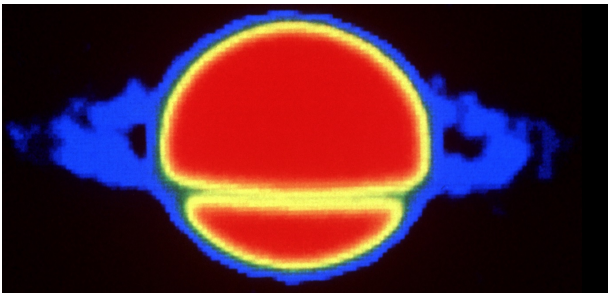

Рис. 95: Зображення Сатурна отримане на інтерферометрі VLA. Добре помітно, що випромінювання, яке іде з глибоких та теплих шарів атмосфери Сатурна частково поглинається в холодних крижаних кільцях планети (https://public.nrao.edu).

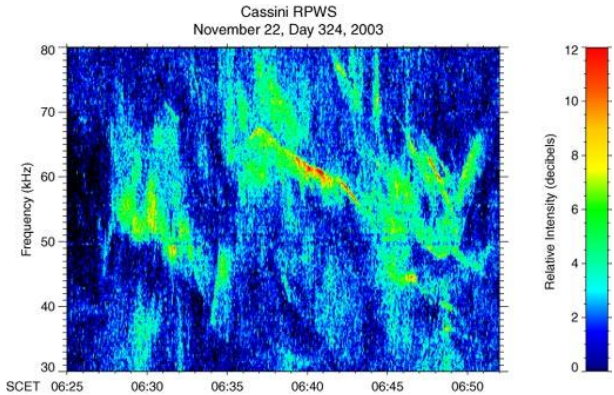

Рис. 96: Динамічний спектр авроральнoго випромінювання Сатурна (https://public.nrao.edu).

Уран

Радіовипромінювання Урану на коротких довжинах хвиль має теплову природу. Значення яскравісної температури випромінювання залежить від положення осі обертання планети впродовж орбітального руху Урану навколо Сонця та, ймовірно, від особливостей циркуляції атмосфери. Це може свідчити про те, що в надрах Урану немає потужного внутрішнього джерела енергії, як у інших планет-гігантів. Магнітосфера Урана також є джерелом радіовипромінювання, за його пульсаціями був уточнений період обертання планети, оскільки на її зображеннях в оптичному діапазоні мало особливих деталей, що ускладнювало визначення періоду.

Нептун

Випромінювання Нептуна є тепловим з яскравісною температурою вище рівноважної. Цей факт швидше за все пояснюється тим, що джерелом радіовипромінювання є більш нагріті глибші шари атмосфери планети. Магнітосфера Нептуна також є джерелом радіовипромінювання.

Карликові планети

Радіовипромінювання Церери та Плутона було відкрите в 80-х роках XX століття. Має теплову природу. Для Плутона спостережуваний потік добре узгоджується з його рівноважною температурою та розмірами планети.

Супутники планет

Спостерігається радіовипромінювання галілеєвих супутників Юпітера. Яскравісна температура Io у сантиметровому діапазоні значно вища рівноважної. Спектр радіовипромінювання Io відрізняється від теплового (закона Релея–Джинса). Все це свідчить про складні процеси в надрах супутника, та його активність, що підтверджується прямими спостереженнями з космічних апаратів. Коли Io з його плазмовою оболонкою знаходиться в полі зору телескопів, то підсилюється нетеплове радіовипромінювання магнітосфери Юпітера. Зображення Європи в міліметрових хвилях дозволило побудувати термальну карту та проаналізувати зміни температури поверхні супутника з часом (рис. 97).

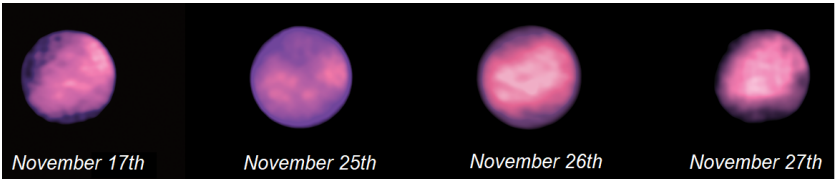

Рис. 97: Серія термальних зображень Європи отримана на інтерферометрі ALMA [Trumbo et al., The Astronomical Journal, 2018].

Титан є джерелом радіовипромінювання. Оскільки супутник має потужну атмосферу, то на різних довжинах хвиль випромінювання формується на різних висотах атмосфери, чим може бути пояснена відмінність в яскравісній температурі для різних λ. Також спостерігається радіовипромінювання у молекулярних лініях відповідних атмосферних складових.

Астероїди

Відкрито власне теплове радіовипромінювання великих та близьких астероїдів. На основі цих спостережень уточнюються розміри астероїдів, якщо вважати, що температура поверхні астероїда близька до рівноважної. Більш істотну інформацію про астероїди, особливо для тих, що зближуються з Землею, надають радіолокаційні методи.

Комети

Відкрито радіовипромінювання у неперервному спектрі для великих та близьких комет; основним його джерелом є ядро та навколоядерна область, де багато пилу та газу. З цих спостережень, особливо в міліметровому діапазоні, оцінюють параметри запиленості біляядерної зони та розміри ядер (рис. 98).

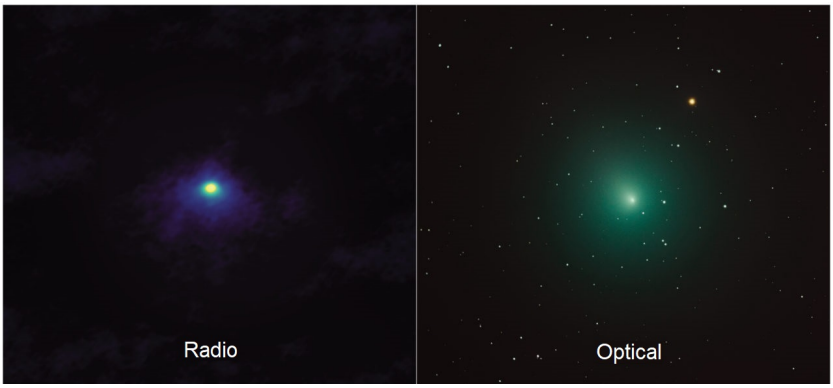

Рис. 98: Зображення комети 46P/Віртанен, отримане на інтерферометрі ALMA в міліметровому діапазоні (зліва), коли комета була на відстані 16.5 млн. км. Розмір поля зору радіозображення близько 5″, добре помітна біляядерна область комети. Для порівняння, справа наведено оптичне зображення комети з полем зору близько 1.5° (https://public.nrao.edu).

Випромінювання у лініях відоме для більшої кількості комет, основним джерелом є кома та хвіст. В радіолініях найчастіше ототожнюються молекулярні лінії OH та HCN, спосте-

рігаються також CO, H_2O, H_2CO, CH_3OH, CS, SO, H_2S, NH_3, HCO^+ та інші. Зі спостережень в лініях досліджуються рухи речовини, визначається інтенсивність протікання хімічних реакцій. Можна виміряти періоди обертання зі спостережень рухів струменів тощо.

Кілометрове радіовипромінювання формується при взаємодії кометної плазми з сонячним вітром на відстанях $\sim 10^6$ км від ядра комети.

Міжпланетні мерехтіння

Сонце є джерелом сонячного вітру – постійного потоку плазми, що рухається з корони в міжпланетне середовище. Область навколо Сонця, що заповнена сонячним вітром називається геліосферою з характерним розміром ≈ 100 а.о.. Радіохвилі, проходячи крізь неоднорідності міжпланетної плазми, зазнають деякого випадкового заломлення та розсіяння. Це явище подібне до мерехтіння зір в оптиці після проходження крізь земну атмосферу. Найбільшого впливу зазнають низькочастотні радіохвилі, в області метрових та декаметрових довжин хвиль. Відкриті *міжпланетні мерехтіння* були Е. Хьюїшем у 1964 році. Вивчення мерехтінь радіоджерел при проходженні крізь міжпланетну плазму дозволяє встановити ряд характеристик сонячного вітру. Спектр варіацій інтенсивності радіоджерел, обумовлених мерехтіннями, залежить від параметрів неоднорідностей сонячного вітру, в першу чергу від швидкості вітру та характерного розміру неоднорідностей в плазмі. Багатоточкові спостереження дозволяють виявляти форму великомасштабних структур в сонячному вітрі, виміряти їх швидкість і дослідити еволюцію. Спостереження за міжпланетними мерехтіннями дозволило відкрити ударні хвилі в міжпланетній плазмі. Очевидно, що величина мерехтінь залежить від рівня сонячної активності. Разом з тим дослідження мерехтінь дозволяє встановити характерні розміри квазіточкових радіоджерел, або дати оцінку верхньої межі їх кутового діаметра.

Радіолокація

Радіолокаційні методи в радіоастрономії об'єднують комплекс засобів для проведення локації та визначення характеристик об'єктів Сонячної системи. В цілому радіолокаційні дослідження є ефективним методом вивчення небесних тіл. В астрономії радіолокація вперше почала використовуватись для дослідження метеорів, вивчались особливості відбивання радіохвиль від їх плазмових слідів. Рух іонізованих слідів метеорів дозволяє також вимірювати швидкості вітрів у верхніх шарах атмосфери.

Радіолокація планет та малих тіл Сонячної системи проводиться наступним чином. Антена випромінює потужний сигнал у напрямку на об'єкт дослідження. Сигнал досягаючи планети розсіюється та відбивається і частина випромінювання іде у напрямку Землі. Радіотелескоп приймає відбитий сигнал, його аналіз і дає нову інформацію про об'єкт дослідження. В радіолокації можливе використання, як однієї антени, так і декількох, коли одна антена генерує радіосигнал, а інша – приймає.

Потужність прийнятого сигналу залежить від багатьох факторів, якщо не враховувати поглинання та розсіяння радіохвиль у земній атмосфері та іоносфері то величина прийнятого сигналу має наступний вигляд:

$$W_{\text{прийняте}} = W_0 \frac{G A_{\text{еф}} \sigma x}{(4\pi r^2)^2}, \tag{7.7}$$

де W_0 – потужність надісланого сигналу, $G = \dfrac{4\pi}{\Omega_A} = \dfrac{4\pi A_{\text{еф}}}{\lambda^2}$ – *коефіцієнт підсилення антени*, $A_{\text{еф}}$ – ефективна площа антени, r – відстань до досліджуваного об'єкта, σ – ефективна площа планети, менша за переріз планети ($\sigma < \pi R^2$, R – радіус планети), x – *радіоальбедо* (коефіцієнт відбивання поверхні

об'єкта на робочій довжині хвилі локатора), $x = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$, де $n \approx \sqrt{\varepsilon}$ – коефіцієнт заломлення радіохвиль (ε – діелектрична проникність).

Підставивши вираз для коефіцієнта підсилення антени отримаємо:

$$W_{\text{прийняте}} = W_0 \frac{A_{\text{еф}}^2 \sigma x}{4\pi r^4 \lambda^2}. \tag{7.8}$$

Отримана формула є *основним рівнянням радіолокації*, яке описує дальність дії радіолокатора. Особливістю основного рівняння радіолокації є залежність прийнятої потужності, як обернено пропорційно відстані у четвертій степені, що значно зменшує можливості локації далеких об'єктів Сонячної системи навіть найбільшими радіолокаторами. Потужність шумів на вході приймача радіолокатора описується формулою Найквіста $W_{\text{ш}} = k\Delta T_{\text{сер. кв.}}\Delta\nu$, отже, врахувавши формулу (3.35), за одне спостереження для ідеального приймача:

$$W_{\text{ш}} = \frac{kT_{\text{ш}}\Delta\nu}{\sqrt{t\Delta\nu}}, \tag{7.9}$$

де t – час накопичення сигналу, а вираз $\sqrt{t\Delta\nu}$ називається радіометричним виграшем. Відношення сигнал/шум складає:

$$\frac{W_{\text{прийняте}}}{W_{\text{ш}}} = \frac{W_0 A_{\text{еф}}^2 \sigma x}{4\pi r^4 \lambda^2 k T_{\text{ш}}} \sqrt{\frac{t}{\Delta\nu}}. \tag{7.10}$$

Максимального співвідношення сигнал/шум можна досягнути, якщо збільшувати потужність сигналу та час накопичення сигналу (тобто основну роль відіграє не так потужність передавача, як енергія зондувальної радіохвилі). Отримана формула справедлива для моностатичної локації, якщо ж передавач розташований на одній антені, а приймач на іншій, що розташована поряд, співвідношення сигнал/шум дещо модифікується:

$$\frac{W_{\text{прийняте}}}{W_{\text{ш}}} = \frac{W_0 A_{\text{еф}_1} A_{\text{еф}_2} \sigma x}{4\pi r^4 \lambda^2 k T_{\text{ш}}} \sqrt{\frac{t}{\Delta\nu}}, \tag{7.11}$$

де $A_{\text{еф}_1}$ та $A_{\text{еф}_2}$ – ефективні площі антен. Якщо випромінювання ведеться з борта космічного апарата, а прийом на Землі, то співвідношення сигнал/шум буде ще залежати від відстані від планети до апарата.

По формі зондуючих імпульсів розділяють:

імпульсну локацію, коли радіолокатор посилає короткий імпульс, і реєструємо прихід відбитого сигналу від різних ділянок поверхні з великою часовою роздільною здатністю, фактично отримуємо сигнал від ділянок планети, що розташовані на однаковій відстані від спостерігача

локацію неперервним сигналом (допплерівська локація), випромінювання іде у вузькій смузі частот, і приймач реєструє спектральну форму (контур) лінії, що формується внаслідок доплеровського зсуву на поверхні планети внаслідок її обертання.

При використанні доплеровського методу спектр сигналу розширюється на величину

$$\Delta\nu = \frac{4\nu v}{c} = \frac{4v}{\lambda}, \tag{7.12}$$

де ν – частота сигналу (λ – його довжина хвилі), v – швидкість обертання на екваторі планети. Де враховується той факт, що один край планети рухається до нас, а інший від нас, і те що ефект фактично спрацьовує двічі, при падінні та відбиванні радіохвиль. Окрім того, спектр зміститься по частоті на величину:

$$\Delta\nu_0 = -\frac{\nu v_0}{c} = -\frac{v_0}{\lambda}, \tag{7.13}$$

де v_0 – швидкість руху планети відносно антени радіолокатора.

При використанні імпульсної локації відбитий сигнал від різних частин планети приходить з затримкою. Першим надходить сигнал від підрадарної точки. Якщо поверхня планети

сферична, то далі від відповідних кілець. Максимальне теоретичне збільшення тривалості зареєстрованого імпульсу для сферичної планети (відповідає точкам на лімбі):

$$\Delta t = \frac{2R}{c}, \tag{7.14}$$

де R – радіус планети. Двійка відповідає поширенню сигналу, як в напрямку планети, так і від неї. Схема роботи методик наведена на рис. 99 .

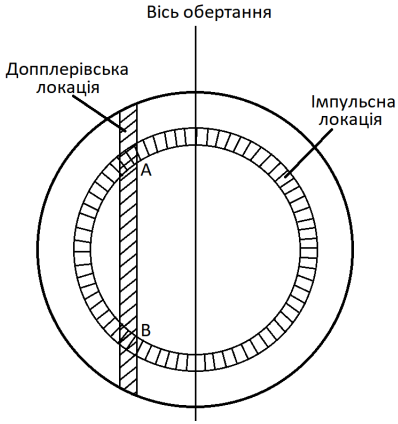

Рис. 99: Схема відбивання радіосигналу від сферичної планети під час локації. Сигнали від імпульсного локатора відбиваються від деякої кільцевої зони, при неперервній локації сигнал на одній частоті відбивається від зони паралельній осі обертання планети. Методи мають дві області перекриття: A та B. Використання обох методик дозволяє відновити карту висот планети та можливий склад (за величиною радіоальбедо).

При реальних спостереженнях величина розширення спектра $\Delta\nu$ та затримки Δt дещо менші, що обумовлюється нерівностями поверхні планети та значенням коефіцієнта відбиття (радіоальбедо).

За кількістю використаних антен локацію поділяють на:

Моностатичну – коли використовується одна антена для передачі зондуючого сигналу та його прийому. Досить популярним є використання локаторів бокового огляду на борту космічних апаратів, що направляються до планет Сонячної системи. Космічний апарат знаходячись на орбіті навколо планети проводить її локацію, ділянка за ділянкою, за рахунок чого отримується висока просторова роздільна здатність. Радіояскравість відбитого сигналу залежить від фізичних властивостей поверхні та кута її нахилу по відношенню до фронту зондуючого імпульсу. В якості антен часто використовуються фазовані антенні ґратки.

Бістатичну – коли одна антена випромінює, інша приймає відбитий сигнал. Для найближчих планет інколи використовується методика бістатичної локації, коли передавальна антена розташована на борту космічного апарата, що обертається навколо планети, а приймальна антена – на Землі.

