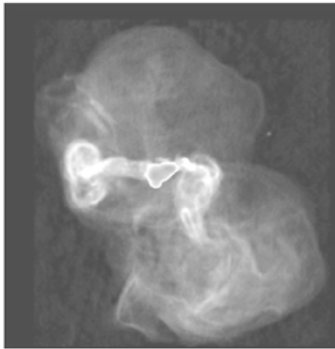


Московский Государственный университет
имени М.В. Ломоносова
Государственный астрономический институт
имени П.К. Штернберга
Специальная астрофизическая обсерватория РАН
Учебно-научный центр коллективного пользования на базе САО –
«Наземная астрономия»
Радиоастрономический учебно-научный центр

Г.М. Рудницкий

Конспект лекций по курсу «Радиоастрономия»



Нижний Архыз
2001

Московский Государственный университет
имени М.В. Ломоносова
Государственный астрономический институт
имени П.К. Штернберга
Специальная астрофизическая обсерватория РАН
Учебно-научный центр коллективного пользования на базе САО –
«Наземная астрономия»
Радиоастрономический учебно-научный центр

Г.М. Рудницкий

Конспект лекций по курсу «Радиоастрономия»

Нижний Архыз
2001

УДК 523

P82

Рецензент – член-корр. РАН В.И. Слыш

P82

Г.М. Рудницкий. Конспект лекций по курсу
«Радиоастрономия». – Нижний Архыз: Компьютерный
информационно-издательский центр «CYGNUS», 2001. –
208 с.

В книге дано краткое изложение курса лекций по радиоастрономии, читаемого автором для студентов IV–V курсов астрономического отделения физического факультета МГУ. Приведен краткий исторический очерк развития радиоастрономической науки. Определены основные понятия радиоастрономии, рассмотрены механизмы генерации радиоволн в астрономических объектах. Изложены результаты наблюдений и дана интерпретация радиоизлучения Солнца, тел Солнечной системы, межзвёздной среды, дискретных галактических и внегалактических радиоисточников. Рассмотрены приложения радиоастрономии к космологии и радиоастрономические аспекты поиска внеземных цивилизаций. В приложениях даны значения основных физических констант и список сайтов в Интернете, содержащих радиоастрономическую информацию.
Рисунков 63, библиограф. 56.

*Издание осуществлено при содействии программы
государственной поддержки интеграции высшего образования
и фундаментальной науки.*

На обложке: карта центральной части радиогалактики Vir A, полученная на системе апертурного синтеза VLA.

© Г.М. Рудницкий, 2001

Оглавление

Глава 1. Введение	
1.1 Исторический обзор	5
1.2. Основные понятия радиоастрономии	11
Глава 2. Механизмы радиоизлучения в астрофизических условиях	
2.1. Распространение радиоволн в плазме. Генерация радиоизлучения плазменными колебаниями	19
2.2. Поляризация излучения.....	24
2.3. Тормозное излучение ионизованного газа	27
2.4. Циклотронное излучение	32
2.5. Синхротронное излучение	34
2.6. Излучение кривизны.....	40
2.7. Излучение в спектральных линиях атомов и молекул.	41
2.8. Молекулярное мазерное излучение	42
2.9. Рассеяние излучения.....	45
Глава 3. Солнце	
3.1. Радиоизлучение спокойного Солнца	47
3.2. Корональные конденсации	51
3.3. Спорадическое радиоизлучение Солнца	53
Глава 4. Солнечная система	
4.1. Луна.....	61
4.2. Собственное радиоизлучение планет и комет	65
4.3. Радиолокация тел Солнечной системы.....	73
Глава 5. Межзвёздная среда и области звездообразования в Галактике	
5.1. Фоновое радиоизлучение Галактики в континууме	84
5.2. Межзвёздный нейтральный водород	92
5.3. Зоны НП	104
5.4. Рекомбинационные радиолинии	106
5.5. Спектральные радиолинии молекул	112
5.6. Гигантские молекулярные облака, области звездообразования и молекулярные мазеры	125
Глава 6. Дискретные галактические радиисточники	
6.1. Молекулярные оболочки звёзд поздних спектральных классов.....	135
6.2. «Радиозвёзды»	141
6.3. Радиоизлучение сверхновых и их остатков.....	143
6.4. Пульсары.....	152
Глава 7. Внегалактическая радиоастрономия	
7.1. Радиоизлучение нормальных галактик в спектральных линиях и в континууме	159
7.2. Радиогалактики и квазизвёздные радиисточники	164
Глава 8. Радиоастрономия и космология	
8.1. Основные сведения о космологических моделях	175
8.2. Статистические подсчёты радиисточников. Зависимость $\log N - \log S$	180
8.3. Реликтовое фоновое радиоизлучение	182
Глава 9. Радиоастрономические аспекты проблемы поиска внеземных цивилизаций	
9.1. Выбор объектов для поиска	190
9.2. Выбор частоты	193
9.3. Выбор момента для поиска сигнала.....	195
9.4. Астрофизическая польза от SETI-наблюдений.....	198
Приложение 1. Основные константы	200
Приложение 2. Адреса сайтов в Internet, содержащих радиоастрономическую информацию	
Общие сведения по радиоастрономии	201
Радиоастрономия и SETI.....	201
Обсерватории и институты	202
Литература	205

Глава 1. Введение

1.1. Исторический обзор

В 1931–1932 гг. были проведены известные опыты Карла Янского. Исследовались радиопомехи на волне 14.6 м. В этих экспериментах впервые надёжно зарегистрировано радиоизлучение внеземного происхождения. Выявлена составляющая радиоизлучения, связанная с плоскостью Галактики и имеющая максимум в направлении на галактический центр. Связать источник со звёздами Галактики не удалось; выяснилось, что как минимум одна звезда (Солнце) сравнительно мало излучает в радиодиапазоне.

В 1937 г. Грот Ребер построил первый радиотелескоп-параболоид диаметром 9.5 м. Первые наблюдения он провел на волнах 9 и 33 см (в предположении, что спектр внеземного радиоизлучения подчиняется закону Планка, и поэтому интенсивность должна возрастать в сторону более коротких волн). Однако первые опыты дали на этих волнах отрицательный результат. Лишь в 1939 г. Ребер зарегистрировал внеземное радиоизлучение на волне 1.87 м (ему соответствует частота $\nu=160$ МГц). В 1940-х гг. были опубликованы работы Ребера [Reber G. *Astrophys. J.*, 1940, **91**, 621; 1944, **100**, 279], содержавшие первые карты распределения радиоизлучения по небу. В 1948 г. Ребер опубликовал также карты неба на волне 62.5 см ($\nu = 480$ МГц).

Радиоизлучение Солнца, Луны и планет. Радиоизлучение Солнца впервые наблюдалось в 1942 г. Успех был во многом обязан развитию радиолокационной техники и созданию высокочувствительных приемников. В Англии Хей наблюдал на радиолокаторе метровых волн сильные помехи, связанные с солнечной активностью (как оказалось позже, всплески радиоизлучения, связанные с активными областями на Солнце). Почти одновременно Саусворт в США обнаружил тепловое радиоизлучение спокойного Солнца на волнах 3 и 10 см. Тогда эти данные были по обстоятельствам военного времени засекречены, и сообщения о них были опубликованы лишь после войны. Радиоизлучение Луны обнаружили в 1945 г. Дикке и Беринджер на волне $\lambda = 1.25$ см. Среди

планет первым наблюдался на волне 22 м Юпитер, как оказалось, также обладающий мощными всплесками радиоизлучения на дециметровых и гектометровых волнах. Позднее собственное радиоизлучение было найдено от всех больших планет Солнечной системы, от многих астероидов и комет.

Радиолокационная астрономия. Радиолокация Луны впервые проведена в 1945 г. в Венгрии. Основные успехи радиолокации относятся к началу 1960-х гг., когда были получены сигналы, отраженные от Венеры и Марса. К настоящему времени успешные радиолокационные эксперименты проведены для Меркурия, колец Сатурна, ряда комет и малых планет. С помощью радиолокации построены карты поверхности Венеры, не доступной для оптических исследований. Найдены области с необычными свойствами отражения радиоволн вблизи полюсов Луны, Меркурия и Марса: вероятно, под поверхностью присутствуют включения льда. Получены радиолокационные изображения астероидов, многие из них имеют сильно вытянутую неправильную форму, некоторые оказались двойными. Уточнена шкала расстояний в Солнечной системе, что потребовало новой теории движения планет.

Линия $\lambda=21$ см и другие спектральные линии. В 1944 г. Оорт, ознакомившись с работами Ребера, поручил ван де Хюлсту рассмотреть возможность наблюдений спектральных линий в радиодиапазоне. Ван де Хюлстом была предсказана возможность наблюдения радиолинии нейтрального водорода $\lambda=21$ см. Эта идея была подробно развита И.С. Шкловским в 1949 г. [АЖ, **26**, 10], он впервые рассчитал вероятность перехода $\lambda = 21$ см. Кроме того, в той же работе были предсказаны возможности обнаружения линий молекул OH ($\lambda = 18$ см) и CN ($\lambda = 9$ см). Линия $\lambda = 21$ см впервые наблюдалась в 1951 г. почти одновременно в США, Голландии и Австралии. Первый обзор неба в линии $\lambda = 21$ см проведенный в 1950-х гг. в Лейденской обсерватории (Голландия), позволил построить распределение межзвёздного газа в Галактике и проследить её спиральную структуру. Линии OH и CN были обнаружены значительно позднее (в 1963 и 1973 гг. соответственно).

Радиотелескопы. Один из первых радиотелескопов для целей радиоастрономии сооружён Ребером. В дальнейшем использовались приспособленные для этой цели военные радиолокаторы (Большой Вюрцбург). Первый полноповоротный параболаид диаметром 76 м был построен в Англии, в обсерватории Джодрелл Бэнк в 1957 г. Затем были построены крупные параболические антенны: 64-м Паркс (Австралия), 91-м NRAO (Грин Бэнк, США), 300-м Аресибо (Пуэрто-Рико), 100-м Бонн (Германия). В СССР созданы: антенна переменного профиля БПР (Большой Пулковский радиотелескоп), 22-м параболаиды в Пушино и Симеизе, аналог Пулковского радиотелескопа — РАТАН-600 в Зеленчукской на Северном Кавказе. Введены в строй крупные антенны миллиметровых волн, работающие вплоть до $\lambda_{\min} \sim 1$ мм: 15-м шведский телескоп SEST, установленный в Чили, 30-м телескоп IRAM в Испании и 45-м телескоп Обсерватории Нобеяма (Япония). В настоящее время создаются в основном интерферометрические системы апертурного синтеза сантиметровых волн, состоящие из относительно небольших антенн диаметром около 25 м. К ним относятся VLA (Нью Мексико, США), MERLIN (Великобритания), Вестерборк (Нидерланды), АТСА (Австралия). Построены также интерферометры миллиметровых волн с антеннами 10–15 м в Нобеяма, на плато Бюр (Франция), система ВМА (Калифорния, США). На постоянной основе функционируют Европейская интерферометрическая сеть EVN, объединяющая радиотелескопы стран Европы, и система VLBA (10 телескопов США). На очереди создание миллиметровой системы ALMA (Atacama Large Millimeter Array) из 64-х 12-метровых антенн в Чили [максимальная база 14 км, разрешение $0.02''\lambda(\text{мм})$] и международный проект SKA (Square Kilometer Array) площадью в 1 км^2 для частотного диапазона от 0.1 до 20 ГГц.

На Земле предельная база интерферометра практически достигнута. Проведены первые эксперименты с выносом одной из антенн интерферометра на спутник. Ведётся работа по проекту космического интерферометра «Радиоастрон» с базой до $4 \cdot 10^5$ км.

Обзоры неба и отождествление радиоисточников с оптическими объектами. Сплошные обзоры неба – важная форма работы в радиоастрономии, так как они позволяют выявить в первую очередь объекты, наиболее заметные своим излучением в радиодиапазоне (но, возможно, очень слабые в оптическом диапазоне). Одним из первых радиообзоров неба проведён в 1946 г. Хеем и др. на метровых волнах ($\lambda = 1.7$ м). Было обнаружено флуктуирующее излучение из области созвездия Лебедя (первый дискретный радиоисточник, получивший название Лебедь А). С помощью морского интерферометра Болтон и Стэнли (1948) определили угловой размер Лебедя А ($< 8'$). Тогда же Болтон (1948) впервые отождествил радиоисточник Телец А с известным ранее оптическим объектом – Крабовидной туманностью. В 1952 г. Дьюхёрст отождествил источник Лебедь А со слабой удалённой двойной галактикой, светимость которой в радиодиапазоне превышает 10^{45} эрг/с. Для сравнения укажем, что радиосветимость Туманности Андромеды, впервые наблюдавшейся в 1950 г. на длине волны $\lambda = 1.9$ м, примерно на 6 порядков ниже. Таким образом, было выявлено разделение галактик на два класса: нормальные галактики и радиогалактики, особенно мощно излучающие на радиоволнах.

В дальнейшем было выполнено большое число обзоров, вначале на метровых, а затем на всё более коротких волнах. Полная сводка данных имеется в [3, 4, 49, 51]. Перечислим наиболее известные.

Кембриджские обзоры (обозначения радиоисточников 3С, 4С, 5С, 6С), австралийские обзоры (PKS, MSH), калифорнийские обзоры (СТА–СТД), обзоры Национальной Радиоастрономической обсерватории США (NRAO), Болонские обзоры (В1, В2), Огайский обзор (ОА–ОZ), а также обзор галактической плоскости Вестерхаута (W).

В Астрономическом институте Московского государственного университета (ГАИШ) с 1973 г. выполняется обзор неба на сантиметровых волнах ($\lambda\lambda$ 7.5, 3 и 2 см) с помощью радиотелескопа РАТАН-600.

Квazarы. В результате обзоров неба было открыто большое количество дискретных радиоисточников, долгое время не имевших оптических отождествлений («радиозвёзд»). В начале шестидесятых годов с развитием интерферометрической техники были измерены их точные координаты и получены точные отождествления со слабыми звёздами. Спектр в оптике был очень необычным и долго не поддавался интерпретации. В 1963 г. М. Шмидт выяснил, что линии имеют большое красное смещение. Если оно имеет доплеровскую природу и связано с хаббловским расширением Вселенной, то эти объекты должны находиться на космологических расстояниях в тысячи мегапарсек; это наиболее удаленные объекты из всех наблюдаемых во Вселенной. Источники (сверхзвёзды, кваизвёздные объекты) получили название квазаров. Они слабы в оптическом диапазоне ($V > 13^m$ и еще гораздо слабее), но обладают огромными светимостями в радиодиапазоне, до 10^{45} эрг/с и более. Мощным радиоизлучением обладают и некоторые галактики («радиогалактики»).

Реликтовое фоновое радиоизлучение. В 1965 г. Пензиас и Вилсон (США) обнаружили на волне 7 см внеземное фоновое радиоизлучение, интенсивность которого практически не зависела от направления на небо. Дальнейшие наблюдения на других волнах показали, что излучение имеет планковский спектр с температурой $T_b = 2.7$ К. В настоящее время общепринято, что это излучение является остатком («реликтом») от тех времен, когда Вселенная была горячей; это – одно из главных доказательств модели «горячей Вселенной». Само излучение, по предложению И.С. Шкловского, называют теперь «реликтовым». В 1978 г. Пензиас и Вилсон получили за это открытие Нобелевскую премию по физике.

Межзвёздные молекулы. Простейшие молекулы (CN, CH, CH^+) были отождествлены в межзвёздной среде по линиям поглощения в оптических спектрах звёзд ещё в 1930-х гг. Однако подлинный прогресс в исследовании межзвёздных молекул принесла радиоастрономия. В 1963 г. линии молекулы OH $\lambda = 18$ см, предсказанные И.С. Шкловским, были найдены в поглощении в направлении радиоисточника Кассиопея А, а в 1965 г. – в излу-

чении в некоторых областях звездообразования в Галактике, причём с очень большой интенсивностью. Как оказалось, в линиях OH имеет место мазерный эффект – усиление радиоизлучения молекулами с неравновесным заселением энергетических уровней под действием некоторого механизма «накачки». Затем в 1968 г. было найдено излучение межзвёздной среды в линиях молекулы аммиака NH_3 ($\lambda = 1.25$ см) и мазерное излучение в линии молекулы H_2O ($\lambda = 1.35$ см). Последовали также открытия молекул формальдегида (линия $\lambda = 6$ см и ещё несколько линий), CO ($\lambda = 2.6$ мм) и др. Всего к настоящему времени известно около 100 молекул (свыше 4000 линий, большей частью в миллиметровом диапазоне). Причём мазерное излучение наблюдается в линиях OH, H_2O , SiO (как в межзвёздной среде, так и в околозвёздных оболочках) и, в меньшей степени, в линиях CH_3OH , HCN и H_2CO . Обнаружены достаточно сложные молекулы, содержащие до 13 атомов (HC_{11}N), что явилось большой неожиданностью, так как раньше считалось, что сложные молекулы не могут существовать в межзвёздной среде и должны диссоциировать под воздействием УФ-излучения.

Пульсары. В 1967 г. в Кембридже при исследовании мерцаний квазаров на неоднородностях космической плазмы Джоселин Белл нашла внеземной радиоисточник, излучение которого имело вид строго периодически повторяющихся импульсов. Полгода информацию держали в секрете: предполагалось, что обнаружена внеземная цивилизация. Потом были открыты ещё три пульсара, в настоящее время их известно свыше тысячи. Периоды пульсаров составляют от 1.5 мс до 4 с. Общепринята точка зрения, согласно которой пульсар представляет собой нейтронную звезду с магнитным полем, быстро вращающаяся и излучающая радиоволны направленным образом.

В настоящее время реализованы постоянно функционирующие системы с угловым разрешением $\sim 1''$ и выше; РСДБ во многих случаях даёт разрешение до нескольких единиц $10^{-3''}$ и даже $10^{-4''}$ дуги. Чувствительность, достигающая $\sim 10^{-30}$ Вт/м² Гц, уже в основном ограничивается эффектом путаницы вследствие наличия фона от неразрешенных слабых источников.

1.2. Основные понятия радиоастрономии

Диапазон частот, используемых в радиоастрономии, ограничен снизу пропусканием земной ионосферы. Граничная частота пропускания зависит от времени года и суток, она колеблется от 3 до 30 МГц. Высокочастотная граница (условно) составляет около 300 ГГц = $3 \cdot 10^{11}$ Гц ($\lambda=1$ мм). Далее начинается область субмиллиметровой радиоастрономии, пограничная с ИК-диапазоном. На миллиметровых волнах возможности наземных наблюдений ограничены поглощением в атмосфере Земли, главным образом молекулами O_2 (особенно вблизи частот 55–65 и 118 ГГц) и H_2O . Благодаря развитию внеатмосферной радиоастрономии стали доступны гораздо более низкие частоты, вплоть до нескольких килогерц (длина волны до сотен километров). На волнах $\lambda \leq 1$ мм применяется главным образом ИК-техника (болометры, оптические зеркала), то есть граница между радиоастрономией и ИК-астрономией довольно зыбкая.

В таблице 1 приводится классификация типов космического радиоизлучения, выделяемых по различным признакам.

Энергетические единицы, применяемые в радиоастрономии. Для протяженного объекта (фон, дискретные источники с угловыми размерами, большими, чем главный лепесток диаграммы направленности радиотелескопа) можно измерить интенсивность излучения I , которая характеризует количество энергии, падающей на единицу поверхности в единицу времени с единичного телесного угла в единичном интервале частот. Поток энергии dW , падающий под углом θ на площадку dA с телесного угла $d\Omega$ в полосе частот $d\nu$, выражается через интенсивность I так:

$$dW = I \cos\theta \, d\Omega \, dA \, d\nu \quad (1.1)$$

Коэффициент пропорциональности I и называется интенсивностью. Единицы измерения I [Дж/(с м² Гц стерад) \rightarrow Вт/(м² Гц стерад)] = 10^7 эрг/(10^4 см² с Гц стерад) = 10^3 эрг/(см² с Гц стерад).

Вместо интенсивности часто используют понятие яркостной температуры. Предположим, что источник излучает как абсолют-

но чёрное тело с температурой T . Тогда спектральное распределение интенсивности его излучения описывается функцией Планка:

$$B(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1}. \quad (1.2)$$

В (1.2) h – постоянная Планка ($h = 6.6 \cdot 10^{-34}$ Дж/с), k_B – постоянная Больцмана ($k_B = 1.4 \cdot 10^{-23}$ Дж/К). В радиодиапазоне $h\nu \ll k_B T$ (энергия кванта очень мала). Проверим это неравенство при следующих значениях параметров: $\nu = 10^{10}$ Гц ($\lambda = 3$ см), $T = 100$ К, получим: $6.6 \cdot 10^{-24} \ll 1.4 \cdot 10^{-21}$, то есть неравенство с большим запасом выполняется. Оно может нарушаться только в самой коротковолновой части миллиметрового диапазона, поэтому в подавляющем большинстве случаев в радиоастрономии можно использовать приближение Рэлея–Джинса:

$$B(\nu, T) = \frac{2k_B T \nu^2}{c^2}. \quad (1.3)$$

Последняя формула используется для определения яркостной температуры T_b по известной из наблюдений интенсивности радиоизлучения I_ν :

$$T_b = \frac{I_\nu c^2}{2k_B \nu^2}.$$

В общем случае T_b – функция частоты. Лишь для теплового источника в некоторой области частот, где источник излучает, как абсолютно черное тело, T_b не зависит от частоты; в этом случае (пример – оптически толстая зона ионизованного водорода, §5.3, рис. 2.2) при соблюдении некоторых условий (пространственная однородность, изотермичность) T_b равна температуре источника. В других же случаях яркостная температура – чисто формальная величина, представляющая собой просто другую меру для интенсивности излучения. Так, на метровых волнах T_b галактического фона достигает 10^6 К, а у Юпитера во время всплесков декаметрового радиоизлучения – до 10^{15} К. Никакой физической темпера-

туре это, разумеется, не соответствует. Радиоастрономы вообще любят выражать многие величины, с которыми имеют дело, в температурных единицах, примеры: антенная температура, шумовая температура и т.д.

Таблица 1

Типы космического радиоизлучения

По пространственному распределению	Фоновое (нетепловое излучение Галактики, реликтовый фон)	Дискретные источники (излучающие области на небе с достаточно четкими границами, хотя бы и размером в несколько градусов)
По спектральному составу	Излучение с непрерывным спектром (тепловое, нетепловое)	Монохроматическое излучение (излучение в спектральных линиях атомов и молекул; как частный случай, поглощение в спектральных линиях)
По временным характеристикам	Постоянное или медленно меняющееся	Импульсное (пульсары)
По поляризации	Неполяризованное	Поляризованное (линейно, по кругу).

Можно ввести яркостную температуру и для излучения в спектральной линии, например, $\lambda = 21$ см. Вне линии оптическая глубина излучающего газа τ очень мала, а на частоте линии она заметно больше. Если в линии $\tau \gg 1$, то на частоте линии яркостная температура равна температуре возбуждения перехода, дающего линию. В свою очередь, температура возбуждения T_x

определяется отношением населённостей n_1 и n_2 уровней, участвующих в переходе:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT_x}\right). \quad (1.4)$$

Здесь ΔE — энергия перехода, а g_1 и g_2 — статистические веса уровней. Если газ достаточно плотный и условия близки к локальному термодинамическому равновесию (ЛТР), то температура возбуждения равна температуре газа.

Понятие яркостной температуры имеет практическое значение лишь для источника с известной угловой структурой (по крайней мере, с известным угловым размером или известным телесным углом $d\Omega$). Если же источник, как говорят, точечный и не разрешается по углу данной антенной, то мы измеряем для него лишь интеграл от интенсивности, взятый в пределах телесного угла источника. Вспомним формулу, использованную в определении интенсивности I , для потока энергии dW через элементарную площадку dA : $dW = I_v \cos\theta dW dA dv$; пусть I_v мало меняется в пределах принимаемого интервала частот $\nu \div \nu + d\nu$. Тогда полный поток энергии, принятой от источника

$$W = A \Delta\nu \int_{\Omega_{ист}} I(\theta, \varphi) \cos\theta d\Omega = A \frac{2k_B \nu^2 \Delta\nu}{c^2} \int_{\Omega_{ист}} T_b(\theta, \varphi) \cos\theta d\Omega, \quad (1.5)$$

Элемент телесного угла $d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$. Энергия W называется плотностью потока излучения на частоте ν , обозначается S_ν или F_ν и измеряется в Вт/м²Гц. Часто используется единица 1 Янский (1 Ян) = 10⁻²⁶ Вт/м²Гц — такая плотность потока характерна для многих ярких радиоисточников.

Плотность потока — количество энергии, поступающей от источника на единичную площадку за единичный интервал времени в единичном интервале частот. В определение потока не вхо-

дит зависимость от угла θ , важно лишь знать, пересекает ли эта энергия площадку снизу вверх или в обратном направлении.

Если измерено распределение $T_b(\theta, \varphi)$ (построена карта интенсивности излучения радиисточника), то можно рассчитать полную плотность потока от источника. При известном расстоянии, например, эта величина характеризует светимость источника. Если же измерить $T_b(\theta, \varphi)$ невозможно, то вся информация об источнике ограничивается величиной плотности потока.

Зависимость S_ν от ν называется спектром. Для отрасли радиоастрономии, занимающейся исследованием непрерывного спектра источников («радиоконтинуума»), измерение $S_\nu(\nu)$ – одна из важнейших задач. Уже по общему виду спектра сразу можно судить о природе источника (тепловой или нетепловой).

Порядок величин S_ν для некоторых источников: Крабовидная туманность имеет на частоте 178 МГц плотность потока 1420 Ян, радиогалактика Дева А – 970 Ян. Рекордная чувствительность (при наблюдениях в радиоконтинууме) в настоящее время составляет порядка 10 микроянских ($\sim 10^{-30}$ Вт/м²Гц). Чувствительность ~ 10 миллиянских (в радиоконтинууме) – рядовая величина для большинства современных радиотелескопов дециметровых и сантиметровых волн.

Оптическая глубина и перенос излучения. Запишем уравнение переноса излучения (для одномерного случая, при распространении излучения вдоль оси x):

$$\frac{dI_\nu}{dx} = -\alpha_\nu I_\nu + \epsilon_\nu, \quad (1.6)$$

I_ν – интенсивность излучения на частоте ν ; α_ν, ϵ_ν – коэффициенты поглощения и излучения соответственно (на той же частоте ν , в расчете на единицу длины). Конкретный вид коэффициентов α_ν, ϵ_ν зависит от механизма излучения (см. Главу 2).

Обе величины (ϵ_ν и α_ν) определяются температурой, плотностью и составом газа: относительным содержанием в нём электронов, ионов, атомов и молекул разных сортов. Как правило, ра-

диоизлучение не влияет на состояние среды. Поэтому мы можем считать известными коэффициенты взаимодействия излучения со средой. Поэтому уравнение (1.6) в нашем случае является линейным, и формальное решение уравнения переноса

$$I_\nu(X) = I_\nu(0) \exp \left[- \int_0^X \alpha_\nu(x') dx' \right] + \int_0^X \epsilon_\nu(x') \exp \left[- \int_{x'}^X \alpha_\nu(x'') dx'' \right] \quad (1.7)$$

действительно является решением задачи. Здесь $I_\nu(0)$ – интенсивность фонового излучения, приходящего на дальнюю от наблюдателя границу облака ($x = 0$, рис. 1.1). Интегралы под экспонентами

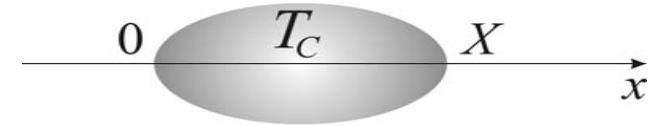


Рис. 1.1. К решению уравнения переноса излучения.

представляют собой оптическую глубину газа в облаке, отсчитанную от разных границ. В первой экспоненте отсчёт ведётся от дальней границы облака ($x = 0$) до ближней ($x = X$). Таким образом, первый член характеризует поглощение фонового радиоизлучения. Второй член описывает излучение облака с учетом самопоглощения. Коэффициент излучения ϵ_ν под знаком интеграла означает плотность энергии, излученной в точке $x = x'$. Самопоглощение учитывается экспонентой, показатель которой равен интегралу от коэффициента поглощения, вычисленному от точки излучения до границы облака $x = X$.

Рассмотрим простой случай, когда облако однородно, следовательно, коэффициенты ϵ_ν и α_ν постоянны. При вычислении интегралов во втором слагаемом перед экспонентой появится отношение ϵ_ν/α_ν . В астрофизических условиях поле излучения всегда сильно отличается от поля излучения при термодинамическом равновесии (ТР). Это следует уже из того, что интенсивность из-

лучения зависит от пространственной координаты. Физические условия далеки от ТР даже в элементарном объёме облака. Однако, излучение, поглощаемое элементарным объёмом, им перерабатывается, причём такая переработка идёт в сторону установления ТР. Поэтому можно предположить, что в каждом месте облака коэффициент излучения ϵ_ν связан с коэффициентом поглощения α_ν таким же соотношением, как и при ТР – законом Кирхгофа, а именно: отношение ϵ_ν/α_ν равно функции Планка или, в нашем случае, функции Рэля–Джинса $B_\nu(T_c)$ с температурой T_c , характерной для вещества облака. Это предположение носит название гипотезы о локальном термодинамическом равновесии (ЛТР). Гипотеза ЛТР может с достаточной точностью использоваться во многих случаях решения уравнения переноса. Так, она заведомо применима для глубоких слоёв оптически толстых объектов.

В случае ЛТР формула (1.7) принимает вид:

$$I_\nu(X) = I_\nu(0) \exp(-\tau_\nu) + B_\nu(T_c)[1 - \exp(-\tau_\nu)] \quad (1.8)$$

Заменим в полученном решении интенсивность I_ν на яркостную температуру согласно формуле Рэля–Джинса ($I_\nu \propto T_b$); T_0 – яркостная температура фона на данной частоте. Для наблюдаемой яркостной температуры выходящего излучения T_b' получим:

$$\begin{aligned} T_b'(X) &= T_0 \exp(-\tau_\nu) + T_c[1 - \exp(-\tau_\nu)] = \\ &= (T_0 - T_c) \exp(-\tau_\nu) + T_c. \end{aligned} \quad (1.9)$$

Отметим два предельных случая:

1) $\tau \gg 1$. В этом случае слагаемое с множителем $(T_0 - T_c)$ пренебрежимо мало, яркостная температура равна температуре облака и не зависит от частоты;

2) $\tau \ll 1$. В этом случае яркостная температура является суммой двух слагаемых:

$$T_b \approx T_0 + T\tau_\nu. \quad (1.10)$$

Первое слагаемое в правой части описывает вклад фонового излучения, а второе – собственное излучение облака. Формальная характеристика поглощения – оптическая глубина – появилась в нём исключительно вследствие того, что мы воспользовались законом Кирхгофа. Прямой подстановкой легко убедиться, что второе слагаемое пропорционально только коэффициенту излучения, как и должно быть в рассматриваемом случае прозрачной среды. Если T_0 мала (нет фонового радиоизлучения), то

$$T_b'(\nu) = T_c \tau_\nu \approx \tau_\nu. \quad (1.11)$$

В этом случае для определения температуры газа в облаке требуется независимая оценка оптической глубины на данной частоте.