Отже, основні задачі, що ставляться перед радіолокацією:

1. Визначення відстаней до об'єктів Сонячної системи, за рахунок цього вдається побудувати більш точну теорію руху планет і уточнити значення астрономічної одиниці.

2. Картографування планет, астероїдів, встановлення базових характеристик їх поверхні. Для Венери, що має потужну атмосферу, непрозору для видимого діапазону, це один з головних методів побудови карти поверхні. Для астероїдів, особливо що зближуються з Землею, це найбільш точний метод встановлення форми.

Результати радіолокації об'єктів Сонячної системи

Сонце

Перші експерименти з радіолокації Сонця були проведені в 60-х роках XX століття. Оскільки зовнішні шари сонячної атмосфери повністю іонізовані, то плазма відбиває радіосигнали. При цьому підбираються робочі частоти, щоб відбивання проходило вище рівня з $\tau \sim 1$, тобто фактично проводиться

радіолокація корони Сонця. Головним чином робота проводиться в метровому діапазоні ($\lambda \sim 5 \div 15$ м). В цьому діапазоні випромінювання від корони буде меншим, і є можливість підвищити співвідношення сигнал/шум. В міліметровому та сантиметровому діапазонах радіолокація Сонця не проводиться, оскільки радіохвилі дуже ефективно поглинаються у верхніх шарах сонячної атмосфери. Основним результатом дослідження є експериментальне підтвердження сильної турбулізації сонячної корони і наявність потужного направленого потоку речовини, фактично це є сфера джерел сонячного вітру.

Місяць

Вперше локацію здійснено в 1946 році, згодом були складені детальні карти, особливо при використанні штучних супутників (рис. 100). Одним з головних результатів є виявлення поблизу південного полюсу особливостей коефіцієнта відбивання речовини, що розташована під шаром реголіту та пилу, які інтерпретуються, як поклади криги на Місяці. Прямі космічні експерименти в приполярних кратерах підтвердили ці результати.

Меркурій

Радіолокація планети проводиться з 1962 року. Через близькість відносно невеликого Меркурія до Сонця та турбулентність земної атмосфери надзвичайно важко було виявити деталі на поверхні за оптичними спостереженнями, лише завдяки радіолокації було остаточно знайдено період обертання, що складає близько 59 діб. Рельєф та ґрунт планети подібні місячному. Перепад висот складає до 7 км. Поблизу полюсів планети на дні кратерів зростає коефіцієнт відбивання, що подібно до Місяця, може свідчити про наявність криги, в зонах куди ніколи не потрапляє сонячне випромінювання (рис. 101).

Венера

Радіолокаційні дослідження розпочаті з 1961 року. З позиційних спостережень Венери уточнене значення астрономічної одиниці. Через наявність потужної атмосфери з стовідсотко-

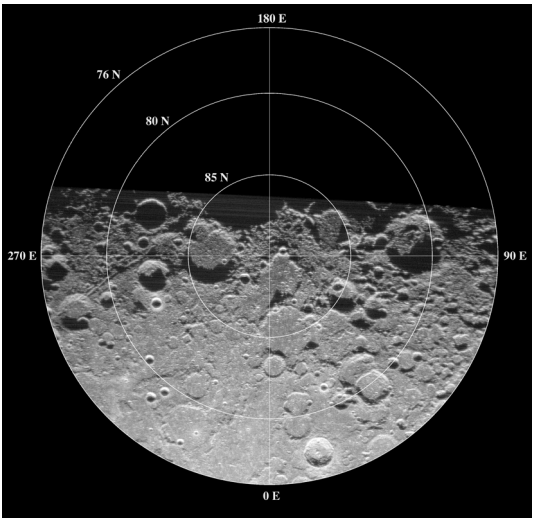

Рис. 100: Радарне зображення приполярної ділянки Місяця отримане методом бістатичної локації на телескопах Аресібо та Грін-Бенк (https://www.cv.nrao.edu).

вою хмарністю, зі спостережень у видимому діапазоні нічого не було відомо про поверхню планети. Радіолокація дозволила встановити період обертання Венери (близько 243 діб). Виявлено, що обертання зворотнє та знайдено кут нахилу осі обертання (177.36°). Радіоальбедо поверхні складає $11 \div 16$ %. На основі локації поверхні з бортів КА були складені детальні карти поверхні (рис. 102). Виявлено, що перепад висот найменший з усіх планет земної групи, і складає близько 2 км. Разом з тим на поверхні виявлено декілька тисяч вулканів, що свідчить про потужну тектонічну активність. Зі значень діелектричної проникності порід встановлено, що поверхня Венери складається з пісків ($\varepsilon \sim 3$) також наявні і скельні породи ($\varepsilon \sim 6$). Прямі спостереження з бортів апаратів, що спускались на поверхню, підтвердили ці результати.

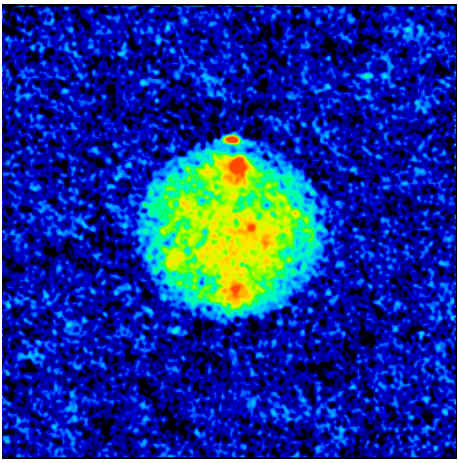

Рис. 101: Радарне зображення Меркурія отримане методом бістатичної локації на телескопах Голдстоун та VLA на частоті 8.5 ГГц. Яскрава червона ділянка поблизу північного полюсу свідчить про різке збільшення коефіцієнта відбивання, що може бути спричинене наявністю криги (https://www.cv.nrao.edu).

Земля

В залежності від поставлених завдань, з бортів літаків та космічних апаратів багато разів проводилась локація поверхні Землі для картографування. На даний момент радіокартографування є добре освоєною інженерною галуззю в техногенній та науковій діяльності людини.

Марс

Радіолокація ведеться з 1963 року. Встановлено, що перепад висот складає близько 14 км, але при цьому схили пологі. На поверхні багато малих неоднорідностей , оскільки на малих довжинах хвиль λ сильніше розсіюються зондуючий сигнал. Це свідчить про те що поверхня всипана камінням, це і було підтверджено прямими спостереженнями, після вдалих поса-

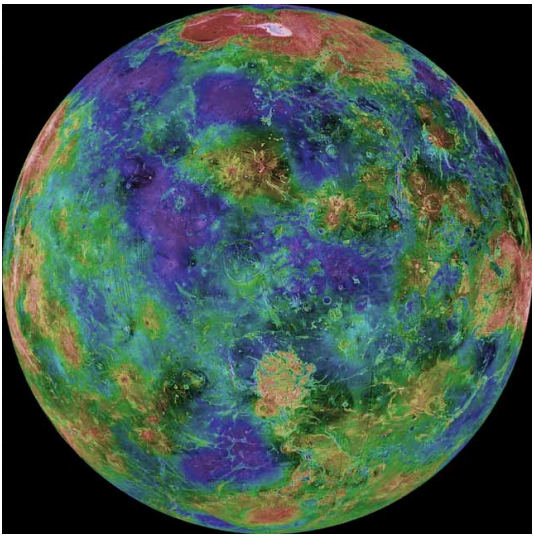

Рис. 102: Радарне зображення Венери отримане переважно з борту космічного апарату Магелан. Роздільна здатність складає близько 3 км. Кольори відображають шкалу висот по поверхні планети (https://www.cv.nrao.edu).

док КА на поверхню Марса. Отриманий потужний відбитий сигнал від полярної шапки вказує на вміст криги (можливо суміші CO_2 та H_2O) з домішками пилу, товщина шапки оцінюється в декілька метрів (рис. 103). Прямі спостереження з борту посадкового модуля Фенікс підтвердили наявність криги під шаром пилу на високих широтах планети.

Юпітер

Радіолокацію Юпітера провести не вдалося через значне поглинання радіохвиль в його атмосфері.

Вперше в 1975 році вдалося на радіотелескопі Аресібо провести радіолокацію галілеєвих супутників Юпітера. Встановлено, що вони мають різні коефіцієнти відбивання (Європа $0.44 \div 0.66$, Ганімед $0.2 \div 0.4$, Калісто 0.1), що свідчить про

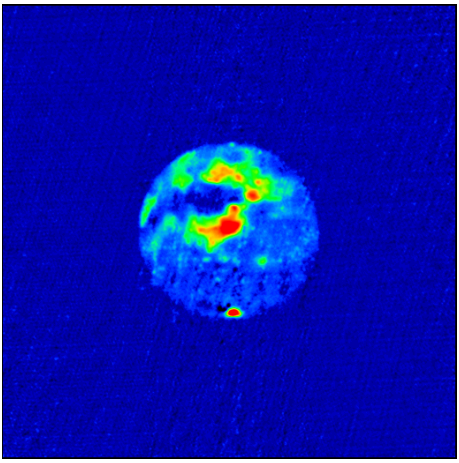

Рис. 103: Радарне зображення Марса отримане методом бістатичної локації на телескопах Голдстоун та VLA. Яскрава червона ділянка поблизу південного полюсу відповідає полярній шапці. Яскраві ділянки, що відповідають областям з великим коефіцієнтом відбивання, асоціюються з гігантськими щитовими вулканами провінції Тарсис (https://www.cv.nrao.edu).

різний характер нерівностей поверхні, яка складається з брил криги.

Сатурн

В 1973 році вперше на довжині хвилі $\lambda = 12.5$ см спостерігався відбитий радіосигнал від кілець, з ефективною площею $\sigma_{\text{еф}} = 0.6\sigma_{\text{геом}}$. Даний результат можна пояснити, якщо припустити, що кільця складаються з шматків криги розміром сантиметри-дециметри, що підтверджується спостереженнями з КА навколо Сатурна. Також з борта КА успішно проводилась радіолокація поверхні супутників планети гіганта.

Титан

При наземних радіолокації вдалось зареєструвати сигнал від Титана на довжині хвилі $\lambda = 3.5$ см при використанні ра-

дара в Голдстоуні та системи антен VLA. Це свідчить про те що океан з вуглеводів не займає усієї поверхні, і коефіцієнт альбедо значний. Прямі спостереження з КА Гюйгенс та Кассіні підтвердили ці результати. З борта КА Кассіні проведене картографування ділянок поверхні Титана (рис. 104), зареєстровано озера з рідких вуглеводів (суміші метану та етану).

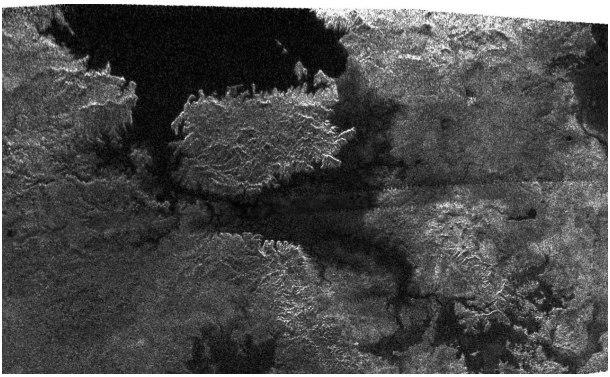

Рис. 104: Радарне зображення одного з найбільших приполярних озер Титану з островом або півостровом розміром 90 км на 150 км (NASA/JPL-Caltech/ASI, https://photojournal.jpl.nasa.gov).

Уран, Нептун

Радіолокація двох найдальших планет гігантів не проводилась через велику відстань до них.

Малі тіла Сонячної системи

Великі астероїди в головному поясі досліджувались за допомогою радіолокації. При наближенні ядер комет та малих астероїдів до Землі є можливість проведення їх локації. Основні центри, що регулярно проводять локацію є радарні системи в Голдстоуні та Аресібо. При наявності достатньої кількості даних вдається встановити розміри, форму, положення осі обертання та період обертання досліджуваного об'єкта. Зі значен-

ня коефіцієнта альбедо можна встановити склад, у металевих астероїдів він більший ніж у кам'яних. Приклад радарного зображення наведений на рис. 105.

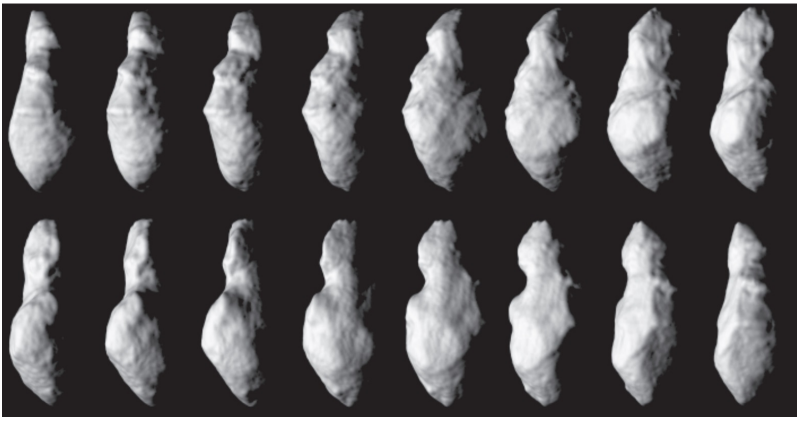

Рис. 105: Відновлене радарне зображення потенційно небезпечного астероїда Тоутатіс під різними кутами зору [Ostro et al., Asteroids III, 2002].

Приклад 7.2. Радіолокація астероїда.

Телескоп з антеною діаметром $D = 300$ м проводить радарне зондування астероїда діаметром $d = 10$ км на частоті $\nu = 1.2$ ГГц. Приймач може зареєструвати потік випромінювання в $S_m = 10^{-2}$ Ян, ширина смуги частот передавача/приймача $\Delta\nu = 10^5$ Гц, потужність сигналу $W = 1$ МВт. На якій відстані можна провести зондування астероїда?

Мінімальна потужність, що може зареєструвати телескоп:

$$W_m = S_m A_{\text{еф}} \Delta\nu \approx S_m \frac{\pi D^2}{4} \Delta\nu \approx 7 \cdot 10^{-19} \text{ Вт.}$$

З формули 7.8 оцінимо відстань до астероїда, за умови дзеркального відбиття (радіоальбедо $x = 1$), робоча довжина хвилі $\lambda = \dfrac{c}{\nu} \approx 0.25$ м:

$$r_{\max} \sim \sqrt[4]{\frac{W D^4 \pi^2 d^2}{256 W_m \lambda^2}} \approx \sqrt[4]{\frac{10^6 \cdot 300^4 \cdot \pi^2 \cdot 10000^2}{256 \cdot 7 \cdot 10^{-19} \cdot 0.3^2}} \approx 30 \text{ млн. км} \approx 0.2 \text{ а.о.}$$

Радіолокація метеорів

Вперше радіосигнали відбиті слідами метеорів були зареєстровані під час другої світової війни на військових локаторах. Метеороїд входячи в атмосферу планети, руйнується внаслідок абляції, і формує навколо себе слід з іонізованих газів на висотах $75 \div 115$ км. Механізм відбиття радіохвиль – томсонівське розсіяння на вільних електронах. По величині відбитого сигналу (знаючи відстань до нього та швидкість метеору) можна визначити коефіцієнти абляції. По допплерівському зміщенню частоти сигналу вимірюється швидкість руху метеороїда. Траєкторія метеора визначається при багатоточкових спостереженнях, що дозволяє виявити радіант метеорного потоку. Слід існує досить довгий час після проходження метеора. Вивчаючи зміну форми сліду з часом можна можна визначати швидкості вітрів на висотах метеорів, поширення атмосферних гравітаційних хвиль тощо. Радіолокаційні дослідження розширили можливості метеорної фізики, оскільки стало можливим визначати параметри метеорних потоків у день. Приклад спектрограми радіолуни від метеора наведено на рис. 106.

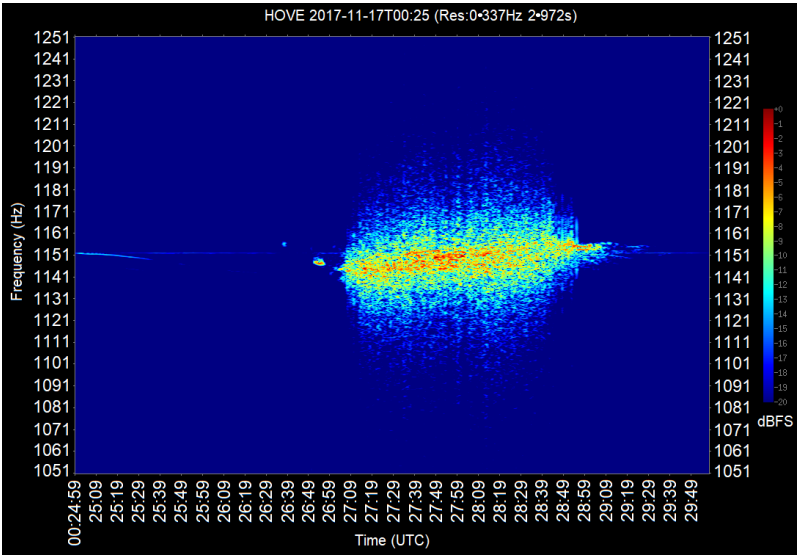

Рис. 106: Спектрограма відбитого радіосигналу при прольоту яскравого метеора, зареєстрована однією зі станцій мережі радіоантен BRAMS (Belgian RAdio Meteor Stations) 17 листопада 2017 року (http://brams.aeronomie.be).

Радіовипромінювання Галактики

Фонове радіовипромінювання Галактики

Вперше радіовипромінювання Молочного Шляху було відкрито К. Янським на довжині хвилі $\lambda = 14.6$ м. В 1940-х роках Г. Ребер побудував перші карти галактичного випромінювання на частоті $\nu = 160$ МГц. По отриманій картині стало зрозуміло, що джерелом цього випромінювання не є зорі, а основний механізм нетепловий. Фонове випромінювання Галактики не є ізотропним, наприклад на частоті $\nu = 18$ МГц яскравістна температура в напрямку на центр $2 \cdot 10^5$ К, на антицентр – $7.5 \cdot 10^4$ К. На низьких частотах спектральний індекс $n < 2$.

Нетепловий фон ділиться на компоненти:

1. Галактичний диск, симетричний відносно центра.

2. Локальні утворення, більшість пов'язані зі спіральними рукавами.

3. Галактичне гало, симетричне відносно центра.

Галактичне радіовипромінювання спостерігається на тлі ізотропного фону, який пов'язаний з нерозділеними метагалактичними джерелами.

На коротких довжинах хвиль $\lambda < 20$ см основна частина фону має теплову природу. Цей тепловий фон сильно концентрується до галактичної площини. Товщина по половині яскравості складає 200 пк. Нетеплова компонента не так добре концентрується до площини галактичного диску і має товщину по половинній яскравості близько 400 пк.

На низьких частотах спостереження проводяться на борту космічних апаратів, що працюють за межами земної магнітосфери. Вигляд спектра галактичного фону в різних напрямках варіює не сильно, максимум знаходиться на частоті поблизу 3 МГц. Низькочастотний завал пояснюється вільновільним механізмом поглинання в гарячому слабоіонізованому міжзоряному середовищі галактичного диска (де температура

$T_e \sim 4000$ K, концентрація $n \sim 0.03$ см$^{-3}$). На менших частотах середовище стає непрозорим на масштабах менше 100 пк, тобто ми бачимо лише локальні утворення.

На тлі фонового випромінювання спостерігається велика кількість джерел, самих різних розмірів. Розмір джерел може дещо змінюватись на різних довжинах хвиль λ.

Галактичні шпури – крупні деталі галактичного радіовипромінювання. Найбільш імовірно вони пов'язані зі старими залишками вибухів наднових зір. Випромінювання шпурів нетеплове і поляризоване. Величина магнітного поля в шпурах складає $B \sim 5$ нТл, що на порядок вище за середнє значення в міжзоряному середовищі. Підсилення величини напруженості магнітного поля може бути пояснено стисненням газу під дією ударної хвилі залишків наднової. Один з найбільших шпурів – Північний Полярний Шпур, найімовірніше розташований на відстані ~ 100 пк, фактично є дугою малого кола поблизу північного полюса (починаючи від середніх широт тягнеться до галактичної широти $b = 85°$ на галактичних довготах $l = 15 \div 45°$). На рис. 107 наведена карта випромінювання радіоджерел на частоті 408 МГц.

Радіогало – відносно інтенсивне радіовипромінювання на високих галактичних широтах. Випромінювання пов'язане з нерозділеними позагалактичними джерелами з внеском гало Галактики. Спостереження на метрових хвилях добре узгоджуються з моделлю протяжного радіогало, на коротших довжинах хвиль його внесок ймовірно стає меншим.

Випромінювання нейтрального водню

Гідроген (атомарний водень) в міжзоряному середовищі може спостерігатись на довжині хвилі $\lambda = 21$ см. Ця радіолінія утворюється при переході між підрівнями надтонкої структури основного стану атома гідрогену 1^2S. Розщеплення обумовлене спіном електрона, коли спіни протона та електрона антипара-

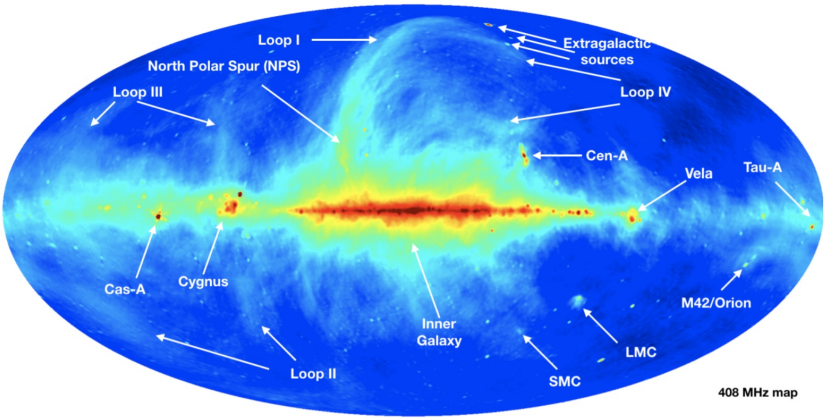

Рис. 107: Огляд неба на частоті 408 МГц представлений в галактичній системі координат. Дуже добре помітна концентрація речовини Чумацького Шляху до галактичного диску з максимумом випромінювання поблизу центру Галактики. Окремо виділяється Північний полярний шпур (NPS) та менші деталі (Loop), також помітні дискретні джерела – залишки вибуху наднових (Cas A, Vela, Tau A), Туманність Оріона (M42), позагалактичні джерела (Cyg A, Cen A, LMC, SMC тощо) [побудовано на основі Haslam et al., Astronomy and Astrophysics Supplement Series, 1982 та Remazeilles et al, MNRS, 2015].

лельні маємо нижній підрівень, коли паралельні – верхній підрівень. Сам перехід є магнітодипольним, то його імовірність мала. Оскільки гідроген є самим поширеним елементом, тому є технічна можливість спостереження лінії $\lambda = 21$ см.

Розподіл атомів по підрівням, з квантовим числом $F = 0, 1$, можна вивести з розподілу Больцмана:

$$\frac{n_1}{n_0} = \frac{g_1}{g_0} e^{-\dfrac{\mathcal{E}}{kT_S}}, \tag{8.1}$$

де n_0, n_1 – заселеності підрівнів $F = 0, 1$, g_0, g_1 – статистичні ваги підрівнів ($g_F = 2F + 1$), $\mathcal{E}$ – енергія переходу між підрівнями, k – стала Больцмана, T_S – спінова температура, що описує заселеності підрівнів надтонкої структури. При описі лінії $\lambda = 21$ см хмари атомарного гідрогену, треба використовувати саме спінову температуру.

Для лінії $\lambda = 21$ см в космічних умовах завжди виконується умова $\mathcal{E} \ll kT_S$, навіть при дуже низьких температурах $T_S \sim 1$ K. Тому часто приймається, що $n_1 \approx 3n_0$, повна концентрація гідрогену може бути оцінена як: $n_H \approx 4n_0$, тобто лише близько 25% атомів знаходиться на нижньому енергетичному підрівні.

Якщо на промені зору до деякого джерела з неперервним спектром та яскравісною температурою T_0 розташована хмара атомарного гідрогену, то спостережувана яскравісна температура буде описуватись рівнянням $3.7'$:

$$T_b(\lambda) = T_0 e^{-\tau(\lambda)} + T_S(1 - e^{-\tau(\lambda)}).$$

Це рівняння можна переписати наступним чином:

$$T_b(\lambda) = T_0 + (T_S - T_0)(1 - e^{-\tau(\lambda)}), \tag{8.2}$$

отже спостережувана сумарна яскравісна температура $T_b > T_0$ коли $T_S > T_0$, і ми будемо будемо спостерігати емісійну лінію гідрогену $\lambda = 21$ см. Якщо $T_S > T_0$, то на $\lambda = 21$ см буде спостерігатись лінія поглинання гідрогену. Отже еквівалентна ширина лінії поглинання атомарного гідрогену фактично залежить від співвідношення температури фонового радіоджерела і спінової температури хмари газу. Особливо зручно спостерігати холодні хмари на тлі яскравих нетеплових фонових радіоджерел. Якщо кутові розміри хмари більші за розміри фонового джерела, то можна порівнювати профіль лінії поглинання в напрямку на джерело і емісійної лінії випромінювання хмари поза ним.

Профіль лінії $\lambda = 21$ см визначається наступними факторами:

1) тепловим рухом атомів на промені зору

2) турбулентним рухом газу в хмарах

3) хаотичним рухом хмар

4) коловим обертанням Галактики

5) відхиленням реального диференційного обертання від колового руху.

При вивченні профілю лінії треба враховувати рух Сонячної системи до стандартного апексу, орбітальний рух Землі відносно Сонця та барицентра системи Земля-Місяць, швидкість спостерігача, обумовлену добовим обертанням Землі тощо. Приклад профілю лінії $\lambda = 21$ см наведено на рис. 108.

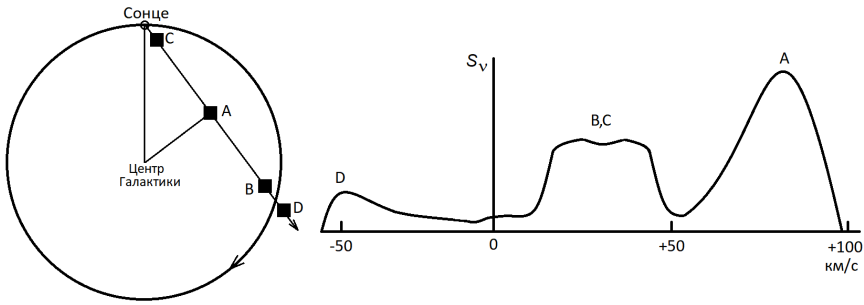

Рис. 108: Формування профілю лінії 21 см, обумовлене обертанням газових хмар навколо центру Галактики.

Видно, що вона не є класичною спектральною лінією, максимуми відповідають найбільшим хмарам, що зустрічаються на промені зору. Все це свідчить про неоднорідність розподілу атомарного гідрогену у нашій Галактиці.

В умовах галактичного диску ($T \sim 100$ K, $n_H \sim 0.5$ см^3) оптична товща в лінії $\lambda = 21$ см досягає значень $\tau > 1$ на відстанях $r > 800$ пк. Але за рахунок диференційного обертання Галактики профіль лінії дещо розширюється, і лише в напрямках на галактичний центр та антицентр, де систематичний обертальний рух має фактично нульову радіальну ком-

поненту, реалізується випадок оптично товстого середовища з $\tau > 1$.

В наближенні колових рухів газу навколо центру Галактики можна аналітично знайти зв'язок між променевою швидкістю хмари V_r та її положенням, відомий як *формули Оорта* з зоряної кінематики:

$$\begin{gathered} V_r = R_0 \left(\omega(R,z) - \omega(R_0,z)\right) \sin l \cos b, \\ r = R_0 \cos l \pm \sqrt{R^2 - R_0^2 \sin^2 l}, \end{gathered} \tag{8.3}$$

де R_0 – відстань від центра Галактики до Сонця, R – відстань від центра Галактики до хмари газу, z – відстань від галактичної площини до хмари газу, $\omega(R,z)$ – кутова швидкість руху газу, l та b – галактичні довгота та широта хмари газу, r – геліоцентрична відстань хмари газу. Знак '–' в формулі відповідає галактичним довготам $l = 90^\circ \div 270^\circ$, на інших довготах треба брати знак '+'. Якщо проводити спостереження в галактичній площині ($z = 0$ та $b = 0$) на заданій довготі ($l = \mathrm{const}$), то з формул Оорта отримаємо формулу для градієнта променевої швидкості:

$$\frac{dV_r}{dr} = \sqrt{R^2 - R_0^2 \sin^2 l} \frac{R_0}{R} \frac{d\omega}{dR} \sin l. \tag{8.4}$$

Отримані формули зв'язують галактичні координати елемента газу з геліоцентричною відстанню і кривою обертання Галактики. Це дозволяє, вимірявши променеву швидкість V_r, оцінити відстань r від Сонця до газової хмари. Визначена таким чином відстань називається кінематичною, і якщо немає оптичного аналогу хмари, то це єдиний можливий спосіб вимірювання відстаней до таких об'єктів. На практиці ця задача ускладнюється багатьма факторами. Перш за все є неоднозначність визначення відстаней у внутрішній частині Галактики, очевидно, що на промені зору два елемента будуть мати однакові променеві швидкості, один ближче, інший далі, по відношенню до галактичного центру. Ця проблема вирішується за

допомогою ведення спостережень на різних галактичних широтах b, більш віддалені ділянки галактичного диску мають менші кутові розміри по широті. Також, для визначення кінематичної відстані потрібно знати кутову швидкість обертального руху Галактики $\omega(R, z)$, яка в загальному випадку невідома. Для цього спочатку аналізуються профілі лінії $\lambda = 21$ см на різних довготах l. На кожній довготі по променю зору є максимально наближена до центра точка, що має максимальну радіальну компоненту швидкості $V_{r,max}$ (яка, при коловому русі, рівна самій швидкості елементу газу), і вона формує максимально відхилене крило лінії гідрогену. Таким чином ми можемо побудувати залежність $V_{r,max}(l)$, з якої знайти $\omega(R)$. Реально на обертальний рух газу в Галактиці накладається пекулярний рух хмар гідрогену (до 10 км/с) та не колові складові швидкості. Все це підвищує похибки при визначенні $V_{r,max}$ на заданій галактичній довготі. В діапазоні малих довгот $l = -15^\circ \div +15^\circ$ радіальні складові швидкості від обертального руху Галактики малі у порівнянні з пекулярними швидкостями. При цьому усі хмари в напрямку на центр Галактики випромінюють на близьких частотах, і досить швидко досягається оптична товща $\tau \gg 1$. Таким чином, виміряти кінематичні відстані до хмар в ділянках неба на галактичний центр та антицентр неможливо.

На основі аналізу спостережень нейтрального гідрогену на $\lambda = 21$ см можна отримати криву обертання Галактики. Аналогічні криві можна отримати на основі спостережень в інших радіолініях. Усі вони свідчать про сталий характер залежності $V(R)$ на відстанях від $R \sim 5$ кпк до $R \sim 18$ пк (рис. 109). Останній факт вказує на наявність значної кількості темної матерії у нашій Галактиці.

З аналізу форми лінії $\lambda = 21$ см можна побудувати карту розподілу нейтрального гідрогену в Галактиці (рис. 110), окрім частини, що розташована поблизу напрямку центр-антицентр, де кінематичні відстані визначити неможливо. На наведеній

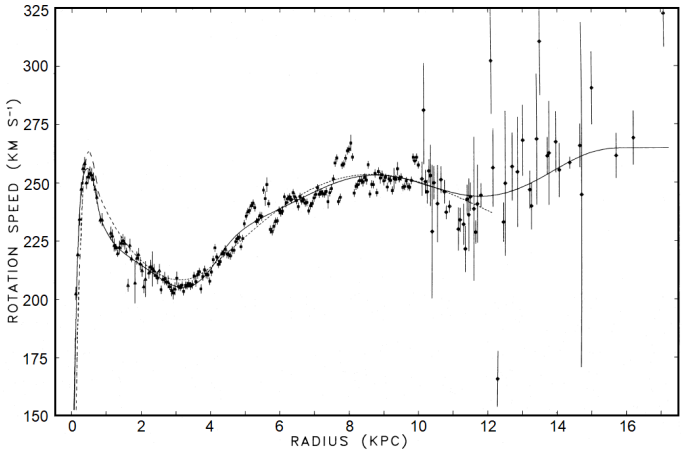

Рис. 109: Крива обертання нашої Галактики отримана по спостереженням нейтрального гідрогену H та оксиду карбону CO. Пунктирна та суцільна лінії відображають різні моделі [Clemens, Ap. J., 1985].

карті добре виділяються газові рукави, ширина яких ~ 0.4 кпк. Еквівалентна ширина максимумів лінії $\lambda = 21$ см дозволяє оцінити концентрацію атомів HI, і таким чином повну масу нейтрального гідрогену в Галактиці $\sim 1.4 \cdot 10^9 M_{Sun}$.