Вычтем в (1.9) фон, тогда для линии приращение яркостной температуры внутри профиля равно

$$\Delta T_b'(\nu, X) = (T_c - T_0)[1 - \exp(-\tau_\nu)]. \quad (1.12)$$

Здесь τ_ν резко зависит от частоты. Вне линии оптическая глубина равна нулю, следовательно, $\Delta T_b'(\nu, X) \equiv 0$. Внутри линии множитель в скобках $[1 - \exp(-\tau_\nu)]$ лежит в диапазоне от нуля до единицы, а знак приращения $\Delta T_b'(\nu, X)$ определяется знаком разности $T_c - T_0$. Если фон горячее облака, то линия наблюдается в поглощении; если облако горячее фона – в излучении. Вне линии оптическая глубина мала, и яркостная температура там равна температуре фона.

В заключение кратко суммируем основные задачи экспериментальной радиоастрономии в терминах яркостной температуры: измерение T_b как функции углов (θ, φ) означает задачу о пространственном распределении излучения, её исследование как функции частоты, $T_b(\nu)$ – спектральное распределение; как функции времени, $T_b(t)$ – переменность. Кроме того, важной задачей является измерение поляризации радиоизлучения. Более специальная задача у спектральной радиоастрономии – измерение спектра $T_b(\nu)$ в относительно узком интервале частот с возможно более высоким разрешением по частоте.

Глава 2. Механизмы радиоизлучения в астрофизических условиях

В этой главе и всех последующих используется система единиц CGS.

2.1. Распространение радиоволн в плазме. Генерация радиоизлучения плазменными колебаниями

Пусть на облако полностью ионизованного газа (плазмы) падает плоская монохроматическая волна, распространяющаяся вдоль оси z . Электрическое поле волны $\vec{E} = \vec{E}_0 \exp[i(\omega t - kz)]$. Под действием этого поля электроны приходят в движение. Классическое уравнение движения электрона:

$$m\ddot{r} + mv_{\text{ст}}\dot{r} = e\vec{E}_0 \exp(i\omega t) + \frac{e}{c}[\dot{r} \times \vec{H}]. \quad (2.1)$$

m – масса электрона, $v_{\text{ст}}$ – частота столкновений в плазме (второе слагаемое в левой части уравнения описывает трение электрона об окружающую плазму, приводящее к затуханию колебаний).

Напомним также уравнения Максвелла:

$$\begin{aligned} \text{rot}\vec{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; & \text{div}\vec{D} &= 4\pi\rho; \\ \text{rot}\vec{H} &= \frac{4\pi}{c} \vec{j} - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}; & \text{div}\vec{B} &= 0; \\ \vec{j} &= \sigma\vec{E}; & \vec{D} &= \epsilon\vec{E}; & \vec{B} &= \mu\vec{H}. \end{aligned} \quad (2.2)$$

В дальнейшем для простоты стрелки над векторами опускаем.

При решении уравнений Максвелла для случая распространения волны в проводящей среде (плазме) оказывается удобным

ввести комплексную диэлектрическую проницаемость среды в виде:

$$\epsilon' = \epsilon - \frac{4\pi\sigma}{\omega} i = (n - ik)^2. \quad (2.3)$$

Комплексная диэлектрическая проницаемость (2.3) равна квадрату комплексного показателя преломления, который, в свою очередь, состоит из обычного показателя преломления n (действительная часть) и коэффициента поглощения k (мнимая часть).

Вначале рассмотрим случай без магнитного поля ($\vec{H} = 0$). Из решения уравнения движения для электрона (2.1) можно найти:

$$\sigma = \frac{e^2 N v_{\text{ст}}}{m(\omega^2 + v_{\text{ст}}^2)}; \quad \epsilon = 1 - \frac{4\pi e^2 N}{m(\omega^2 + v_{\text{ст}}^2)}. \quad (2.4)$$

Выражение для частоты столкновений $v_{\text{ст}}$ определяется решением задачи о рассеянии:

$$v_{\text{ст}} = \frac{\pi e^4}{(kT)^2} N \nu \ln\left(\frac{0.37 k_B T}{e^2 N^{1/3}}\right), \quad (2.5)$$

где ν – средняя скорость электронов, а N – их концентрация. В условиях солнечной короны ($N \sim 10^8 \text{ см}^{-3}$) $v_{\text{ст}} \sim 1/15 \text{ с}^{-1} \ll \omega$ для всего диапазона радиоволн, поэтому $\omega^2 + v_{\text{ст}}^2 \cong \omega^2$.

Для волны, распространяющейся вдоль оси z в плазме с диэлектрической проницаемостью ϵ' (2.3), решение уравнений Максвелла даёт:

$$E = E_0 \exp\left(\pm \frac{i\omega}{c} \sqrt{\epsilon'} + i\omega t\right) = E_0 \exp\left(\pm \frac{i\omega}{c} nz \mp \frac{\omega}{c} kz + i\omega t\right). \quad (2.6)$$

Выбираем верхние знаки в экспоненте из соображений исчезновения волны на бесконечности. Первое слагаемое в показателе экспоненты характеризует распространение волны в среде с показателем преломления

$$n = \sqrt{\varepsilon} = \sqrt{1 - \frac{4\pi e^2 N}{m\omega^2}} = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}, \quad (2.7)$$

Величина

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi e^2 N}{m}} \quad (2.8)$$

называется плазменной (ленгмюровской) частотой и характеризует частоту собственных колебаний плазмы. Плазменная частота зависит (помимо атомных констант) только от местной электронной концентрации. Приближенно

$$\nu_p (\text{МГц}) = \frac{\omega_p}{2\pi} = \frac{e}{\sqrt{\pi m}} \sqrt{N} = 8.98 \cdot 10^{-3} \sqrt{N (\text{см}^{-3})}. \quad (2.9)$$

Таким образом, при $\omega \geq \omega_p$ коэффициент преломления плазмы всегда заключён в пределах $0 \leq n \leq 1$; при $\omega < \omega_p$ коэффициент преломления становится мнимым. Это означает, что в амплитуде волны появится ещё один экспоненциально затухающий множитель, и волна будет поглощена на расстоянии $\sim \lambda$. Волны с $\omega < \omega_p$ в плазме распространяться не могут.

Величина $-\frac{\omega k}{c}$ в показателе экспоненты в (2.6) характеризует уменьшение амплитуды волны за счёт поглощения в плазме при свободно-свободных переходах. Чтобы перейти к более привычному коэффициенту поглощения для интенсивности, необходимо взять квадрат модуля комплексной амплитуды элек-

трического поля, тогда коэффициент поглощения удваивается, и получим:

$$\kappa = \frac{2\omega k}{c} = \frac{\omega_p^2 \nu_{\text{ст}}}{c\omega^2 \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}}. \quad (2.10)$$

Рассмотрим распространение электромагнитной волны в плазме с магнитным полем. В замагниченной плазме, кроме ленгмюровской частоты, возникает ещё одна особая частота – гиро-частота

$$\omega_H = \frac{eH}{mc}, \quad (2.11)$$

Формула для приближенных оценок:

$$\nu_H (\text{МГц}) = \frac{\omega_H}{2\pi} = 2.8H (\text{Гс}). \quad (2.12)$$

Используем приближение $(\omega \pm \omega_H)^2 \gg \nu_{\text{ст}}^2$, что всегда выполняется в большинстве астрофизических объектов (в том числе в короне Солнца), но может нарушаться в активных областях на Солнце, где магнитные поля достигают сотен и тысяч Гаусс.

В плазме магнитное поле создаёт выделенное направление, и электрические свойства плазмы оказываются неодинаковыми вдоль и поперёк поля. В этом смысле плазму можно уподобить кристаллу с двулучепреломлением, у которого показатели преломления различны для света, распространяющегося вдоль или поперёк оптической оси. Так же, как в кристалле, произойдёт разделение исходной волны на две волны (обыкновенную – 1 и необыкновенную – 2) с различными направлениями поляризации. Для каждой из волн будут иметь место разные показатели преломления.

Рассмотрим два случая: $\alpha = 0$ и $\alpha = \pi/2$ (α – угол между направлениями магнитного поля и распространения электромагнитной волны). Общий случай сложен, подробности можно найти в книге В.Л. Гинзбурга [16].

1) $\alpha = 0$ (продольное распространение). Волна распадается на две поляризованные по кругу волны. Знаки «+» относятся к индексу 1 (обыкновенная волна), знаки «-» – к индексу 2 (необыкновенная волна).

$$n_{1,2}^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega \pm \omega_H)}, \quad \kappa_{1,2} = \frac{\omega_p^2 v_{ст}}{n_{1,2} m c (\omega \pm \omega_H)^2}. \quad (2.13)$$

Для необыкновенной волны резко возрастает коэффициент поглощения вблизи $\omega \sim \omega_H$; поэтому на частотах вблизи гирочастоты первоначально неполяризованное излучение может приобрести круговую поляризацию. У необыкновенной волны направление круговой поляризации совпадает с направлением ларморовского вращения электронов вокруг магнитных силовых линий, поэтому волна испытывает повышенные потери энергии по сравнению с обыкновенной.

2) $\alpha = \pi/2$ (поперечное распространение). Волна распадается на две волны с взаимно ортогональными линейными поляризациями. У обыкновенной волны вектор электрического поля $\vec{E} \parallel \vec{H}$ – вектору магнитного поля, и магнитное поле не оказывает влияния на движения электронов. Поэтому для обыкновенной волны n_1 и κ_1 совпадают с выражениями (2.13) для случая $\vec{H} = 0$. Для необыкновенной волны:

$$n_2^2 = 1 - \frac{\omega_p^2 (\omega^2 - \omega_p^2)}{\omega^2 (\omega^2 - \omega_p^2 - \omega_H^2)}; \quad \kappa_2 = \frac{v_{ст} \omega_p^2 [(\omega^2 - \omega_p^2) + \omega_H^2 \omega^2]}{n_2 \omega^2 c (\omega^2 - \omega_p^2 - \omega_H^2)}. \quad (2.14)$$

В случае поперечного распространения, из-за повышенного поглощения необыкновенной волны вблизи частоты $\omega = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_H^2}$ может возникнуть линейная поляризация первоначально неполяризованного излучения.

2.2. Поляризация излучения

В предыдущем разделе мы встретились с понятием поляризации электромагнитного излучения. Рассмотрим подробнее поляризационные параметры и физические механизмы, влияющие на поляризацию излучения.

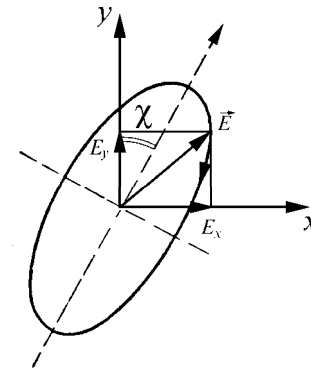


Рис. 2.1. Эллипс поляризации.

В общем случае радиоизлучение может содержать две компоненты – неполяризованную и поляризованную. При распространении излучения конец мгновенного вектора электрического поля волны, измеренного в некоторой фиксированной точке пространства, описывает эллипс (рис. 2.1). Выберем систему координат, ось z которой направлена вдоль волнового вектора (то есть, совпадает с направлением распространения, перпендикулярным плоскости рис. 2.1), а оси x и y лежат в

плоскости рисунка. Компоненты вектора \vec{E} в проекциях на оси x и y зависят от времени следующим образом:

$$E_x(t) = E_{0x}(t) \sin(\omega_0 t - \psi_x), \quad E_y(t) = E_{0y}(t) \sin(\omega_0 t - \psi_y), \quad (2.15)$$

Отношение E_{0x}/E_{0y} и разность фаз

$$\psi_{xy} = \psi_x - \psi_y$$

определяют позиционный угол эллипса χ и отношение его осей ρ . Общая интенсивность $I = I_{пол} + I_{ест}$ равна сумме поляризованной и естественной компонент; отношение $\rho = I_{пол}/I$ называется степенью поляризации. В качестве величин, описывающих

состояние поляризации, обычно принимают параметры Стокса I, Q, U, V :

$$\left. \begin{aligned} I &= I, \\ Q &= \rho I \cos(2\sigma) \cos(2\chi), \\ U &= \rho I \cos(2\sigma) \sin(2\chi), \\ V &= \rho I \sin(2\sigma), \end{aligned} \right\} \quad (2.16)$$

где $\sigma = \text{arctg } p$. Если антенна радиотелескопа принимает две ортогональные линейные поляризации вдоль осей x и y , то измеряемые интенсивности компонент равны

$$I_x = \overline{E_{0x}^2} + \frac{I_{\text{ест}}}{2}, \quad I_y = \overline{E_{0y}^2} + \frac{I_{\text{ест}}}{2}, \quad (2.17)$$

где черта означает усреднение по времени. Параметры Стокса:

$$\left. \begin{aligned} I &= I_x + I_y, \\ Q &= I_x - I_y, \\ U &= 2\overline{E_{0x}E_{0y}} \cos \psi_{xy}, \\ V &= 2\overline{E_{0x}E_{0y}} \sin \psi_{xy} \end{aligned} \right\} \quad (2.18)$$

Если антенна принимает два направления круговой поляризации – правую r (вектор \vec{E} в приближающейся волне вращается против часовой стрелки) и левую l (по часовой стрелке), то интенсивности право- и левополяризованной компонент равны, соответственно

$$I_r = \overline{E_{0r}^2} + \frac{I_{\text{ест}}}{2}, \quad I_l = \overline{E_{0l}^2} + \frac{I_{\text{ест}}}{2}, \quad (2.19)$$

а параметры Стокса выражаются через напряжённости поля $\overline{E_{0r}^2}$ и

$\overline{E_{0l}^2}$, а также разность фаз ψ_{rl} право- и левополяризованных компонент:

$$\left. \begin{aligned} I &= I_r + I_l, \\ Q &= 2\overline{E_{0r}E_{0l}} \cos \psi_{rl}, \\ U &= 2\overline{E_{0r}E_{0l}} \sin \psi_{rl}, \\ V &= I_r - I_l, \end{aligned} \right\} \quad (2.20)$$

В общем случае поляризованное излучение содержит смесь линейно и циркулярно поляризованных волн, то есть имеет эллиптическую поляризацию, состояние которой можно однозначно описать параметрами эллипса поляризации (рис. 2.1) либо параметрами Стокса.

Поляризованное излучение часто встречается в радиоастрономии. Как правило, источники синхротронного излучения (§2.5) имеют линейную поляризацию. Излучение активных областей на Солнце и космических гидроксильных мазеров (§5.5) бывает на 100% поляризовано по кругу.

Имеется ряд физических факторов, влияющих на состояние поляризации излучения. Так, суммарное синхротронное излучение источника с запутанным магнитным полем может обладать лишь небольшой степенью линейной поляризации, так как волны от разных частей источника, имеющие разные позиционные углы, складываясь, дают практически неполяризованное излучение.

Поляризация может меняться и во время распространения волны от источника к наблюдателю. Прохождение линейно поляризованного излучения сквозь среду, содержащую свободные электроны и магнитное поле, сопровождается фарадеевским вращением плоскости поляризации (из-за различия коэффициентов преломления n_1, n_2 и, для обыкновенной и необыкновенной волн, см. §2.1). Угол поворота вектора поляризации на пути L волны частоты ω определяется продольной компонентой H_{\parallel} магнитного поля (параллельной лучу зрения) и чис-

лом электронов на единичной площади в направлении наблюдателя:

$$\Delta\theta = \frac{\omega}{2c} \int_L (n_2 - n_1) dl \approx 0.18\lambda^2 \int_L N \cdot H_{\parallel} dl \quad [\text{рад}] =$$

$$= (RM)\lambda^2 \quad [\text{рад}]. \quad (2.21)$$

Здесь H_{\parallel} выражается в микрогауссах; l — в парсеках; длина волны λ — в метрах. Величина RM [рад/м²] — называется мерой вращения. Мера вращения очень велика в короне Солнца (где $N \sim 10^8 - 10^{10}$ см⁻³, $H \sim 1$ Гс), там $\Delta\theta$ достигает $\sim 10^6$ радиан. В межзвездной среде для удаленных радиоисточников (пульсары) мера вращения порядка десятков и сотен радиан.

2.3. Тормозное излучение ионизованного газа

В ионизованном газе основной механизм поглощения и излучения в радиодиапазоне — свободно-свободные переходы (по-английски «free-free»). Излучение и поглощение происходит за счет изменения энергии свободных электронов, пролетающих вблизи ионов. Коэффициент поглощения равен

$$\alpha_{\nu} = N \cdot N_p \frac{16\pi^2 e^6 k_B T_e}{3\sqrt{3}hc(2\pi mk_B T_e)^{3/2}} \frac{1}{\nu^3} g_{\nu}. \quad (2.22)$$

Здесь N_p — концентрация протонов, g_{ν} — множитель Гаунта (он порядка единицы на сантиметровых волнах и достигает 10 на дециметровых волнах):

$$g_{\nu} = 0.55 \cdot \left[17.7 + \ln \left(\frac{T_e^{3/2}}{\nu} \right) \right]. \quad (2.23)$$

Принимается, что распределение электронов по скоростям мак-

свелловское с температурой T_e :

$$N(v)dv = 4\pi v^2 N \left(\frac{m}{2\pi k_B T_e} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{mv^2}{2k_B T_e} \right) dv. \quad (2.24)$$

Теперь учтём опущенное в (2.22) отрицательное поглощение, или индуцированное излучение. Скорости обоих этих процессов пропорциональны плотности излучения. По аналогии с дискретными переходами, свободно-свободный переход электрона можно рассматривать как переход между двумя уровнями (i и k), но не дискретными, а принадлежащие непрерывному спектру энергий. Запишем уравнение баланса, учитывая только радиационные процессы:

$$n_k A_{ki} + n_k B_{ki} \rho_{ik} = n_i B_{ik} \rho_{ik}. \quad (2.25)$$

В левой части записано число переходов в единице объема за единицу времени *вниз*, с излучением квантов, в правой — переходы *вверх*, с поглощением. Здесь n_k , n_i — плотности атомов в состояниях k , i , ρ_{ik} — плотность излучения на частоте перехода $k \rightarrow i$. Перенесем второе слагаемое левой части в правую часть. Полное число фотонов, поглощаемых в спектральной линии, получается как разность поглощения и индуцированного излучения:

$$n_i B_{ik} \rho_{ik} - n_k B_{ki} \rho_{ik} = n_i B_{ik} \rho_{ik} \left(1 - \frac{n_k B_{ki}}{n_i B_{ik}} \right) \quad (2.26)$$

Учтём известное соотношение между коэффициентами Эйнштейна:

$$B_{ki} = \frac{g_i}{g_k} B_{ik}, \quad (2.27)$$

g_i , g_k — статистические веса уровней. В случае термодинамическо-

го равновесия справедливо распределение Больцмана:

$$\frac{g_i}{g_k} \frac{n_k}{n_i} = \exp\left(-\frac{h\nu_{ik}}{k_B T_e}\right)$$

и правая часть формулы (2.26) при выполнении $h\nu \ll k_B T_e$ (приближение Рэля–Джинса) преобразуется в:

$$n_i B_{ik} \rho_{ik} \left(1 - \frac{g_i}{g_k} \frac{n_k}{n_i}\right) \cong n_i B_{ik} \rho_{ik} \frac{h\nu}{k_B T_e}. \quad (2.28)$$

Таким образом, вынужденные переходы $k \rightarrow i$ можно рассматривать как отрицательное поглощение, они приводят к уменьшению коэффициента поглощения и «просветлению» среды. В радиодиапазоне эффект отрицательного поглощения очень силён (особенно на низких частотах) и приводит к уменьшению коэффициента поглощения на несколько порядков величины. Всё рассмотрение справедливо для двух любых значений энергии в континууме при максвелловском распределении электронов по скоростям. Итак, для учёта отрицательного поглощения в радиодиапазоне необходимо домножить коэффициент поглощения (2.22) на $\frac{h\nu}{k_B T_e}$. Под-

ставив все значения констант, получим модифицированный коэффициент поглощения:

$$\alpha_v^* \cong N \cdot N_p \frac{10^{-2}}{v^2 T_e^{3/2}} \left[17.7 + \ln\left(\frac{T_e^{3/2}}{v}\right) \right] \text{ (см}^{-1}\text{)}. \quad (2.29)$$

Здесь N и N_p измеряются в см^{-3} , v — в Гц, T_e — в градусах Кельвина. Для чисто водородной плазмы $N = N_p$, и можно заменить произведение $N \cdot N_p$ на N^2 .

Можно сопоставить это выражение с полученной ранее классическим методом формулой (2.13) для коэффициента поглощения в плазме к (в случае, когда частота волны много выше плазменной частоты). В обеих формулах зависимость от частоты одна и та же.

При хаотическом движении электронов и ионов в плазме их траектории ориентированы под произвольными углами по отношению к наблюдателю. Поэтому результат сложения волн от элементарных актов взаимодействия «ион–электрон» даёт в целом *неполяризованное* излучение.

Для расчёта интенсивности излучения необходимо знать оптическую глубину объекта

$$\tau_v = \int_0^x \alpha_v^* dx \propto \int_0^x N^2 dx. \quad (2.30)$$

Интеграл в (2.30) берётся вдоль луча зрения в пределах излучающего облака. В конечном счете, оптическая глубина τ_v по свободно-свободному поглощению определяется интегралом от квадрата электронной плотности, взятым вдоль луча зрения. Этот интеграл называется мерой эмиссии (*ME* – measure of emission). Единица измерения меры эмиссии см^{-5} ; применительно к межзвёздной среде чаще используют см^{-6} пк ($\text{см}^{-6} \times \text{парсек}$).

Согласно (1.9), яркостная температура излучения равна

$$T_b = T_c [1 - \exp(-\tau_v)]. \quad (2.31)$$

В качестве температуры излучающего облака T_c берётся величина электронной температуры T_e из максвелловского распределения электронов по скоростям (2.24). Коэффициент поглощения α_v^* (2.29) сильно зависит от частоты ($\propto v^{-2}$). На низких частотах, где α_v^* велик, $\tau_v \gg 1$, $T_b \cong T_c = \text{const}$ (для изотермического облака), интенсивность излучения определяется формулой Рэля–Джинса (1.3) и пропорциональна v^2 . На высоких частотах газ прозрачен,

откуда $T_b \cong T_c \tau_v$. В первом приближении $\tau_v \propto \nu^{-2}$, и I_ν не зависит от частоты. Правда, за счёт множителя Гаунта имеет место логарифмическое падение интенсивности с ростом частоты. Иногда его аппроксимируют как $I_\nu \propto \nu^{-0.1}$. Итак, спектр изотермического облака ионизованного газа, излучающего свободно-свободным механизмом, рэлей-джинсовский ($\propto \nu^2$) на низких частотах и плоский (слабо зависящий от частоты) на высоких частотах (рис. 2.2).

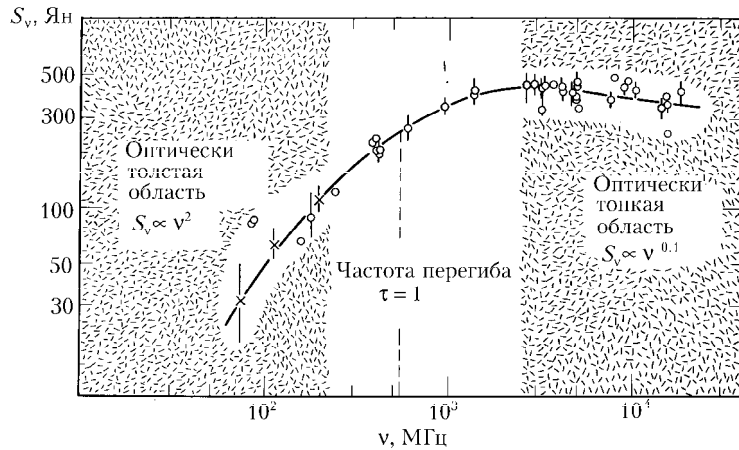


Рис. 2.2. Спектр тормозного излучения теплового радиосточника (туманность Ориона).

Перегиб спектра происходит вблизи частоты, где $\tau_\nu \sim 1$. Частота перегиба связана простым соотношением с мерой эмиссии:

$$\nu_0 \cong 0.6 \sqrt{ME}, \tag{2.32}$$

ν_0 в МГц, ME в см⁻⁶пк. Если имеется возможность оценить размер излучающего облака вдоль луча зрения, то по известной частоте перегиба спектра источника ν_0 можем оценить меру эмиссии ME и среднюю электронную плотность в источнике.

2.4. Циклотронное излучение

В магнитном поле электрон движется по винтовой траектории с осью на магнитной силовой линии. При этом он испытывает ускорение, что приводит к излучению. Механизм излучения заряженной частицы в магнитном поле называют в общем случае магнитотормозным. Излучение нерелятивистской частицы ($E \ll mc^2$), обычно называют циклотронным, для релятивистских частиц – синхротронным. Рассмотрим эти два предельных случая.

Частота дипольного излучения нерелятивистского электрона равна его ларморовской частоте вращения в магнитном поле с напряжённостью H :

$$\omega_H = \frac{eH}{mc}. \tag{2.33}$$

Для чисто кругового движения (когда скорость электрона вдоль поля равна нулю) радиус орбиты электрона

$$r_H = \frac{v}{\omega_H} = \frac{mc^2 v}{eH c} = \frac{\lambda_H v}{2\pi c}. \tag{2.34}$$

При $v \ll c$ всегда $\frac{2\pi r_H}{\lambda_H} \ll 1$. Излучение можно рассматривать

как излучение двух взаимно перпендикулярных гармонических осцилляторов, сдвинутых друг относительно друга по фазе на $\frac{1}{2}\pi$, или как излучение электрического диполя с моментом $e\vec{r}$, вращающегося вокруг силовой линии с частотой ω_H . Средняя за период интенсивность циклотронного излучения

$$I = \frac{e^2 \omega_H^4 r_H^2}{8\pi c^3} (1 + \cos^2 \alpha), \tag{2.35}$$

где α – угол между направлением магнитного поля \vec{H} и волновым вектором \vec{k} . Излучение происходит на частотах вблизи ω_H . Более

подробная теория [15, 18] показывает, что излучение также имеет место и на гармониках гирочастоты, то есть на частотах

$$\omega = s\omega_H,$$

где $s = 2, 3, \dots$. Интенсивность излучения быстро падает с увеличением номера гармоники s . Таким образом, спектр циклотронного излучения состоит из дискретных спектральных линий на гирочастоте и на её гармониках.

Циклотронный мазер. При некоторых условиях в замагниченной плазме возможен эффект усиления магнитотормозного излучения. Примером этого является случай потоковой неустойчивости, когда заряженные частицы имеют распределение по скоростям вида

$$f_s(\vec{V}) = N_s \left(\frac{m}{2\pi k_B T_s} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{m(V - \vec{V}_s)^2}{2k_B T_s} \right], \quad (2.36)$$

где T_s , N_s и m – температура, концентрация и масса частиц в потоке. Распределение (2.36) отличается от максвелловского распределения наличием слагаемого \vec{V}_s в экспоненте. В случае параллельности $\vec{V}_s \parallel \vec{H}$ коэффициент поглощения на частоте ν будет

$$\mu_j = \frac{4\pi c^2}{\nu^2 n_j^2 k_B T_s} |\cos \vartheta| (1 - n_j \beta_s \cos \alpha) a_j, \quad (2.37)$$

а интенсивность излучения

$$I_j = \frac{a_j}{\mu_j} = \frac{n_j^2 \nu^2 k_B T_s}{2\pi c^2 (1 - n_j \beta_s \cos \alpha) |\cos \vartheta|}. \quad (2.38)$$

Если $n_j \beta_s \cos \alpha > 1$, коэффициент поглощения становится отрицательным, а система поток–плазма начинает усиливать излучение.

Частицы в потоке начинают излучать когерентно, то есть в фазе, и складываются амплитуды (а не интенсивности) волн, генерируемых отдельными частицами. Имеет место мазерный эффект.

Механизм мазерного усиления в замагниченной плазме применяется для объяснения высоких яркостных температур в ряде астрофизических объектов, где присутствует сильное магнитное поле и потоки частиц. Прежде всего, это солнечное радиоизлучение (шумовые бури I типа), спорадическое излучение Юпитера (T_b до 10^{15} К), радиоизлучение магнитосферы Земли на километровых волнах (T_b до 10^{17} К), пульсары, вспыхивающие звёзды (типа UV Cet) и тесные двойные системы (типа RS CVn).

2.5. Синхротронное излучение

Синхротронный механизм – один из наиболее часто встречающихся в астрофизике. Он работает везде, где есть для этого условия: релятивистские электроны и магнитное поле. Основные астрофизические объекты, излучающие синхротронным механизмом: облака релятивистских электронов, выброшенные из активных областей на Солнце (всплески IV и V типов), магнитосферы планет-гигантов, галактический диск (на дециметровых и метровых волнах), остатки вспышек сверхновых, пульсары, нормальные галактики, радиогалактики, квазары.

Магнитотормозное излучение, рассмотренное в предыдущем параграфе, происходит на гирочастоте $\omega_H = \frac{eH}{mc}$ и её гармониках и практически изотропно. Однако для релятивистских электронов ситуация качественно изменяется.

Вначале рассмотрим излучение одного электрона в случае, когда угол α между вектором скорости электрона \vec{V} и вектором магнитного поля \vec{H} равен 90° . Под действием силы Лоренца

$$\vec{F}_L = \frac{e}{c} [\vec{v} \times \vec{H}]$$

электрон вращается вокруг силовой линии магнитного поля. Вследствие релятивистского сокращения углов излучение электрона будет сосредоточено в узком конусе вокруг век-

тора мгновенной скорости электрона. Угол раствора конуса (в радианах)

$$\theta \cong 1 - \frac{v^2}{c^2} \cong \frac{1}{\gamma_L^2}, \quad (2.39)$$

где $\gamma_L = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ – фактор Лоренца, представляющий собой меру

энергии релятивистского электрона ($E = mc^2\gamma_L$).

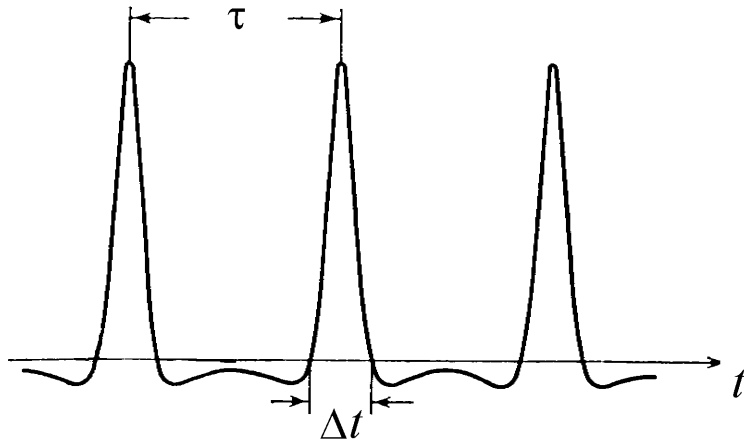


Рис. 2.3. Импульсы излучения релятивистского электрона.

Наблюдатель на луче зрения, перпендикулярном к вектору \vec{H} , видит короткие импульсы с периодом $\tau = \frac{2\pi\gamma_L}{\omega_H}$, длительность каждого импульса $\Delta t = \frac{1}{\gamma_L^2\omega_H}$ (рис. 2.3). Множитель γ_L учитывает релятивистское замедление течения времени.

В случае, когда электрон движется под произвольным (не очень малым) углом χ («питч-угол») к вектору \vec{H} , будет работать лишь компонента \vec{H} , перпендикулярная к вектору скорости \vec{v} : $H_{\perp} = H\sin\chi$. Соответственно, период следования импульсов изменится вследствие эффекта Доплера за счёт движения электрона вдоль силовых линий со скоростью $v_{\parallel} = v\cos\chi$. Электрон как бы догоняет испущенный импульс (см. рис. 2.4):

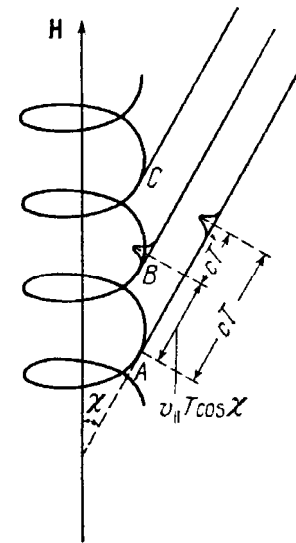


Рис. 2.4. Излучение релятивистского электрона при винтовом движении вокруг магнитной силовой линии.

$$\tau' = \tau \left(1 - \frac{v\cos\chi}{c} \right) \cong \frac{2\pi}{\omega_H} \gamma_L \sin^2\chi, \quad (2.40)$$

так как $v \sim c$. Круговая частота следования импульсов

$$\Omega_H = \frac{2\pi}{\tau'} = \frac{\omega_H}{\gamma_L \sin^2\chi}. \quad (2.41)$$

Приведенное рассмотрение пригодно для углов χ (выраженных в радианах) $\gg 1/\gamma_L$. Изменение периода следования импульсов скажется в первую очередь на спектре и должно быть учтено при усреднении по питч-углам.

Излучение, состоящее из коротких импульсов (рис 2.3), содержит множество частотных гармоник и обладает широким спектром с максимумом вблизи частоты $\omega_{\max} \sim \frac{1}{\Delta t} = \gamma_L^2\omega_H$. Для получения формы спектра единичного релятивистского электрона необходимо разложить последовательность импульсов в интеграл Фурье. При этом учитывается форма каждого импульса, определяемая, в свою очередь, вращающейся диаграммой направленности излучения электрона. Теория синхротронного излучения [15] даёт следую-

щее выражение для спектральной плотности мощности излучения:

$$P(\nu) = \frac{\sqrt{3}e^3 H_{\perp}}{mc^2} \left[\left(\frac{\nu}{\nu_c} \right) \int_{\nu/\nu_c}^{\infty} K_{5/3}(\xi) d\xi \right], \quad (2.42)$$

где $K_{5/3}$ – функция Бесселя мнимого аргумента порядка $5/3$, $H_{\perp} = H \sin \chi$ – составляющая магнитного поля, перпендикулярная к вектору скорости электрона (угол χ не слишком мал),

$$\nu_c = \frac{3}{2} \gamma_L^2 \left(\frac{\omega_H}{2\pi} \right) = \frac{3e}{4\pi mc} H_{\perp} \gamma_L^2 = 4.21 H_{\perp} \gamma_L^2. \quad (2.43)$$

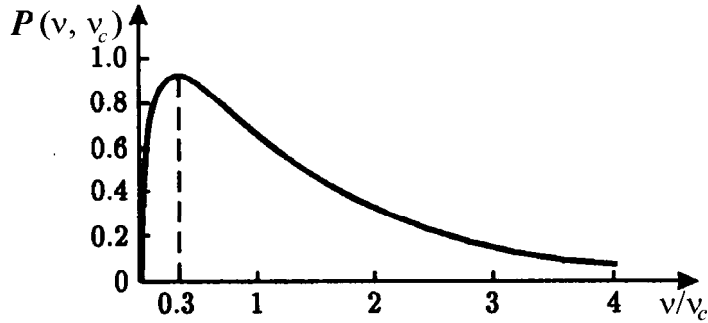


Рис. 2.5. Частотный спектр синхротронного излучения электрона в вакууме.

Характерная частота ν_c не есть частота максимума спектра $P(\nu)$, частота максимума $\nu_{\max} = \frac{\omega_{\max}}{2\pi} \cong 0.3\nu_c$. Функция $P(\nu)$, выраженная в безразмерных единицах, представлена на рис. 2.5. Для релятивистских электронов, излучающих в межзвёздной среде, типичные значения $H \sim 10^{-5} - 10^{-6}$ Гс, $\gamma_L \sim 10^3 - 10^5$.

Излучение электрона линейно поляризовано. Вектор поляризации расположен в картинной плоскости перпендикулярно направлению магнитного поля, так как изменение вектора электрического поля \vec{E} максимально именно в плоскости ларморовской орбиты электрона.

$$\text{Степень поляризации } \Pi = \begin{cases} 1/2 & \text{при } \nu \ll \nu_c, \\ 1 - 2/3(\nu/\nu_c) & \text{при } \nu \gg \nu_c. \end{cases}$$

Для перехода к ансамблю релятивистских электронов, имеющему некоторое распределение по энергиям $N(E)$, необходимо провести усреднение функции $P(\nu)$ по $N(E)$. В функции $P(\nu)$ зависимость от энергии входит через фактор Лоренца γ_L , содержащийся в величине ν_c . Интенсивность излучения ансамбля равна

$$I(\nu) = \int N(E) dE P(\nu) L, \quad (2.44)$$

где L – размер излучающей области вдоль луча зрения. Предполагается, что источник прозрачен для собственного синхротронного излучения. Это условие всегда выполняется для диска Галактики, но может нарушаться в некоторых компактных внегалактических источниках.

В астрофизических условиях спектр релятивистских электронов обычно представляется степенной функцией:

$$N(E) dE = KE^{-\gamma} dE. \quad (2.45)$$

Такой вид спектра обусловлен особенностями механизмов ускорения частиц (§5.1). Для спектра излучения теория даёт

$$I(\nu) = \frac{e^3 L}{mc^2} \left(\frac{3e}{4\pi m^3 c^5} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}} a(\gamma) K H^{\frac{\gamma+1}{2}} \nu^{-\frac{\gamma-1}{2}}. \quad (2.46)$$

Следовательно, магнитотормозное излучение ансамбля релятивистских электронов со степенным распределением по энергиям

вида (2.48) имеет степенной спектр $I(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$, где величина $\alpha = \frac{\gamma-1}{2}$ называется спектральным индексом.

Полное выражение для функции $a(\gamma)$ можно найти в [15]. В широком интервале частот функция $a(\gamma) \sim 0.1$. Вид функции $a(\gamma)$ различен для однородного и хаотически ориентированного («запутанного») поля. В частности, она учитывает распределение электронов по питч-углу, так как он входит в величину H_{\perp} .

В случае однородного магнитного поля излучение ансамбля электронов также поляризовано; степень поляризации равна

$$\Pi_0 = \frac{\gamma+1}{\gamma+7/3}.$$

Диапазону $2 < \gamma < 3$ отвечает степень поляризации около 70%. В случае хаотически ориентированного поля поляризация отсутствует. На практике реализуется промежуточный случай.

У всех источников синхротронного излучения на низких частотах наступают отклонения от степенного спектра («завал»). Низкочастотный завал может быть обусловлен тремя причинами:

1. Тормозное поглощение в ионизованном газе на частотах $\nu < \nu_{\max}$ спектр имеет вид $I(\nu) \propto \nu^{\frac{5.2-\gamma}{2}}$.
2. Эффект Разина–Цытовича. Предыдущее рассмотрение проведено для частиц, излучающих в вакууме. Для частот ниже

$$\nu_{\text{cr}} = \frac{2\nu_p^2}{3\nu_H} \sim \frac{20n_e}{H}. \quad (2.47)$$

показатель преломления меньше единицы и фазовая скорость больше, чем c . Частица «отстаёт» от излучения, и при $\nu < \nu_{\text{cr}}$

$$I(\nu) \propto \nu^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\nu_{\text{cr}}}{\nu}}. \quad (2.48)$$

В межзвёздной среде этот эффект несуществен.

3. Синхротронное самопоглощение. При $\nu < \nu_{\text{cr}}$ $I(\nu) \propto \nu^{5/2}$.

2.6. Излучение кривизны

Излучение кривизны, называемое также магнитодрейфовым, аналогично синхротронному (рис. 2.6). При движении вдоль искривлённой силовой линии с радиусом кривизны R_B электрон из-

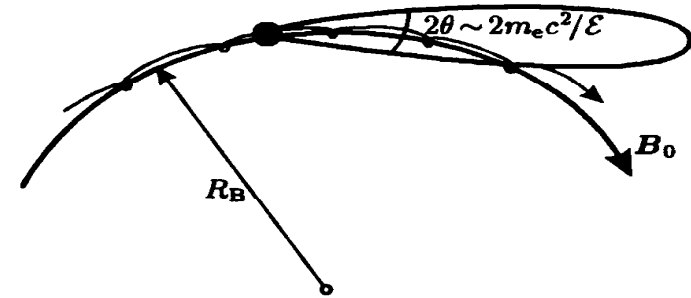


Рис. 2.6. Диаграмма направленности магнитодрейфового излучения.

лучает, как если бы он вращался с радиусом R_B . Роль гирочастоты играет величина $\omega = \frac{c}{R_B}$. Ниже критической частоты

$$\nu_c = \frac{c}{2\pi R_B} \gamma_L^3,$$

спектр имеет степенную форму с показателем 1/3:

$$I(\nu) \cong \frac{1}{2\pi} \frac{e^2}{c} \left(\frac{c}{R_B} \right) \gamma_L \left(\frac{\nu}{\nu_c} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (2.49)$$

а при $\nu > \nu_c$ спектр экспоненциальный:

$$I(\nu) \propto \exp\left(-\frac{\nu}{\nu_c}\right) \quad (2.50)$$

Излучение кривизны имеет место в магнитосферах пульсаров, для которых характерны значения параметров $\nu_c \sim 1$ ГГц, $\gamma_L \sim 10^3$.

2.7. Излучение в спектральных линиях атомов и молекул

Коэффициент поглощения в линии κ_ν имеет резкую зависимость от частоты: вблизи центра линии ν_{ul} он велик, а в крыльях — мал. При доплеровском профиле:

$$\kappa_\nu = \kappa_0 \exp\left[-\frac{M}{2k_B T} \left(\frac{\nu - \nu_{ul}}{\nu_{ul}} c\right)^2\right] \quad (2.51)$$

Величина κ_0 в расчёте на один атом (молекулу) равна

$$\kappa_0 = \frac{c^3}{8\pi^{3/2} \nu_{10}^3} \frac{g_u}{g_l} A_{ul}. \quad (2.52)$$

Здесь u и l — соответственно, верхний и нижний уровни перехода, A_{ul} — вероятность спонтанного перехода $u \rightarrow l$, $\bar{v} = \sqrt{\frac{2k_B T}{M}}$ — средняя тепловая скорость атомов (молекул) массой M .

Интенсивность излучения зависит от температуры возбуждения перехода T_x . При термодинамическом равновесии отношение населённостей уровней равно

$$\frac{n_u}{n_l} = \frac{g_u}{g_l} \exp\left(-\frac{h\nu_{ul}}{k_B T_x}\right). \quad (2.53)$$

В центре сильной линии яркостная температура излучения равна температуре возбуждения. Линия имеет плоскую вершину; по которой можно оценить T_x и затем температуру и плотность газа. В частотах крыльев линия может быть прозрачна. Если линия прозрачна на всех частотах, то по интегральной интенсивности профиля можно оценить количество излучающих атомов (молекул) на луче зрения — так называемую «столбцовую плотность» (column density). Подробнее этот вопрос мы рассмотрим ниже (§5.2) при обсуждении линии $\lambda = 21$ см нейтрального водорода.

2.8. Молекулярное мазерное излучение

При сильном отклонении от термодинамического равновесия возможно нарушение больцмановского распределения по уровням. Может реализоваться случай инверсии населённостей, когда температура возбуждения T_x некоторого перехода становится отрицательной. Это соответствует избытку населённости («инверсии населённостей») верхнего уровня u относительно нижнего уровня l по сравнению с формулой Больцмана. Степень инверсии населённостей характеризуется величиной

$$\frac{\Delta n}{n_l} = \frac{n_u g_l - n_l g_u}{n_l g_u} > 0. \quad (2.54)$$

Инверсия может создаваться при помощи некоторого механизма накачки (излучением или столкновениями с частицами окружающего газа). При прохождении фонового радиоизлучения на частоте перехода ν_{ul} возникает лавина вынужденных переходов $u \rightarrow l$, и излучение многократно усиливается. Имеет место мазерный эффект (maser — Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation). Условия, благоприятные для накачки молекул OH, H₂O и некоторых других, существуют в областях звездообразования, вблизи молодых звёздных объектов, а также в газопылевых оболочках звёзд на поздней стадии эволюции — красных гигантов и сверхгигантов (§§ 5.5, 6.1).

Уравнения, описывающие перенос мазерного излучения в одномерном случае (в общем случае зависящие от времени):

$$\begin{cases} \frac{\partial I}{\partial t} + c \frac{\partial I}{\partial x} = c(\Delta n)\alpha_\nu I + A, \\ \frac{\partial(\Delta n)}{\partial t} = -\frac{2I}{h\nu} \alpha_\nu(\Delta n) + P, \end{cases} \quad (2.55)$$

член с A учитывает влияние спонтанных переходов (в мазере им обычно пренебрегают, так как основная роль принадлежит вынужденным переходам), P — мощность накачки (количество моле-

кул, накачанных на верхний уровень u в 1 см^3 за 1 с), I , Δl , P – функции x и t , α_v – коэффициент усиления мазера; второе уравнение отражает конкуренцию двух процессов: уменьшения Δl в результате вынужденных переходов сверху вниз и его увеличения за счёт накачки. В стационарном случае производные по времени обращаются в ноль. Имеются два предельных решения:

а) ненасыщенный мазер (скорость накачки велика и превышает скорость вынужденных переходов):

$$I(x) = I(0) \exp\left(\frac{\alpha_v x}{c}\right), \quad (2.56)$$

$\alpha_v = \frac{\lambda^2 A_{ul} \Delta l}{8\pi \delta\nu}$ – коэффициент мазерного усиления, A_{ul} – вероятность спонтанного перехода $u \rightarrow l$, $\delta\nu$ – ширина мазерной линии; нарастание интенсивности с расстоянием происходит экспоненциально;

б) насыщенный мазер (скорость вынужденных переходов превосходит частоту актов накачки, то есть практически вся мощность накачки используется для мазерного усиления):

$$I(x) = I(0) + \frac{\alpha_v c S_p}{2B\Omega} x, \quad (2.57)$$

где S_p – скорость накачки (в расчёте на одну молекулу за одну секунду), B – эйнштейновский коэффициент вынужденного перехода (2.39), Ω – телесный угол, в котором распространяется мазерное излучение; интенсивность растёт линейно в зависимости от расстояния.

В космических источниках чаще реализуется случай насыщенного мазера: при значительном росте интенсивности условие случая (б) достигается очень быстро, и мазер переходит из ненасыщенного режима в насыщенный.

Для накачки мазера и создания инверсии населённостей некоторого перехода необходимы неравновесные условия (например,

облучение анизотропным потоком радиации с непланковским спектром, различие температур газа и поля излучения и т.д.). Механизмы накачки делятся на радиативные (возбуждение излучением) и столкновительные (возбуждение столкновениями с

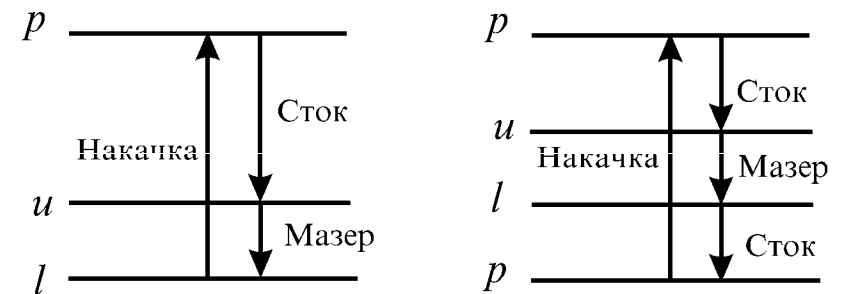


Рис. 2.7. Схемы трёхуровневого и четырёхуровневого мазеров.

частицами окружающего газа). В цикле накачки, помимо «сигнальных» уровней перехода $u \rightarrow l$, участвуют другие, обозначенные p на рис. 2.7. В случае, когда уровень l представляет собой основное состояние молекулы (пример – линии $\text{OH } \lambda = 18 \text{ см}$), мазер можно считать трёхуровневым; в других случаях в накачке участвуют как вышележащие, так и нижележащие уровни. Реально p могут представлять собой целые группы уровней.

Известны источники мазерного радиоизлучения (в линиях молекул OH , H_2O , CH_3OH , SiO и H_2CO) в областях звездообразования, в окрестностях молодых звёздных объектов, и в газопылевых оболочках звёзд поздних спектральных классов – красных гигантов и сверхгигантов (в линиях OH , H_2O , SiO и HCN). Особенно сильные мазеры OH , H_2O и H_2CO («мегамазеры») обнаружены в некоторых активных галактиках (§7.1).

2.9. Рассеяние излучения

Излучение в астрофизических условиях часто испытывает не только поглощение, но и рассеяние. Кратко рассмотрим два механизма рассеяния.

Томсоновское рассеяние. Этот вид рассеяния происходит на свободных электронах без изменения частоты. Сечение томсоновского рассеяния

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 = 6.65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2 \quad (2.58)$$

не зависит от частоты.

Эффект Комптона. В прямом эффекте Комптона при взаимодействии кванта с неподвижным электроном происходит уменьшение частоты кванта. Изменённая частота кванта

$$\nu' = \frac{\nu}{1 + \frac{h\nu}{mc^2} (1 - \cos\theta)}, \quad (2.59)$$

θ – угол рассеяния кванта. Эффект Комптона существенен только в тех случаях, когда велика оптическая толщина по томсоновскому рассеянию, это имеет место, как правило, на достаточно высоких частотах – в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазоне, а в радиодиапазоне эффект Комптона незначителен: на этих частотах работает лишь томсоновское рассеяние. Тем не менее, здесь эффект Комптона рассматривается, поскольку он важен в некоторых задачах, имеющих отношение к радиоастрономии, в частности, при рассмотрении механизмов ускорения релятивистских электронов, генерирующих синхротронное излучение.

Если электрон движется и его кинетическая энергия превышает энергию кванта, то возможен процесс передачи энергии от электрона к квантам поля излучения. Один из вариантов этого процесса – синхротронное излучение, другой – обратный эффект

Комптона. Энергетические потери электрона на обратный эффект Комптона равны

$$\left| \frac{dE}{dt} \right| = \frac{32}{9} \frac{\pi c e^4}{(mc^2)^4} u_{\text{rad}} E^2 = 3.97 \cdot 10^{-2} u_{\text{rad}} E^2. \quad (2.60)$$

где u_{rad} – плотность энергии поля излучения в единицах mc^2 , E – энергия электрона. Время жизни электрона из-за комптоновских потерь

$$\tau_c = \frac{E}{\left| \frac{dE}{dt} \right|} = \frac{25.2}{u_{\text{rad}} E}. \quad (2.61)$$

Отношение синхротронных потерь электрона к потерям на обратное комптоновское рассеяние

$$\frac{(dE/dt)_s}{(dE/dt)_c} = \frac{H^2 / 8\pi}{u_{\text{rad}}} \cdot \frac{3}{2} \sin^2 \vartheta, \quad (2.62)$$

где ϑ – угол между вектором скорости электронов и направлением локального магнитного поля.

Обратный эффект Комптона может проявляться в ядрах галактик и квазаров в виде перекачки энергии от релятивистских частиц к квантам поля реликтового излучения с $T_b = 2.7$ К. В результате энергия квантов возрастает так, что радиокванты преобразуются в рентгеновские, а мощность синхротронного излучения электронов ограничивается величиной $T_b \sim 10^{12}$ К.

Принципиальное отличие эффектов рассеяния от эффекта свободно-свободного поглощения: томсоновское и комптоновское рассеяние происходит на свободных электронах, а свободно-свободное поглощение – при взаимодействии излучения со свободным электроном *в поле иона*, в этом процессе электрон и ион как бы образуют на время взаимодействия диполь.

Глава 3. Солнце

3.1. Радиоизлучение спокойного Солнца

Основной механизм радиоизлучения спокойного Солнца – тормозное излучение полностью ионизованного газа солнечной короны и хромосферы.

Излучение фотосферы в радиодиапазоне недоступно для наблюдений из-за сильного поглощения в хромосфере. Оптическая глубина хромосферы по тормозному поглощению равна 780 и $3 \cdot 10^7$ для излучения с длиной волны 1 см и 1.50 м соответственно. Лишь в субмиллиметровой области ($\lambda \sim 100$ мкм) хромосфера становится прозрачной.

Граница между хромосферой и короной находится на расстоянии $r = 1.04R_{\odot}$ от центра Солнца, что соответствует высоте 28000 км над поверхностью фотосферы. В то же время оптическая глубина короны равна единице на волне 120 см. Таким образом, на метровых и более длинных волнах наблюдается только радиоизлучение короны, а на дециметровых и более коротких появляется вклад хромосферы. По этой причине угловой размер источника радиоизлучения, связанного с Солнцем, на метровых и дециметровых волнах значительно больше видимого диска.

Магнитное поле в короне не превышает одного Гаусса. Следовательно, электронная гирочастота значительно меньше частоты излучения в любом диапазоне наблюдаемого спектра, поэтому двулучепреломление и разница между обыкновенной и необыкновенной волнами не существенны.

Температура короны $T_{\text{кор}}$ в среднем порядка нескольких миллионов градусов. В хромосфере наблюдается сильный градиент температуры: от 7000 К до 20000 К, в среднем — 10^4 К. Можно представить в простейшем варианте радиоизлучение короны двухслойной моделью, в соответствии с решением уравнения переноса (1.9). В этой модели яркостная температура в направлении центра видимого диска Солнца складывается из ослабленного короной излучения хромосферы с температурой $T_{\text{хром}}$ (оно рассмат-

ривается как фоновое излучение) и из излучения короны с учётом самопоглощения:

$$T_b = T_{\text{хром}} \exp(-\tau_{\text{кор}}) + T_{\text{кор}} [1 - \exp(-\tau_{\text{кор}})]. \quad (3.1)$$

Оптическая глубина короны $\tau_{\text{кор}}$ в направлении на центр солнечного диска определяется интегралом

$$\tau = \int_{1.04R_{\odot}}^{\infty} \alpha_{\nu} dr \propto \int_{1.04R_{\odot}}^{\infty} N_e^2 dr = ME. \quad (3.2)$$

Мера эмиссии солнечной короны в направлении на центр диска составляет около $3 \cdot 10^{26}$ см⁻⁵. Распределение электронной концентрации по высоте в короне можно представить формулой

$$N(r) = 10^8 (1.5 r^{-6} + 3 r^{-16}) \text{ см}^{-3}, \quad (3.3)$$

где r выражено в радиусах Солнца. Эта формула связывает шкалу высот в солнечной короне с нелинейной шкалой электронных концентраций. Для коротких волн

$$T_b = T_{\text{хром}} + T_{\text{кор}} \tau_{\text{кор}}.$$

На волнах, где корона практически прозрачна ($\tau_{\text{кор}} < 1$), имеется поярчение к краю (а не потемнение, как в оптическом диапазоне) – правда, не на самом краю, а ближе к центру (тем ближе, чем больше длина волны); это объясняется неизотермичностью короны. На длинах волн свыше ~ 1.2 м, где оптическая глубина короны больше единицы, всё радиоизлучение уже определяется только короной. Отсутствие заметного вклада от более холодной хромосферы приводит к тому, что нет усиления яркости к краю. Радиоизофоты короны имеют несколько эллиптическую форму, что является следствием несферичности короны.

На рис. 3.1 даны распределения яркостной температуры солнечной короны для разных длин волн. Очевиден эффект снижения яркостной температуры с ростом λ .

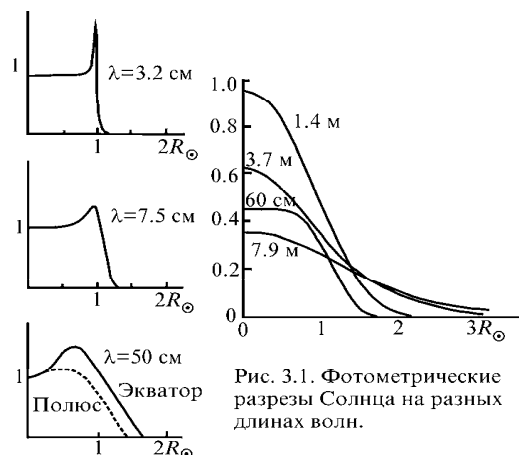


Рис. 3.1. Фотометрические разрезы Солнца на разных длинах волн.

Рефракция радиоволн в короне. Для каждой частоты существует критическое значение электронной концентрации $N_{кр}$, при котором коэффициент преломления корональной плазмы равен нулю. Значение $N_{кр}$ соответствует некоторому уровню в короне, определяемому зависимостью (3.3). Этот уровень является как бы зеркалом для радиоволн, из-под него радиоизлучение выйти к наблюдателю не может. С другой стороны, в короне существует уровень, до которого на луче зрения наблюдателя оптическая глубина короны по тормозному поглощению (3.2) равна единице, согласно (3.3), ему соответствует некоторое значение электронной концентрации $N_{\tau=1}$. При преобладании тормозного механизма основная часть излучения поступает именно из области вблизи уровня с $N = N_{\tau=1}$. Важно, который из двух выделенных уровней – $N_{\tau=1}$ или $N_{кр}$ – расположен в короне выше. В таблице 2 приведены зна-

Таблица 2

λ	$N_{кр}$	$N_{\tau=1}$
1 см	10^{13}	10^{10}
50 см	$5 \cdot 10^9$	10^9
3.5 м	10^8	10^8
8 м	$1.8 \cdot 10^7$	$3.6 \cdot 10^7$

чения N (см^{-3}), соответствующие $N_{кр}$ и $N_{\tau=1}$. Таким образом, для излучения с длиной волны короче 50 см уровень $N_{\tau=1}$ расположен в короне выше, чем уровень $N_{кр}$, и всё радиоизлучение короны определяется только свободно-свободными переходами. Однако на длине волны $\lambda > 50$ см ситуация обратная, уровень $N_{кр}$ («плазменное зеркало») расположен выше, чем уровень $N_{\tau=1}$. Это приводит к сдвигу вверх нижнего предела интегрирования в (3.2). Оптическая глубина обрезается, что приводит к уменьшению яркостной температуры. Ещё одна причина снижения T_b – уровень $N_{кр}$ отсекает от наблюдателя внутренние, более горячие слои короны, и наблюдаемое излучение идёт из внешних слоёв короны, где температура ниже.

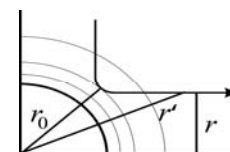


Рис. 3.2. Траектория луча в короне Солнца.

Всё сказанное относится к направлению на центр видимого диска Солнца. Для направлений вблизи лимба картина усложняется. Вследствие зависимости показателя преломления от высоты, траектории лучей, идущих в стороне от центрального направления, искривляются, как показано на рис. 3.2. Для наблюдателя происходит сдвиг излучающей области относительно её истинного положения. Для излучения с длиной волн порядка нескольких метров величина сдвига составляет около 15-20% от видимого размера солнечного диска. Вне центральной оси рефракция снова приводит к тому, что на метровых волнах мы видим большей частью внешние, более холодные слои короны, и эффективная яркостная температура короны снижается.

Для нецентрального направления интегрирование ведётся вдоль луча (см. рис. 3.2):

$$\tau_v = \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha_v(r') ds, \quad (3.4)$$

где элемент длины ds равен

$$ds = \frac{2r' dr'}{\sqrt{r'^2 - r^2}}.$$

Если показатель преломления не меняется вдоль луча, то оптиче-

ская глубина определяется только зависимостью коэффициента поглощения от расстояния до центра Солнца:

$$\tau_v(r') = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\alpha_v(r') r' dr'}{\sqrt{r'^2 - r^2}}. \quad (3.5)$$

С учётом рефракции в короне (n зависит от r') необходимо отличать оптический путь от геометрического, и формула (3.5) изменится так:

$$\tau_v(r) = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\alpha_v(r') r' dr'}{\sqrt{r'^2 - \left[\frac{r}{n(r')} r' \right]^2}}. \quad (3.6)$$

Формула (3.6) автоматически учитывает отклонение луча от прямой линии, так как интегрирование ведётся вдоль искривлённой траектории.

3.2. Корональные конденсации

В течение цикла солнечной активности наблюдается изменение полного потока радиоизлучения примерно в два раза. При этом можно выделить постоянную («спокойную») составляющую, обусловленную тепловым излучением короны и хромосферы. Переменная составляющая обязана своим происхождением уплотнениям над большими группами солнечных пятен – корональным конденсациям (рис. 3.3). Эти уплотнения удерживаются петлями сильного магнитного поля, удерживающего плазму.

Электронная плотность внутри конденсации превышает 10^9 см^{-3} , в то время

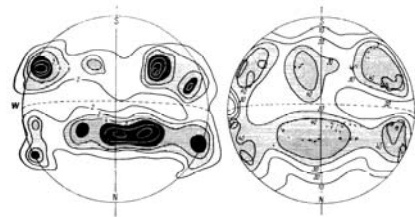


Рис. 3.3. Карта Солнца на волне 21 см (слева) и изофоты короны в линии Fe XIV 5303 Å (справа).

как плотность окружающей плазмы $\sim 10^8 \text{ см}^{-3}$ (рис. 3.4). Конденсация оптически толста по тормозному излучению на длинах волн $\lambda \geq 10 \text{ см}$ и может наблюдаться как яркое пятно на фоне окружающего излучения невозмущённой короны. На более длинных волнах влияние конденсации слабее из-за увеличения поглощения верхними слоями короны с ростом λ .

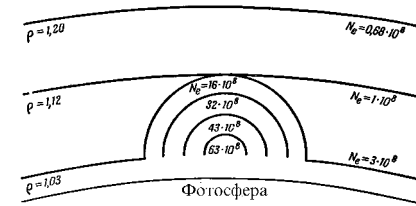


Рис. 3.4. Модель корональной конденсации.

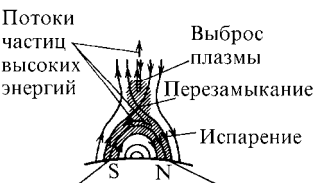
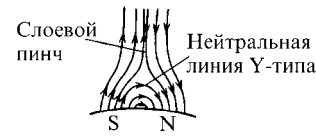
Пятна в радиодиапазоне, связанные с конденсациями, перемещаются по диску Солнца быстрее, чем оптические пятна, из-за большей высоты последних над поверхностью Солнца (20–100 тысяч километров). Время существования отдельных конденсаций достигает трёх месяцев (то есть они

могут наблюдаться в течение трёх оборотов Солнца). Угловые размеры конденсаций от одной до пяти угловых минут. Поляризации излучения не наблюдается, механизм излучения чисто тепловой, обусловленный свободно-свободными переходами, яркостная температура составляет около $1.5 \cdot 10^5 \text{ К}$. Иногда отмечается переменность излучения с характерным временем несколько часов.