На високих галактичних широтах спостерігаються високошвидкісні хмари атомарного гідрогену HI, що рухаються значно швидше ніж навколишнє середовище та об'єкти поряд. Величина надлишку їх швидкості перевищує 70 км/с. Швидше за все вони знаходяться в галактичному гало, і можливо мають міжгалактичну природу, або колись були викинуті з галактичного ядра, а тепер падають на галактичну площину. Високошвидкісні хмари є найхолоднішими об'єктами галактичного гало. Самі хмари мають багатофазну структуру з температурою нижче ніж 10^4 K, зустрічаються включення з холодного газу з температурою менше 500 K. Високошвидкісні хма-

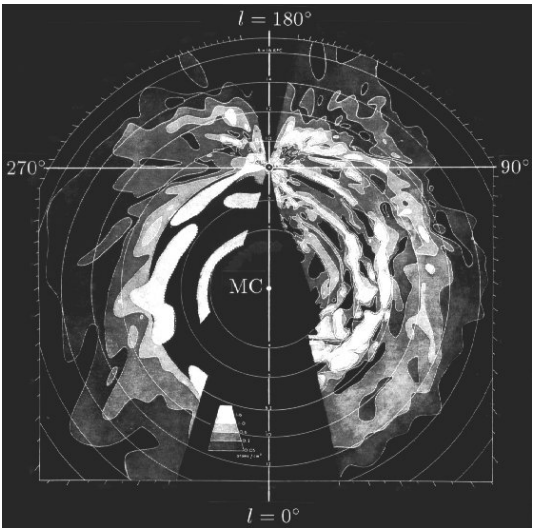

Рис. 110: Карта розподілу нейтрального атомарного гідрогену в нашій Галактиці [Oort et al., MNRAS, 1958].

ри рухаються у теплому середовищі галактичного гало (з температурами $T = 10^4 \div 10^6$ K) і ділянками високотемпературного іонізованого газу ($T > 10^6$ K). Користуючись оцінками відстані до хмар ($1 \div 15$ кпк) та концентрації газу у стовпчику (до 10^{-19} см$^{-2}$) можна оцінити їх повну масу у Галактиці $7.4 \cdot 10^7 M_{Sun}$.

Галактичний диск складається з відносно холодних хмар ($n_H \sim 1 \div 4$ см$^{-3}$, $T \sim 80 \div 150$ K), між якими знаходиться нейтральний гідроген у теплій фазі ($n_H \sim 0.1$ см$^{-3}$, $T \sim 5000 \div 6000$ K), розігрів якого відбувається низько-енергійною частиною космічних променів. Можливі фазові переходи між холодною та теплою фазами, процеси випаровування та конденсації холодних хмар атомарного гідрогену. Товщина галактичного диску змінюється від 0.5 кпк в центральних частинах Галактики до 2 кпк у зовнішніх периферійних частинах.

Дискретні джерела

На тлі великомасштабних структур в нашій Галактиці виділяються дискретні джерела, які умовно можна поділити за механізмом випромінювання чи типом об'єкта:

1. Теплове випромінювання нормальних зір.

2. Випромінювання навколозоряних оболонок та областей з зоряним вітром.

3. Нетеплове синхротронне випромінювання спалахуючих зір, активних подвійних зір, рентгенівських подвійних тощо.

4. Наднові та їх залишки.

5. Пульсари.

6. Туманності.

7. Центр Галактики.

Радіовипромінювання зір

Більшість звичайних зір головної послідовності є слабкими джерелами радіовипромінювання у неперервному спектрі. Спектр випромінювання підкоряється закону Релея–Джинса $S_\nu \sim \nu^2$ і відповідає оптично-товстому тепловому джерелу. Найпростіше спостерігати радіовипромінювання фотосфер зір гігантів та надгігантів у міліметровому діапазоні. Зорі, що мають гарячі корони, генерують радіовипромінювання в дециметровому та метровому діапазонах.

Випромінювання навколозоряного середовища

Багато зір гігантів пізніх спектральних класів мають навколозоряні оболонки, що формуються внаслідок активних процесів в надрах зорі на пізніх стадіях еволюції. У таких зір спостерігаються викиди, інтенсивний зоряний вітер. Сама зоря може бути пульсаційно нестійкою, що збільшує втрати маси. Оскільки зорі-гіганти пізніх спектральних класів мають великі розміри та відносно низьку температуру то в навколозоряному середовищі формуються пилинки, що підвищують втрати маси та збільшують інфрачервоне випромінювання зорі. В таких умовах йдуть хімічні реакції з утворенням різноманітних моле-

кул, оскільки зоряний матеріал, що формує оболонку, містить велику кількість важких атомів. Особливо ефективно хімічні реакції ідуть на поверхнях пилинок, які стають своєрідними хімічними лабораторіями міжзоряного простору.

В радіоспектрі зір пізніх класів з оболонками добре спостерігаються молекулярні лінії гідроксилу, води, оксидів вуглецю та кремнію, синильної кислоти, тощо. Дане випромінювання обумовлене коливальними та обертальними переходами в молекулах. По формі лінії звичайного молекулярного випромінювання можна встановити швидкість розширення зоряної оболонки та швидкість втрати маси зорею (рис. 111). Але в більшості випадків джерела випромінювання мають мазерну природу, є змінними у часі, варіації їх яскравості корелюють з кривою блиску центральної зорі, що „накачує“ мазер. Яскравим прикладом джерела у внутрішніх областях оболонок зір-гігантів є мазер SiO.

Зорі ранніх спектральних класів (O, B, зорі Вольфа-Райє), симбіотичні зорі, нові, молоді зорі, що не вийшли на головну послідовність та інші, що мають потужний гарячий зоряний вітер і ефективно втрачають масу. Навколо таких зір утворюється оболонка з іонізованої плазми з концентрацією, що спадає по закону: $n(r) \sim r^{-2}$. Часто навколо молодих зір спостерігаються диски (рис. 112). Основним механізмом випромінювання є теплове радіовипромінювання плазми. При такій геометрії різні частини оболонки стають оптично товстими на різних частотах, і відповідно низькочастотний спектр стає більш плоским ніж тепловий.

Протопланетні диски

Навколо молодих зір можливе утворення газопилових протопланетних дисків. Їх спостереження можливе в міліметровому та субміліметровому діапазонах, де можна помітити внутрішню структуру, орбіти протопланет, планетозималі тощо. Приклади протопланетних дисків наведено на рис. 113.

Спалахуючі зорі та активні подвійні

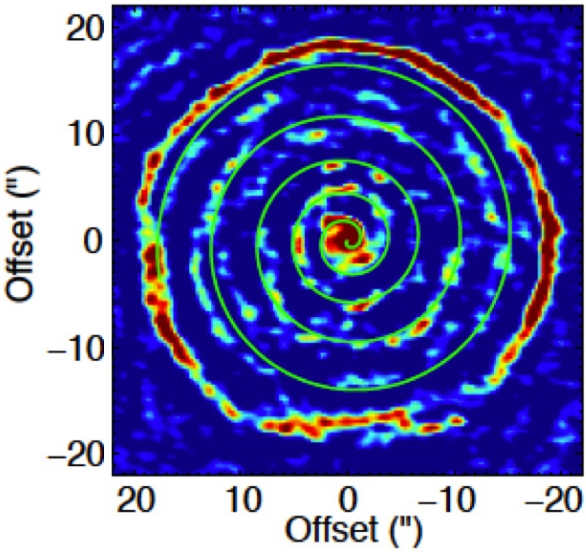

Рис. 111: Зображення зорі-гіганта R Scl з асимптотичної гілки отримане в лінії випромінювання CO на інтерферометрі ALMA. Добре помітна втрата речовини, зумовлена наявністю невидимого другого компонента у центральної зорі-гіганта [Maercker et al., Nature, 2012].

Зорі, що спалахують, мають потужні хромосфери, де відбуваються активні процеси, подібні до сонячних спалахів. Найбільш відомий клас таких об'єктів – зорі типу UV Ceti, це зорі-карлики пізніх спектральних класів (K, M). Статистичні дослідження показують, що такі зорі-карлики є однією з найбільших груп зір в Галактиці. Ці зорі під час спалаху показують зростання яскравості в рентгенівському, оптичному та радіо діапазонах зазвичай на час від секунд до десятків хвилин. Оскільки майже половина зір входять до складу подвійних та кратних систем, то часто червоні карлики є невидимими компонентами подвійних змінних зір і показують спалахову

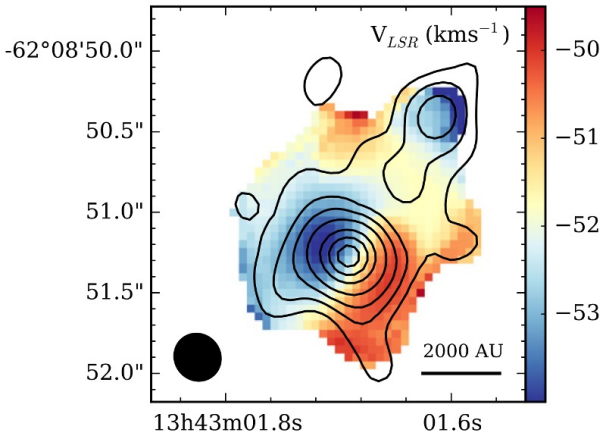

Рис. 112: Зображення масивної молодої зорі AFGL 4176 спектрального класу O в міліметровому радіоконтинуумі (контурні лінії), на яке накладене кольорове зображення швидкостей газу в навколозоряному диску, отримане в радіолінії CH_3CN. Добре помітно, що газ обертається навколо молодої зорі. Спостереження виконані на інтерферометрі ALMA [Johnston et al., ApJ, 2015].

активність в цих системах.

Мікроквазари – рентгенівські подвійні, що мають потужне радіовипромінювання, подібні до класичних квазарів, але є об'єктами зоряної маси в нашій Галактиці. Внаслідок потужної акреції на чорну діру формується диск та релятивістські джети, останні і є джерелом нетеплового радіовипромінювання.

Наднові та їх залишки

Наднова – одна з найбільш потужних явищ, що вивчається в астрофізиці. Причиною спалаху наднової зорі є термоядерний вибух компактної конфігурації (білого карлика чи нейтронної зорі) при досягненні гранично-можливої маси або гравітаційний колапс масивної зорі на завершальних стадіях

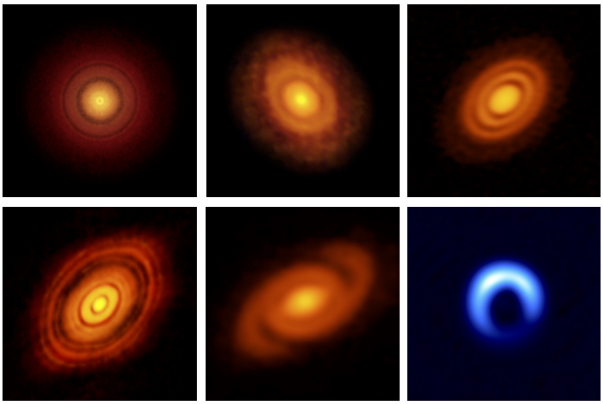

Рис. 113: Приклади протопланетних дисків, що спостерігаються в міліметровому радіоконтинуумі за допомогою інтерферометра ALMA (Кооперація ALMA).

еволюції. Наднові спостерігаються протягом місяців за цей час виділяється енергія $10^{43} \div 10^{44}$ Дж. За спектральними характеристиками та кривими блиску наднові прийнято ділити на два типи – SNI та SNII, які в свою чергу розділяються на підтипи.

В процесі вибуху наднової скидається значна частина маси зі швидкостями $\sim 5000 \div 20000$ км/с, інколи зоря вибухає, не залишаючи компактної конфігурації. Сам вибух спричиняє в навколишньому міжзоряному середовищі ударну хвилю, яка і формує залишок наднової. Залишок має відносно велике магнітне поле, яке турбулізоване, з областями локального підсилення. В залишку знаходиться величезна кількість релятивістських частинок, які і формують потужне синхротронне випромінювання в радіодіапазоні. Внаслідок ефекту Фарадея в міжзоряному середовищі поляризація випромінювання змінюється. В оптичному діапазоні спостерігаються відносно молоді залишки вибухів, оскільки матерія зорі досить швидко розсіюється в міжзоряному середовищі, і оптична товща по випро-

мінюванню стає значно менше одиниці. Основним джерелом інформації про відносно старі залишки наднових стають спостереження в радіо та рентгенівському діапазонах (рис. 114). Для цього ведеться спостереження за фактично зміненим міжзоряним середовищем, яке сильно розігрілось та турбулізовалось під час вибуху.

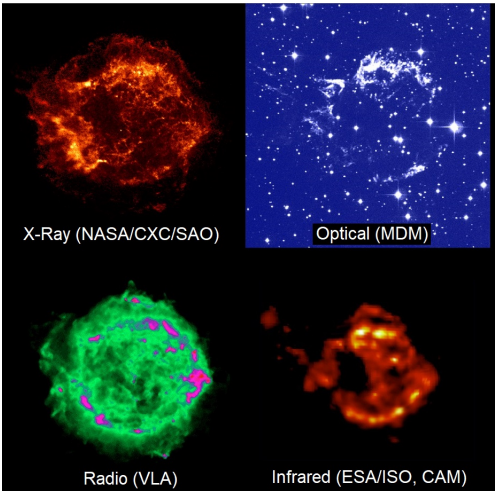

Рис. 114: Зображення у різних спектральних діапазонах залишку наднової Кассіопея А, що спалахнула наприкінці 17 століття. Відстань до залишку 3.4 кпк, і він найкраще спостерігається в рентгенівському та радіодіапазонах (на рисунку наведено радіозображення отримане на інтерферометрі VLA, рентгенівське зображення на космічному телескопі Чандра). В дециметровому діапазоні Кассіопея А є самим яскравим позасонячним об'єктом на небі (http://chandra.harvard.edu).

Сучасні спостереження на радіоінтерферометрах дозволяють встановити еволюцію залишків наднових (рис. 115).

Пульсари

Пульсари – нейтронні зорі, що мають потужні магнітосфе-

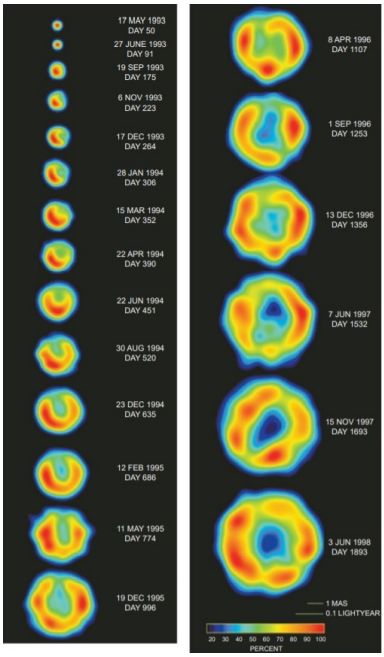

Рис. 115: Еволюція залишку наднової 1993J, що спалахнула в галактиці M81 на відстані 3.6 Мпк. Спостереження велись за допомогою інтерферометра VLBI на частоті 8.4 ГГц протягом 5 років [Bartel et al., Science, 2000].

ри і є джерелами пульсуючого радіовипромінювання. Самі по собі нейтронні зорі є продуктом еволюції масивних зір. Випромінювання пульсарів має чітко-періодичну форму, період повторення імпульсів складає від мілісекунд (для мілісекундних пульсарів – MSP) до десятка секунд. Відносна нестабільність повторення імпульсів складає до 10^{-9}, сам період лінійно наростає, що пов'язують з втратами обертальної енергії пульсаром. Час від часу спостерігаються збої періоду, коли він стрибкоподібно зменшується, і знову виходить на повільне зростання, це пов'язується з реконструкцією внутрішньої будови пульсара.

Самі імпульси можуть мати складну внутрішню структуру, що змінюється з часом та залежить від частоти (рис. 116). Інколи проходять інтерімпульси – вторинні імпульси між основними.

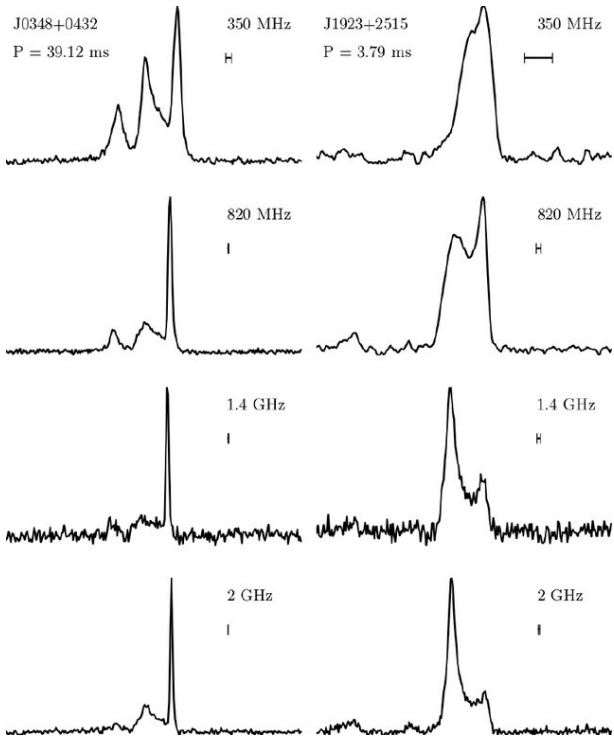

Рис. 116: Форма імпульсів пульсарів J0348+0432 та J1923+2515 на чотирьох частотах [R.Lynch et al., ApJ, 2013].