Малые конденсации (размером порядка угловой минуты) более яркие, яркостная температура достигает 10^7 К . У них часто бывает значительная круговая поляризация радиоизлучения, что говорит о сильном магнитном поле, до 300 Гс. Поляризация вызвана различием в коэффициентах поглощения для циркулярно поляризованных обыкновенной и необыкновенной волн (необыкновенная поглощается сильнее). Малые конденсации чаще всего наблюдаются над факельными полями активных областей, их существование и круговая поляризация обусловлены проникновением магнитного поля активной области высоко в корону.

3.3. Спорадическое радиоизлучение Солнца

Радиоизлучение активного Солнца, помимо излучения, связанного с корональными конденсациями, включает в себя несколько типов кратковременных всплесков длительностью от секунд до нескольких часов. Всплески всех типов, так или иначе, связаны со вспышками в хромосфере. Вспышки происходят над активными областями Солнца, где петли сильного магнитного поля проникают высоко в атмосферу Солнца. Наиболее вероятно возникновение вспышек вблизи нулевой линии магнитного поля, где поля противоположных полярностей направлены встречно друг к другу (рис. 3.5). Такая конфигурация неустойчива, и может произойти перезамыкание магнитного поля. При этом происходит скачкообразное изменение напряжённости магнитного поля, что создаёт, согласно уравнениям Максвелла (2.2), сильное электрическое поле ($E \propto \frac{\partial H}{\partial t}$). Ввиду высокой проводимости полностью ионизованной плазмы в ней возникает сильный электрический ток. Диссипация джоулева тепла этого тока создаёт быстрый нагрев в относительно небольшой области. Происходит вспышка, наблюдаемая, прежде всего в оптическом диапазоне, в линии H α . Наиболее мощные вспышки с особо сильным нагревом наблюдаются и в белом свете (в континууме). При вспышках происходит ускорение заряженных частиц до релятивистских энергий, создаются ударные волны. Эти физические процессы находят отражения во всплесках солнечного радиоизлучения. Насчитывается несколько основных видов всплесков. Для наглядности всплески изображены



Яркие волокна в хромосфере
Рис. 3.5. Схема возникновения солнечной вспышки вблизи нулевой линии магнитного поля.

в виде заштрихованных областей на одной диаграмме в координатах «время – длина волны» (рис. 3.6).

в виде заштрихованных областей на одной диаграмме в координатах «время – длина волны» (рис. 3.6).

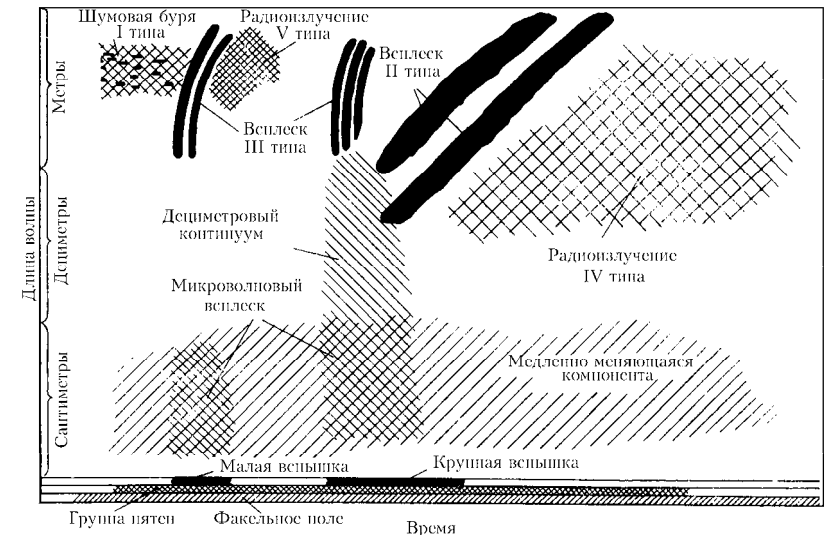


Рис. 3.6. Типы спорадического радиоизлучения Солнца [9].

Микроволновые всплески. Наблюдаются на сантиметровых волнах ($\lambda \leq 10-20$ см). Делятся на два подкласса: импульсные и всплески с постепенным нарастанием и спадом.

Импульсные всплески коррелируют со всплесками жёсткого рентгеновского излучения (с энергией >80 кэВ). Механизм излучения – магнитотормозной в сильных магнитных полях в области вспышки.

Всплески с постепенным нарастанием и спадом совпадают с мягким рентгеновским излучением ($\lambda \sim 8-12 \text{ \AA}$) вследствие разогрева плазмы в области вспышки до десятков миллионов градусов. Микроволновые всплески дают способ краткосрочного прогноза вспышки, так как подъём радиоизлучения на волнах $\lambda \sim 3$ см начинается за несколько минут до начала оптической вспышки.

Дециметровый континуум. Наблюдается одновременно с микроволновыми всплесками на частотах выше 250 МГц. Генерируется в источниках малых угловых размеров ($2'-5'$), что близко к размерам источников микроволновых всплесков. Яркостная температура $T_b \sim 10^6-10^9$ К. Области генерации находятся вблизи вспышек, на высотах не более $(0.06-0.07)R_\odot$ над фотосферой, то есть в самых нижних слоях короны. Дециметровый континуум создаётся, вероятнее всего, магнитотормозным излучением энергичных электронов, которые инжектируются из области вспышки в «ловушку», образованную магнитным полем биполярной группы пятен.

Всплески I типа (шумовые бури). Бури наблюдаются в основном на метровых волнах ($\lambda \sim 2-4$ м), длятся несколько часов или суток. Состоят из нескольких тысяч отдельных всплесков I типа длительностью около одной секунды каждый и с полосой частот порядка нескольких Мегагерц. Если считать наблюдаемую ширину спектральной линии обязанной эффекту Доплера, то тепловое уширение соответствует кинетической температуре $T_{\text{кин}} \sim 10^6$ К, что типично для короны. Всплески I типа образуются в малых ($\sim 4'$) областях, связанных с магнитными полями пятен. Высота области генерации над фотосферой ~ 400000 км. Яркостная температура излучения $T_b \sim 10^8-10^{10}$ К. Вблизи лимба излучение бывает сильно поляризовано по кругу. Механизм излучения связан с плазменными волнами, которые возбуждаются потоками быстрых электронов, ускоренных ударными волнами в магнитном поле. Излучение – магнитотормозное в магнитном поле пятна из области выше «плазменного зеркала». Есть предположение, что некоторые из всплесков могут генерироваться циклотронным мазерным механизмом.

Всплески III типа и типа U. Наблюдаются на дециметровых, метровых и более длинных волнах. Всплески по времени изолированные, на фиксированной частоте длительность несколько секунд. Потоки излучения составляют обычно 10^5-10^6 Ян (в отдельных случаях до 10^8 Ян). Излучение узкополосное. Спектр всплеска обладает дрейфом по частоте со скоростью в среднем ~ 10 МГц/с. Происходят во время взрывной фазы хромосферных

вспышек (даже очень слабых), поэтому ежедневно регистрируется несколько таких всплесков. Часто наблюдается излучение на второй гармонике, но её средняя частота не точно $2\nu_1$, а $\sim(1.85-2)\nu_1$. В редких случаях наблюдается и третья гармоника. Наличие гармоник указывает на нелинейность механизма, создающего колебания. Угловые размеры источников всплесков в среднем $\sim 3'$. На длинных волнах иногда наблюдаются два сходных всплеска подряд: второй всплеск представляет собой радиоэхо от нижележащих слоёв короны (от уровня «плазменного зеркала», где для данной частоты $\omega \sim \omega_p$).

Механизм происхождения всплесков III типа впервые предложен в 1946 г. И.С. Шкловским. Излучение III типа возникает вследствие плазменных колебаний. В области хромосферной вспышки генерируется пучок релятивистских электронов ($v \sim 1/3c$), который, проходя через корону, возбуждает на своём пути коле-

бания плазмы на частоте $\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi e^2 N}{m}}$. Электронная концен-

трация N падает с высотой, ω_p также падает, поэтому спектр излучения дрейфует в сторону низких частот. Свидетельством в пользу существования пучка релятивистских электронов служит обнаружение на спутниках электронов с энергией $\sim 10^{10}$ эВ на орбите Земли через ~ 20 минут после вспышки.

Возбуждение колебаний в плазме аналогично черенковскому излучению. Часть энергии колебаний переходит в энергию радиоизлучения вблизи ω_p . Из-за столкновений излучение затухает довольно быстро, за характерное время $\sim 1/\nu_{\text{ст}}$, где частота столк-

новений даётся формулой (2.8): $\nu_{\text{ст}} \sim \frac{15N}{T^{3/2}}$. В условиях солнеч-

ной короны ($T \sim 10^6$ К, $N \sim 10^8$ см $^{-3}$) $\nu_{\text{ст}} \sim 15$ с $^{-1}$, то есть колебания затухнут за 1/15 секунды. Реально прохождение пучка через данный элемент коронального вещества не происходит мгновенно, а длится $\sim 5-10$ с. После прохождения пучка излучение быстро затухает, но к этому времени оно уже возбудится на более высоком уровне в короне, с другим значением N , на более низкой ω_p . Наблюдения всплесков III типа с высоким угловым разрешением

(например, на системе апертурного синтеза VLA) показывают движение источников всплесков вверх в короне со скоростью $\sim 1/3c$.

Затруднение данной модели: каким образом излучение на плазменной частоте ω_p выйдет из области генерации? Ответ состоит в том, что излучение всплеска не является монохроматическим. Образующаяся на ω_p спектральная линия испытывает доплеровское уширение из-за теплового движения электронов. При корональной температуре $T \sim 10^6$ К средняя тепловая скорость электронов

$$v_T = \sqrt{\frac{2kT_e}{m_e}} \sim 10^9 \text{ см/с} \sim \frac{1}{30}c.$$

Поэтому ширина спектральной линии $\Delta\nu = \nu \frac{v}{c} \sim \frac{\nu}{30}$ для частоты всплеска $\nu \sim 300$ МГц

составит около 10 МГц. Вторая гармоника будет шире, так как 1) её частота вдвое выше, вдвое больше и доплеровское уширение; 2) у первой гармоники низкочастотная часть с $\nu < \nu_p$ будет поглощена в непосредственной близости от места генерации, и наблюдателя достигнет только высокочастотная половинка. Эти соображения подтверждаются наблюдениями: действительно, вторая гармоника шире первой (иногда до 4 раз), и срез спектра у первой гармоники со стороны низких частот более крутой.

Иногда наблюдаются всплески с возвратом по частоте (U-тип), когда дрейф в сторону низких частот сменяется дрейфом в сторону более высоких частот. Это означает, что пучок релятивистских электронов попал в петлю коронального магнитного поля, которая завернула его обратно вниз. Частота поворота обычно около 100 МГц, что соответствует высоте в короне ~ 200000 км. Другое объяснение: пучок электронов попал в локальное корональное уплотнение (корональную конденсацию), где плазменная частота ω_p выше.

Колебания на частоте ω_p возбуждаются в корональной плазме относительно легко. Поэтому во время максимума солнечной активности в течение 1 часа наблюдаются несколько всплесков III типа, как от сильных, так и от слабых вспышек (обычно на начальных стадиях вспышек).

Изложенная теория всплесков III типа качественно объясняет наблюдения. Однако до конца не ясны, по крайней мере, два вопроса: физический механизм нелинейности колебаний, приводящий к появлению второй гармоники, и количественное описание перехода плазменных волн в электромагнитное излучение. Коэффициент перехода энергии плазменных колебаний в энергию электромагнитных волн мал, $\sim 10^{-5}$, практически вся энергия идёт на турбулизацию плазмы и, в конечном счете, на её нагрев.

Всплески V типа. Наблюдаются на метровых волнах в $\sim 10\%$ случаев после всплесков III типа. Возникают на метровых волнах в верхних слоях короны, где $H \sim 1$ Гс. Длится в среднем от 1 до 3 минут. Всплески V типа генерируются в результате рассеяния электронного пучка, создавшего перед этим всплеск III типа. В нижних слоях короны релятивистские электроны не излучают синхротронным механизмом, так как вылетают из области вспышки вдоль нулевой линии магнитного поля; в этой области большая часть их энергии идёт на возбуждение плазменных колебаний. Потоки во всплесках V типа достигают 10^8 Ян. Но излучение V типа занимает гораздо более широкий диапазон частот, чем мгновенный узкополосный спектр III типа.

Всплески II типа. Появляются в результате особо сильных хромосферных вспышек (один раз в несколько суток). Также представляют собой узкополосное радиоизлучение. Всплески II типа сильнее, чем всплески III типа. Их средний поток $\sim 10^7$ Ян, а максимальные значения даже до 10^{11} Ян. Так же, как и всплески III типа, всплески II типа дрейфуют по частоте к низким частотам, но дрейф гораздо более медленный ~ 200 кГц/с. Чаще всего наблюдаются на метровых волнах, изредка на дециметровых и сантиметровых. Есть вторая гармоника; обе гармоники бывают раздвоены по частоте. Полное время существования всплеска до 10–15 мин. Как правило, излучение всплесков II типа не поляризовано или поляризовано слабо.

Механизм возникновения всплесков II типа – также плазменные колебания. Частота излучения уменьшается с ростом высоты источника над поверхностью Солнца, но скорость перемещения гораздо ниже, чем для всплесков III типа, около 1000 км/с. Плаз-

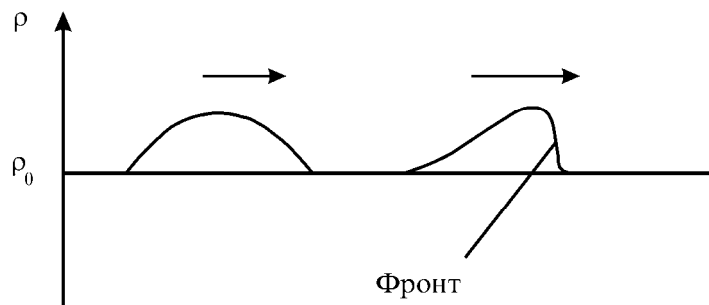
менные колебания возбуждаются ударной волной, которая распространяется от области хромосферной вспышки.

О возникновении ударной волны. Слабый звук, или акустическая волна в газе – линейный процесс: распространение волны в газе не меняет заметно параметры среды, в том числе температуру. Скорость звука

$$v_{зв} = \sqrt{\frac{\kappa k_B T}{m}}$$

порядка тепловой скорости частиц. Показатель адиабаты κ для одноатомного (и полностью ионизованного) газа равен $5/3$.

На самом деле часть энергии звуковой волны при распространении диссипирует и разогревает газ. Поэтому гребень волны движется по уже подогретому газу, со скоростью, большей, чем скорость фронта. В итоге фронт становится очень крутым. Когда происходит «опрокидывание» фронта, волна превращается в скачок параметров газа (плотности, температуры и давления) и ста-



новится сверхзвуковой, или ударной (рис. 3.7). Сила ударной волны характеризуется числом Маха M – отношением скорости фронта волны к скорости звука в невозмущённом газе: $M = v_{фр}/v_{зв}$. Волна уплотнения в газе может с самого начала распространения быть ударной, если газ был приведён в движение со сверхзвуковой скоростью. Такая ситуация как раз имеет место в хромосферной вспышке, когда из области вспышки происходит выброс плазменного сгустка с вмороженным магнитным полем. На фронте ударной волны возбуждаются плазменные колебания. Часть энергии колебаний переходит в энергию электромагнитных

волн, которые наблюдаются в виде всплеска II типа. При подъёме ударной волны в более высокие слои короны Солнца, где меньше электронная концентрация и, соответственно, ниже плазменная частота, всплеск дрейфует к более низким частотам.

Расщепление гармоник всплеска II типа можно объяснить наличием магнитного поля $H \sim 2-6$ Гс. Излучение происходит на частотах $\omega = \omega_p \pm \omega_H$. Происходит как бы модуляция сигнала на плазменной частоте гирочастотой.

Излучение IV типа. Наблюдается после всплесков II типа, при более сильных хромосферных вспышках; в частности, свидетельствует о протонной вспышке (при которой происходит ускорение не только электронов, но и протонов). Наблюдается обычно на метровых волнах, но встречается и в более широком диапазоне частот (вплоть до сантиметровых волн). Генерируется синхротронным механизмом. Плазменный сгусток, выброшенный из области вспышки, несёт вмороженное магнитное поле. Поле удерживает некоторое количество релятивистских электронов. Происходит также дополнительное ускорение электронов на фронте ударной волны. Электроны, которые вырываются вперёд, создают всплески III типа. Энергия ускоренных электронов невелика, поэтому заметное синхротронное излучение имеет место лишь на длинных волнах, которые не могут выйти из короны ($\omega < \omega_p$). Лишь когда ударный фронт достигает более высоких уровней, синхротронное излучение становится наблюдаемым. Излучение IV типа сходно с излучением V типа, но у IV типа размер излучающей области и длительность излучения больше (до нескольких часов). Плотность потока достигает 10^6-10^7 Ян. Излучение обычно поляризовано. Насчитывается несколько подклассов излучения IV типа (подробнее см. [19]).

Глава 4. Солнечная система

4.1. Луна

Собственное радиоизлучение Луны впервые наблюдалось в 1945 г. Дикке и Беринджером на волне 1.25 см.

Радиоизлучение Луны является чисто тепловым. Луна переизлучает падающую на неё энергию солнечного излучения. Механизм излучения аналогичен тормозному излучению. Излучают электроны зоны проводимости при взаимодействии с ионами, находящимися в узлах кристаллической решётки. Но лунное вещество представляет собой диэлектрик, свободных электронов в нём мало, и коэффициент поглощения невелик. Поэтому радиоизлучение, особенно длинноволновое, может проникать в лунный грунт на большую глубину (и, соответственно, выходить с большой глубины), заметно не поглощаясь. Температура, естественно, меняется с глубиной.

В подсолнечной точке Луны (там, где Солнце для лунного наблюдателя находится в данный момент в зените) температура лунной поверхности достигает 400 К, а на ночной стороне падает до 120 К (рис. 4.1). Днём тепловая волна распространяется от поверхности вглубь, но на небольшую глубину, всего до одного метра. Ночью волна идёт обратно, наружу. Ниже глубины проникновения тепловой волны температура остаётся примерно по-

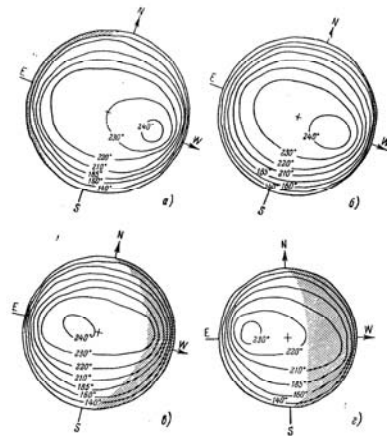


Рис. 4.1. Изофоты радиоизлучения Луны (в градусах Кельвина) на волне 3.2 см для разных фаз освещённости Солнцем.

стоянной. Изменение температуры с глубиной описывается решением уравнения теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}, \quad (4.1)$$

где χ – коэффициент температуропроводности,

$$\chi = \frac{k}{\rho c_V},$$

k – коэффициент теплопроводности, ρ – плотность лунного вещества, c_V – удельная теплоёмкость. Граничное условие для $y = 0$: $T = T(t)$, то есть температура на поверхности зависит от освещённости Солнцем.

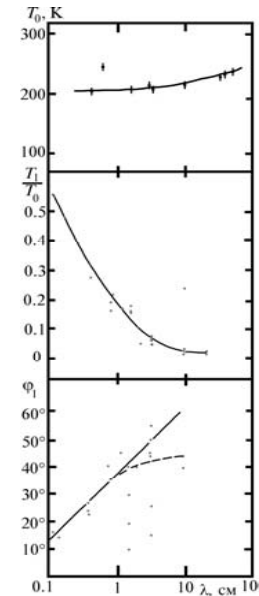


Рис. 4.2. Зависимости параметров формулы (4.2) от фазы Луны [9]; точки – экспериментальные значения.

Яркостная температура радиоизлучения для точки на лунном экваторе в центре видимого диска Луны испытывает переменность, связанную с фазой Луны:

$$T_b(\lambda) = T_0(\lambda) + T_1(\lambda) \cos[\varphi - \varphi_1(\lambda)], \quad (4.2)$$

φ – фаза Луны ($\varphi = 0^\circ$ – новолуние, $\varphi = 180^\circ$ – полнолуние), φ_1 – фазовое запаздывание. Постоянная составляющая T_0 – средняя температура слоёв лунного грунта, откуда в основном выходит излучение (то есть уровень $\tau = 1$). Зависимости величин T_0 , T_1/T_0 и φ_1 от длины волны λ показаны на рис. 4.2. Фазовое запаздывание φ_1 отражает конечную скорость распространения тепловой волны в лунном грунте. Для очень коротких волн, в частности, инфракрасных, $\varphi_1 = 0$, так как излучение выходит из очень тонкого слоя, который прогревается и остывает почти сразу. Инте-

ресная возможность проверки свойств теплопроводности лунного грунта – лунные затмения, когда освещение Солнцем прекращается на время около двух часов. Наблюдая распределение яркостной температуры на разных длинах волн, можно получить вариацию температуры поверхностных слоёв Луны. Эта вариация, очевидно, будет наиболее выраженной в миллиметровом диапазоне и будет почти незаметна на дециметровых и метровых волнах. На волне 8.6 мм падение температуры составляет около 10%, а на длинах волн 1–1.5 мм яркостная температура падает с 300 до 160 К. Малая теплопроводность приводит к тому, что поверхностный слой охлаждается, не успев получить подогрева снизу, а более глубокие слои по той же причине не успевают остыть, и яркостная температура на длинных волнах не меняется.

Формула (4.2) годится для любой точки на экваторе Луны, нужно лишь добавить к фазе угловое расстояние от центра лунного диска. При сдвиге по широте необходимо учитывать ещё изменение величин T_0 и T_1 . При переходе к высоким широтам температура поверхности понижается, поэтому изофоты интенсивности излучения имеют вид эллипсов. С учётом фазовой вариации, центры эллипсов (особенно при наблюдениях на более длинных волнах) не совпадают с центром видимого диска, они смещены в сторону наступающего терминатора – границы тени (рис. 4.1).

Таким образом, фазовая функция (4.2) даёт информацию о теплопроводности и электропроводности верхних слоёв лунной поверхности.

Для диэлектрика с малой электропроводностью

$$T_b = \int_0^{\infty} T(y)e^{-\tau(y)} d\tau, \quad (4.3)$$

где $\tau = \tau(y)$ – функция y : $\tau = \mu \text{ sec}\varphi'$. Коэффициент поглощения лунного вещества $\mu = \frac{4\pi\sigma}{c\sqrt{\epsilon}}$ (считаем, что μ не меняется с глуби-

ной). Здесь φ' – угол между направлением на наблюдателя и нормалью к лунной поверхности в точке выхода излучения:

$$\cos \varphi' = \frac{\sqrt{\epsilon - \sin^2 \varphi}}{\sqrt{\epsilon}}.$$

Для лунного вещества зависимость коэффициента поглощения от длины волны аппроксимируется формулой $\mu = \frac{0.02}{\lambda}$.

Поэтому можно заменить в (4.3) подынтегральную функцию на $T(y)e^{-0.02y}$. Отсюда, например, следует, что на волне $\lambda = 1$ м оптическая глубина $\tau = 1$ достигается на геометрической глубине $y = 50$ м под поверхностью, и с такой же глубины поступает основная часть излучения. Там температура практически постоянна, и на метровых волнах фазовая вариация интенсивности не наблюдается.

Изофоты, полученные в миллиметровом диапазоне с высоким угловым разрешением, показывают, что лунные «моря» несколько горячее «континентов»; вероятно, это связано с различиями в теплопроводности поверхностных слоёв. На сантиметровых волнах характер изофот более регулярный, то есть в теплопроводности более глубоких слоёв различий меньше.

На краях диска выходящее из-под лунной поверхности излучение должно иметь линейную поляризацию до нескольких процентов. Это явление известно из оптики: при косом падении света на границу раздела двух сред условия для отражения и преломления волн, одна из которых поляризована в плоскости падения, а другая – перпендикулярно ей, различны. Степень поляризации p зависит от диэлектрической проницаемости ϵ лунного вещества. По величине p , найдено, что ϵ от 1.9 ($\lambda = 6$ см) до 2.4 ($\lambda = 20$ см).

Малая теплопроводность лунного грунта указывает, что поверхностный слой Луны сильно раздроблен или что он состоит из пористого материала. Прямые исследования лунного грунта подтвердили, что поверхность Луны покрыта слоем пыли толщиной несколько сантиметров, а под ним на глубину до 6 м находится пористый материал.

4.2. Собственное радиоизлучение планет и комет

Интенсивность теплового радиоизлучения планет отражает температуру их поверхности. Равновесную температуру планеты, определяемую балансом энергии солнечного облучения и энергии, излучаемой планетой, можно оценить так:

$$\frac{L_{\odot}}{4\pi R^2} \pi r^2 (1 - A) = 4\pi r^2 \sigma T^4, \quad (4.4)$$

В левой части первый множитель – количество солнечной энергии на единицу площади на расстоянии R планеты от Солнца, из этой энергии планета радиусом r перехватывает долю $\pi r^2/4\pi R^2$; A – альbedo планеты. Предполагается быстрое вращение планеты, когда вся поверхность за время оборота успевает прогреться, и вся полученная энергия чернотельно излучается со всей поверхности изотропно (правая часть уравнения). Подставив константы, получим:

$$T_{eq} = 279R^{-1/2}(1 - A)^{1/4}, \quad (4.5)$$

где R выражено в астрономических единицах.

В таблице 3 приведены краткие данные об истории открытия теплового радиоизлучения планет (в том числе двух астероидов – Цереры и Паллады). Результаты по нетепловому радиоизлучению Земли, Юпитера и Сатурна более подробно обсуждаются в тексте.

Таблица 3
Тепловое радиоизлучение планет

Планета	Год	λ , см	T_b , К
Меркурий	1962	3.6	320
Венера	1956	3.15	750
Марс	1956	3.15	210
Юпитер	1955	3.15	145
Сатурн	1957	3.5	106 ± 21
Уран	1971	3.7 11.1	189 ± 7 195 ± 30
Нептун	1971	3.7 11.1	190 ± 20 201 ± 40
Плутон	1986	0.12	39–43
Церера	1982	6 2	112 ± 40 128 ± 40
Паллада	1982	6 2	

Меркурий. Обнаружена (так же, как и у Луны) фазовая вариация. По величине вариации яркостной температуры определено отношение глубин проникновения электромагнитной и тепловой волны δ . Величина δ для Меркурия оказалась в 2 раза больше, чем для Луны, что соответствует большему содержанию SiO_2 в грунте Меркурия (на Луне больше базальта). Тепловая инерция поверхности велика (с увеличением λ инерция уменьшается). Значит, грунт сильно раздроблен; степень раздробленности падает с глубиной.

Венера. Первые измерения радиоизлучения Венеры в 1956 г. дали исключительно высокую яркостную температуру ~750 К. Как было выяснено позже (в том числе прямыми измерениями на поверхности Венеры при помощи спускаемых аппаратов), температура поверхности действительно очень высока. Это вызвано парниковым эффектом в атмосфере Венеры. Атмосфера на 90% состоит из углекислого газа, обладающего высокой непрозрачностью в ИК-диапазоне на 2.3–4.6 мкм, как раз там, где находится спектральный максимум собственного излучения планеты.

Вследствие этого ИК-излучение «запирается» в приповерхностных слоях атмосферы, что приводит к перегреву планеты. Из-за большой оптической толщи в ИК температура планеты, измеряемая в этом диапазоне, –45°C, в то время как в радиодиапазоне она гораздо выше. На волнах длиннее 20 см начинается «завал» яркостной температуры Венеры. С чем он связан, пока неясно. Одна из гипотез – поглощение радиоизлучения на более длинных волнах в ионосфере Венеры.

Земля. Магнитосфера Земли и заряженные частицы высоких энергий, захваченные земным магнитным полем – источник мощного нетеплового радиоизлучения. Насчитывается множество видов магнитосферного радиоизлучения. Однако большая часть их генерируется в области выше земной ионосферы на низких частотах $\omega < \omega_p$ – характерной плазменной частоты ионосферы, обрезающей спектр космического радиоизлучения снизу. Поэтому эти виды излучения могут исследоваться только с космических аппаратов. Наиболее мощное из них – авроральное километровое излучение (АКР). Название связано с тем, что АКР возникает в по-

лярных областях магнитосферы, где часто наблюдается аврора – полярные сияния. Диапазон частот АКР – сотни килогерц (длины волн порядка километров). АКР обязано своим происхождением энергичным частицам солнечных космических лучей. Яркостная температура АКР T_b достигает в некоторых эпизодах 10^{17} К. Для объяснения столь высоких величин T_b необходимо использование механизма когерентного усиления – циклотронного мазера (§2.3).

Марс. Анализ наблюдений собственного радиоизлучения довольно сложен. Планета вращается быстро (1 оборот за 24 ч 37 мин). К тому же, орбита обладает большим эксцентриситетом. Данные радионаблюдений свидетельствуют, что электропроводность марсианского грунта примерно вдвое выше, чем у лунного, так как много окислов железа (отсюда красноватый цвет планеты). Основу марсианского грунта составляет кремнезём.

Юпитер. Радиоизлучение Юпитера впервые наблюдалось в 1955 г. Бёрком и Франклином на волне 22 м. Излучение было обнаружено случайно, по неожиданным помехам во время испытаний новой антенной решётки. Как выяснилось в дальнейшем, длинноволновое излучение планеты (на метровых и декаметровых волнах) имеет спорадический характер, плотность потока достигает 10^6 Ян. После Солнца Юпитер – самый мощный радиоисточник Солнечной системы в этом диапазоне. Юпитер выделяется своим сильным магнитным полем (дипольная составляющая 7 Гс) и мощными радиационными поясами, что и обуславливает наличие сильного радиоизлучения на низких частотах.

Длительность спорадических всплесков Юпитера 0.1–1 с (иногда до 15 с). Всплески происходят в диапазоне частот от 5 до 43 МГц, чаще всего – около 18 МГц. Яркостная температура во время всплесков достигает 10^{15} К. Всплески сильно поляризованы, особенно по кругу, степень поляризации достигает 100%. Каждый отдельный всплеск узкополосен, $\Delta\nu \sim 1$ МГц. Наблюдается модуляция излучения близким спутником Юпитера Ио, вращающимся внутри магнитосферы: вероятность появления всплеска больше, когда Ио находится вблизи элонгации по отношению к Юпитеру. Монохроматический характер излучения говорит о выделенной частоте, скорее всего гирочастоте. Высокая яркост-

ная температура требует привлечения коллективных эффектов (циклотронный мазер, §2.3).

На миллиметровых и коротких сантиметровых волнах излучение Юпитера – чисто тепловое, хотя и с T_b несколько выше равновесной, что предполагает поток тепла из недр. Начиная с волн ~9 см яркостная температура возрастает – появляется нетепловая составляющая, связанная с синхротронным излучением релятивистских частиц со средней энергией ~30 МэВ в магнитном поле Юпитера. На волне 70 см $T_b \sim 5 \cdot 10^4$ К. Источник излучения не связан с диском планеты, а имеет вид двух протяжённых лопастей по обе стороны от планеты (рис. 4.3). Такой вид радиокарты – прямое указание на магнитосферное происхождение излучения.

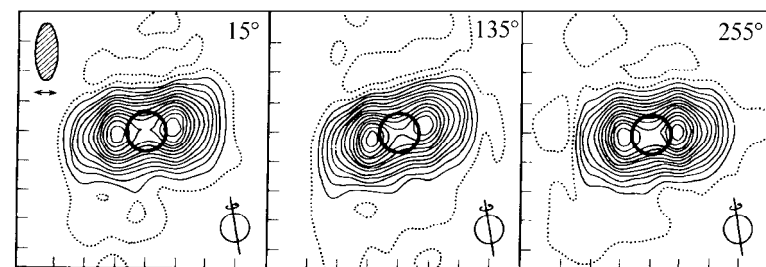


Рис. 4.3. Карты нетеплового дециметрового радиоизлучения Юпитера для разных значений долготы центрального меридиана.

Уникальное событие в магнитосфере Юпитера имело место 16–22 июля 1994 г., когда произошло столкновение с фрагментами кометы Shoemaker–Levy 9. Выпадение фрагментов кометы на Юпитер вызвало возмущение в радиационных поясах планеты. В течение 4–7 суток наблюдалось повышенное на 20–30% синхротронное излучение на дециметровых волнах. Картографирование на VLA ($\lambda = 20$ и 90 см) показало значительную асимметрию в направлении восток–запад по сравнению с картиной, изображённой на рис. 4.3. В то же время на более длинных, декаметровых волнах ($\nu = 7–34$ МГц) последствия столкновения зарегистрировать не удалось.

Сатурн. Тепловое радиоизлучение Сатурна аналогично излучению Юпитера на сантиметровых волнах. Равновесная темпера-

тура планеты, согласно (4.5), 80 К , $T_{\text{ИК}} = 120 \text{ К}$, $T_b(3.5 \text{ см}) = 106 \text{ К}$. Вероятно, имеется поток тепла из недр планеты. На волнах длиннее 9 см появляется нетепловая составляющая, но гораздо меньшая, чем у Юпитера. Мощных спорадических всплесков у Сатурна не обнаружено.

Уран. Излучение, обнаруженное в 1971 г., имело температуру около 190 К . В 1978 г. наблюдались гораздо более высокие значения T_b : на $2.8 \text{ см} - 228 \pm 2 \text{ К}$, на $4.8 \text{ см} - 243 \pm 9 \text{ К}$, на $6 \text{ см} - 245 \pm 12 \text{ К}$. Повышение температуры, возможно, было связано с тем, что Уран вращается вокруг оси, наклонённой к плоскости орбиты почти на 90° . Около 1978 г. полюс планеты был как раз обращён к Земле. Отсюда следует, что приполярные области планеты более нагреты, чем экваториальные, либо вблизи полюса мы можем заглянуть в более глубокие слои атмосферы. После 1978 г. начался спад яркостной температуры Урана.

Нептун. Радиоизлучение чисто тепловое, яркостная температура выше равновесной; излучение, вероятно, исходит из более нагретых подповерхностных слоёв.

Плутон. Радиоизлучение Плутона было зарегистрировано только в 1986 г. Планета наблюдалась на 30-метровом радиотелескопе Института миллиметровой радиоастрономии (IRAM) в Испании на $\nu = 250 \text{ ГГц}$. Расстояние до Земли было 28.78 а.е. Поток $S_\nu = 15.5 \pm 0.5 \text{ мЯн}$. Равновесная температура планеты $39\text{--}43 \text{ К}$. Она согласуется с наблюдаемым потоком, если принять радиус Плутона равным 1244 км (правда, в этих наблюдениях Плутон и его спутник Харон не разделялись) [Altenhoff W. et al., A&Ap, 1988, **190**, L15].

Спутники планет. Найдено радиоизлучение от наиболее крупных спутников Юпитера – галилеевых и от спутника Сатурна Титан. Среди галилеевых спутников наиболее интересный результат получен на радиотелескопе РАТАН-600 для Ио: на $\lambda = 2$ и 3.9 см измерены яркостные температуры заметно выше равновесных, 190 и 600 К соответственно. Следовательно, спутник сильно нагрет, а его спектр отличается от рэлей–джинсовского. По данным космических аппаратов «Вояджер», недра спутника Ио, который обращается на близкой орбите и не имеет синхронного

вращения, находятся в расплавленном состоянии из-за диссипации вращательной энергии при его приливном взаимодействии с Юпитером. Расплавление недр подтверждается наличием натриевых вулканов на поверхности Ио. Титан наблюдался на VLA ($\lambda = 6$ и 3.8 см), получены значения $T_b = 87 \pm 13$ и $99 \pm 35 \text{ К}$, близкие к равновесным. Однако измерения на $\lambda = 3.3 \text{ мм}$ дали $T_b = 220 \pm 40 \text{ К}$; возможно, эта величина относится к более глубоким и нагретым слоям атмосферы Титана.

Астероиды. На конец 1997 г. было внесено в каталоги 6678 астероидов. Радиоизлучение наблюдалось от многих наиболее крупных и близких к Земле астероидов. Высокоточные измерения их координат обнаружили невязки до $0.8''$ с существующими эфемеридами. Возможно, это связано с неточной взаимной привязкой систем оптических координат (каталоги FK4, FK5) и радиокоординат (основанной на удалённых внегалактических радиоисточниках). Радионаблюдения некоторых астероидов привели к пересмотру их физических параметров, найденных из оптических измерений. Так, уже первые наблюдения Цереры на $\lambda = 6$ и 2 см дали величину $T_b \sim 112\text{--}128 \text{ К}$ (при $r_{\text{опт}} = 985 \text{ км}$), в то время как равновесная температура по формуле (4.5) $T_{\text{eq}} = 165 \text{ К}$. Радиоданные можно примирить с величиной T_{eq} , если принять, что диаметр Цереры 818 км .

Кометы. Основой кометы является кометное ядро – глыба льда с включением твёрдых частиц. Большинство комет движется по сильно вытянутым эллиптическим орбитам. У известных периодических комет периоды обращения вокруг Солнца – от нескольких лет до нескольких тысяч лет. Наблюдаются и аperiodические кометы с параболическими или гиперболическими орбитами. Когда комета приближается к перигелию, начинается интенсивное испарение вещества ядра с выбросом молекулярного газа и пылевых частиц. Вокруг ядра появляется голова кометы, или кома. Под давлением солнечного излучения пылевые частицы и газ ускоряются в направлении, противоположном Солнцу. Образуется один или несколько хвостов кометы, которые тянутся иногда на миллионы километров. Хвосты наблюдаются в оптическом диапазоне за счёт рассеяния солнечного света на пылевой

составляющей и флуоресценции в спектральных линиях молекул. Молекулярный состав сложен и меняется с изменением расстояния от Солнца. В оптических спектрах комы найдены полосы молекул CN, C₂, OH, NH, CH; в хвостах наблюдаются молекулярные ионы CO⁺, N₂⁺, CO₂⁺. Радионаблюдения комет в непрерывном спектре (а также радиолокация комет) дают информацию в первую очередь о внутренней коме, в то время как спектральные наблюдения молекулярных радиолиний – о внешней коме и о хвостах комет. Радиоконтинуум был зарегистрирован лишь от немногих, наиболее близких к Земле комет, радиолинии обнаруживаются гораздо чаще.

Радиоизлучение в континууме впервые наблюдалось от кометы Kohoutek 1973f в декабре 1973 г. на волне 1.4 мм и в январе 1974 г. на волне 3.71 см. Излучение исходило от околоядерного облака ледяных частиц, диаметр облака ~850 км, яркостная температура на $\lambda = 3.71$ см 313 ± 80 К. Плотность радиопотока быстро падала с увеличением расстояния от Солнца, указывая на уменьшение скорости производства пыли ядром.

Близко к Земле проходила комета IRAS–Araki–Alcock 1983d. У неё в континууме на 1.3 см наблюдался точечный источник 9 мЯн. Особенности радиоизлучения гало этой кометы трудно объяснить наличием только частиц миллиметровых размеров. Приходится предположить наличие в радиусе около 100 км вокруг ядра глыб размером до 1 м.

Много внимания было уделено комете P/Halley (период 76 лет), которая в очередной раз проходила через перигелий в 1986 г. Впервые континуум от неё был зарегистрирован на 22 и 43 ГГц; данные согласуются с излучением гало диаметром 1000 км с температурой частиц 300 К. Дальнейшие наблюдения в миллиметровом диапазоне подтвердили этот вывод. Интересный результат был получен при наблюдениях на километровых волнах с космических аппаратов. Километровое излучение кометы P/Halley может возникать при взаимодействии кометной плазмы с солнечным ветром на расстояниях до $2 \cdot 10^6$ км от ядра кометы.

Из наиболее выдающихся комет последних лет следует назвать кометы Hale–Bopp C/1995 O1 и Hyakutake C/1996 B2 (самая

яркая и близкая комета за последние 400 лет), которые наблюдались в диапазоне 30–860 ГГц вблизи прохождения через перигелий. Размер ядра Hale–Bopp оценён в 44.2 км, в то время как ядро кометы Hyakutake меньше 2.1 км. Спектральные индексы у обеих комет составляют 2.8, то есть больше рэлей–джинсовского значения. Это служит указанием на присутствие частиц размеров порядка длины волны для широкого диапазона частот.

Радиоизлучение от комет в спектральных линиях молекул (см. §5.5) было найдено в основном от комы и хвостов. Чаще всего обнаруживается излучение в линиях OH и HCN. Сведения о молекулярных линиях в кометах дают уникальную информацию о движениях и химических процессах в кометном газе. Первое наблюдение радиолиний относится к комете Kohoutek 1973f, в которой были найдены в излучении линии Λ -удвоения молекул CH ($\lambda=9$ см) и OH ($\lambda=18$ см) и вращательная линия HCN $J=1-0$ ($\lambda=3.4$ мм). Наблюдения дали оценку скорости производства соответствующих молекул кометным ядром ($10^{28}-10^{30}$ с⁻¹). При этом протяжённость хвоста, содержащего молекулы OH, достигает нескольких сот тысяч километров. У кометы West 1975n также наблюдались линии OH 1665 и 1667 МГц, вначале в эмиссии, затем линия 1665 МГц перешла в поглощение. Была разработана модель, в котором излучение в линиях 1665 и 1667 МГц возникает при переходах молекул OH под действием УФ-излучения Солнца с $\lambda \sim 3080$ Å в первое возбуждённое электронное состояние и последующим радиационным переходом в основное состояние. При этом создаётся инверсия населённостей уровней Λ -дублета OH 18 см и слабый мазерный эффект (§2.8, 5.5 и 5.6). С изменением гелиоцентрического расстояния кометы и её скорости относительно Солнца условия резонансного возбуждения молекул OH изменяются. В случае кометы West 1975n это привело к тому, что линия 1665 МГц перешла в поглощение. В комете d'Arrest соотношение между линиями 1667 и 1665 МГц оказалось обратным. В комете Bradfield 1978c обе линии менялись синхронно.

У единственной кометы Bradfield 1974b был найден в эмиссии вращательный переход $6_{16}-5_{23}$ H₂O, которому соответствует длина волны $\lambda = 1.35$ см. Слабая линия H₂O, возможно, наблюдалась

также в комете IRAS–Araki–Alcock 1983d. У источников в областях звездообразования этот переход наблюдается только с мазерным эффектом (§5.6).

Многочисленные данные по радиолиниям молекул получены для кометы P/Halley. Наблюдалось излучение HCN $J=1-0$. Скорость производства HCN хорошо коррелирует с видимой яркостью кометы, то есть соответствует скорости производства газа и пыли ядром кометы. При этом содержание HCN относительно мало, всего лишь ~0.1% от содержания H₂O, найденного по оптическим спектрам. Линия в основном имеет доплеровское смещение по направлению к наблюдателю, что объясняется выбросом газа со стороны ядра, обращённой к Солнцу. Аналогичный результат получен по линиям OH. Излучение OH испытывало медленные вариации, на которые накладывались короткие (~ нескольких суток) вспышки, связанные с возбуждением мазерного эффекта. При прохождении головы кометы на фоне галактических радиоисточников в линии OH 1667 МГц наблюдалось сильное поглощение. Из других молекул, найденных в P/Halley, отметим линию $1_{11}-1_{10}$ формальдегида H₂CO на длине волны $\lambda = 6$ см.

В радиолиниях подробно исследовались уже упомянутые кометы Hale–Bopp C/1995 O1 и Hyakutake C/1996 B2. Комета Hale–Bopp была картографирована на интерферометре Plateau de Bure с угловым разрешением 1.5''–3.5'' в линиях молекул HCN, HNC, CO, H₂CO, CH₃OH, H₂S, CS и SO. В линии $J=2-1$ CO обнаружены колебания лучевой скорости с периодом вращения кометного ядра (11.4 ч). Они интерпретируются как вращающиеся газовые струи, исходящие из ядра. В комете Hyakutake впервые найдена линия аммиака NH₃. Обе кометы были также картографированы в линии молекулярного иона HCO⁺.

4.3. Радиолокация тел Солнечной системы

Радиолокационные исследования планет и других тел Солнечной системы очень эффективны и информативны. Это один из немногих случаев в астрономии, когда удаётся исследовать объект, оказывая на него активное воздействие и не ограничиваясь пассивным восприятием поступающего от него излучения. Ра-

диолокация обеспечивает высокую точность измерения расстояний и скоростей движения в Солнечной системе, не достижимую другими методами.

Основные формулы радиолокационной астрономии. Метод состоит в следующем. Антенна излучает сигнал, генерируемый мощным передатчиком, в направлении планеты. Сигнал достигает поверхности планеты, рассеивается ею, и некоторая часть его отражается в направлении Земли. Мощность принятого на Земля сигнала, отражённого от планеты на расстоянии d :

$$P_0 = W \frac{4\pi A_{eff}}{\lambda^2} \cdot \frac{1}{4\pi d^2} \cdot \sigma x \cdot \frac{A_{eff}}{4\pi d^2}, \quad (4.6)$$

W – мощность передатчика,

A_{eff} – эффективная площадь антенны,

λ – длина волны,

величина $G = \frac{4\pi A_{eff}}{\lambda^2}$ – усиление антенны, показывает, во

сколько раз мощность сигнала, излучаемого данной антенной с эффективной площадью A_{eff} в максимуме диаграммы направленности, больше мощности сигнала от изотропно излучающей антенны;

σ – эффективная поверхность отражающего тела (планеты),

x – коэффициент отражения радиоволн («радиоальbedo» планеты; считается, что планета отражает радиоволны изотропно),

$x = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2$, n – показатель преломления, $n^2 = \epsilon$; для Луны

$x = 0.06-0.07$.

Мощность шумов приёмника

$$P_{ш} = \frac{k_B T_{ш} \Delta\nu}{\sqrt{\tau \Delta\nu}}, \quad (4.7)$$

$T_{ш}$ – шумовая температура приёмной системы, $\Delta\nu$ – полоса частот, τ – время накопления сигнала, $\sqrt{\tau \Delta\nu}$ – радиометрический выигрыш.

Отношение сигнал/шум на выходе приёмника радиолокатора

$$\frac{P_0}{P_{ш}} = \frac{WA_{eff}^2 \sigma x}{4\pi\lambda^2 d^4 k_B T_{ш}} \cdot \sqrt{\frac{\tau}{\Delta\nu}}. \quad (4.8)$$

Предполагается, что передача зондирующего сигнала и приём отражённого сигнала осуществляются одной и той же антенной. Такой метод радиолокации называется моностатическим. Применяется и бистатический метод, в котором передача и приём осуществляются разными антеннами. В этом случае в формуле вместо A_{eff}^2 нужно подставить произведение $A_{eff1} \cdot A_{eff2}$.

По характеру излучаемого сигнала различают импульсную локацию и локацию непрерывным сигналом.

Основные антенны, используемые для радиолокации планет:

Евпатория, Крым, диаметр 70 м, $\lambda = 39$ см;

Аресибо, Пуэрто Рико, диаметр 305 м, $\lambda = 12.6$ см;

Голдстоун, Калифорния, диаметр 64 м, $\lambda = 3.5$ и 12.6 см, в бистатическом режиме приём осуществляется на системе апертурного синтеза VLA.

Структура сигнала, отражённого от планеты. Пусть излучается непрерывный монохроматический сигнал. При отражении от вращающейся планеты спектр сигнала расширится вследствие эффекта Доплера максимально до

величины $\Delta\nu = \frac{4v\nu}{c} = \frac{4\nu}{\lambda}$, где ν –

частота излучаемого сигнала, v – линейная скорость вращения планеты на экваторе. Множитель 4 возникает из-за того, что полный диапазон лучевых скоростей на экваторе планеты составляет $2v$ и, кроме того, точки поверхности планеты на экваторе вблизи лимба воспринимают частоту сигнала ν

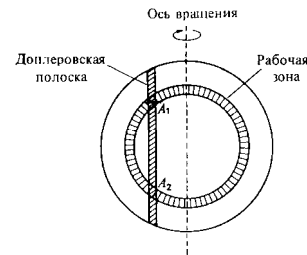


Рис. 4.4. Схема отражения сигнала от поверхности планеты

уже смещённой на величину $\Delta\nu = \frac{v\nu}{c}$, соответственно, переизлучают её смещённой. Земной наблюдатель видит дополнительное смещение ещё на $\Delta\nu = \frac{v\nu}{c}$. Зона равных лучевых скоростей на

диске планеты имеет вид вертикальной полоски (рис. 4.4), ей соответствует узкая полоса частот в уширенном спектре отражённого сигнала. Помимо уширения, спектр сигнала сдвинется на величину $\Delta\nu_0 = -\frac{v\nu_0}{c}$, где ν_0 – скорость движения планеты как целого относительно Земли.

Если локация осуществляется очень короткими импульсами, отражённые импульсы оказываются растянутыми по времени, так как волны, отражённые от разных частей планеты, приходят на Землю не одновременно. Первым поступит сигнал от подрадарной точки (то есть, ближайшей к Земле точки поверхности планеты). Далее в каждый момент времени сигнал будет поступать от кольца на видимом диске планеты, радиус кольца увеличивается со временем. Максимальное увеличение длительности импульса (для точек на лимбе планеты) $\Delta t = 2R/c$, где R – радиус планеты.

Реально величины уширения спектра $\Delta\nu$ и растягивания импульса Δt оказываются меньше, чем это дают вышеприведенные формулы. На практике $\Delta\nu$ и Δt определяются отражающими свойствами поверхности планеты, прежде всего её «шероховатостью». Сигнал, отражённый от гладкой поверхности, придёт в основном из области вблизи подрадарной точки, $\Delta\nu$ и Δt будут невелики. Если же на поверхности присутствуют неоднородности с углами наклона склонов до i , то можно обнаружить сигналы от области планеты на центральных углах относительно направления на подрадарную точку, не превышающих i . Отражённый сигнал от лимба может быть получен только при наличии там отвесных склонов. Важную роль могут сыграть локальные неоднородности коэффициента отражения. На Меркурии и Марсе отражённые сигналы были обнаружены от приполярных областей благодаря наличию подпочвенных включений льда с диэлектрической прони-

цаемостью, резко отличной от проницаемости окружающего грунта (см. далее).

Луна. Первый внеземной объект, для которого успешно проведена радиолокация ещё в 1946 г. Баем в Венгрии. С тех пор получены подробные карты коэффициента отражения поверхности Луны в широком диапазоне, от 8 мм до 20 м. Линейное разрешение карт до 1 км. Наиболее интересный результат по радиолокации Луны получен при помощи КА – искусственного спутника Луны Clementine, выведенного на полярную орбиту. Локация проводилась бистатическим методом: радиоволны излучались передатчиком на спутнике, отражались от поверхности Луны и принимались на Земле антенной в Голдстоуне. В области южного полюса Луны найдены особенности коэффициента отражения. Вероятное объяснение – наличие в этой области Луны (так же, как на Марсе и Меркурии) подпочвенного льда общим объёмом до 1.8 км^3 [Снудис П.Д. и др., Астрон. вестник, 1998, **32**, 17].

Меркурий. Радиолокация проводилась с 1962 г. ($\lambda = 3.8, 12, 43$ и 70 см). По характеру отражённых сигналов установлено, что грунт и рельеф напоминают лунный, перепад высот до 7 км. Найдено, что время оборота Меркурия вокруг оси 59 суток, а не 88 суток, как считалось ранее. Наиболее интересные результаты получены в 1991 г. Сигнал на частоте 2.4 ГГц излучался передатчиком в Голдстоуне, а принимался на VLA и в Аресибо. Пространственное разрешение на поверхности Меркурия составляло 15 км. Неожиданно был обнаружен отражённый сигнал от приполярной области планеты. Данные интерпретируются наличием неоднородностей показателя преломления на небольшой глубине под поверхностью. На дне крупных кратеров вблизи полюсов Меркурия, куда не заглядывает Солнце, вероятно, присутствуют подпочвенные включения льда размером до нескольких метров. В то же время, благодаря значительному наклону плоскости орбиты Меркурия (7°), земной наблюдатель имеет возможность в некоторые периоды времени видеть дно полярных кратеров. Лёд на дне кратеров мог быть принесён крупными кометными ядрами, выпавшими на поверхность Меркурия [Nature, 1994, **369**, 182; Icarus, 1999, **137**, 197 и **141**, 194].

Венера. Первый эксперимент по радиолокации Венеры был выполнен в апреле 1961 г. в СССР (антенна дальней космической связи в Крыму, $\lambda = 39$ см) и почти одновременно в США и Англии. Были получены первые оценки коэффициента отражения поверхности Венеры: $x = 11\text{--}16\%$.

Радиолокация Венеры позволила найти период вращения планеты, 243.04 ± 0.03 суток, вращение обратное (таким образом, солнечные сутки на Венере равны 117 земным суткам). Угол наклона оси вращения к плоскости орбиты менее 5° . Уточнено значение астрономической единицы: $149\,597\,868 \pm 0.7$ км.

В 1969 г. на антенне в Хейстеке, США ($D = 36.6$ м, $\lambda = 3.84$ см) получена первая карта распределения x по поверхности планеты. Более подробные карты с разрешением $50 \times 50 \text{ км}^2$ получены в 1969–1970 гг. в Голдстоуне. Эти карты позволили выявить крупномасштабные материковые образования на Венере. Исследования отдельных областей Венеры с разрешением $10 \times 10 \text{ км}^2$ проводились в Голдстоуне с 1972 г. Были найдены кратеры диаметром от 35 до 150 км.

Исследования рельефа Венеры, проведенные в СССР в 1972–1977 гг., показали, что в зоне широт $\pm 10^\circ$ относительно экватора перепады высот до 2 км, имеются равнины протяжённостью до 1000 км и отдельные хребты. Диэлектрическая проницаемость поверхности ϵ от 2.7 (песок) до 6.6 (твёрдый скальный грунт). В октябре 1975 г. при помощи спускаемых аппаратов КА Венера-9 и 10 были получены первые панорамы поверхности Венеры.

В 1979–1980 гг. на орбите вокруг Венеры работал американский спутник Пионер-Венера, имевший на борту радиовысотометр с антенной диаметром 38 см. С его помощью был проведен первый эксперимент по радиолокации Венеры с близкого расстояния. Разрешение составляло 100–150 км, а точность измерения дальности достигала 100–200 м. Составлена топографическая карта 93% поверхности Венеры от 60° ю.ш. до 75° с.ш. Определён средний радиус планеты, равный 6051.5 км; 27% поверхности занято низменностями, найдены два крупных образования, названные Альфа и Бета.

С октября 1983 г. в течение четырёх месяцев на орбите вокруг Венеры работали советские аппараты Венера-15 и 16. Орбиты были близки к полярным, большая полуось ~79 тыс. км. Наблюдениями покрыта северная полярная область до 30°. Разрешение было около 1 км. В отдельных полосах применялся стереоскопический метод сравнения карт, полученных на двух последовательных оборотах спутника.

В июне 1985 г. в рамках программы Венера-Галлей был осуществлён пролёт вблизи Венеры космических аппаратов Вега 1 и Вега 2, сброшены спускаемые аппараты, также проведена съёмка поверхности. Далее в марте 1986 г. состоялась встреча с кометой Галлея.

В августе 1990 г. на полярную орбиту вокруг Венеры выведен американский космический аппарат Магеллан, проработавший до сентября 1992 г. с радиолокатором бокового обзора. Высота его орбиты составила 300 км, период обращения 3 ч 15 мин, разрешение локатора — 120 м. Наблюдениями дважды покрыта вся поверхность планеты. Построены объёмные карты Венеры.

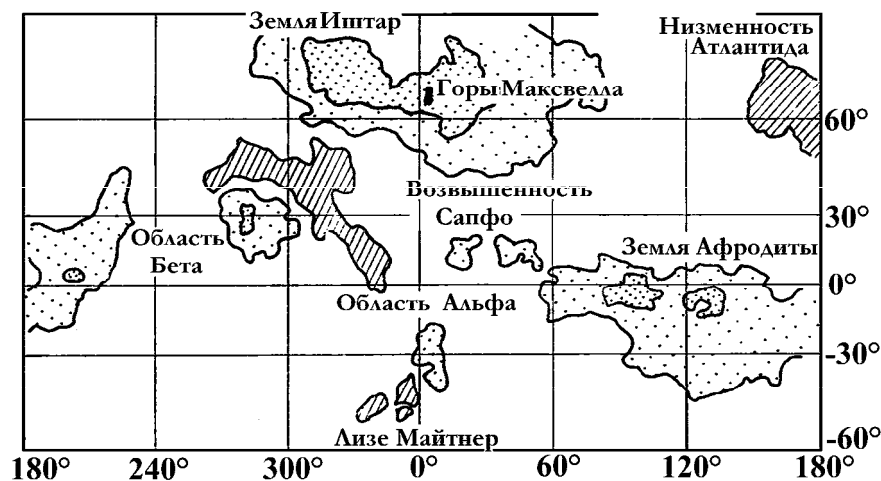


Рис. 4.5. Радиолокационная карта рельефа Венеры.

Основные результаты даны на рис. 4.5. Наиболее крупная возвышенность, Земля Иштар, по размерам приближается к Австралии. Горы Максвелла высотой 11.5 км на 12–13 км выше самых глубоких низменностей на Венере. По своим размерам массив Максвелла вдвое больше Тибета. Его склоны имеют наклон до 6°. На вершине – вулканический кольцевой кратер $\varnothing \sim 100$ км (кратер Клеопатры). Коэффициент отражения в горных областях ~0.5, на равнинах ~0.15. Альфа – плато размером >1000 км и высотой до 2.5 км. К юго-западу от Альфы находится кратер Лизе Мейтнер ($\varnothing \sim 300$ км, глубина 1 км), вероятно, ударного происхождения; к северо-востоку от Альфы – вулканическая возвышенность Сапфо ($\varnothing \sim 300$ км). Область Бета ($\varnothing \sim 800$ км) напоминает земные щитовые вулканы с застывшими лавовыми потоками.

Марс. Первые радиолокационные наблюдения выполнены в 1963 г. Перепад высот превышает 14 км. Углы наклона неоднородностей невелики. С уменьшением длины волны диаграмма направленности отражения расширяется, так как на поверхности планеты много мелких образований. В 1991 г. в эксперименте Голдстоун–VLA ($\lambda = 3.5$ см) выявлены новые структурные особенности коэффициента отражения. В области Tharsis найдена огромная деталь Stealth, практически не отражающая радиоволны (вероятно, мелко раздробленная пыль или пепел с плотностью ~0.5 г/см³). Получен сильный сигнал, отражённый от южной полярной шапки. Как и в случае Меркурия, это можно объяснить наличием льда CO₂ или H₂O с небольшой примесью пыли на глубине до 2–5 м [Science, 1991, 253, 1508].

Юпитер. Попытка радиолокации была выполнена в 1964 г. на волнах $\lambda = 12$ и 70 см. Отражённый сигнал не был обнаружен. Правда, в первой попытке было получено радиоэхо, причём эффективная площадь отражения σ составляла ~60% от площади видимого диска планеты; вероятно, это было обусловлено инструментальными эффектами и впоследствии не подтвердилось. Отсутствие радиоэхо от Юпитера связано с большим поглощением радиоволн в его атмосфере.

Спутники Юпитера. Наблюдения выполнены в 1975–1979 гг. в Аресибо ($\lambda = 12.6$ см). Спутники имеют резко отличающиеся

коэффициенты отражения x : Европа 0.44–0.66, Ганимед 0.20–0.40, Каллисто 0.10. Поверхность этих спутников может состоять из глыб льда $\varnothing \geq \lambda$, впаянных в поверхностный реголит, а вариации x объясняются различными размерами глыб [Icarus, 1980, **44**, 431].

Сатурн. Локация проводилась в 1973 г. на волне $\lambda = 12.5$ см. Отражённый сигнал получен, но только от колец планеты, $\sigma_{\text{eff}} = 0.6\sigma_{\text{геом}}$. Высокая отражательная способность колец может быть смоделирована наличием в кольцах кусков льда размером > 8 см (возможно, до 1 м).

Титан. Предполагалось, что этот спутник Сатурна покрыт океаном из жидких углеводородов с низким значением ϵ ; поэтому коэффициент отражения x должен быть мал, и нельзя ожидать радиоэха от Титана. Однако в эксперименте Голдстоун–VLA ($\lambda = 3.5$ см) отражённый сигнал был зарегистрирован; следовательно, существование океана углеводородов на Титане маловероятно [Science, **248**, 975].

Уран, Нептун, Плутон – радиолокационные исследования не проводились ввиду слишком больших расстояний до этих планет.

Астероиды. В ноябре 1979 г. в Аресибо на волне $\lambda = 12.5$ см проведена радиолокация Весты; $\sigma_{\text{eff}} = (0.2 \pm 0.1)\pi a^2$, $a = 272$ км [Icarus, 1980, **43**, 169]. С тех пор локация различных астероидов проводилась неоднократно. Упомянем некоторые из наиболее интересных новых результатов. Астероид Таутатис 4179 потенциально опасен для столкновения с Землёй, в ноябре–декабре 1992 г. прошёл от неё на расстоянии $d_{\text{min}} = 3.6$ млн. км. Локация проведена бистатическим методом: передающая антенна 70 м в Евпатории, принимающая – 100 м Эффельсберг, $\lambda = 3.5$ и 6 см. Выявлены тонкие доплеровские эффекты в отражённом сигнале. Центральная частота спектра колеблется с периодом 14 с. Это можно объяснить интерференцией сигналов от двух глыб, составляющих астероид. Две округлых глыбы в контакте друг с другом, размером 2.5 и 1.5 км, синхронно обращаются вокруг общего центра тяжести с периодом $P \sim 7$ сут. [ДАН, 1995, **342**, 480]. Астероид Географос 1620, согласно радиолокационным данным, имеет неправильную невыпуклую форму, отношение осей ~ 2.76 ; это один из наиболее вытянутых объектов в солнечной системе.