Спектри пульсарів в метровому діапазоні ($\nu \sim 100$ МГц) степеневі $S_\nu \sim \nu^{-\alpha}$, де $\alpha \sim 3 \pm 1$, на коротких хвилях ($\nu >$ 500 МГц) наступає завал (рис. 117). Завал значно ускладнює спостереження пульсарів на частотах вище ГГц. Випромінювання є поляризованим, причому протягом одного імпульсу площина поляризації повертається; від імпульсу до імпульсу поляризація істотно змінюється.

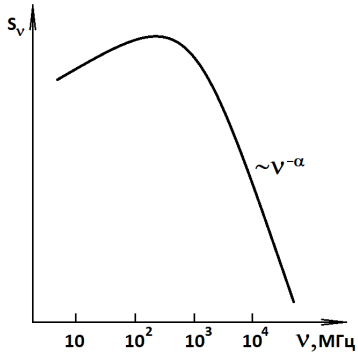

Рис. 117: Спектр пульсара в першому наближенні степеневий, і досить крутий у порівнянні з іншими радіоджерелами, що значно ускладнює дослідження пульсарів на частотах вище декількох ГГц.

Час життя пульсара найімовірніше складає $10^7 \div 10^8$ років. Це значить, що переважна більшість нейтронних зірок не є пульсарами. Оцінити вік пульсару можна по величині уповільнення періоду $\dot{P}$:

$$t \sim \frac{1}{2}\frac{P}{\dot{P}} \ . \tag{8.5}$$

Вік більшості відомих пульсарів складає $10^6 \div 10^7$ років, є частина молодих пульсарів, наймолодшому з яких Крабу (PSR B0531+21) $t \approx 950$ років.

Пульсари прийнято називати по їх координатам. Спочатку пишеться три літери PSR (Pulsating Source of Radio), потім вказується літера B, якщо координати наведені на епоху 1950 року, або літера J, якщо координати наведені на епоху 2000 року. Далі записуються безпосередньо координати – пряме піднесення у годинах-хвилинах, та схилення у градусах (приклад: PSR B1257+12). Раніше у назві пульсарів не фігурувала епоха, тому можна зустріти і застарілу номенклатуру

(PSR 1913+167), в даному прикладі схилення приведено з точністю до десятих градуса і координати наводяться на епоху 1950 року. Пульсари, що були відкриті до 1993, частіше називають з літерою B (наприклад, PSR B1919+21). Нові пульсари мають у своїй назві літеру J (наприклад, PSR J0437-4715). Якщо поряд на небі розташовані декілька пульсарів, то дописують літеру-суфікс (наприклад, PSR 0021-72C та PSR 0021-72D).

Надзвичайна висока стабільність імпульсів радіовипромінювання пульсарів грає велику роль, як в дослідженні природи самих пульсарів, так і цілого ряду явищ, безпосередньо не пов'язаних з їх випромінюванням.

Подвійні пульсари

Не існує теоретичної заборони, щоб пульсари входили до складу подвійних чи кратних систем. Правда в процесі несиметричного вибуху наднової, досить часто пульсар викидається з великою швидкістю, що може зруйнувати подвійну систему, до якої входила празоря. Однак, незважаючи на це, були відкриті пульсари, що входять до подвійних систем: пульсар – зоря головної послідовності (наприклад PSR J0045-7319), пульсар – білий карлик (подібні PSR B1620-26), пульсар – нейтронна зоря та окремий підтип пульсар – пульсар.

Вивчення масивних подвійних систем малих розмірів, таких як нейтронні зорі дозволяє досліджувати тонкі ефекти загальної теорії відносності (ЗТВ) та робити перевірку теорії гравітації. Серед найбільш відомих наслідків вивчення таких систем можна виділити:

1. Підтвердження передбаченої ЗТВ втрату енергії подвійною системою за рахунок випромінювання гравітаційних хвиль. Хоч явно гравітаційні хвилі випромінені в таких системах не спостерігались, але результат їх генерації було досліджено опосередковано за допомогою радіоастрономічних методів.

2. Визначення релятивістського зміщення периастра орбіти пульсара, подібного до зміщення перигелію орбіти Меркурія,

але як правило, значно більше.

3. Під час зближення компонентів подвійної системи спостерігається релятивістське збільшення періоду обертання, за рахунок сповільнення часу в сильному гравітаційному полі.

4. Коли сигнал пульсара проходить поблизу іншого компаньйона, то внаслідок сильного викривлення простору-часу електромагнітні хвилі зазнають затримки (ефект Шапіро), що збільшує час між імпульсами.

5. Підтвердження деяких гравімагнітних ефектів ЗТВ, таких як геодезична прецесія – ефект зміни напрямку осі обертання тіла, що рухається у викривленому просторі-часі.

Перший пульсар, що входить до подвійної системи був відкритий Раселом Галсом та Джозефом Тейлором у 1974 році за допомогою 305-метрового радіотелескопа Аресібо та отримав назву PSR B1913+16 (також відомий під назвами: PSR J1915+1606 та PSR 1913+16). Іншим компаньйоном виявилась радіо-тиха нейтронна зоря. Компоненти подвійної системи обертаються по еліптичних орбітах навколо центру мас, зближаючись на відстань 746600 км та віддаляючись до 3153600 км. Період обертання системи рівний 7.75 год. Ретельні спостереження даної системи дозволили неявно перевірити передбачення загальної теорії відносності з точністю $\sim 0.1\%$.

В 2003 році на обсерваторії Паркса (Австралія) була відкрита подвійна система, що складається з двох пульсарів (PSR J0737-3039A та PSR J0737-3039B). Відстань між пульсарами складає близько 800 тис. км. Орбітальний період – 2.4 години. Період обертання навколо власної осі більш масивної компоненти ($M = 1.35M_S$) складає 22.7 мс, а менш масивної з $M = 1.24M_S$ складає 2.77 с. Внаслідок випромінювання гравітаційних хвиль подвійна система зближується зі швидкістю 7 мм/добу, і має злитись за 85 млн. років. Вивчення даної системи підтвердило передбачення ЗТВ.

Міжзоряне середовище

При поширенні у міжзоряному іонізованому середовищі ра-

діохвилі зазнають спотворення. Оскільки радіоімпульси від пульсарів є досить стабільними, то їх можна використовувати для зондування міжзоряного середовища. За допомогою вивчення радіоімпульсів на близьких частотах можна виміряти міри дисперсії DM, емісії EM та обертання RM. Наприклад, скориставшись рівнянням 3.22 для зміщення фази на різних частотах, можна визначити затримку імпульсів пульсара на двох близьких частотах ω_1 та ω_2:

$$\Delta t = \frac{e^2}{2c\varepsilon_0 m_e}\left(\frac{1}{\omega_1^2} - \frac{1}{\omega_2^2}\right) DM, \tag{8.6}$$

де c – швидкість світла, e, m_e – заряд та маса електрона, ε_0 – електрична стала.

Якщо незалежним чином визначена відстань до пульсара, то користуючись мірою дисперсії можна визначити середню густину плазми на промені зору. Відстань до найближчих пульсарів виміряна за допомогою інтерферометрів та методики таймінгу. У разі неможливості виміряти відстань використовуються непрямі методики, які часто пов'язані з визначенням відстані до оточення пульсара (скупчення чи залишки вибуху наднової тощо). У такому підході можливі хибні ідентифікації внаслідок проекції положення пульсара на небесну сферу поряд з віддаленими об'єктами. Якщо відомі усереднені характеристики міжзоряного середовища, то, навпаки, по мірі дисперсії DM, можна оцінити відстань до пульсара.

Поєднуючи виміри DM та RM можна оцінити усереднене значення складової міжзоряного магнітного поля вздовж променя зору. В середньому величина індукції магнітного поля в Галактиці складає ~ 0.1 нТл. Вивчення багатьох пульсарів дозволило встановити структуру міжзоряного магнітного поля та величину його флуктуацій (див. рис. 28). Була підтверджена гіпотеза про антисиметрію магнітних полів у різних півкулях галактичного гало, що свідчить про існування глобального магнітного поля Галактики зі структурою близькою до диполь-

ної.

Результати досліджень магнітного поля за спостереженнями пульсарів добре узгоджуються з результатами досліджень розщеплення ліній випромінювання мазерів внаслідок ефекту Зеємана.

Планетні системи

Навколо деяких пульсарів виявлені планетні системи. Наявність чіткої періодичності в імпульсах пульсарів дозволяє, внаслідок ефекту Доплера, досить точно визначати маси супутників та їх орбітальні параметри. Перші підтверджені пульсарні планети були відкриті навколо PSR B1257+12 в 1992 році (рис. 118). Період обертання планет в цій системі від 25 до 98 днів, маси планет – від 0.02 до 4 мас Землі.

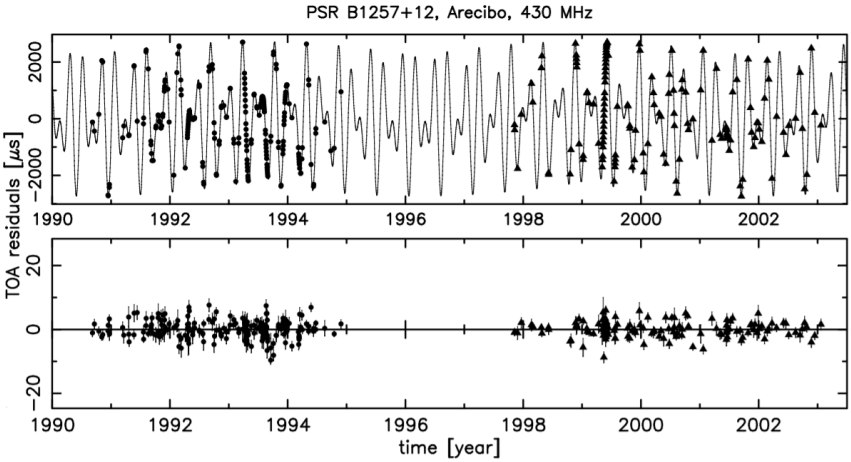

Рис. 118: Затримки приходу імпульсів (TOA) пульсара PSR B1257+12 (зверху), та затримки, при врахуванні наявності системи з трьох планет (внизу), за спостереженнями на частоті 430 МГц обсерваторією Аресібо [Konacki, M., Wolszczan, A. The Astrophysical Journal, 2003].

Процес утворення та еволюції пульсарних планет є надзви-

чайно цікавим. Вважається, що пульсарні планети здебільшого є вторинними, тобто сформувались після утворення пульсару з нормальної зорі. Цю гіпотезу підтверджують вказівки на наявність протопланетних дисків навколо деяких відносно молодих пульсарів.

Відкриті також циркумбінарні планети (планети з кратною орбітою), це об'єкти які рухаються навколо центру мас подвійної чи кратної системи. Першою циркумбінарною планетою був відкритий об'єкт PSR B1620-26b, що обертається навколо подвійної системи пульсар PSR B1620-26 – білий карлик WD B1620-26. Інколи цю планету називають PSR B1620-26c – третій об'єкт, субзоряної маси у кратній системі. Маса цієї планети оцінюється в 2.5 маси Юпітера, велика піввісь орбіти – 23 а.о., період обертання близько 100 років. Така віддалена планета вважається утвореною ще у нормальній зоряній системі. Оскільки пульсари та білі карлики є кінцевим етапом еволюції зір, то сама система PSR B1620-26 має бути досить старою. Дана система також входить до складу кулястого скупчення M4, вік якого оцінюється в 12.5 млрд. років, що робить екзопланету PSR B1620-26b однією з найстаріших з відомих науці.

Служба пульсарного часу

Висока стабільність випромінювання пульсарів дозволяє реалізувати ідею пульсарної шкали часу. В основу цієї шкали лягає прихід імпульсів випромінювання. Визначення епохи отримання окремого імпульсу називається пульсарним таймінгом. Точність визначення моментів приходу імпульсів є досить високою, хоча радіоімпульс має складну форму, яка в свою чергу є унікальною для кожного пульсара. Час приходу імпульса залежить від багатьох факторів: положення та власного руху пульсара по небесній сфері, орбітального та обертального руху Землі, гравітаційного потенціалу тіл Сонячної системи в точці спостереження та інше. Для близьких пульсарів необхідно навіть враховувати зміну відстані внаслідок річного обертання

Землі навколо Сонця. Також важливим є міжзоряна дисперсія сигналів, яка також залежить від відстані до пульсарів. У пульсарів спостерігається еволюція імпульсів з часом, плавно збільшується час між імпульсами, можливі стрибкоподібні зміни. Окремі імпульси мають складну форму. Все це призводить до того, що для реалізації пульсарної шкали часу треба вести ретельні спостереження за масивом відібраних пульсарів. Більшість пульсарів є відносно слабкими джерелами радіовипромінювання, тому для спостереження за ними потрібно використовувати великі радіотелескопи. Усі ці фактори ускладнюють реалізацію служби пульсарного часу на практиці.

Використання спеціально відібраного масиву мілісекундних пульсарів (MPS) дозволило створити пульсарну шкалу часу. Її використання має ряд переваг, як для покращення точності на великих інтервалах часу (місяці-роки), так і вивчення тонких явищ в Сонячній системі і поведінки різних систем відліку загалом.

Туманності та мазери

В міжзоряному середовищі спостерігаються скупчення газу, плазми та пилу, які отримали назву туманності. Основною складовою туманностей є гідроген. В залежності від густини, температури та розмірів умовно можна поділити їх на хмари нейтрального гідрогену (зони HI), іонізовані (зони HII) та молекулярні (H_2). Інколи хмари з нейтрального та іонізованого гідрогену називають дифузними. Зони HII, як правило, досить компактні, оскільки їх джерелами іонізації є яскраві гарячі зорі (Вольфа-Райє, O, B класів), потужні ударні хвилі, області зореутворення тощо. Випромінювання туманностей HII (наприклад, туманність Оріона, див. рис. 119) має теплову природу і детально розглядалося в попередніх розділах.

Зони HII окрім теплового радіовипромінювання в неперервному спектрі показують і випромінювання в окремих спектральних лініях. Такі радіолінії утворюються при переходах між високозбудженими атомарними рівнями. Для воднеподібного

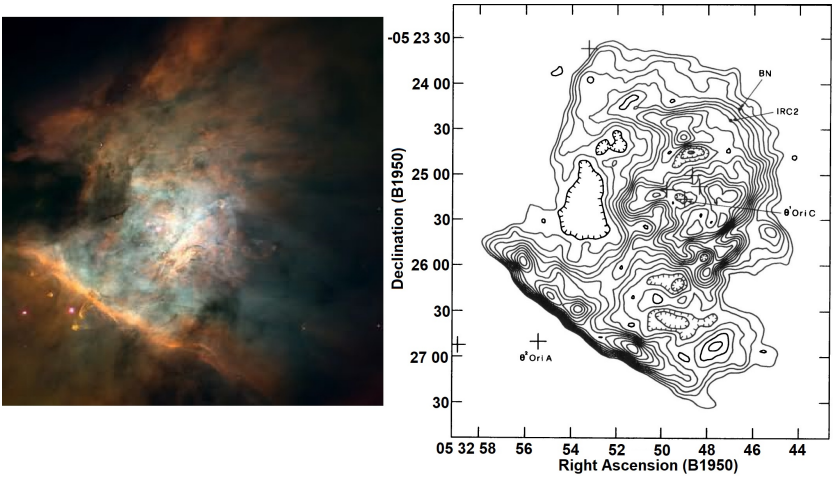

Рис. 119: Зображення туманності Оріона (M42), в оптичному діапазоні, отримане за допомогою космічного телескопа імені Габбла (зліва) (Credit: NASA, C.R. O'Dell and S.K. Wong, Rice University) та теплове радіовипромінювання водневої плазми на довжині хвилі 20 см (справа) [Felli et al, Astronomy and Astrophysics Supplement Series, 1993].

атома частота переходу між рівнями n та $n+\Delta n$ визначається формулою Рідберґа:

$$\nu = R_H c Z^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n+\Delta n)^2} \right), \tag{8.7}$$

де c – швидкість світла, Z – атомний номер (заряд ядра), для атома гідрогену $Z = 1$, R_H – стала Рідберґа, $R_H = \dfrac{R_\infty}{1 + m_e/M}$, m_e – маса електрона, M – маса ядра, $R_\infty \approx 1.097 \cdot 10^7 \text{м}^{-1}$.

Для запису переходів між високозбудженими рівнями використовують позначки, аналогічні з оптичними переходами, так, якщо $\Delta n = 1$, то використовується літера α, $\Delta n = 2$ відповідає β і так далі. При цьому також вказується з якого рівня n

відбувся перехід, і у якого елемента, наприклад для гідрогену: $H60\beta$, означає перехід в атомі гідрогену між рівнями $n = 60$ та $n = 58$.

Коли головне квантове число $n \gtrsim 30$, то переходи з $\Delta n = 1$ вже знаходяться в міліметровому діапазоні хвиль, і можуть спостерігатись радіоастрономічними методами. Оскільки гідроген знаходиться у дуже розрідженому стані в зонах HII та в слабоіонізованих хмарах, атоми гідрогену рекомбінують на високі рівні n, а потім каскадно переходять на нижчі рівні. При цьому спостерігаються спектральні лінії випромінювання, що отримали назву рекомбінаційні лінії. Якщо $n \gg \Delta n$, то частоту радіолінії можна легко вирахувати:

$$\nu \approx 2R_H c Z^2 \frac{\Delta n}{n^3}. \tag{8.8}$$

Вивчаючи профіль та інтенсивність рекомбінаційних радіоліній можна говорити про умови в середовищі, де вони виникають. Але при цьому слід враховувати, що форма лінії визначається не лише температурою середовища, а і наявними турбулентними рухами, які можуть перевищувати теплові швидкості. Великомасштабні рухи газу в цілому призводять до утворення асиметричного профілю. Також нерівноважні процеси відіграють велику роль, аж до виникнення мазерного підсилення ліній. Власне випромінювання в лініях накладається на вільно-вільне випромінювання в континуумі. Врахування цих факторів дозволяє коректно оцінити електрону температуру T_e в зонах HII. Картографування зони HII в рекомбінаційних лініях дозволило побудувати розподіли поля швидкостей газу в ній.

Приклад 8.1. Рідбергівський атом

Розрахуйте на якій довжині хвилі можна зареєструвати рідбергівський перехід атому гідрогену з $n = 1000$ на $n = 999$. Який характерний радіус атома гідрогену на рівні збудження $n = 1000$.

Частота випромінювання електромагнітної хвилі при переході з $n = 1000$ можна знайти з формули Рідберга 8.7, де згідно умови $\Delta n = 1$,

заряд ядра гідрогену $Z = 1$. Довжина хвилі λ відповідно буде визначатись: $\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n+1)^2} \right)$, яка складає $\lambda \approx 45.5$ м, і довжина хвилі лежить в декаметровому діапазоні, але її можна інколи спостерігати з поверхні Землі, оскільки границя пропускання іоносферою електромагнітних хвиль складає десятки метрів.

Радіус орбіти електрона складає $r_n = n^2 \frac{\hbar^2}{m_e e^2}$, де $\hbar = 1.05 \cdot 10^{-34}$ Дж с – стала Планка, m_e – маса електрона, e – заряд електрона. Для $n = 1000$ радіус орбіти $r_n \approx 53$ мкм, що є порівняним з товщиною людського волосся. Такі великі атоми надзвичайно чутливі до зовнішніх сил, і навіть невеликі збурення з боку сусідніх атомів можуть призвести до переходу на нижні рівні. Тому рідбергівські атоми можуть існувати в умовах дуже розрідженого міжзоряного середовища.

Спостерігаються лінії і інших елементів, наприклад гелію He, карбону C, тощо. Оскільки при рекомбінації, наприклад CII, на високі рівні утворюється воднеподібний атом, то частоти випромінювання таких елементів не сильно відрізняються від частот гідрогену, що дозволяє їх вивчати за допомогою тих же інструментів, що і радіолінії гідрогену. На телескопі УТР-2 (Україна) в декаметровому діапазоні вдалось спостерігати рідберговські стани карбону з головним квантовим числом $n = 732$ ($C732\alpha$). Для іонізації гелію необхідна енергія ($\mathcal{E}_{He} = 24$ еВ) більша, ніж потенціал іонізації для гідрогену ($\mathcal{E}_H = 13.6$ еВ), тому зони HeII утворюються рідше і менші за розмірами. Відповідно випромінювання рекомбінаційних ліній гелію спостерігається рідше. В частково іонізованому міжзоряному середовищі також утворюються рекомбінаційні лінії гідрогену, ширина цих ліній як правило менша, оскільки температура газу нижча. Потенціал іонізації карбону ($\mathcal{E}_C = 11.1$ еВ) нижчий ніж у гідрогену, тому менш енергійні фотони можуть його іонізувати, і утворити зону CII, така картина часто спостерігається навколо B зір пізніх підкласів, спектр випромінювання яких не містить великої кількості фотонів з енергією $\mathcal{E} > \mathcal{E}_H$. Тому у відносно холодних зонах інтенсивність рекомбінаційних ліній карбону більша ніж гідрогену.

В міжзоряному середовищі за оптичними спектрами були виявлені молекули. Радіоастрономічними методами можна вивчати різні типи молекулярних переходів, які знаходяться у радіодіапазоні. Основні механізми утворення молекулярних радіоліній – це обертальні та інверсні переходи, а також переходи між підрівнями, що утворені при розщеплені електронно-коливально-обертального рівня молекули з нерівним нулю квантовими числами Λ та J (так зване Λ подвоєння). Яскравим прикладом останнього є відомі радіолінії гідроксилу OH: $\lambda = 17.4$ см ($\nu = 1720$ МГц), $\lambda = 18.0$ см ($\nu = 1665$ МГц), $\lambda = 18.0$ см ($\nu = 1667$ МГц), $\lambda = 18.6$ см ($\nu = 1612$ МГц), де центральні дві є головними лініями-сателітами.

В цілому відкрито випромінювання в радіодіапазоні багатьох молекул, наприклад, гідроксил (OH), вода (H_2O), формальдегід (H_2CO), монооксид карбону (чадний газ CO), амоніак (NH_3), синильна кислота (HCN), іон HCO^+ та багато інших. Надійно ототожнено більше двох сотень молекул, значна частина з яких органічні. Найбільш масивні міжзоряні молекули містять десятки атомів. Відкриття молекул в міжзоряному середовищі вказує на те що є області, де вони можуть утворюватись і існувати довгий час. Вивчення молекулярних переходів дозволяє краще зрозуміти процеси в міжзоряному середовищі.

За найбільш інтенсивними лініями (CO, OH, тощо) були побудовані карти розподілу речовини у Галактиці, які в цілому відповідають картам отриманим по лінії нейтрального гідрогену $\lambda = 21$ см. Лінії інших молекул дозволяють вивчати тонку структуру об'єктів, у яких вони утворюються. Найбільш часто молекулярні лінії спостерігаються у міжзоряних хмарах пов'язаних з тепловими радіоджерелами. Спостереження радіоліній CO дає можливість робити оцінку вмісту молекулярного водню. Молекулярний водень (H_2) не дає ліній випромінювання в радіодіапазоні та оптиці, але до складу молекулярних хмар входять і молекули CO, по вмісту яких вдається оцінити повну масу хмари.

Молекули спостерігаються в *гігантських молекулярних хмарах*, де відбуваються процеси зореутворення. Картографування гігантських молекулярних хмар у радіолініях дозволило вивчити їх внутрішню структуру, виявити наявність великої кількості конденсацій газу, з яких може починатись утворення протозорі. Через непрозорість молекулярних хмар вивчати процеси утворення зір можна лише у інфрачервоному та радіодіапазонах. Молекули також спостерігаються в оболонках навколо зір-гігантів пізніх спектральних класів, наприклад змінних зір типу Міра Кита.

В процесі еволюції молекулярних утворень в центрах зореутворення, чи оболонках зір можуть спостерігатись джерела мазерного випромінювання (рис. 120). Відомі мазери на молекулах CH_3OH, OH, H_2O тощо. Мазерні лінії утворюються при різних умовах середовища, таких як густина, температура, наявності конкретного механізму накачування мазера. Тому наявність певного мазера свідчить про умови, де вони формуються. Детальне вивчення форми та інтенсивності ліній дозволяють відновити фізичні параметри середовища. Мазери мають високі яскравісні температури та, як правило, невеликі розміри, що дозволяє вивчати їх рухи і навіть внутрішню структуру за допомогою радіоінтерферометрів. Саме молекулярні мазери дали можливість краще зрозуміти процес утворення протозорі, колапс газової конденсації, її розігрів, еволюцію протопланетного диска і його взаємодію з зоряним вітром, тощо.

Центр Галактики

Міжзоряний пил концентрується до галактичної площини, тому спостерігати центральні частини Галактики у видимому та ультрафіолетовому діапазонах неможливо. Основну інформацію про центр нашої Галактики отримано через спостереження в радіо, інфрачервоному, жорсткому рентгенівському та гамма діапазонах. Слід відмітити, що опосередковано координати центра Галактики були оцінені Г. Шеплі в 1918 році за розподілом кулястих скупчень.

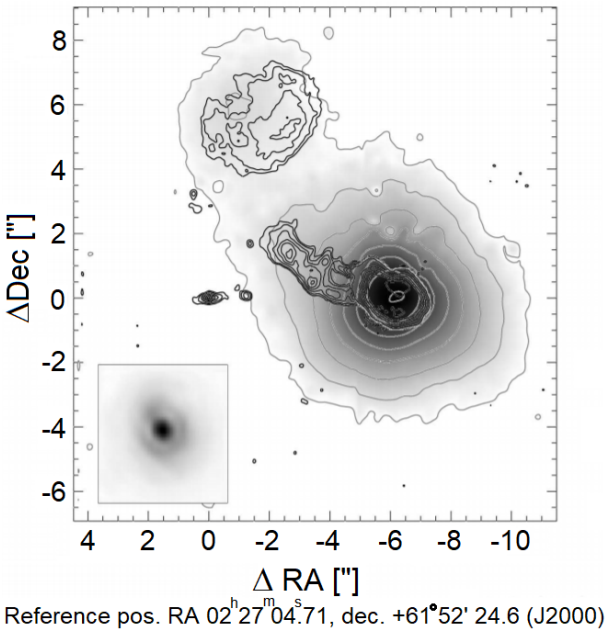

Рис. 120: Інфрачервоне зображення області зореутворення W3(OH) на довжині хвилі 11.7 мкм (сірі лінії) з накладеним контуром радіовипромінювання (чорні лінії) на частоті 8.4 ГГц. Область W3(OH) є джерелом молекулярного випромінювання (гідроксил OH, метанол CH_3OH, амоніак NH_3, тощо), також в ній спостерігаються різноманітні мазерні джерела. Зліва внизу наведене інфрачервоне зображення зорі порівняння Альдебаран (α Tau) [Stecklum et al, Astronomy & Astrophysics, 2002].

Центральна частина Галактики ототожнюється з протяжним радіоджерелом Стрілець A (Sagittarius A, Sgr A). Sgr A складається з трьох окремих компонентів: залишку вибуху наднової (Sagittarius A East), спіральної структури (Sagittarius A West) та яскравого компактного радіоджерела Sagittarius A*

(Sgr A*), яке розташовується в центрі спіралі (рис. 121). Східна частина Sagittarius A East має нетеплову природу радіовипромінювання. Вона ймовірно пов'язана з аномальним вибухом зорі, що надзвичайно близько підійшла до центральної надмасивної чорної діри, вік залишків наднової оцінюється від 40 до 100 тисяч років.

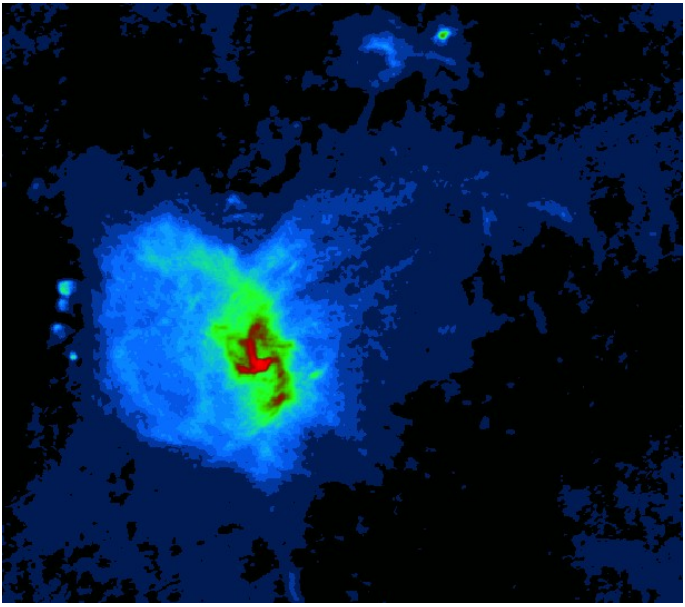

Рис. 121: Зображення радіоджерела Стрілець А отриманого на радіоінтеферометрі VLA. Блакитна ділянка зліва відповідає – Sgr A East – залишку вибуху зорі, центральна зелена та червона ділянка – Sgr A West – область іонізованого газу, що показує квазіспіральну структуру, Sgr A* – компактна центральне радіоджерело, що ототожнюється з зоною навколо надмасивної чорної діри [Farhad-Zadeh & Morris, The Astronomical Journal, 1987].

Радіоджерело Sgr A* ототожнюється з центром Галакти-

ки, де знаходиться надмасивна чорна діра. Відстань до Sgr A* близько 8 кпк. Спостереження на радіоінтерферометрі VLBI показав, що кутові розміри Sgr A* 37 мікросекунд, що відповідає лінійним розмірам близько 0.3 а.о.. Центральний надмасивний об'єкт оточений гарячою газовою хмарою розміром близько 1.8 пк, яка також інтенсивно випромінює в радіодіапазоні. Спостереження в інфрачервоному діапазоні дозволили дослідити зорі, що обертаються навколо Sgr A*, та оцінити масу чорної діри в центрі Галактики, яка складає близько 4 мільйонів мас Сонця.

Навколо надмасивної чорної діри Sgr A* обертається магнетар SGR J1745-2900 (або PSR J1745-2900). *Магнетаром* називається нейтронна зоря, що має аномально високе магнітне поле. SGR J1745-2900 має період 3.76 с та величину магнітного поля 10^{10} Тл. На відміну від більшості інших магнетарів, SGR J1745-2900 має потужне радіовипромінювання та був відкритий у 2013 році за допомогою Ефельсберзького радіотелескопа як пульсар.

Позагалактична радіоастрономія

Вивчення галактик у радіодіапазоні стало можливим з розвитком радіоінтерферометрії. При веденні спостережень за допомогою одиночного радіотелескопа важко ототожнити відносно слабкі в оптичному діапазоні об'єкти, оскільки роздільна здатність радіотелескопів низька. Перші ототожнення яскравих позагалактичних радіоджерел з їх оптичними аналогами вказали на те що існує певний клас "радіо-гучних" галактик, які отримали назву *радіогалактики*. Особливістю радіогалактик є надзвичайно висока потужність випромінювання у радіодіапазоні, яка може досягати 10^{39} Вт (в смузі частот від 10 МГц до 100 ГГц), тоді як у звичайних галактик, таких як наша Галактика, ця величина сягає $10^{30} \div 10^{31}$ Вт. В 60-х роках XX століття були відкриті квазари, деякі з них також показують надзвичайно високий рівень радіовипромінювання. Більшість близьких галактик не показують високої активності в радіодіапазоні, тому і виникали проблеми з ототожненням оптичних аналогів яскравих позагалактичних радіоджерел у піонерських роботах середини XX століття.

Радіовипромінювання нормальних галактик

Радіовипромінювання галактики у неперервному спектрі є синтетичним, тобто є сумарним випромінюванням багатьох об'єктів, з яких складається галактика. Основними джерелами випромінювання в галактиках є:

- диск, розміри якого в радіодіапазоні відповідають оптичному,
- спіральні рукави, де є багато газу та молодих об'єктів,
- зони HII, що дають теплове випромінювання плазми,
- радіогало, що оточує галактичний диск,
- залишки наднових,

- ядро галактики, якщо в ньому спостерігаються активні процеси, такі як викиди джетів, падіння хмар газу тощо.

Звісно, що не всі вказані об'єкти можуть бути у конкретній галактиці, але більшість нормальних галактик є спіральними і мають усі наведені складові (приклад, рис. 122). Усі наведені об'єкти, окрім зон HII, є джерелами нетеплового синхротронного випромінювання. Для найближчих галактик вдається проводити спостереження окремих джерел, як правило залишки спалахів наднових, які показують високий рівень радіовипромінювання.

Рис. 122: Зображення галактики Туманність Андромеди (M31) в лінії випромінювання CO (зліва) у порівнянні з оптичним зображенням (справа) [Nieten et al, Astronomy & Astrophysics, 2006]

Використання інтерферометрів з наддовгою базою дозволило реконструювати зображення речовини та випромінювання навколо надмасивних чорних дір в центрах галактик. Прикладом може бути надмасивна чорна діра з масою $6.5 \cdot 10^9 M_{\text{Сонця}}$ в центрі галактики M87. Така велика маса призводить до значного викривлення простору, електромагнітні хвилі від акреційного диску та далеких об'єктів, що проектуються поряд,

ідуть не прямолінійно і поблизу чорної діри можливе спостереження темної ділянки – тіні чорної діри (рис. 123).