Астероид Клеопатра 216 исследовался при помощи радиолокатора Аресибо, расстояние составляло 171 млн. км. Размеры астероида 217×94 км. Астероид открыт в 1880 г., но его точная форма была до сих пор не известна. Радиолокация показала, что Клеопатра имеет форму обглоданной кости и очень высокий коэффициент отражения радиоволн (рис. 4.6). Астероид, скорее всего, металлический и состоит из железо-никелевого сплава, то есть подобен железным метеоритам. Необычная форма объясняется столкновением, испытанным в прошлом [Science, 2000, **288**, 836; <http://www.jpl.nasa.gov/pictures/kleopatra>].

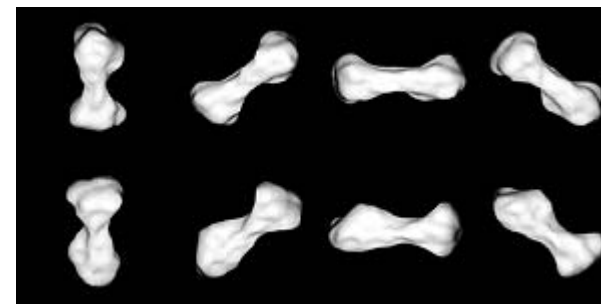


Рис. 4.6. Радиолокационные изображения астероида Клеопатра.

Кометы. Впервые отражённые сигналы от кометы были получены в 1980 г. Комета P/Encke наблюдалась в Аресибо на волне 12.6 см. Найденное сечение отражения радиоволн ~ 1 км². В дальнейшем проведены успешные наблюдения ряда комет, включая кометы IRAS–Araki–Alcock, P/Halley, Hyakutake. Характер отражённых сигналов указывает на грубую, неправильную форму кометных ядер. Ядра вращаются с периодом от нескольких часов до нескольких суток. Вокруг ядер также обнаружены вращающиеся облака пылевых частиц.

Солнце. Трудность радиолокации Солнца состоит в том, что собственное радиоизлучение Солнца может быть на 2–3 порядка интенсивнее, чем отражённый импульс. Зондирующую волну

нужно выбирать достаточно длинной, чтобы уровень $N_{кр}$ располагался выше уровня $N_{т=1}$, иначе волна до отражения испытает сильное поглощение в солнечной короне. Первые эксперименты были проведены в 1961–1969 гг. Джеймсом на волне $\lambda = 7.8$ м. Получен отражённый сигнал, смещённый на 4 кГц по частоте относительно зондирующего сигнала. Наблюдаемое смещение соответствует движению отражающего слоя по направлению к наблюдателю со скоростью 16 км/с. Этот эксперимент – первое прямое доказательство существования «солнечного ветра», высокоскоростного истечения плазмы из солнечной короны. Одновременно наблюдалось уширение спектра отражённого сигнала до 70 кГц. Следовательно, в короне имеются турбулентные движения со скоростями до 300 км/с.

Радиолокация метеоров. Радиосигналы, отражённые от метеорных следов, зарегистрированы Хеем и др. в 1944 г., хотя эпизодически наблюдались и раньше. Механизм отражения радиоволн – томсоновское рассеяние (§2.9) на свободных электронах в ионизованном метеорном следе.

Если расстояние между электронами в следе меньше длины волны (в атмосфере Земли это всегда выполняется), то все электроны колеблются в фазе, и происходит сложение амплитуд, а не интенсивностей сигналов, рассеянных отдельными электронами. Тогда сечение рассеяния одним кубическим сантиметром метеорного следа равно $\sigma = 6.6 \cdot 10^{-25} N^2$ см². По доплеровскому смещению частоты сигнала, отражённого от ионизованной подушки перед метеором, можно определить скорость метеора. Траектории метеоров определяются при одновременных наблюдениях из нескольких пунктов. Таким способом было найдено большое число радиантов для метеорных потоков, ранее не известных из оптических наблюдений, так как они всегда входят в атмосферу Земли на её дневной стороне.

Глава 5. Межзвёздная среда и области звездообразования в Галактике

5.1. Фоновое радиоизлучение Галактики в континууме

Впервые радиоизлучение Галактики в непрерывном спектре наблюдалось К. Янским в 1932 г. на волне 14.6 м. В 1940-х гг. Г. Ребер построил первую карту галактического радиоизлучения на $\nu = 160$ МГц. Было маловероятно, что радиоизлучение создается

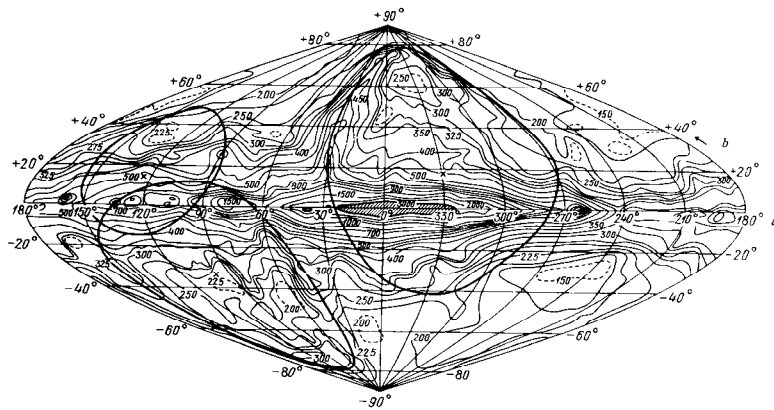


Рис. 5.1. Изофоты радиоизлучения Галактики на частоте 150 МГц.

звёздами, поскольку как минимум одна звезда – Солнце – мало излучает в радиодиапазоне, в особенности на коротких волнах. Для создания наблюдаемой интенсивности пришлось бы предположить, что Галактика заполнена звёздами с яркостной температурой радиоизлучения $\sim 10^{16}$ К, при этом совершенно не излучающими в оптическом диапазоне. Объяснение радиозвёздами не проходит и по динамическим соображениям, так как даже при минимальной массе каждой радиозвезды их суммарная масса должна была бы намного превосходить массу Галактики.

Излучение Галактики в континууме концентрируется к галактической плоскости. Имеются локальные максимумы в Лебеде и

Тельце. Особенно повышенная концентрация наблюдается в Стрельце, в направлении центра Галактики. На частоте 18 МГц яркостная температура $2 \cdot 10^5$ К в направлении центра и $7.5 \cdot 10^4$ К в направлении антицентра. На низких частотах спектральный индекс $\alpha < 2$ ($I_\nu \propto \nu^{-\alpha}$).

Применительно к протяжённому радиоизлучению Галактики обычно вводят спектральный индекс для температуры: $T_b(\nu) \propto \nu^\beta$, $\alpha = -(\beta + 2)$. На частоте 178 МГц $\beta = -0.4$ для диска Галактики и -0.6 для высоких галактических широт.

Нетепловой фон делится на четыре компонента:

- 1) галактический диск, симметричный относительно галактического центра;
- 2) локальные особенности, определяемые спиральными рукавами;
- 3) галактическое гало, симметричное относительно галактического центра;
- 4) изотропный фон, обусловленный неразрешёнными метагалактическими источниками.

Если механизм излучения синхротронный, а межзвёздное магнитное поле упорядочено вдоль спиральных рукавов Галактики, то рукава должны давать локальные максимумы излучения там, где луч зрения скользит вдоль рукавов. Реально вместо максимумов наблюдаются широкие ступеньки. Это указывает, что магнитное поле в рукавах сильно неоднородно.

На волнах короче 20 см основная часть фона имеет тепловую природу. Тепловое излучение сильнее концентрируется к галактической плоскости: толщина по половинной яркости теплового компонента 200 пк, нетеплового – 400 пк. Вблизи $\lambda = 20$ см вклад теплового и нетеплового излучения примерно одинаков.

Все приведенные данные основаны на результатах обзоров с разрешением $\sim 1^\circ$.

Обзор плоскости Галактики, выполненный на волне 11 см в NRAO с угловым разрешением $11'$, показал наличие большого количества (несколько сотен) источников размером $\sim 10' - 20'$. Таким образом, на высоких частотах фон – наложение отдельных дискретных источников.

Были также получены наблюдения радиоизлучения Галактики на низких частотах (до десятков и сотен килогерц) с космических аппаратов IMP 6 [Brown L.W., ApJ, 1973, **180**, 359], RAE 2 [Novaco J.C., Brown L.W., ApJ, 1978, **221**, 114] и WIND [Токарев М.Л. и др., ПАЖ, 2000, **26**, 643], хотя и с низким угловым разрешением (десятки градусов).

Приемник IMP 6 был оснащен 91-м дипольной антенной, стабилизированной вращением в плоскости эклиптики. Были измерены абсолютные значения, спектр интенсивности радиофона на 32 дискретных частотах в диапазоне 0.13–2.6 МГц. Наблюдения Галактики проводились также с искусственного спутника Луны RAE 2 (Radio Astronomy Explorer), запущенного 10 июня 1973 г. на круговую орбиту вокруг Луны высотой 1100 км; это позволяло в некоторые интервалы времени экранировать мешающее влияние радиоизлучения Солнца и Земли. RAE 2 имел 229-метровую V-образную антенну. Радиоизлучение Галактики наблюдалось на 22 частотах от 0.25 до 9.18 МГц. Были измерены спектры радиофона в четырёх характерных направлениях: центр Галактики, антицентр, южный и северный полюсы Галактики. На борту КА WIND имеется радиоприёмник диапазона 20–1040 кГц со 100-м дипольной антенной. Особый интерес представляют участки орбиты аппарата с максимальным удалением от Земли (до 1.4 млн. км), где влияние нетеплового радиоизлучения магнитосферы Земли должно быть сильно ослаблено. Основной цикл измерений радиофона Галактики на WIND проведен 26–30 декабря 1997 г.

Спектры галактического фона на низких частотах в разных направлениях отличаются, но не очень сильно. Максимумы всех спектров лежат в области 3 МГц,

$$I(3 \text{ МГц}) = 10^{-19} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{Гц} \cdot \text{стерад}).$$

При $\nu < 3 \text{ МГц}$ $I \propto \nu^{-0.5}$, при $\nu > 3 \text{ МГц}$ $I \propto \nu^{1.5}$. По-видимому, низкочастотный завал спектра вызван свободно-свободным механизмом поглощения в горячей слабоионизованной межоблачной среде галактического диска с $N_e \sim 0.03 \text{ см}^{-3}$, $T_e = 4000 \text{ К}$. При этом мера эмиссии $(2.30) ME \sim 25 \text{ см}^{-6} \text{ пк}$. Галактический горизонт ви-

димости r , определяемый свободно-свободным поглощением, на частоте 1 МГц уже меньше характерной полутолщины галактического газового диска (500 пк), а на 260 кГц $r \sim 15 \text{ пк}$. Таким образом, на низких частотах особенности фона определяются только локальными источниками. Согласно данным IMP 6 и WIND, в пределах 30° от северного галактического полюса на частотах $\nu < 600 \text{ кГц}$, возможно, имеется протяжённый радиоисточник размером $\sim 70^\circ$, создающий локальную анизотропию фона.

Галактический центр. В центре находится дискретный радиоисточник Sgr A. Этот источник имеет сложную структуру. Излучение нетепловое, на $\nu > 1 \text{ ГГц}$ $S_\nu \propto \nu^{-0.7}$. В самом центре компонент размером $\sim 10''$. В инфракрасной области спектр начинает расти. В области $\lambda \sim 100 \text{ мкм}$ светимость $L \approx 10^7 L_\odot$. Есть разные мнения относительно природы максимума в субмиллиметровой области: излучение нагретой пыли, наложение большого числа молекулярных линий и т.д.

В области галактического центра имеется ряд источников с тепловым спектром, в том числе Sgr B2. Молекулярное облако, связанное с этим источником, содержит все открытые до сих пор межзвёздные молекулы.

По наблюдениям в линии молекулы CO, вокруг центра Галактики имеется расширяющееся кольцо газа диаметром $\sim 270 \text{ пк}$.

В центре наблюдаются также рекомбинационные радиолнии, облака нейтрального водорода в линии 21 см и дискретные источники линий молекулы OH $\lambda = 18 \text{ см}$ с лучевыми скоростями до -250 км/с .

Галактические шутры. Это крупномасштабные детали галактического фонового радиоизлучения. Самый крупный из них – Северный Полярный Отрог, «язык» излучения, который отходит от галактической плоскости на долготе $l = 30^\circ$ и тянется почти до галактического полюса, до широты $b = +80^\circ$. Отрог имеет вид незамкнутой дуги малого круга на небесной сфере. Внутри круга интенсивность спадает медленнее, чем наружу. Расстояние до Северного Полярного Отрога $\sim 100 \text{ пк}$. Вероятно, это близкий старый остаток вспышки Сверхновой. В оптическом диапазоне на месте Отрога просматриваются волокна, дающие слабую эмис-

сию в линии Н α . Имеется ещё несколько шпуров (в том числе Арка Кита и др. – отмечены на рис. 5.1 овалами). Излучение шпуров сильно поляризовано, что указывает на синхротронную природу. Магнитное поле в шпурах $H \sim 5 \cdot 10^{-5}$ Гс, т.е. примерно на порядок величины усилено по сравнению с межзвёздным полем. Усиление поля объясняется сжатием газа под действием ударной волны остатка вспышки Сверхновой.

Радиогало. Интенсивное фоновое радиоизлучение присутствует и на высоких широтах. Ранее обычно считали, что основной вклад там дают внегалактические источники. Однако излучение может быть связано с гало Галактики. Оптическая толща по синхротронному механизму мала, поэтому интенсивность излучения прямо пропорциональна длине пути в галактической короне. Распределение космических лучей в короне изотропно. По прямым измерениям, степень анизотропии $< 10^{-4}$ (в большом объёме всегда, в конечном счёте, происходит изотропизация частиц). Наблюдения на метровых волнах можно хорошо объяснить, если предположить наличие протяжённого радиогало, содержащего релятивистские электроны, в виде эллипсоида вращения, большая полуось 15 кпк, отношение полуосей 1.5 [Пикельнер С.Б., Шкловский И.С., АЖ, 1957, 34, 145]. В направлении антицентра большой вклад даёт галактический диск. Ожидаемые минимумы излучения гало будут в направлениях $l = 180^\circ$, $b = \pm 45^\circ$. С другой стороны, в направлениях $l = 0^\circ$, $b = \pm 45^\circ$ длина пути больше в три раза, что на практике реально наблюдается. Впрочем, некоторые последующие измерения не подтвердили наличия гало: было показано, что если оно и есть, то слабое (на 234 МГц $T_b < 30$ К). До сих пор время от времени появляются работы, то подтверждающие, то опровергающие существование гало. Однозначного решения проблемы пока нет.

Механизмы ускорения заряженных частиц [34, 35]. Релятивистские электроны, создающие синхротронное излучение, могут иметь различное происхождение. По современным представлениям, в Галактике основными источниками релятивистских частиц являются остатки вспышек Сверхновых и пульсары. В первом приближении спектр галактических электронов можно оценить из

спектра синхротронного радиоизлучения в Галактике, для которого средний спектральный индекс $\alpha = \frac{\gamma - 1}{2} = 0.8$, отсюда $\gamma = 2.6$.

Это значение подтверждается прямыми измерениями спектра галактических электронов с космических аппаратов вблизи орбиты Земли: $N(E) = 126E^{-2.62}$ частиц/(м² с стерад ГэВ).

Ускорение заряженных частиц – один из видов кинетической неустойчивости плазмы. Кратко рассмотрим некоторые механизмы.

1. Механизм Ферми.

а) Взаимодействие между частицей и межзвёздными облаками, которые движутся вместе с вмороженными магнитными по-

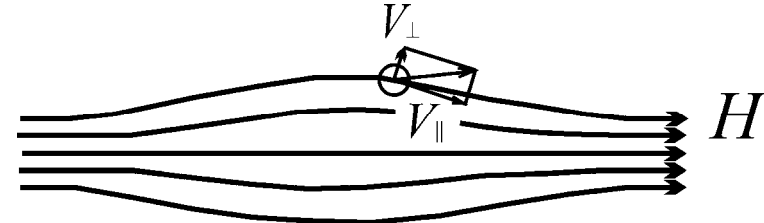


Рис. 5.2. Движение электрона в магнитной ловушке.

лями (магнитная бутылка, рис. 5.2). Пробки сближаются со скоростью $U \ll v_{||}$, $v_{||}$ – компонента скорости $v \parallel \vec{H}$. За одно столкновение частица приобретает скорость $2U$, число столкновений в единицу времени $\frac{v_{||}}{2L}$, L – расстояние между пробками.

$$\frac{dv_{||}}{dt} = -\frac{v_{||}}{L} \frac{dL}{dt} = -\frac{v_{||}}{2L} 2U. \tag{5.1}$$

С ростом $v_{||}$ уменьшается питч-угол χ , и частица выходит из ловушки.

б) Статистический механизм ускорения (при хаотическом движении частицы между облаками). При встречных столкновениях с облаками энергия частицы возрастает, при догоняющих — уменьшается. Относительная скорость при встречных столкновениях выше, поэтому и число таких столкновений больше. Газ тяжёлых облаков находится в равновесии с газом частиц. Направление процесса должно вести к установлению равномерного распределения энергии между облаками и частицами. Роль магнитного поля сводится к отражению частиц от облаков.

2. Ускорение ударными волнами происходит в ионизованной среде с вмороженным магнитным полем. Считаем, что направление магнитного поля \vec{B} параллельно плоскости фронта. Величины в среде перед фронтом обозначим индексом «1», а за фронтом — индексом «2». Заряженная частица, движущаяся в невозмущенной среде 1, отражается от намагниченного фронта волны и приобретает импульс, как при встречном столкновении с зеркалом. Кроме того, частица испытывает дрейф в электрическом поле

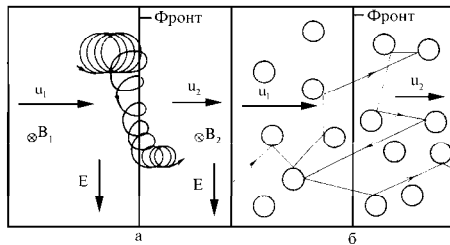


Рис. 5.3. Движение заряженной частицы в окрестности фронта ударной волны для регулярного фронта (слева) и для рассеяния на плазменной турбулентности перед фронтом и за фронтом (справа).

ударной волны со скоростью \vec{u} в плазме (рис. 5.3). Траектория частицы может многократно пересекать фронт. За счёт сохранения адиабатического инварианта

$$\mu = \frac{p_{1\perp}^2}{B_1} = \frac{p_{2\perp}^2}{B_2}, \quad (5.2)$$

энергия частицы $\propto p^2$ в среднем возрастает пропорционально индукции магнитного поля B . Здесь $p_{1\perp}, p_{2\perp}$ — перпендикулярная к

среде 1, отражается от намагниченного фронта волны и приобретает импульс, как при встречном столкновении с зеркалом. Кроме того, частица испытывает дрейф в электрическом поле

$$\vec{E} = -\frac{[\vec{u} \times \vec{B}]}{c},$$

наведённом при движении

магнитному полю составляющая импульса частицы в области перед фронтом и за фронтом. В случае сильной ударной волны магнитная индукция увеличивается примерно в четыре раза, поэтому при нескольких прохождениях фронта частица может набрать значительную энергию.

3. Ускорение плазменными волнами (ленгмюровскими, радиоволнами, альвеновскими и звуковыми) [34]. По современной теории ускорение частиц может происходить в «плазменных котлах». «Плазменный котёл» (или плазменный реактор) — плазменная область с развитой турбулентностью, запертым излучением и большим количеством также запертых релятивистских частиц. Котёл должен обладать источником энергии. Вопросы об энергетике котла и удержании плазмы в нём не обсуждаются, так же как и вопрос о конкретной физической природе котла. Это может быть область солнечной вспышки, остаток вспышки Сверхновой, магнитосфера пульсара, ядро активной галактики или квазара. Диссипация энергии в плазменном турбулентном котле сопровождается ускорением частиц и формированием спектра релятивистских электронов. Теория показывает, что в котле формируется степенное распределение частиц по энергиям. Ускоренные частицы выходят из котла либо путём диффузии, либо при взрывах котла, связанных с его перегревом. В зависимости от физических процессов, преобладающих в плазменном реакторе, выделяют два типа реакторов: синхротронный и комптоновский. В синхротронном котле при взаимодействии излучения с частицами преобладают процессы синхротронного излучения и поглощения, а в комптоновском — прямое и обратное комптоновское рассеяние. Синхротронный механизм даёт $\gamma = 0.93$, а в случае комптоновского котла $\gamma=3$. В реальном плазменном котле оба вида процессов могут сочетаться в разных пропорциях. Показатель спектра галактических электронов $\gamma = 2.62$ указывает, что котлы, в которых приготовлены релятивистские электроны Галактики, по своим свойствам ближе к комптоновскому типу.

5.2. Межзвёздный нейтральный водород

Атомарный водород в межзвёздной среде наблюдается благодаря излучению и поглощению в линии 21 см. Эта линия образуется при переходе между подуровнями сверхтонкой структуры основного состояния атома водорода 1^2S . Состояние расщеплено на два подуровня, описываемые квантовым, числом $F = S \pm I$, S – спин электрона, I – спин протона; $F = 0$ – спины антипараллельны (нижний подуровень), $F = 1$ – спины параллельны. Переход $F = 1 \rightarrow 0$ – магнитодипольный: электрический момент атома при переходе не изменяется, изменяется лишь магнитный момент. Поэтому вероятность перехода мала. Лишь высокое обилие нейтрального атомарного водорода позволяет относительно легко наблюдать линию $\lambda = 21$ см в межзвёздной среде.

Распределение атомов по подуровням $F = 0, 1$ можно представить формулой Больцмана

$$\frac{n_1}{n_0} = \frac{g_1}{g_0} \exp\left(-\frac{h\nu_{10}}{k_B T_s}\right), \quad (5.3)$$

где n_1, n_0 – плотности атомов на подуровнях $F = 1, 0$; g_1, g_0 – статистические веса уровней, $g_F = 2F + 1$; точное значение частоты перехода $\nu_{10} = 1420405752$ Гц. Величина T_s называется спиновой температурой, т.к. характеризует распределение атомов по спиновым состояниям. В случае излучения в линии $\lambda = 21$ см в формулу для яркостной температуры (1.3) входит в качестве физической температуры облака именно спиновая температура.

Для частоты ν_{10} всегда выполняется условие $h\nu_{10} \ll k_B T_s$, даже при $T_s = 1$ К. Поэтому с хорошей степенью точности можно принять: $n_1 \cong 3n_0$, $n_H \cong 4n_0$, $n_0 \cong \frac{1}{4}n_H$.

Связь спиновой температуры с интересующей нас кинетической температурой газа можно найти из уравнения баланса

$$n_1[n_H q_{10} + A_{10} + B_{10}\rho(\nu_{10})] = n_0[n_H q_{01} + B_{01}\rho(\nu_{10})], \quad (5.4)$$

для переходов вниз и вверх между подуровнями $F = 1, 0$, где n_H – полная плотность атомов водорода (см^{-3}); $A_{10} = 2.85 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ – вероятность спонтанного перехода $F=1 \rightarrow 0$; коэффициенты Эйнштейна связаны между собой следующими соотношениями:

$$\frac{g_1}{g_0} A_{10} = \frac{8\pi h \nu_{10}^3}{c^3} \frac{g_1}{g_0} B_{10} = \frac{8\pi h \nu_{10}^3}{c^3} B_{01}; \quad (5.5)$$

q_{01} и q_{10} – вероятности столкновительного возбуждения и столкновительной деактивации:

$$q_{01} = 2.3 \cdot 10^{-11} T_{\text{кин}}^{1/2} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}, \quad \frac{q_{01}}{q_{10}} = 3 \exp\left(-\frac{h\nu_{10}}{k_B T_{\text{кин}}}\right). \quad (5.6)$$

Атомы водорода, сталкиваясь с частицами окружающего газа или поглощая квант с частотой ν_{10} , возбуждаются на подуровень $F = 1$, а затем могут совершить переход (излучательный или столкновительный) на подуровень $F = 0$. Если плотность газа достаточно велика и столкновения происходят часто, распределение атомов по подуровням $F = 1$ и $F = 0$ определяется столкновительными процессами, и $T_s \rightarrow T_{\text{кин}}$ – кинетической температуре газа. Если же столкновения редки, то T_s определяется излучательными переходами, т.е. плотностью излучения на частоте перехода 21 см $\rho(\nu_{10})$. Условие равенства $T_s = T_{\text{кин}}$:

$$1600 n_H (\text{см}^{-3}) > T_{\text{кин}}^{1/2} (\text{К}). \quad (5.7)$$

При значениях $T_{\text{кин}} \sim 100$ К и $n_H > 0.1 \text{ см}^{-3}$, типичных для нейтральной межзвёздной среды, это условие выполняется.

Решение уравнения переноса излучения в линии 21 см:

$$T_b(\nu) = T_s [1 - e^{-\tau(\nu)}]. \quad (5.8)$$

В случае малой оптической толщи во всей линии [$\tau(\nu) \ll 1$] $T_b(\nu) = T_s \tau(\nu)$, и излучающий слой газа прозрачен для собственного излучения. Поэтому можно определить полное число атомов N_H на луче зрения в столбце сечением 1 см^2 («столбцовую плотность» – column density). Для этого запишем выражение для коэффициента поглощения в линии в расчёте на один атом водорода:

$$\kappa_\nu = \kappa_0 \exp\left[-\frac{M}{2k_B T} \left(\frac{\nu - \nu_{10}}{\nu_{10}} c\right)^2\right]. \quad (5.9)$$

Коэффициент поглощения в центре линии

$$\kappa_0 = \frac{c^3}{8\pi^{3/2} \nu_{10}^3 \nu} \frac{g_1}{g_0} A_{10}. \quad (5.10)$$

Перепишем выражение для κ_ν в виде:

$$\kappa_\nu = \kappa_0 \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\nu - \nu_{10}}{\Delta\nu_D}\right)^2\right], \quad \Delta\nu_D = \frac{\nu_{10} \nu}{c}, \quad \nu = \sqrt{\frac{2k_B T}{M}}. \quad (5.11)$$

Здесь M – масса атома, $\Delta\nu_D$ – доплеровская полуширина линии, ν – средняя тепловая скорость атомов. Размерность коэффициента поглощения в расчёте на один атом [κ_0] = см^2 , т.е. κ_0 имеет смысл сечения поглощения.

Оптическая толщина на единичный интервал частот

$$\tau(\nu) = \int_0^L n_H(x) \kappa_\nu dx \sim n_H L \kappa_\nu. \quad (5.12)$$

Подставляя численные значения параметров и учитывая, что $n_H \cong 4n_0$, получим для столбцовой плотности в случае малой оп-

тической глубины:

$$N_H = 4 \cdot 10^{17} T_s \int_{-\infty}^{+\infty} \tau(\nu) d\nu = 4 \cdot 10^{17} \int_{-\infty}^{+\infty} T_b(\nu) d\nu. \quad (5.13)$$

Значение последнего интеграла получается непосредственно из наблюдаемого профиля линии путём численного интегрирования по частоте.

Форма профиля линии даётся функцией

$$N_\nu = N_{\nu_0} \exp\left[-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{2\sigma^2}\right], \quad (5.14)$$

$$\tau = C \frac{N_H}{T_s}, \quad (5.15)$$

$$\tau(\nu) = \tau_0 \exp\left[-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{2\sigma^2}\right], \quad (5.16)$$

σ – доплеровская полуширина по уровню e^{-1} . Таким образом, в масштабе оптических глубин линия всегда гауссова, а в масштабе яркостных температур профиль гауссов лишь в оптически тонком случае, когда $T_b(\nu) = T_s \tau(\nu)$. Если условие $\tau(\nu) \ll 1$ не выполняется для всего профиля линии, то $\tau(\nu)$ может быть велика в центре и мала в крыльях. Тогда профиль имеет негауссову форму: плоская вершина и гауссовы крылья. В большинстве случаев наблюдается гауссова форма профиля.

Для чисто доплеровского теплового уширения $\sigma^2 = \frac{k_B T_{\text{кин}}}{M}$.

В условиях галактического диска (при $T \sim 100 \text{ К}$, $n_H \sim 0.5 \text{ см}^{-3}$) оптическая толщина в линии $\lambda = 21 \text{ см}$ $\tau > 1$ при длине пути $L > 800 \text{ пк}$. Но это так лишь в том случае, когда все атомы имеют одинаковую систематическую скорость относительно наблюдателя. На самом деле дифференциальное вращение Галактики «растаскивает» профиль линии по частоте и просветляет среду в линии $\lambda = 21 \text{ см}$. Лишь

в направлениях на центр и антицентр, где систематические скорости газа (при чисто круговом галактическом вращении) направлены поперёк луча зрения, может реализоваться случай $\tau > 1$.

Линии поглощения $\lambda = 21$ см. Пусть облако нейтрального водорода наблюдается в направлении на источник непрерывного спектра, который имеет на частоте линии яркостную температуру T_0 . Тогда, согласно решению уравнения переноса (1.9), яркостная температура излучения на частоте линии

$$T_b(\nu) = T_0 \exp[-\tau(\nu)] + T_s \{1 - \exp[-\tau(\nu)]\}. \quad (5.17)$$

Разность яркостных температур в линии и в соседнем участке непрерывного спектра фонового радиисточника

$$\Delta T_b(\nu) = (T_s - T_0) \{1 - \exp[-\tau(\nu)]\}. \quad (5.18)$$

Множитель в фигурных скобках всегда заключён в пределах:

$$0 < 1 - \exp[-\tau(\nu)] < 1. \quad (5.19)$$

Таким образом, знак «добавки» $\Delta T_b(\nu)$, создаваемой к непрерывному спектру наличием линии, определяется знаком разности $(T_s - T_0)$. При $T_s > T_0$ (водород в облаке «горячее» фона) получим линию излучения на фоне континуума; при $T_s < T_0$ (водород «холоднее» фона) – линию поглощения. Особенно удобно наблюдать в поглощении холодные облака (собственное излучение которых мало из-за низкой величины T_s) на фоне ярких нетепловых фоновых радиисточников, т.к. в этом случае образуется глубокая линия поглощения с большим перепадом температур ΔT_b .

Если угловой размер облака больше углового размера фонового радиисточника, можно сравнить профили линии поглощения 21 см в направлении на фоновый источник и линии собственного излучения облака в смещённой точке, вне источника континуума. В принципе линия поглощения должна быть зеркальным отражением линии излучения. На практике это никогда не наблюдается.

Обзоры в линии 21 см. Первый обзор в линии 21 см был выполнен в 1954–1957 гг. в Лейденской обсерватории (Нидерланды). Затем в 1960-е гг. последовали обзоры Мэриленд–Грин Бэнк (США) и, для южного неба, Паркс (Австралия).