Рис. 123: Зображення в радіодіапазоні на довжині хвилі 1.3 мм ділянки поблизу надмасивної чорної діри в центрі галактики M87, отримане за допомогою інтерферометра "Телескоп горизонту подій" (Event Horizon Telescope, EHT)

Проводяться активні дослідження радіовипромінювання галактик у спектральних лініях. Найбільш інтенсивним радіовипромінювання є у лінії нейтрального гідрогену $\lambda = 21$ см, також, для деяких близьких галактик, ведуться спостереження у лінії гідроксилу OH ($\lambda = 18$ см), води ($\lambda = 1.35$ см), окису карбону CO ($\lambda = 0.26$ см) тощо.

Спіральні та неправильні галактики містять досить багато газу, тому є можливість спостерігати його в радіолініях. У еліптичних галактиках газу надзвичайно мало, тому було виявлене лише слабке випромінювання у декількох галактик в лінії $\lambda = 21$ см.

Для відносно близьких галактик за спостереженнями у лінії $\lambda = 21$ см вдалося провести картографування. По вимірюван-

ню променевих швидкостей побудовані криві обертання галактик і відповідно розподіл маси в них. Основним результатом таких робіт, є висновок, що у спіральних та неправильних галактиках міжзоряний газ по масі складає лише $1 \div 2\%$ від маси зір. В центральних частинах галактик нейтрального гідрогену як правило менше, де він можливо переходить у зони HII та місцями концентрується у хмарах H_2. Іншим поясненням можуть бути також більш активні процеси зореутворення, або те, що в центральних частинах галактик оптична товща у лінії $\lambda = 21$ см стає значно більше одиниці, і немає змоги оцінити вміст нейтрального гідрогену.

Детальне вивчення розподілу та рухів нейтрального гідрогену в коронах низки спіральних галактик дало можливість встановити форму кривої їх обертання. Вона виявилась подібною до кривої обертання нашої Галактики. Наявність великих швидкостей руху речовини навколо галактик може свідчити про наявність потужного гало з темної матерії.

Спостереження в радіолініях оксиду карбону CO дає можливість оцінити вміст молекулярного водню H_2 в галактиках, оскільки молекули найчастіше зустрічаються в молекулярних хмарах (рис. 122). Відношення визначеної таким чином маси молекулярного водню до світності галактики в блакитній ділянці оптичного спектру є майже сталим для різних галактик:

$$\frac{M(H_2)}{L_B} \approx (0.17 \pm 0.08)\frac{M_{Sun}}{L_{Sun}}. \qquad (9.1)$$

Це свідчить про сталість швидкості зореутворення в перерахунку на один нуклон. Спостерігається випромінювання у лінії оксиду карбону для різних ізотопів карбону ^{13}C та ^{12}C, що дало змогу оцінити відношення поширеності цих ізотопів, що є близьким до земного значення. Це говорить, про те, що процеси нуклеосинтезу в різних частинах Всесвіту, швидше за все, ідуть подібним чином, і наша Галактика не є унікальною в цьому відношенні.

Дослідження кінематичних властивостей хмар гідрогену в спіральних галактиках (рис. 124) дає змогу оцінити швидкості їх обертання навколо власної осі. Графік залежності швидкості обертання речовини на великих відстанях вказує на наявність додаткової маси в галактиці, яка отримала назву *темної матерії* (рис. 125).

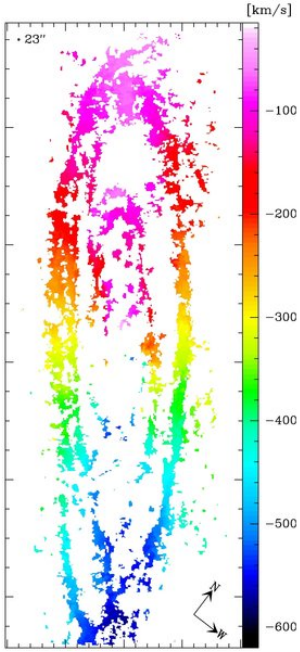

Рис. 124: Розподіл швидкості молекулярного газу (CO) в галактиці M31 [Nieten et al, Astronomy & Astrophysics, 2006]

Для одних з найближчих галактик: Великої та Малої Магелланових хмар були побудовані детальні карти розподілу газу. Було виявлено, що обидві галактики зв'язані між собою перемичкою з нейтрального гідрогену, яка отримала назву Магелланів міст. Масу Магелланового моста оцінюють в $\sim 10^8 M_{Sun}$, максимальна кількість атомів на промені зору $\sim$

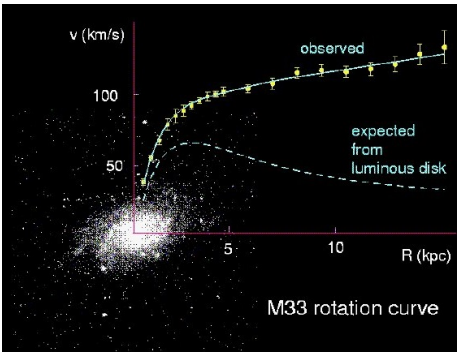

Рис. 125: Крива обертання карликової спіральної галактики M33. Суцільна крива – результати спостережень, пунктирна – модельна крива зі спостережень зоряного населення галактики [Corbelli and Salucci, MNRS, 2000]

$3 \cdot 10^{21}$ атомів/см^2. Згодом в ньому були виявлені поодинокі зорі.

Від Магелланових хмар тягнеться потік з високошвидкісних хмар нейтрального газу фактично до південного полюса нашої Галактики, який отримав назву *Магелланів потік* (рис. 126). Загальна кутова довжина Магелланового потоку більше 100°. Магелланів потік має волокнисту структуру, максимальний вміст речовини на промені зору $\sim 2.5 \cdot 10^{20}$ атомів/см^2. Хімічний аналіз показав, що газ Магелланового потоку за складом ближчий до хімічного складу Малої Магелланової хмари. Походження Магелланового потоку не зовсім зрозуміле, але безперечно пов'язане з еволюцією галактик Велика та Мала Магелланові хмари. Припливні сили від нашої Галактики також можуть відігравати важливу роль в процесі утворення та еволюції Магелланового потоку.

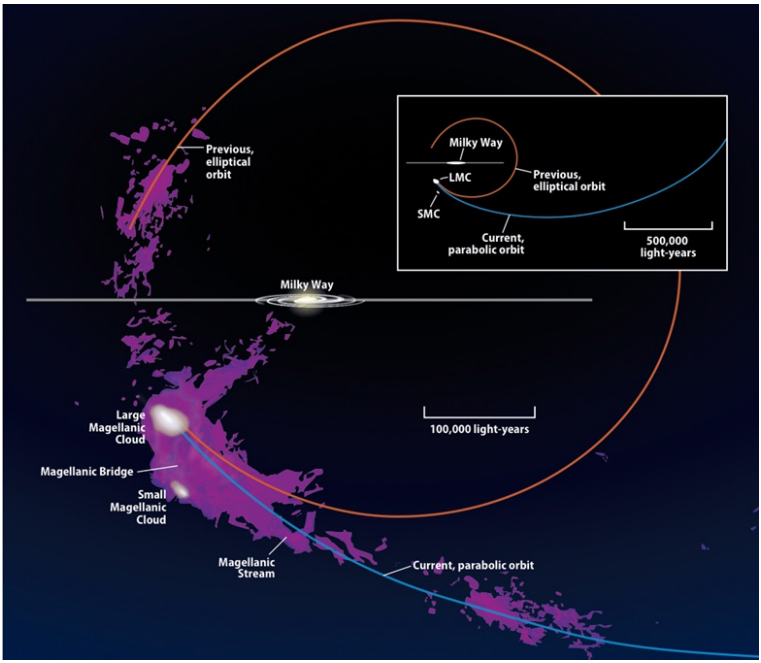

Рис. 126: Магелланів потік. На ілюстрації наведена можлива минула еліптична траєкторія руху потоку, і ймовірна сучасна траєкторія, близька до параболічної (http://www.astronomy.com).

Радіогучні галактики

До радіогучних галактик, тобто галактик з надлишком випромінювання в радіодіапазоні, відносять власне радіогалактики, та близькі до них радіогучні квазари і блазари. Радіогучні галактики у свою чергу відносяться до активних галактик. Основний механізм формування випромінювання є чисто нетепловим – синхротронне випромінювання при взаємодії джетів з навколишнім середовищем.

Радіогалактики як правило є масивними еліптичними гала-

ктиками. Позагалактичні потужні радіоджерела можна також поділити на протяжні та компактні. Протяжні мають відносно великі кутові розміри, а враховуючи відстань до них величезні лінійні розміри. Як наслідок, матерія в них є досить розріджена, і для опису можна застосовувати наближення оптично-тонкого середовища. У компактних джерелах характеризуються синхротронним самопоглинанням і спектр стає більш плоским.

Спектри радіогалактик та радіогучних квазарів подібні і демонструють нетеплову, синхротронну природу. По формі спектри прийнято поділяти на різні типи (рис. 127).

S (straight) – прямі спектри. Спектральна залежність спектральної густини потоку випромінювання S_ν залежить від частоти як степенева функція ($S_\nu \sim \nu^{-n}$). Спектральний індекс n у таких спектрах є сталим у широкому спектральному діапазоні. Для об'єктів типу S середнє значення спектрального індексу $\bar{n} = 0.8$, а варіації в межах $[0.5 \div 2]$.

C (curved) – спектри, що мають викривлену форму в логарифмічному масштабі. Розділяються наступні підвиди спектрів типу C:

- C^- спектр з "від'ємною" кривиною, тобто на високих частотах спектральний індекс n має більше значення,

- C^+ спектр з "додатною" кривиною,

- C_{max} спектри, що мають максимум, на високих частотах подібні до S або C^-, а на низьких частотах спостерігається завал, який може бути пояснений синхротронним самопоглинанням.

CPX (complex) – складний спектр, який може мати вигляд декількох накладених спектрів типу C_{max} та/або S.

Спектральний індекс n по об'єкту, як правило, є відносно сталим, лише в ядрі внаслідок самопоглинання може бути дещо пласкішим.

Статистично є залежність спектрального індексу n від кутових розмірів джерела, для малих джерел спектр більш пло-

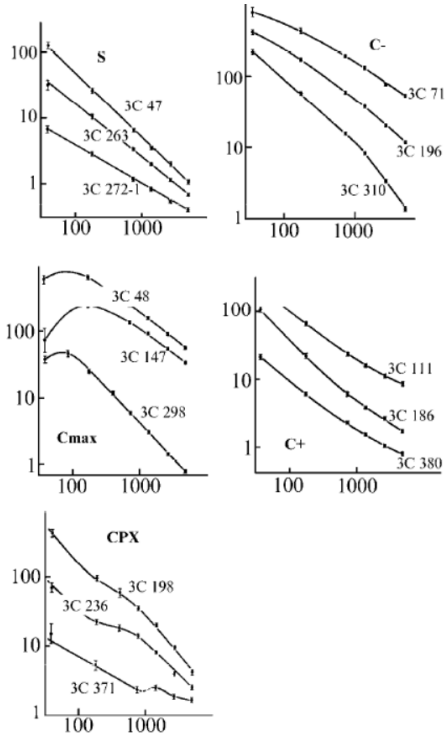

Рис. 127: Приклади спектрів радіоджерел різних класів.

ский, внаслідок синхротронного самопоглинання, і тому показник n менший.

Основним джерелом синхротронного випромінювання вважаються релятивістські частинки, які прискорюються в зоні акреції речовини на чорну діру. Релятивістські частинки зазнають втрат енергії внаслідок багатьох процесів: оберненого комптонівського розсіяння, синхротронного випромінювання, адіабатичного розширення тощо. Тому, високоенергійна частина електронів втрачає енергію більш інтенсивно, і у енергетичному спектрі релятивістських частинок буде спостерігатись

завал. Положення точки перегину енергетичного спектру релятивістських електронів залежить від часу, що пройшов після їх інжекції, величини навколишнього магнітного поля та додаткового потоку від надходження нових частинок. На основі цього можна побудувати моделі радіоспектрів випромінювання потоків синхротронних частинок у радіогучних галактиках.

Велика кількість позагалактичних радіоджерел є змінними у часі. Яскравість найбільш нестабільних об'єктів може при цьому змінюватись у декілька разів, найбільш ефективно на коротких довжинах хвиль. Характерний час змінності від декількох днів до декількох років, хоча виявлені і швидка змінність на інтервалах часу порядку декількох годин.

Систематичне картографування джетів, що випромінюють в радіодіапазоні дало можливість оцінити їх швидкість розльоту (рис. 128).

Для деяких джерел швидкість руху викидів в картинній площині формально перевищує швидкість світла c, це пояснюється релятивістськими ефектами при русі хмар на малих кутах до променя зору. Видима швидкість в проекції на картинну площину $v_{\text{спост}}$ буде пов'язана з дійсною швидкістю v:

$$v_{\text{спост}} = \frac{v \sin\theta}{1 - \dfrac{v}{c}\cos\theta}, \tag{9.2}$$

де θ – кут між променем зору та вектором швидкості джета. Коли $\cos\theta = \dfrac{v}{c}$, то $v_{\text{спост}}$ досягає максимального значення і може бути більше швидкості світла.

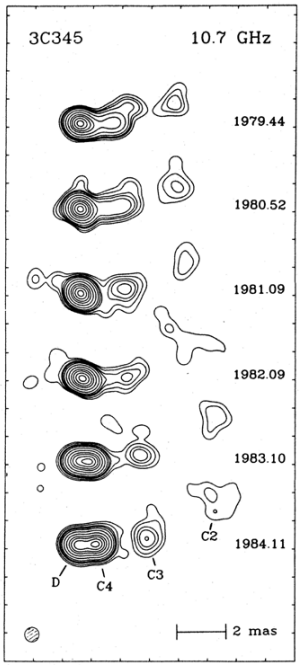

Рис. 128: Послідовність зображень радіоджерела 3C 345 отримана на частоті 10.7 ГГц. Головний пелюсток діаграми спрямованості показаний колом внизу зліва з півшириною $0.6 \cdot 10^{-3''}$ [Biretta, Moore, and Cohen, Ap. J., 1986].

Радіоастрономічні методи в космології

Статистика підрахунків радіоджерел

Подібно до методів зоряної астрономії в космології використовуються статистичні методи дослідження певних типів об'єктів. Науковці проводять підрахунки галактик, активних галактик, квазарів тощо. Було проведено статистичне вивчення розподілу радіогалактик: виконано підрахунки числа радіоджерел N в залежності від спектральної густини потоку випромінювання S в певному спектральному інтервалі частот.

Залежність $N(S)$ є важливим тестом у космологічних моделях. Наприклад, у моделях плоского (евклідового) Всесвіту

$$\lg N \sim -1.5 \lg S, \tag{9.3}$$

оскільки $S \sim \dfrac{L}{4\pi R^2}$, а кількість об'єктів $N \sim R^3$, де L – світність об'єктів, R – характерні розміри області, що аналізується. При цьому вважається, що світність об'єктів не змінюється з відстанню R, і не змінна їх концентрація у просторі.

Результати підрахунків різних типів радіоджерел на різних частотах дають коефіцієнт нахилу в залежності $\lg(N) - \lg(S)$ в межах $[-1.85 \div -2]$ (наприклад, див. рис. 129). Це свідчить про меншу кількість яскравих джерел, тобто на малих відстанях концентрація радіоджерел менша ніж на великих відстанях. Даний спостережний факт можна тлумачити на користь еволюції радіоджерел: у минулому радіоджерел було більше ніж зараз. У такому разі немає необхідності використовувати моделі не плоского Всесвіту. Окрім ефектів еволюції (зміни світності L з часом) потрібно враховувати, що на великих відстанях відбувається космологічне червоне зміщення і спостережувана густина потоку випромінювання спотворюється. Також концентрація радіоджерел зменшується з часом внаслідок розширення Всесвіту. Все це ускладнює однозначну інтерпретацію отриманих результатів, і потребує додаткових припущень та даних з інших галузей космології.

Реліктове випромінювання

Реліктове випромінювання було відкрито Пензіасом та Вілсоном в 1965 році на довжині хвилі $\lambda = 7$ см, хоча перші свідчення про його існування з'явились ще у 50-х роках XX століття. Густина енергії реліктового фону складає 0.25 еВ/см^3 ($4 \cdot 10^{-14}$ Дж/м^3) або $400 \div 500$ фотонів/см^3.

Наявність реліктового випромінювання інтерпретується, як випромінювання гарячого газу в епоху первинної рекомбінації через 400 тис. років після Великого Вибуху. Саме випроміню-

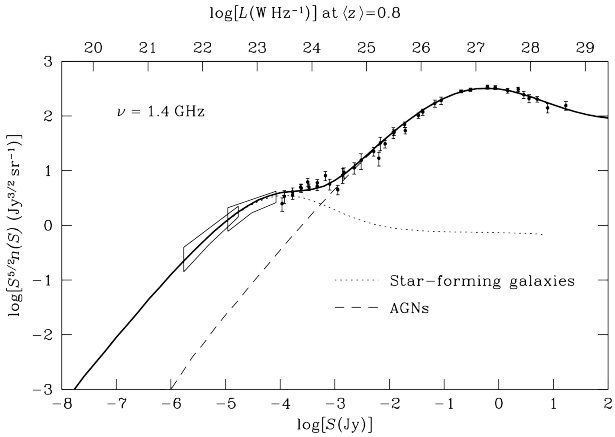

Рис. 129: Нормована функція кількості об'єктів (коефіцієнт нормування для плоского евклідового простору $S^{5/2}$) в залежності від функції світності на частоті 1.4 ГГц. Пунктирна лінія відповідає внеску активних ядер галактик, крапками показний внесок галактик з активним зореутворенням. Суцільна крива показує сумарну кількість радіоджерел (https://www.cv.nrao.edu).

вання є досить ізотропним, і близьким до чорнотільного з температурою $T = 2.725$ K, що відповідає максимуму на частоті $\nu = 160.2$ ГГц (в перерахунку на $\dfrac{dS_\lambda}{d\lambda}$ максимум знаходиться на довжині хвилі $\lambda = 1.063$ мм). Внаслідок розширення Всесвіту яскравісна температура зменшилась від $T_0 \approx 3000$ K до спостережуваних значень. Можна оцінити червоне зміщення z_r в період первинної рекомбінації:

$$T = \frac{T_0}{1 + z_r}. \tag{9.4}$$

Отже на момент рекомбінації червоне зміщення складало величину: $z_r \approx 1100$.

Реліктове випромінювання задає локальну виділену систему координат, рух спостерігача може бути виявлений у цій системі координат. Просторовий розподіл реліктового випромінювання виявив дипольну складову, в напрямку на сузір'я Лева температура вища на 0.1% (на 6.7 мК), в протилежному напрямку на скільки ж менше. Цей факт інтерпретується як наслідок ефекту Доплера, що виникає, при русі спостерігача відносно реліктового фону. Детальний аналіз показав, що наша Галактикою, разом з Місцевою групою галактик рухається відносно системи координат пов'язаної з реліктовим фоном зі швидкістю близько 600 км/с з апексом $\alpha \approx 11^h, \delta \approx -27°$. На цей рух накладаються пекулярний рух нашої Галактики, рух Сонячної системи в Галактиці та орбітальний і обертальний рух Землі, тому Сонце рухається відносно реліктового випромінювання зі швидкістю 370 км/с. Даний рух Місцевої групи галактик пояснюється гравітаційним тяжінням надскупчення галактик Ланіакея, на периферії якого знаходиться і сама Місцева група. Розташоване поряд надскупчення Риби-Персея також гравітаційно впливає на рух Місцевої групи. Відстань до гравітаційного центра надскупчення Ланіакея оцінюється в $\sim$ 70 Мпк, а сам центр отримав назву *Великого атрактора*. Дослідження Великого атрактора ускладнено через його розташування поблизу галактичної площини, що унеможливлює спостереження у оптичному та рентгенівському діапазонах. В районі ймовірного розташування Великого атрактора відкрито велике скупчення галактик Abell 3627 (ACO 3627), в якому багато об'єктів стикається, що в свою чергу є джерелом потужного радіовипромінювання. В цілому слід зауважити, що внаслідок розширення Всесвіту відстань між Місцевою групою та Великим атрактором збільшується, але з меншою швидкістю, ніж це описується законом Хабла.

Максимум реліктового випромінювання лежить в міліметровому та субміліметровому діапазоні, де досить складно проводити наземні спостереження через сильне молекулярне по-

глинання (в основному води). Тому високоточні спостереження проводяться позаатмосферними методами (рис. 130). Починаючи з 80-х років XX століття було запущено декілька космічних апаратів для дослідження реліктового випромінювання. В дециметровому та сантиметровому діапазонах космічні спостереження ускладнює галактичний радіофон, в міліметровому та субміліметровому діапазоні – випромінювання міжзоряного пилу.

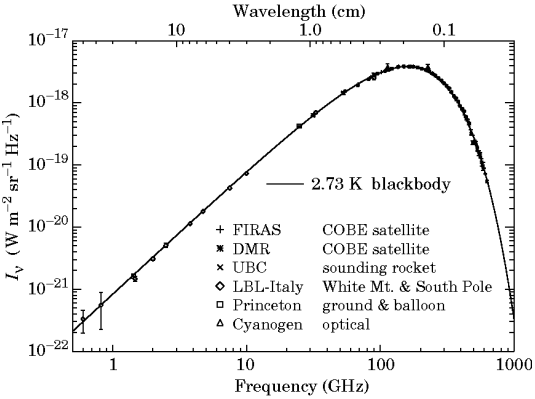

Рис. 130: Спектр реліктового випромінювання за даними космічного апарата COBE та наземними спостереженнями (http://webhome.phy.duke.edu).

В процесі розширення збереглась форма спектру реліктового випромінювання та зафіксовані можливі неоднорідності матерії, що існували на $z_r \approx 1100$. У 1992 році науковці, які опрацьовували спостереження космічної обсерваторії COBE (рис. 131) повідомили про виявлення *анізотропії* в температурі реліктового випромінювання (квадрупольна гармоніка) на рівні 0.01%.

Середньоквадратичне відхилення температури реліктового фону квадрупольної гармоніки складає 18 мкК. Величина анізотропії отримана на різних довжинах хвиль добре узгоджу-

Рис. 131: Космічний апарат Cosmic Background Explorer (COBE) під час виготовлення в лабораторії NASA (http://cosmos.lbl.gov).

ється між собою (рис. 132). Спектр індивідуальних неоднорідностей з високою точністю є також чорнотільним.

Анізотропія реліктового випромінювання ділиться на два типи: первинна та вторинна. Первинна анізотропія обумовлена ефектами акустичних осциляцій і дифузного загасання фотонів в процесі формування реліктового фону. Просторовий (за сферичними кутами) спектр температури реліктового фону дає можливість оцінити природу початкових збурень густини речовини (рис. 133). Піки у спектрі дозволяють отримати корисну фізичну інформацію, про кривину Всесвіту, густину баріонної та темної матерії, тощо.

Вторинна анізотропія спричинена взаємодією реліктових фотонів з плазмою на шляху від поверхні останнього розсіяння (зони де воно формувалось – $z_r \approx 1100$) до спостерігача. Реліктові фотони можуть розсіятись на вільних електронах, це

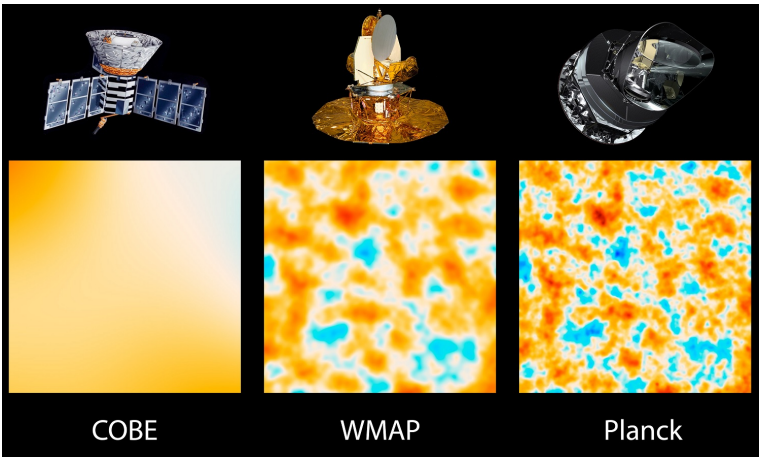

Рис. 132: Космічні апарати COBE (1989), WMAP (2001), Planck (2009) та розподіл неоднорідності реліктового випромінювання за даними спостережень вказаних супутників (http://www.nasa.gov).

значить, що вторинна анізотропія може виникати на іонізованих ділянках простору. Відповідно, з аналізу вторинної анізотропії, можна говорити про час іонізації Всесвіту після епохи первинної рекомбінації. Іонізація може відбуватись під дією ультрафіолетового випромінювання від зір першого покоління, при спалахах перших наднових, акреції речовини на масивні чорні діри тощо. Аналіз спостережень космічних обсерваторій $WMAP$, $Plank$ та наземних експериментів показує, що реіонізація відбулась на дуже ранніх етапах, коли червоне зміщення складало $z_r \approx 11$.

Реліктове випромінювання є поляризованим на рівні декількох мкК. Виділяється E-мода (градієнтна складова) та B-мода (роторна складова). E-мода появляться при проходженні випромінювання крізь неоднорідну плазму внаслідок томсонівського розсіяння. B-мода слабша (максимальна амплітуда

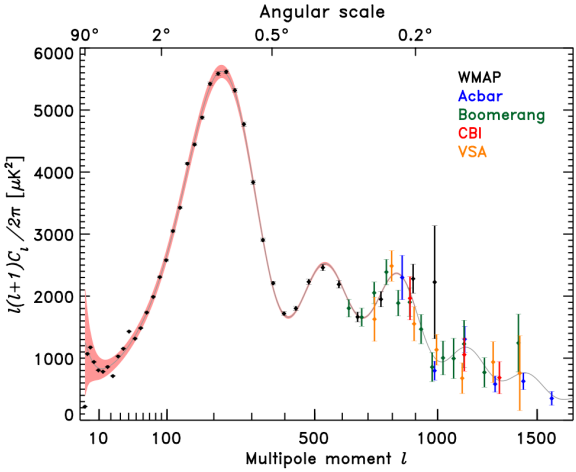

Рис. 133: Спектр потужності анізотропії реліктового фонового випромінювання за кутовою шкалою (або багатополюсними моментами). Наведені дані із інструментів WMAP (2006), Acbar (2004), Boomerang (2005), CBI (2004) та VSA (2004). Суцільна лінія – теоретична модель (https://lambda.gsfc.nasa.gov).

на рівні 0.1 мкК), виникає внаслідок прискорення розширення Всесвіту на стадії інфляції і визначається густиною первинних гравітаційних хвиль та гравітаційним лінзуванням.

Index

ALMA, 93

EVN, 103

ICRF, 102

uv-площина, 101

VLA, 93
VLBA, 103

анізотропія реліктового випромінювання, 237
антена, 14
антена позаосьова, 115
антенна ґратка, 84
антенне згладжування, 24
апертурний синтез, 91
апертурний синтез паралельний, 93
апертурний синтез послідовний, 93

база інтерферометра, 69

вектор Стокса, 141
вектор поляризації антени, 143
Великий атрактор, 236
випромінювальна здатність, 47
випромінювання Галактики, 191
випромінювання Сонця повільно змінний компонент, 152
випромінювання Сонця спокійне, 152
випромінювання Сонця спорадичне, 152, 154
випромінювання кривини, 44
випромінювання магнітогальмівне, 32, 39
випромінювання нормальних галактик, 223
випромінювання плазми гальмівне, 32, 51
випромінювання планет, 164
випромінювання синхротронне, 32, 41
випромінювання теплове, 32, 34
випромінювання циклотронне, 32, 40

галактичні дискретні джерела, 200
галактичне радіогало, 192
галактичний шпур, 192
геодинаміка, 102
гетеродин, 125
гігантська молекулярна хмара, 219
годограф, 134
густина потоку випромінювання, 18
густина потоку випромінювання спостережувана, 29
ґратка біноміноальна, 85

ґратка еквідистантна, 87

діаграма спрямованості, 19
діаграма спрямованості спряжена, 25
діапазонна антена, 109
джерело протяжне, 23
джерело точкове, 23
диполь Надененка, 108
дипольна антена, 106

ефект Фарадея, 59

закон Бугера–Ламберта–Бера, 46
закон Кірхгофа, 34
закон Релея–Джинса, 38
закон Стефана–Больцмана, 36
закон випромінювання Віна, 38
закон зміщення Віна, 36

індикатриса, 33
інтенсивність випромінювання, 18
інтерферометр адитивний, 69
інтерферометр з перемиканням фази, 77
інтерферометр кореляційний, 82
інтерферометр морський, 83

квадратичний детектор, 126
коефіцієнт зв'язку хвилі з антеною, 145
коефіцієнт підсилення антени, 177
коефіцієнт чутливості радіоприймача, 131

Магелланів потік, 228
магнітне поле Галактики, 60
магнетар, 222
мазери, 33, 95, 125, 131, 201, 212, 216, 219
матриця когерентності, 144
міжпланетні мерехтіння, 176
мікроквазари, 203
мікрохвильові сплески Сонця, 162
міра дисперсії, 56
міра емісії, 52
міра обертання, 59

наближення ведучого центра, 32
наднові, 203

одиниця вимірювання Янський, 18
опромінювач, 14, 110
оптична товща, 46, 47
основне рівняння радіолокації, 178

параметри Стокса, 137
підсилювач високої частоти, 124
підсилювач низької частоти, 126
підсилювач проміжної частоти, 125
плазмова частота, 11
поверхнева яскравість, 15
поляризація випромінювання, 134
потік $F10.7$, 153
потужність випромінювання спектральна, 16
приймач, 122
приймач двомодуляційний Грахама, 129
приймач детекторний, 124
приймач компенсаційний, 126
приймач модуляційний Дікке, 127
приймач нульовий Дікке, 129
приймач прямого підсилення, 124
приймач супергетеродинний, 124
пропускання земної атмосфери, 9
протопланетні диски, 201
пульсари, 205
пульсари подвійні, 209
пульсарна планета, 212

радіоальбедо, 178
радіоастрометрія, 102
радіовипромінювання зір, 200
радіогалактика, 223
радіолокація, 177
радіолокація імпульсна, 179
радіолокація бістатична, 181
радіолокація допплерівська, 179
радіолокація моностатична, 181
радіоспайки, 162
радіоспектрограф, 131
радіоспектрограф сонячний, 132
радіоспектрограф фільтровий, 131
радіоспектрометр акусто-оптичний, 132
радіоспектрометр Фур'є, 132
радіосплески, див. випромінювання Сонця спорадичне, 154
реіонізація, 239
реліктове випромінювання, 234
реліктове випромінювання поляризація, 239
РНДБ, 94, 102
роздільна здатність телескопа, 13
розсіяння міжзоряне, 103
розсіяння радіохвиль, 33
рупор, 112
рупорна антена, 113

система реєстрації, 14, 126
служба пульсарного часу, 213
сонячні радіоплями, 153
спектр, 33
спектр динамічний, 132
спектральний індекс, 33
спектри радіогалактик, 230
спрямованість антени, 107
статистика підрахунків радіоджерел, 233
ступінь поляризації, 139, 147
супутня площина, 134
сфера Пуанкаре, 139

темна матерія, 227
температура антенна, 62
температура рівноважна, 164
температура шумова, 64
температура яскравісна, 39
теорема Найквіста–Котельникова–Шеннона, 92
теорема помноження діаграм спрямованості, 85
тілесний кут головного пелюстка, 22, 31
тілесний кут діаграми спрямованості, 22
туманність Андромеди, 224
туманність Оріона, 53

УРАН, 103

фазована антенна ґратка, 91
фонові космічні шуми, 122
формула Баумбаха, 151
формула Найквіста, 61
формула Планка, 34, 35
формула Рідберґа, 215
формули Оорта, 196
функція видності, 74

хвильовий канал, 118
хрест Мілса, 80

центр Галактики, 219
циклотронна частота, 40, 58
циклотронний мазер, 45, 170
цифрова антенна ґратка, 91

частота інтерференції, 100
чорна діра, 224

шумові бурі, 154

Бібліоґрафія

[1] Дж. Краус *Радиоастрономия.* М. Сов.радио, 1973, 456 с.

[2] J. J. Condon, S. M. Ransom *Essential Radio Astronomy.* Princeton university press, 2016, 376 p.

[3] Г. М. Рудницкий *Конспект лекций по курсу «Радиоастрономия».* Нижний Архыз, 2001, 208 с.

[4] В. К. Конникова, Е. Е. Лехт, Н. А. Силантьев *Практическая радиоастрономия.* М. Изд-во МГУ, 2011, 304 с.

[5] А. Томпсон, Дж. Моран, Дж. Свенсон *Интерферометрия и синтез в радиоастрономии.* М. Физматлит. 2003. 624 с.

[6] J. Fielding *Amateur Radio Astronomy.* Radio Society of Great Britain, 2008, 314 p.

[7] У. Христиансен, И. Хёгбом *Радиотелескопы.* М.: Мир, 1988. 304 с.

[8] Л. Ф. Черногор *Дистанционное радиозондирование атмосферы и космоса: Учебное пособие.* Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина. 2009. 500 с.

Навчальне видання

ІВЧЕНКО Василь Миколайович
РЕШЕТНИК Володимир Миколайович

Радіоастрономія

Навчальний посібник
для студентів фізичного факультету

Друкується за авторською редакцією