При обработке профилей линии, измеренных в разных направлениях на небе, необходимо в первую очередь установить на профилях шкалу лучевых скоростей. Из наблюдаемых лучевых

скоростей, обусловленных эффектом Доплера $\left[v_{\text{набл}} = v_{10} \left(1 - \frac{v}{c} \right) \right]$,

необходимо исключить следующие составляющие:

- 1) движение Солнца к апексу (приведение к Местному Стандарту Покоя – Local Standard of Rest, LSR) – максимально 19.5 км/с;
- 2) орбитальное движение Земли – до 30 км/с;
- 3) суточное вращение Земли – до 0.465 км/с;
- 4) движение вокруг барицентра Земля–Луна – до 0.029 км/с.

Профиль линии определяется следующими факторами:

- а) тепловое движение атомов;
- б) хаотические движения облаков как целого и газа внутри облаков;
- в) дифференциальное вращение Галактики;
- г) систематические отклонения от кругового движения.

В предположении о чисто круговых движениях газа в Галактике (модель галактического вращения Шмидта) связь между лучевой скоростью V_r и положением излучающего элемента газа даётся формулами Оорта (см. рис. 5.4):

$$V_r = R_0 [\omega(R, z) - \omega(R_0, z)] \sin l \cos b, \quad (5.20)$$

$$r = R_0 \cos l \pm \sqrt{R^2 - R_0^2 \sin^2 l}. \quad (5.21)$$

Здесь R_0 – расстояние от центра Галактики до Солнца, R – расстояние от центра Галактики до элемента газа, r – расстояние от Солнца до элемента, l , b – галактические координаты элемента, $\omega(R, z)$ – угловая скорость движения газа, функция, описывающая

кривую вращения Галактики. Во второй формуле знак «плюс» берётся для интервала долгот $l = 270^\circ - 360^\circ \rightarrow 0^\circ - 90^\circ$, знак «минус» – для $l = 90^\circ - 270^\circ$. Положим $l = \text{const}$, $z = 0$ (т.е. $b = 0$). Тогда из формул Оорта можно получить

$$\frac{dV_r}{dr} = \sqrt{R^2 - R_0^2} \sin l \frac{R_0}{R} \frac{d\omega}{dR} \sin l. \quad (5.22)$$

– формулу, выражающую градиент лучевой скорости вдоль луча зрения.

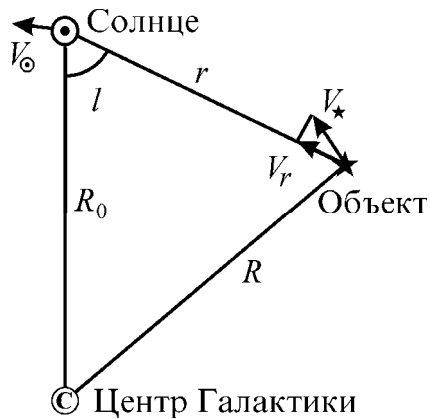


Рис. 5.4. К выводу формул Оорта.

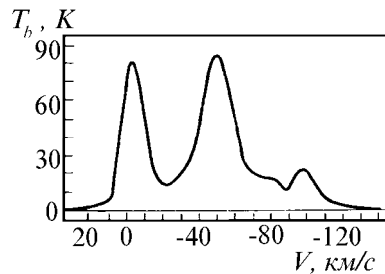


Рис. 5.5. Профиль линии 21 см в направлении галактической долготы $l = 110^\circ$.

Формулы (5.20)–(5.22) связывают наблюдаемые параметры (галактические координаты, лучевая скорость) с расстоянием до объекта и с кривой вращения Галактики. Это позволяет по измеренной V_r оценить расстояние r от Солнца до объекта. Расстояние, найденное таким способом, называется *кинематическим расстоянием*. Для объектов, не имеющих оптических отождествлений, это в большинстве случаев единственный способ определения расстояния.

Применение формул (5.20)–(5.22) в принципе даёт возможность найти распределение нейтрального водорода. Осложнение с двойственностью расстояний во внутренней области Галактики можно разрешить, наблюдая точки с некоторым

смещением по b : более удалённые области имеют меньшую протяжённость по широте.

Ещё одна трудность: для определения расстояний необходимо знать кривую вращения $\omega(R)$, которая заранее не известна. Преодолевается это для внутренней области Галактики так. Для любого направления l имеется так называемая тангенциальная точка, где луч зрения проходит по касательной к линии равных лучевых скоростей V_r . В тангенциальной точке наблюдается максимальное значение $V_{r\text{max}}$, и больших значений V_r на той же l быть не должно. Скорость $V_{r\text{max}}$ должна быть скоростью обрыва профиля линии 21 см. Построив зависимость $V_{r\text{max}}(l)$, можно проследить кривую вращения $\omega(R)$. На самом деле трудность устраняется лишь частично. Наблюдаемые профили обычно не показывают крутого спада к краю ($V_{r\text{max}}$) из-за наличия у облаков водорода пекулярных скоростей (до 10 км/с), а также из-за некруговых составляющих скорости.

В пределах $\Delta l = \pm 15^\circ$ от направлений на центр ($l = 0^\circ$) и антицентр ($l = 180^\circ$) скорости чисто кругового движения направлены перпендикулярно лучу зрения, и теоретически весь газ должен иметь $V_r = 0$. По этой причине кинематический метод определения расстояний не работает в данном секторе Галактики. Все скорости, наблюдаемые в этих направлениях, относятся только к пекулярным движениям газа.

Связав лучевую скорость и расстояние до излучающего элемента газа, можно по отдельным пикам в профиле линии 21 см найти распределение $n_H(r)$, в частности, по локальным максимумам $n_H(r)$ выделить газовые рукава Галактики. Тем самым, можно найти распределение полной массы в Галактике (включая звёзды) и распределение гравитационного потенциала (поскольку нейтральный водород – индикатор потенциала).

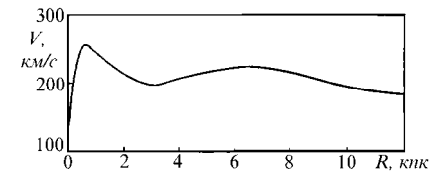


Рис. 5.6. Кривая вращения Галактики.

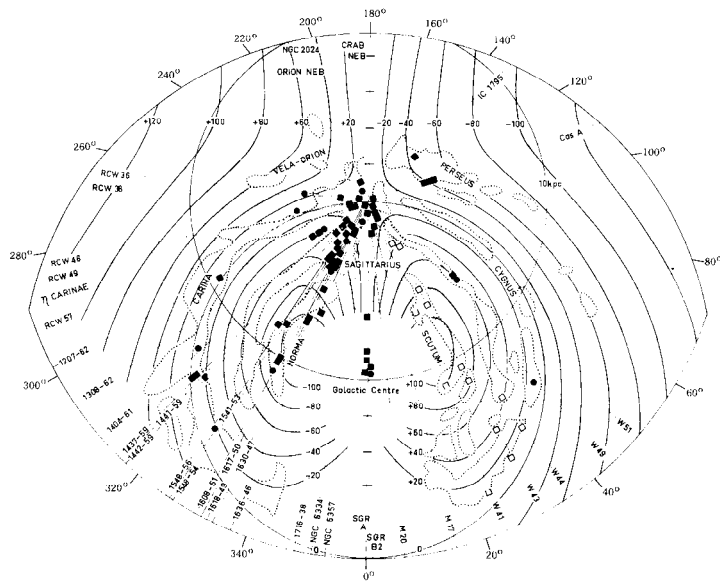


Рис. 5.7. Карта галактической плоскости [McGee R.X. et al., Austral. J. Phys., 1967, 20, 407]. Сплошные линии – кривые равных лучевых скоростей в Галактике (в модели круговых движений Шмидта). Точечные кривые – спиральные рукава, выделенные по наблюдениям в линии 21 см. Кружки – положения ярких источников мазерного излучения в линиях OH 18 см (§6.1). Квадраты и прямоугольники – области поглощения в линиях OH (§5.5).

На рис. 5.6 представлена кривая вращения Галактики [линейная скорость орбитального движения $V(R)$, $V(R) = \omega(R)R$], найденная по обзорам в линии 21 см. Для чисто кругового (кеплеровского) движения $V(R) = \sqrt{\frac{GM(R)}{R}}$, где $M(R)$ – полная масса вещества Галактики, заключённая внутри круга радиусом R . Следовательно, кривая вращения непосредственно описывает распределение массы в Галактике. Согласно последним данным обзоров в линии молекулы CO, функция $V(R)$ остаётся неубывающей до

расстояний $R \sim 18$ кпк, что может указывать на присутствие значительной скрытой массы в Галактике.

Расстояние Солнца от центра Галактики R_0 в первых обзорах в линии 21 см было найдено равным 8.2 кпк. С тех пор величина R_0 неоднократно пересматривалась в пределах от 6 до 10 кпк. В последние годы с применением независимых методов определения расстояния по мазерным источникам линий OH и H₂O (см. §6.1) удалось уточнить величину R_0 , и сейчас общепринятым значением является $R_0 = 7.1 \pm 1.5$ кпк (т.е. достаточно близко к самым ранним определениям).

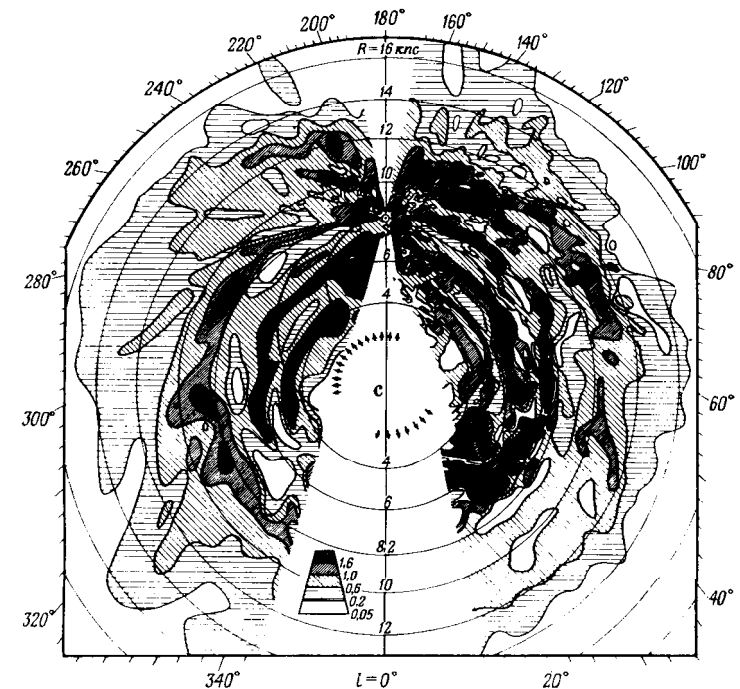


Рис. 5.8. Распределение нейтрального водорода в Галактике по данным Лейденского обзора в линии 21 см.

Полная масса нейтрального водорода в Галактике $\sim 1.4 \cdot 10^9 M_{\odot}$, или $\sim 2\%$ от общей массы Галактики.

Ширина спиральных рукавов ~ 400 пк. Толщина водородного диска по половинной плотности меняется в пределах от 0.5 кпк во внутренней части Галактики до 2 кпк во внешней.

Отклонение от модели кругового вращения Шмидта в Галактике – скорее правило, чем исключение. Некруговые движения получают естественное объяснение в теории волновой структуры, которая трактует спиральные рукава как волны плотности в галактическом диске (модель Лина и Шу). Следствие этой модели – наличие потоков газа вдоль краёв спиральных ветвей, что и наблюдается в виде размытия края профиля 21 см вблизи скорости в тангенциальной точке V_{max} .

Физические характеристики межзвёздной среды, определяемые по излучению 21 см. Средняя температура облаков нейтрального водорода $T_s \sim 125$ К. Однако исследования линий поглощения HI конца 1960–начала 1970-х гг. привели к пересмотру T_s нейтрального водорода и вообще пересмотру взглядов на структуру межзвёздной среды. Выше упоминалось о наблюдениях линий 21 см в близких направлениях: на фоне источников радио-континуума в поглощении и рядом, на «чистом небе», в излучении. Пусть T_b – яркостная температура на частоте линии в направлении на фоновой радиисточник, T_b' – яркостная температура на частоте линии в точке неба рядом с фоновым источником, T_0 – температура в континууме источника на частоте рядом с линией. Тогда на фоне континуума источника наблюдается линия поглощения глубиной

$$\Delta T = T_b - T_0 = (T_s - T_0) \{1 - \exp[-\tau(v)]\}. \quad (5.23)$$

В то же время в соседней точке неба, свободной от радио-континуума, наблюдается эмиссионная линия:

$$T_b' = T_s \{1 - \exp[-\tau(v)]\}, \quad (5.24)$$

т.е. профили излучения и поглощения должны быть зеркально симметричны. Зачастую это не выполняется. Раньше объясняли этот факт тем, что излучение и поглощение происходят в разных облаках газа. Однако различие можно объяснить также вариациями T_s в межзвёздной среде. На практике встречаются два варианта:

1) эмиссия рядом с источником слабая, но поглощение в направлении на источник сильное, $\tau \gg 1$; как видно из формулы, в этом случае $T_s = T_b \rightarrow T_s < 125$ К (до 30 К);

2) слабое поглощение ($\tau \sim 0.03$), но эмиссия рядом с источником неожиданно сильная; при $\tau \ll 1$ $T_s = \frac{T_b}{\tau_v} \gg 125$ К; таким об-

разом были обнаружены области с $T_s \geq 1000$ К.

По современным представлениям, атомарный водород в Галактике существует в форме плотных ($n_H \sim 1-4 \text{ см}^{-3}$) холодных ($T \sim 80-150$ К) облаков. В промежутках между облаками газ имеет $T \sim 5000-6000$ К и $n_H \sim 0.1 \text{ см}^{-3}$, нагрев производится мягкими космическими лучами. При этом плотные и холодные облака по давлению находятся в равновесии с горячим межоблачным газом. Облака и межоблачная среда – два фазовых состояния нейтрального водорода. Возможен фазовый переход – испарение облаков, и наоборот – конденсация облаков из горячей межоблачной среды.

Проводились работы по поиску корреляции излучения 21 см с пылью и с излучением в линии молекулы CO. По-видимому, есть антикорреляция: в наиболее плотных облаках водород может быть в молекулярной форме.

Высокоскоростные облака HI. Имеют большие отрицательные V_r (до -200 км/с), наблюдаются на высоких галактических широтах. Вероятнее всего, облака находятся в гало Галактики. Возможная интерпретация: межгалактический водород, падающий на плоскость Галактики, или газ, выброшенный из ядра Галактики и теперь падающий на её плоскость.

Другие атомарные линии сверхтонкой структуры. Аналоги линии 21 см имеются у некоторых атомов, ядра которых обладают ненулевым спиновым моментом. Кроме водорода, таким свойством обладают атомы изотопов водорода ^2H – дейтерий (D) и ^3H – тритий (T). Линии сверхтонкой структуры в основном состоянии некоторых распространённых изотопов приведены в таблице 4 (I – спин ядра, F_l и F_u – квантовые числа соответственно нижнего и верхнего подуровней перехода). За исключением линии 1420.4 МГц основного изотопа водорода, ни одна из перечисленных линий не была достоверно обнаружена в астрофизических источниках.

Таблица 4
Переходы сверхтонкой структуры некоторых изотопов

Изо-топ	Терм	I	F_l	F_u	Частота, МГц	A , с^{-1}
^1H	$^2S_{1/2}$	$1/2$	0	1	1420.4058	$2.88 \cdot 10^{-15}$
^2H (D)	$^2S_{1/2}$	1	$1/2$	$3/2$	327.3843	$4.70 \cdot 10^{-17}$
^3H (T)	$^2S_{1/2}$	$1/2$	0	1	1516.7015	$3.51 \cdot 10^{-15}$
$^3\text{He}^+$	$^2S_{1/2}$	$1/2$	0	1	8665.6499	$1.95 \cdot 10^{-12}$
^{14}N	$^4S_{3/2}$	1	$1/2$	$3/2$	15.6764	$1.29 \cdot 10^{-20}$
			$3/2$	$5/2$	26.1273	$4.28 \cdot 10^{-20}$
^{23}Na	$^2S_{1/2}$	$3/2$	1	2	1771.6262	$8.35 \cdot 10^{-15}$
^{27}Al	$^2P_{1/2}$	$5/2$	2	3	1506.1010	$6.33 \cdot 10^{-16}$

5.3. Зоны НП

Непрерывный спектр однородной изотермической области ионизованного водорода имеет вид, представленный на рис. 2.2. На низких частотах, где оптическая толща зоны НП велика, спектр следует закону Рэлея–Джинса, на высоких частотах, где зона НП прозрачна, спектр плоский (см. главу 2). Частота перегиба спектра ν_0 , где $\tau = 1$, связана с мерой эмиссии зоны НП соотно-

шением:

$$\nu_0 = 0.6\sqrt{ME}, \quad (5.25)$$

ν_0 в МГц, $ME = \int n_e^2 dl$ в см^{-6} пк.

Решение уравнения переноса для зоны НП, выраженное в яркостных температурах (глава 1):

$$T_b = T_0 e^{-\tau} + T_e (1 - e^{-\tau}), \quad (5.26)$$

где T_0 – яркостная температура фона, T_e – электронная температура в зоне НП ($\sim 10^4$ К). В оптически толстой части спектра ($\tau > 1$, $\nu < \nu_0$) яркостная температура $T_b = T_0 e^{-\tau} + T_e$.

На высоких частотах яркостная температура галактического фона $T_0 \ll T_e$, а $\tau < 1$, $T_b = T_e \tau$, т.е. интенсивность радиоизлучения зоны НП определяется её электронной температурой и оптической толщой. Плотность потока зоны НП

$$S = \int_{\Omega_{\text{НП}}} I d\Omega = \frac{2k_B \nu^2}{c^2} \int_{\Omega_{\text{НП}}} T_b d\Omega = S'(1 - e^{-\tau}), \quad (5.27)$$

интегрирование ведётся по видимому телесному углу $\Omega_{\text{НП}}$ зоны НП, S' – плотность потока, соответствующая излучению черного тела с $T = T_e$ (т.е. примерно уровень излучения в плоской высокочастотной части спектра зоны НП). Плотность потока на частоте перегиба, где $\tau = 1$, $S = S'(1 - e^{-1}) = 0.63S'$.

По измерениям плотности потока на двух частотах (зная приблизительно размер туманности и считая её однородной и изотермической) можно найти n_e и T_e .

Тепловые радиоисточники, связанные с зонами НП, обнаруживают сильную концентрацию к галактической плоскости, так как звёзды спектральных классов OB, их образующие – молодые объекты, принадлежащие к плоской составляющей населения Галактики. Излучение зон НП, сливаясь, образует фон Галактики на

коротких дециметровых и на сантиметровых волнах. К наиболее известным тепловым радиоисточникам – зонам НП относятся радиоисточники Ori A (Туманность Ориона), Sgr B2, туманности M8 и Омега, а также ряд объектов обзора Вестерхаута галактической плоскости в непрерывном спектре на $\nu = 1415$ МГц: W3, W33, W49, W75.

Многие тепловые радиоисточники связаны с областями активного звездообразования (§5.5). Наблюдаются, в частности компактные и ультракомпактные зоны НП, которые непосредственно окружают недавно возникшие звёзды спектральных классов O и ранних B. Размеры компактных зон НП ~ 0.1 пк, а электронная плотность достигает 10^6 – 10^7 см⁻³. Компактные зоны НП проявляют себя в областях на сантиметровых волнах в виде тепловых радиоисточников малых угловых размеров, иногда наложенных на более протяжённый диффузный радиоконтинуум с меньшей мерой эмиссии.

5.4. Рекомбинационные радиолнии

Кроме радиоизлучения в непрерывном спектре, у зон НП наблюдаются спектральные линии, возникающие при переходах между высоковозбуждёнными атомарными уровнями с большими значениями главного квантового числа n .

Формула Ридберга для частот переходов между уровнями с главным квантовым числом n и $n + \Delta n$ в водородоподобном атоме:

$$\nu = RcZ^2 \left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n + \Delta n)^2} \right]. \quad (5.28)$$

Здесь Z – заряд ядра, R – постоянная Ридберга, для данной массы атома M :

$$R = R_\infty \left(1 - \frac{m_e}{M} \right), \quad (5.29)$$

R_∞ – постоянная Ридберга для атома с бесконечно большой мас-

сой ядра. Для переходов между близко расположенными высоковозбуждёнными уровнями, когда $n \gg \Delta n$,

$$\nu \approx 2RcZ^2 \frac{\Delta n}{n^3}. \quad (5.30)$$

Обозначения для переходов между высоковозбуждёнными уровнями следующие: $Hn(\Delta n)$, первая буква – символ элемента, к которому относится атом (в данном случае водород), n – главное квантовое число нижнего уровня перехода, для обозначения величины Δn используют по аналогии с оптическими переходами греческие буквы α для $\Delta n = 1$, β для $\Delta n = 2$, γ для $\Delta n = 3$ и т.д. В этих обозначениях линия $L\alpha - H1\alpha$, $H\alpha - H2\alpha$, $H\gamma - H2\gamma$, Brackett $\gamma - H4\gamma$. Для атома водорода при $n \sim 20$ – 60 частоты переходов $\Delta n = 1$ попадают в диапазон миллиметровых волн, при $n \sim 60$ – 130 – в сантиметровый диапазон и при $n > 130$ – в диапазон дециметровых и метровых волн. Длины волн некоторых переходов водорода: $H42\alpha - 3.3$ мм, $H109\alpha - 6$ см, $H157\alpha - 18$ см, $H300\alpha - 1.25$ м.

Переходы между высоковозбуждёнными уровнями происходят при рекомбинациях атомов, когда электрон попадает на один из высоких уровней и совершает каскад по уровням с большими n . Поэтому линии, образующиеся при таких переходах, называют рекомбинационными линиями (РЛ).

Два типа объектов в Галактике, где обнаружены РЛ, – зоны НП и слабо ионизованные облака межзвёздного газа.

Профили и интенсивности рекомбинационных линий. Для оптически тонкого газа $dI \propto dN(\nu)$. Если скорости атомов имеют максвелловское распределение по скоростям, линия имеет гауссову форму. Ширина линии:

$$\Delta\nu = \left(4 \ln 2 \frac{2k_B T}{mc^2} \right)^{1/2} \nu_0. \quad (5.31)$$

Вследствие турбулентности реальная ширина линии может быть в несколько раз больше тепловой, соответствующая ширине темпе-

ратура до $3 \cdot 10^4$ К. При крупномасштабных движениях профиль линии может быть асимметричным. Коэффициент поглощения в линии в зависимости от частоты (с учётом вынужденных переходов):

$$\kappa(\nu) = \frac{h\nu}{4\pi} f(\nu)(N_n B_{nn'} - N_{n'} B_{n'n}), \quad (5.32)$$

$f(\nu)$ – форма профиля, $N_{n'}$, N_n – населённости уровней перехода n' (верхний), n (нижний), $B_{nn'}$, $B_{n'n}$ – коэффициенты Эйнштейна для вынужденных переходов вверх и вниз. Населённости уровней, особенно высоковозбуждённых, могут заметно отличаться от равновесных, соответствующих распределению Больцмана в случае локального термодинамического равновесия (ЛТР). Отношение населённостей может быть записано в виде:

$$\frac{N_{n'}}{N_n} = \frac{g_{n'}}{g_n} e^{-\frac{h\nu}{k_B T}} \cdot \frac{b_{n'}}{b_n} \quad (5.33)$$

b_n – отношение реального числа атомов на уровне n к числу, предписываемому статистикой Больцмана при локальном термодинамическом равновесии (ЛТР, §1.2). Графики величины b_n и её логарифмической производной в зависимости от n для разных значений электронной плотности приведены на рис. 5.9. Коэффициент поглощения в линии

$$\kappa(\nu) = \frac{h\nu}{4\pi} f(\nu) N_n B_{nn'} \left(1 - \frac{b_{n'}}{b_n} e^{-\frac{h\nu}{k_B T}} \right) = \kappa_{\text{ЛТР}} b_{n'} \underbrace{\left(1 - \frac{d \ln b_{n'}}{dn} \Delta n \frac{k_B T}{h\nu} \right)}_{\gamma}, \quad (5.34)$$

где коэффициент поглощения для случая ЛТР:

$$\kappa_{\text{ЛТР}} = \frac{(h\nu)^2}{4\pi k_B T_e} f(\nu) N_n^{\text{ЛТР}} B_{nn'}, \quad (5.35)$$

а $N_n^{\text{ЛТР}}$ – населённость уровня n в условиях ЛТР.

Величина в скобках (γ) описывает отклонение от ЛТР. Оптическая толщина в линии

$$\tau_L = \tau_L^{\text{ЛТР}} b_{n'} \gamma. \quad (5.36)$$

Коэффициент излучения в линии

$$\alpha_L = \kappa_L^{\text{ЛТР}} b_{n'} B_\nu(T_e). \quad (5.37)$$

Суммарная интенсивность в линии и в континууме на частоте линии

$$I = I_L + I_c = \frac{\alpha_c + \alpha_L}{\kappa_c + \kappa_L} \{1 - \exp[-(\tau_c + \tau_L)]\}. \quad (5.38)$$

В случае ЛТР

$$I = I_L + I_c = \frac{\alpha_c + \alpha_L}{\kappa_c + \kappa_L} \{1 - \exp[-(\tau_c + \tau_L)]\}, \quad (5.39)$$

$$I_L = B_\nu(T_e) \exp(-\tau_c) [1 - \exp(-\tau_L^{\text{ЛТР}})] \cong B_\nu(T_e) \tau_L^{\text{ЛТР}} \quad \text{при } \tau_c \ll 1.$$

$$I_c \cong B_\nu(T_e) \tau_c. \quad (5.40)$$

Таким образом, РЛ могут наблюдаться в спектре зоны НП только на тех частотах, где оптическая толщина зоны НП в континууме по свободно-свободному излучению мала, иначе линия сольётся с непрерывным спектром.

По измерениям рекомбинационных линий можно определить электронную температуру T_e зоны НП. Первые определения давали $T_e \sim \sim 6 \cdot 10^3$ К, т.е. ниже, чем было известно для большинства зон НП ($\sim 10^4$ К). Однако затем было показано, что значительную роль могут играть неравновесные процессы: линии оказываются

усиленными по сравнению со случаем ЛТР, поэтому температура получается заниженной.

Картографируя зону НII в рекомбинационной линии, можно получить поле скоростей в зоне НII.

Наблюдаются также линии He, C и других элементов. Частоты их линий мало отличаются от частот водородных переходов. Это объясняется тем, что в высоковозбужденном атоме один из электронов расположен далеко от атомного остатка и воспринимает его как точечный элементарный заряд, равный заряду протона. Спектр такой системы также водородоподобный, т.е. имеет те же ридберговские уровни энергии и переходы, частоты которых да-

ются формулой (5.28). Разница состоит лишь в постоянной Ридберга (5.29) из-за другой массы атомного остатка. Но эта разница невелика (см. рис 5.10). Так, на волне $\lambda \sim 6$ см все линии укладываются в пределах ~ 2.7 МГц от частоты водородной линии.

В принципе по отношению интенсивностей РЛ разных элементов можно определить их содержание по отношению к водороду. Однако здесь необходима осторожность. По наблюдениям РЛ H и He в направлении галактического центра были получены аномально низкие значения отношения $\text{He}^+/\text{H}^+ \leq 0.02-0.06$, что дало повод говорить о пересмотре химсостава этой области Галакти-

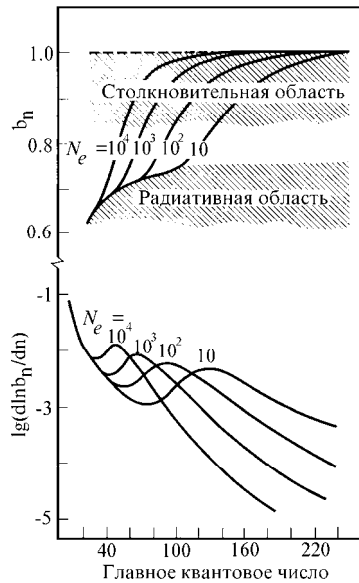


Рис. 5.9. Коэффициент b_n отклонения населённости уровня от равновесной и логарифмическая производная $d(\ln b_n)/dn$ в функции главного квантового числа n для $T_e = 10^4$ К и различных значений n_e .

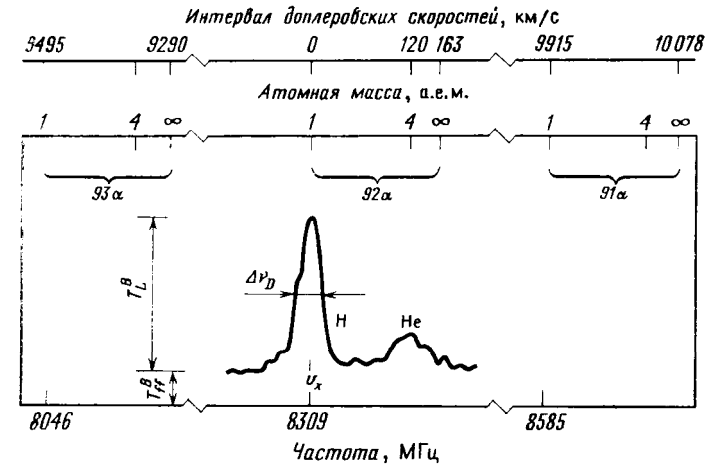


Рис. 5.10. Профили рекомбинационных линий 92α водорода и гелия в источнике Ori A.

ки. Однако аномальное отношение интенсивностей линий объясняется мазерным усилением РЛ водорода в более холодном газе на луче зрения. В этом газе ионизованного гелия практически нет, так как потенциал ионизации гелия (24 эВ) почти вдвое выше, чем потенциал ионизации водорода (13.6 эВ).

Рекомбинационные линии наблюдаются также от диффузной межзвёздной среды (от областей с малой степенью ионизации). Эти линии отличаются малой доплеровской шириной, так как возникают в холодных областях. Интенсивности линий углерода обычно сильнее, чем линии водорода, так как у атома углерода потенциал ионизации (11.1 эВ) ниже, чем у атома водорода. Поэтому в облаках, где водород нейтрален, углерод оказывается ионизован. Такая ситуация часто встречается вокруг В-звёзд (более поздних, чем В2), УФ-излучения которых недостаточно, чтобы создать заметную зону НII вокруг себя. Однако кванты, не ионизирующие водород, проникают в окружающее межзвёздное облако

и ионизируют углерод. Образуется «зона СП», которая и наблюдается в РЛ углерода.

В последние годы очень высоковозбуждённые линии углерода (до $S732\alpha$, $\nu = 16$ МГц) наблюдались в поглощении в спектрах некоторых нетепловых радиоисточников (Cas A и др.) Вероятнее всего, эти линии образуются в разреженных, слабо ионизованных коронах межзвёздных облаков, на границе с диффузной межзвёздной средой.

Предел главного квантового числа n , до которого ещё можно надеяться обнаружить РЛ, определяется фоном нетеплового радиоизлучения Галактики и составляет $n \sim 1000$. Кванты нетеплового низкочастотного фона быстро заставляют высоковозбуждённый атом совершить вынужденный переход вниз. Это приводит к уменьшению времени жизни $\tau_{\text{ж}}$ на высоковозбуждённом уровне. В результате профиль линии оказывается лоренцевским, сильно уширенным, $\Delta\nu \sim 1/\tau_{\text{ж}}$. Когда $\Delta\nu$ становится порядка расстояния между соседними линиями, линии сливаются. Это означает, что дискретные уровни энергии переходят в континуум. Такому значению n соответствует радиус боровской орбиты ~ 0.1 мм, т.е. столь высоковозбуждённый атом имеет вполне макроскопические размеры.

5.5. Спектральные радиолнии молекул

Двухатомные молекулы (CH, CH⁺, CN) были отождествлены в межзвёздном газе ещё в 1930-х гг. по межзвёздным линиям поглощения в спектрах звёзд в видимой и УФ-области. Эти линии представляют собой переходы между различными электронными состояниями молекул. С развитием радиоастрономии появилась возможность наблюдать другие типы молекулярных переходов в радиодиапазоне: вращательные, инверсионные и переходы между подуровнями Λ -удвоения.

Краткие сведения о молекулярных спектрах. Энергия молекулы E характеризуется суммой трёх видов энергии:

$$E = E_{\text{el}} + E_{\text{vib}} + E_{\text{rot}}, \quad (5.41)$$

где E_{el} – энергия электронной оболочки молекулы, E_{vib} – энергия взаимных колебаний атомов, входящих в молекулу, E_{rot} – энергия вращения молекулы как целого. Каждый электронный терм состоит из ряда колебательных термов, которые, в свою очередь, состоят из вращательных уровней энергии. В общем случае энергетический переход в молекуле может сопровождаться изменением всех трёх видов энергии, т.е. переход происходит (с определёнными правилами отбора) между отдельными электронно-колебательно-вращательными уровнями энергии. Возможны колебательно-вращательные переходы (без изменения электронного состояния) и чисто вращательные переходы, когда меняется только E_{rot} , а E_{el} и E_{vib} остаются без изменения. Переходы между электронными состояниями лежат в видимой и УФ-области спектра, между колебательными – в ближней ИК-области, между вращательными – в дальней ИК-области, в субмиллиметровом диапазоне и в радиодиапазоне.

Для радиоастрономии представляют интерес главным образом вращательные переходы, а также некоторые другие виды переходов: переходы между подуровнями Λ -удвоения (OH, CH) и инверсионные переходы (NH₃). Рассмотрим эти виды переходов.

Вращательные спектры. Для двухатомных и линейных многоатомных молекул вращательные уровни энергии

$$E_{\text{rot}} = \frac{h^2}{8\pi^2 I} J(J+1) = hBJ(J+1), \quad (5.42)$$

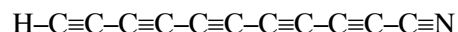
I – момент инерции молекулы, B – вращательная постоянная (имеющая размерность частоты), J – вращательное квантовое число ($J = 0, 1, 2, 3, \dots$). Для двухатомной молекулы с массами ядер m_1 и m_2 и межъядерным расстоянием r_{12}

$$I = \frac{r_{12}^2 m_1 m_2}{m_1 + m_2}. \quad (5.43)$$

Правило отбора для вращательных переходов $\Delta J = \pm 1$. Соответственно, спектр будет состоять из равноотстоящих линий, частоты которых

$$\nu_{J+1 \rightarrow J} = \frac{E_{J+1} - E_J}{h} = 2hB(J+1), \quad (5.44)$$

J – квантовое число нижнего уровня перехода, а частоты получающихся линий $\nu_{J+1 \rightarrow J} = 2B, 4B, 6B$ и т.д. Вращательная постоянная B обратно пропорциональна моменту инерции молекулы. Поэтому у лёгких молекул (типа гидридов – OH, CH) постоянная B велика, и первый вращательный переход попадает в субмиллиметровый диапазон. Так, у CH переход $J = 1-0$ имеет $\lambda = 559$ мкм. У более тяжёлой молекулы CO $\lambda(J = 1-0) = 2.6$ мм. У линейных молекул типа цианоацетиленов переход $J = 1-0$ попадает уже в диапазон метровых волн: у молекулы HC_{11}N (цианодекапентин)



$B = 160$ МГц. Весь вращательный спектр у таких молекул лежит в гораздо более длинноволновой области, чем у простых лёгких молекул.

Вращательный спектр многоатомных молекул гораздо сложнее, он определяется свойствами симметрии молекулы. Эти свойства описываются моментами инерции молекулы относительно оси симметрии молекулы I_{\parallel} и в двух взаимно перпендикулярных направлениях $I_{\perp 1}$ и $I_{\perp 2}$.

В случае сферического волчка (метан CH_4) все три момента инерции одинаковы: $I_{\parallel} = I_{\perp 1} = I_{\perp 2}$. У молекул типа сферического волчка вращательные переходы в дипольном приближении запрещены.

В случае симметричного волчка $I_{\perp 1} = I_{\perp 2} = I_{\perp} \neq I_{\parallel}$; уровни энергии

$$E_{\text{rot}} = hBJ(J+1) + h(A-B)K^2, \quad (5.45)$$

$$A = \frac{h}{8\pi^2 I_{\parallel}}, \quad B = \frac{h}{8\pi^2 I_{\perp}}, \quad (5.46)$$

J, K – вращательные квантовые числа, которые принимают значения:

$$J = 0, 1, 2, \dots; K = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm J.$$

Вращательные уровни обозначаются так: J_K . Правила отбора для разрешённых переходов: $\Delta K = 0, \Delta J = 0, \pm 1$. Для вытянутого симметричного волчка ($I_{\parallel} < I_{\perp}$) E_{rot} растёт с ростом K , для сплюснутого ($I_{\parallel} > I_{\perp}$) – уменьшается. Видно, что уровни имеют вырождение по K , т.к. E_{rot} одинакова для уровней с K , равными по модулю, но имеющими противоположные знаки.

На практике ситуация симметричного волчка реализуется редко. Большинство многоатомных молекул имеет асимметрию моментов инерции (включая такие распространённые молекулы, как вода H_2O и формальдегид H_2CO). Асимметричный волчок характеризуется тремя вращательными постоянными:

$$A = \frac{h}{8\pi^2 I_a}, \quad B = \frac{h}{8\pi^2 I_b}, \quad C = \frac{h}{8\pi^2 I_c}. \quad (5.47)$$

Здесь оси выбраны таким образом, что $I_a < I_b < I_c$. Вводится параметр асимметрии молекулы

$$k = \frac{2B - A - C}{A - C}. \quad (5.48)$$

У сплюснутого симметричного волчка $k = 1$, у вытянутого $k = -1$, у асимметричного $-1 < k < 1$. Уровни энергии асимметричной молекулы расщепляются, характер и величина расщепления зависят от k . На рис. 5.11 показана схема образования вращательных уровней асимметричного волчка из уровней вытянутого и сплюснутого волчков в зависимости от k . Возникающие уровни обозначают так: $J_{K^- - K^+}$ или (чаще) $J_{K^- K^+}$, где K^- и K^+ – значения K для вытянутого и сплюснутого волчков соответственно.

Λ-удвоение. Встречается у двухатомных молекул только в некоторых электронных состояниях. Кратко рассмотрим систематику электронных термов двухатомных молекул. Как и в атомах, в молекулах состояние характеризуется суммой различных моментов (орбитального, спинового, ядерного, вращательного). При этом определяющим является порядок сложения моментов, который, в свою очередь, зависит от того, какие моменты сильнее взаимодействуют между собой.

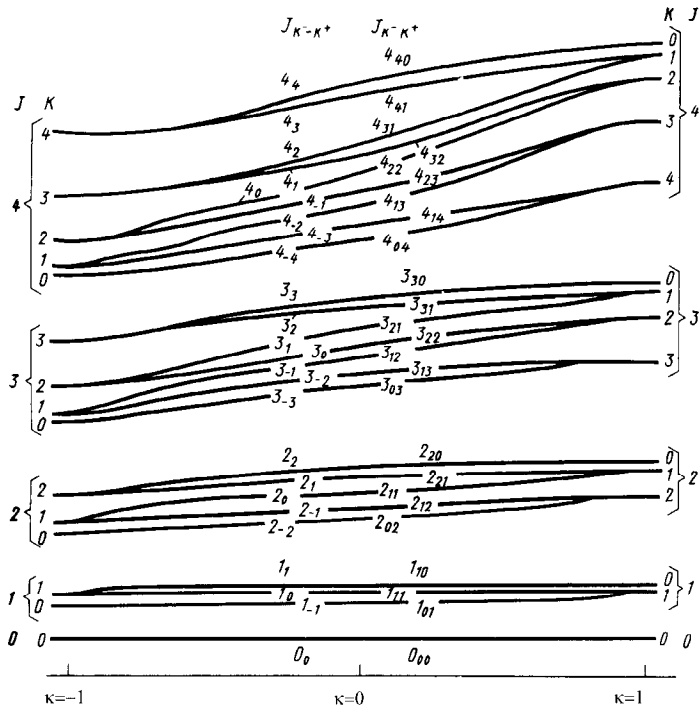


Рис. 5.11. Расщепление вращательных уровней для молекул типа асимметричного волчка в зависимости от параметра асимметрии κ .

Наиболее распространён так называемый тип связи *a* по Гунду. В этом случае орбитальный и спиновый моменты электронов слабо взаимодействуют: орбитальные моменты складываются независимо, а спиновые также независимо. Аналогичный вид связи в атоме называется *LS*-связью (или рассел-саундеровской связью). Однако, в отличие от атома, в двухатомной молекуле сохраняется не сам момент **L**, а его проекция на выделенное направление – ось молекулы. Проекция обозначается буквой Λ . По аналогии с атомными термами, электронные состояния с $\Lambda = 0, 1, 2, 3, \dots$

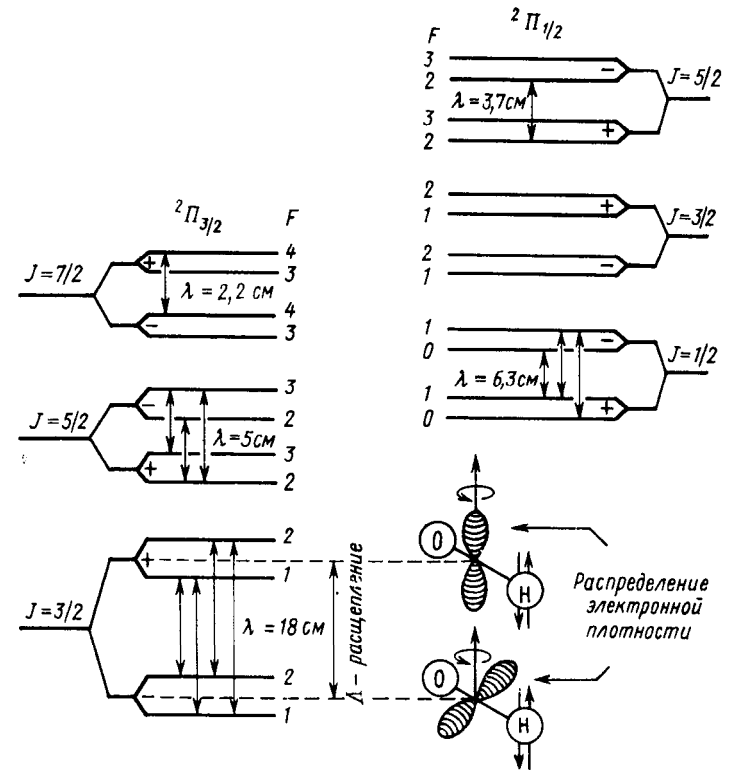


Рис. 5.12. Схема образования Λ -удвоения вращательных уровней молекулы гидроксид OH.

обозначаются греческими буквами Σ , Π , Δ , Φ ,... Сохраняется и проекция полного спинового момента на ось молекулы Σ . Вводится также квантовое число для проекции полного момента $\Omega = |\Sigma \pm \Lambda|$. Полное обозначение терма молекулы: $^{2\Sigma+1}\{\Lambda\}_{\Omega}$. Пример обозначения основного состояния молекулы OH с $\Lambda = 1$, $\Sigma = 1/2$, $\Omega = 3/2$: $^2\Pi_{3/2}$.

Указывается также квантовое число полного момента J , равное сумме Ω и момента вращения молекулы как целого. Для OH, таким образом, самый нижний уровень $^2\Pi_{3/2}$, $J = 3/2$.

Вращательные уровни в состояниях с $\Lambda \neq 0$ испытывают расщепление, связанное с двумя различными ориентациями электронного облака относительно оси вращения молекулы при одном и том же значении проекции Λ (см. рис. 5.12). Переходы между подуровнями Λ -удвоения попадают в радиодиапазон.

Большинство двухатомных молекул имеют основное электронное состояние типа Σ , для которого нет Λ -расщепления. В условиях межзвёздной среды, где практически все атомы и молекулы находятся в основном состоянии, переходы в Λ -удвоении таких молекул наблюдаться не могут. Однако некоторые распространённые молекулы – свободные радикалы (OH, CN) имеют основное состояние типа Π . Для них переходы Λ -удвоения оказываются наблюдаемыми в межзвёздном газе.

У молекулы OH Λ -расщепление основного вращательного уровня основного электронно-колебательного состояния соответствует длине волны $\lambda = 18$ см, у CN – $\lambda = 9$ см. Подуровни Λ -удвоения имеют, кроме того, сверхтонкую структуру (аналогично атому водорода), благодаря взаимодействию спина электрона со спином протона (ядро кислорода ^{16}O имеет нулевой спин и в образовании сверхтонкой структуры не участвует). Появляется ещё одно квантовое число $F = J \pm I$, $I = 1/2$ – спин протона. Итого получаем четыре подуровня, между которыми разрешены четыре электродипольных перехода с частотами $\nu = 1612.231$, 1665.402 , 1667.359 и 1720.530 МГц ($F = 1 \rightarrow 2$, $1 \rightarrow 1$, $2 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 1$ соответственно, рис. 5.12). При равновесном распределении молекул по уровням и малой оптической толщине в линиях отношение

интенсивностей указанных линий 1:5:9:1. Линии 1665 и 1667 МГц называются главными, 1612 и 1720 МГц – сателлитными. Вероятности переходов $A \sim 10^{-11} \text{ с}^{-1}$. Статистические веса уровней $g_F = 2F + 1$, т.е. уровни вырождены; вырождение снимается в магнитном поле. Действительно, в линиях OH часто наблюдается эффект Зеемана. Переходы $F = 2 \rightarrow 1$ внутри подуровней Λ -удвоения – магнитодипольные (меняется только магнитный момент молекулы за счёт изменения ориентации спина протона), их частоты 53 МГц (нижний подуровень) и 55 МГц (верхний), а вероятности гораздо ниже. Эти переходы до сих пор не наблюдались.

Инверсионные переходы. Наблюдаются в некоторых молекулах типа симметричного волчка, пример – молекула аммиака NH_3 . Молекула представляет собой тетраэдр, в основании три атома H, в вершине – атом N, который может занимать два различных положения относительно плоскости водородных атомов. Это приводит к вырождению вращательных уровней молекулы. В невращающейся молекуле ($J = K = 0$) оба состояния полностью эквивалентны, но при вращении вырождение снимается, и уровни оказываются расщеплёнными надвое. Переходы между подуровнями соответствуют «продавливанию» атома N сквозь плоскость H – инверсии молекулы относительно этой плоскости, поэтому такие переходы называются инверсионными. Все инверсионные переходы NH_3 с (J, K) в пределах от (1, 1) до (6, 6) имеют близкие частоты в диапазоне $\lambda\lambda = 1.26\text{--}1.35$ см.

Результаты наблюдений радиолиний межзвёздных молекул. Возможность наблюдения межзвёздных радиолиний в Λ -удвоении основных состояний двухатомных молекул (OH, CN и др.) была предсказана И.С. Шкловским [АЖ, 1949, 26, 10]. Впервые линии OH $\lambda = 18$ см наблюдались в межзвёздной среде в 1963 г. в поглощении на фоне радиоисточника Cas A. Лучевые скорости и профили линий были в согласии с теми же параметрами линии 21 см HI, т.е. молекулы OH локализованы в тех же облаках, что и нейтральный водород. В 1965 г. были обнаружены источники очень интенсивного мазерного излучения в линиях OH $\lambda = 18$ см (§5.6), а в 1968 г. – слабое тепловое излучение межзвёздных обла-

ков в тех же линиях. Содержание ОН по отношению к нейтральному водороду $X_{\text{ОН}} = n_{\text{ОН}}/n_{\text{Н}}$ в среднем $\sim 10^{-6}$. Отношение интенсивностей главных линий 1665 и 1667 МГц обычно близко к равновесному 5:9, а сателлит 1720 МГц бывает аномально усилен и по интенсивности почти равен линии 1667 МГц. Это указывает на отклонения населённостей подуровней основного состояния ОН от равновесных.

В 1968 г. последовали открытия радиолиний ещё сразу трёх молекул: H_2O , NH_3 и H_2CO . Всего с конца 1960-х гг. до настоящего времени обнаружено свыше 90 молекул (см. таблицу 5), наблюдалось более 4500 спектральных линий от них в широком диапазоне частот, от дециметровых до субмиллиметровых волн. Точную цифру назвать трудно, т.к. многие спектральные линии отождествляются неуверенно или пока не имеют отождествлений совсем. Многие из обнаруженных молекул относительно редки, их излучение наблюдается в одном-двух объектах (чаще всего, в межзвёздных облаках, связанных с тепловыми радиоисточниками Sgr B2 и Ori A). Однако, некоторые молекулы (включая упомянутые ОН, H_2O , H_2CO , NH_3), а также CO , CS , HCN , HCO^+ и др. очень распространены, легко наблюдаются (как в нашей Галактике, так и в других галактиках) и представляют собой полезный инструмент для исследования физических условий в межзвёздном газе. Большое разнообразие молекул, найденных в межзвёздных облаках, было неожиданностью. Ранее предполагалось, что многоатомные молекулы не могут образоваться и существовать длительное время в межзвёздной среде, т.к. будут быстро разрушены УФ-излучением. Открытие многочисленных сложных молекул показало, что 1) в межзвёздной среде существуют области, где молекулы сохраняются довольно долго, 2) есть эффективные механизмы образования сложных молекул. Появилась новая отрасль астрономии – химия межзвёздной среды. Межзвёздные молекулы – одно из выдающихся открытий радиоастрономии 1960–1970-х гг.

Рассмотрение таблицы 5 показывает, что большинство найденных молекул состоит из атомов Н, С, N, О, Si, S, а также F, Na, Mg, Al, P, Cl, K. Молекулы, отмеченные звёздочкой, наблюдались только в оптической, УФ- и(или) ИК-области спектра. Буквой с

обозначены циклические молекулы. Много органических соединений. Молекулы, перечисленные в таблице 5, состоят из основных изотопов элементов: $\text{H} = {}^1\text{H}$, $\text{C} = {}^{12}\text{C}$, $\text{N} = {}^{14}\text{N}$, $\text{O} = {}^{16}\text{O}$, $\text{F} = {}^{19}\text{F}$, $\text{Na} = {}^{23}\text{Na}$, $\text{Mg} = {}^{24}\text{Mg}$, $\text{Al} = {}^{27}\text{Al}$, $\text{Si} = {}^{28}\text{Si}$, $\text{P} = {}^{31}\text{P}$, $\text{S} = {}^{32}\text{S}$, $\text{Cl} = {}^{35}\text{Cl}$, $\text{K} = {}^{39}\text{K}$. Для ряда молекул обнаружены изотопозамещённые разновидности, включающие изотопы $\text{D} = {}^2\text{H}$, ${}^{13}\text{C}$, ${}^{15}\text{N}$, ${}^{17}\text{O}$, ${}^{18}\text{O}$, ${}^{29}\text{Si}$, ${}^{30}\text{Si}$, ${}^{33}\text{S}$, ${}^{34}\text{S}$, ${}^{37}\text{Cl}$. Подробную информацию о межзвёздных молекулах, частотах и отождествлениях линий можно найти в базе данных Ф. Ловаса (F. Lovas):

<http://physics.nist.gov/PhysRefData/micro/html/contents.html>).

У молекулы воды был найден вращательный переход $6_{16}-5_{23}$ на волне $\lambda = 1.35$ см между двумя уровнями, расположенными высоко над основным состоянием; излучение в этой линии всегда мазерное, оно обсуждается подробно в §6.1.

У молекулы аммиака наблюдаются инверсионные переходы между подуровнями вращательных уровней. Молекулы аммиака наблюдаются в плотных ядрах внутри межзвёздных облаков. Аммиак – хороший индикатор температуры газа. Вращательные уровни с одинаковыми значениями квантовых чисел J и K (1, 1), (2, 2) и т.д. являются метастабильными, вероятность спонтанного радиативного перехода с них вниз мала. Время жизни молекул на этих уровнях больше, чем время между столкновениями с молекулами окружающего газа. Поэтому температура распределения молекул по уровням T_x определяется кинетической температурой газа $T_{\text{кин}}$. Длины волн инверсионных переходов внутри разных метастабильных уровней мало отличаются ($\lambda\lambda = 1.26-1.35$ см). Несколько переходов NH_3 могут наблюдаться одновременно на одном радиотелескопе с тем же угловым разрешением и с одним приёмником, По отношению интенсивностей линий можно найти $T_x \cong T_{\text{кин}}$.

Молекулы, обнаруженные в межзвёздной среде и
в околозвёздных оболочках

Таблица 5

Количество атомов					
2	3	4	5	6	7
H ₂ *	H ₂ O	NH ₃	CH ₂ NH	CH ₃ OH	HC ₅ N
H ₂ ⁺	C ₂ H	H ₃ O ⁺	CH ₂ CO	CH ₃ CN	CH ₃ NH ₂
CH ⁺ *	HCN	H ₂ CO	NH ₂ CN	NH ₂ CHO	CH ₃ CCH
CH	HNC	HNCO	HCOOH	CH ₃ SH	CH ₂ CHCN
OH	HCO ⁺	H ₂ CS	C ₄ H	CH ₃ NC	CH ₃ CHO
C ₂ *	HOC ⁺	C ₃ N	HC ₃ N	HCCCCHO	C ₆ H
CN	HCO	HNCS	<i>c</i> -C ₃ H ₂	C ₅ H	
CO	HCS ⁺	<i>c</i> -C ₃ H	CH ₂ CN	H ₂ CCCC	
CO ⁺ *	N ₂ H ⁺	C ₃ O	H ₂ CCC	CH ₃ NC	
NO	H ₂ S	C ₃ S	SiC ₄		
CS	HNO	HCNH ⁺			
SiO	OCS	HOCO ⁺			
SiC	SO ₂	HCCN			
SO	H ₃ ⁺	HOCS ⁺			
SiS	C ₂ S	C ₃ H			
NS	CH ₂				
NaCl	<i>c</i> -SiC ₂				
AlCl	MgNC				
AlF	HCO				
KCl					
PN					
HCl					

Таблица 5 (продолжение)

Количество атомов				
8	9	10	11	13
HCOOCH ₃	HC ₇ N	(CH ₃) ₂ CO	HC ₉ N	HC ₁₁ N
CH ₃ CCCN	CH ₃ CH ₂ OH			
	CH ₃ CH ₂ CN			
	CH ₃ OCH ₃			
	CH ₃ C ₄ H			

Первая линия, наблюдавшаяся у межзвёздных молекул формальдегида – вращательный переход 1₁₁–1₁₀ (λ = 6.21 см). Молекула H₂CO широко распространена в межзвёздном газе. По лучевым скоростям линии H₂CO в разных направлениях (так же, как по линии 21 см) удалось проследить ряд спиральных рукавов Галактики, а во внутренней области Галактики в ряде случаев разрешить двойственность расстояний до источников. Линия 1₁₁–1₁₀ H₂CO наблюдается почти исключительно в поглощении. Интересно, что в некоторых направлениях (например, в направлениях плотных пылевых туманностей) линия 1₁₁–1₁₀ наблюдается в поглощении даже при отсутствии дискретных источников радиоконтинуума. Следовательно, поглощение в линии 1₁₁–1₁₀ происходит на фоне реликтового излучения с T₀ = 2.7 К. Согласно формуле (1.11), «добавка» к яркостной температуре фона T₀ составляет

$$\Delta T = (T_x - T_0)(1 - e^{-\tau}). \quad (5.49)$$

В данном случае ΔT < 0, и температура возбуждения перехода 1₁₁–1₁₀ оказывается ниже 2.7 К. У молекул формальдегида имеется избыток населённости на нижнем уровне перехода («антиинверсия»), в отличие от мазера, где избыток населённости – на верхнем уровне перехода. Аномальное поглощение в линии формальдегида 6.2 см иногда называют «антимазерным» эффектом. Как и в мазере, здесь действует неравновесный механизм, приводящий к аномальному охлаждению перехода до T_x < 2.7 К. Во многих случаях оптическая толщина в линии 1₁₁–1₁₀ τ > 1 (линия поглощения насыщена). Со времени обнаружения линии 1₁₁–1₁₀

найденно ещё несколько переходов межзвёздного формальдегида в излучении, самый интенсивный – $2_{12}-2_{11}$ ($\lambda = 2.1$ см).

Одна из наиболее распространённых и «полезных» для астрофизики молекул – моноокись углерода CO, обнаруженная в межзвёздной среде в 1970 г. Потенциал диссоциации CO $\chi_{\text{dis}} = 11.1$ эВ, это одна из наиболее прочных и устойчивых молекул, существующая практически везде, где водород находится в нейтральном состоянии. Во многих областях межзвёздной среды и в газопылевых оболочках звёзд поздних спектральных классов наблюдались на миллиметровых и субмиллиметровых волнах вращательные переходы CO $J = 1-0$ ($\nu = 115.271$ ГГц), $2-1$ (230.538 ГГц), $3-2$ (345.796 ГГц) и другие, более высокочастотные переходы. При наличии теоретической модели возбуждения вращательных уровней CO столкновениями и полем излучения для разных значений плотности n и температуры T , и наблюдая одни и те же источники в разных переходах, можно определить n и T газа в источниках.

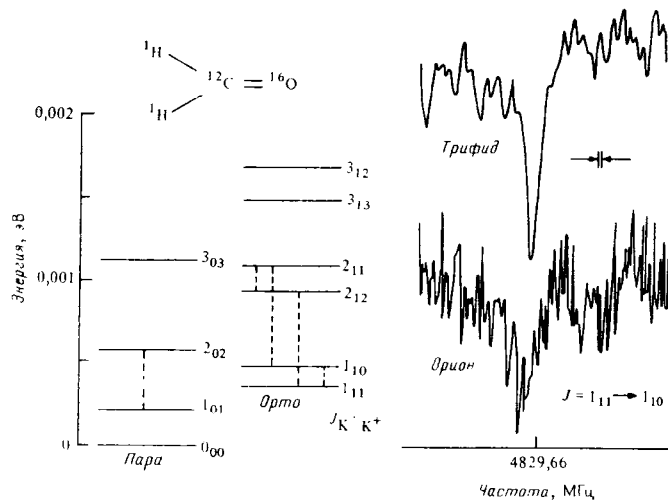


Рис. 5.13. Схема уровней молекулы формальдегида и примеры наблюдаемых профилей линии $1_{11}-1_{10}$.

5.6. Гигантские молекулярные облака, области звездообразования и молекулярные мазеры

В 1970-е гг. были выполнены обзоры галактической плоскости в линии CO $J = 1-0$. Их результаты в целом согласуются со спиральной структурой Галактики, найденной по линии 21 см атомарного водорода. Однако были получены и принципиально новые данные. В ряде области обнаружена антикорреляция плотностей HI и CO: максимумы излучения совпадают с провалами в распределении HI. Как выяснилось, эти особенности связаны с присутствием в межзвёздной среде плотных газовых облаков, где водород преимущественно находится в молекулярной форме (H_2). Массы и плотность таких облаков ($M = 10^5-10^7 M_{\odot}$, $n = 10^5-10^6 \text{ см}^{-3}$) гораздо выше, чем соответствующие величины для облаков HI. Облака содержат также большое количество пыли. Экстинкция света в

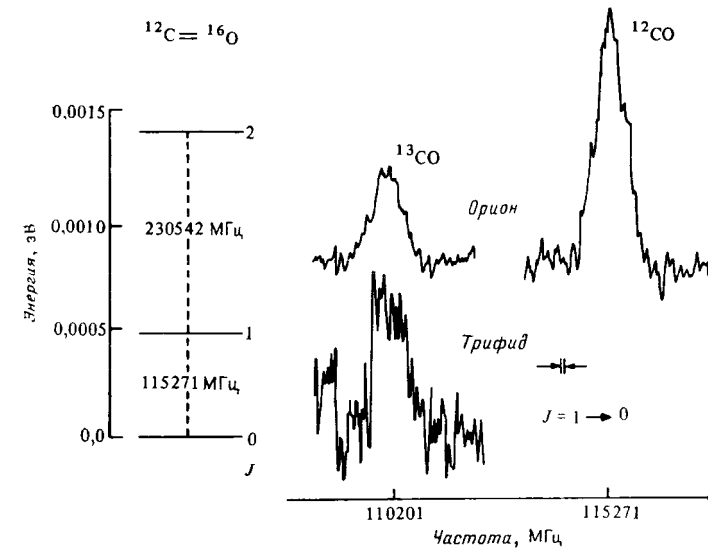


Рис. 5.14. Схема уровней молекулы CO и примеры наблюдаемых профилей линии $J = 1-0$.

облаках достигает десятков звёздных величин, поэтому облака могут наблюдаться только в виде тёмных туманностей («угольных мешков») на фоне Млечного Пути. Из-за огромных значений массы вновь открытые объекты были названы гигантскими молекулярными облаками (ГМО). По оценкам, в Галактике около 6000 молекулярных облаков, в них содержится примерно половина межзвёздного газа Галактики. Наиболее сложные молекулы наблюдались именно в ГМО, в особенности в облаках, связанных с тепловыми радиоисточниками Sgr B2 и Ori A (рис. 5.15).

По современным представлениям, ГМО – места образования звёзд. Многие ГМО связаны с тепловыми радиоисточниками – зонами НП вокруг молодых массивных звёзд классов OВ и со звёздными ассоциациями. Как популяция молодых объектов, живущих не более 10^8 лет, ГМО принадлежат к плоской составляющей Галактики и концентрируются к её плоскости.

Физические условия в областях звездообразования. Во многих случаях молекулярные облака гравитационно неустойчивы. Впервые проблема образования звёзд путём конденсации межзвёздного газа была рассмотрена Джинсом. Джинс показал, что волны плотности («тяжёлый звук», т.е. звуковые волны с учётом самогравитации газа) при некоторых условиях имеют растущую амплитуду, что приводит к разбиению газа на фрагменты и последующему сжатию в протозвёздные конденсации. Критерий Джинса следует из дисперсионного уравнения для волн плотности с частотой ω в однородной среде плотности ρ :

$$\omega^2 = v_{зв}^2 k^2 - 4\pi G\rho, \quad (5.50)$$

где $v_{зв}$ – скорость звука, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число. Неустойчивы и коллапсируют возмущения плотности, характерный размер которых

$$\lambda > \lambda_J = \frac{2\pi}{k_J} = \frac{\sqrt{\pi c_s}}{\sqrt{G\rho}} = 0.8 \left(\frac{T}{10 \text{ K}} \frac{10^3 \text{ см}^{-3}}{n} \right) \text{ пк}, \quad (5.51)$$

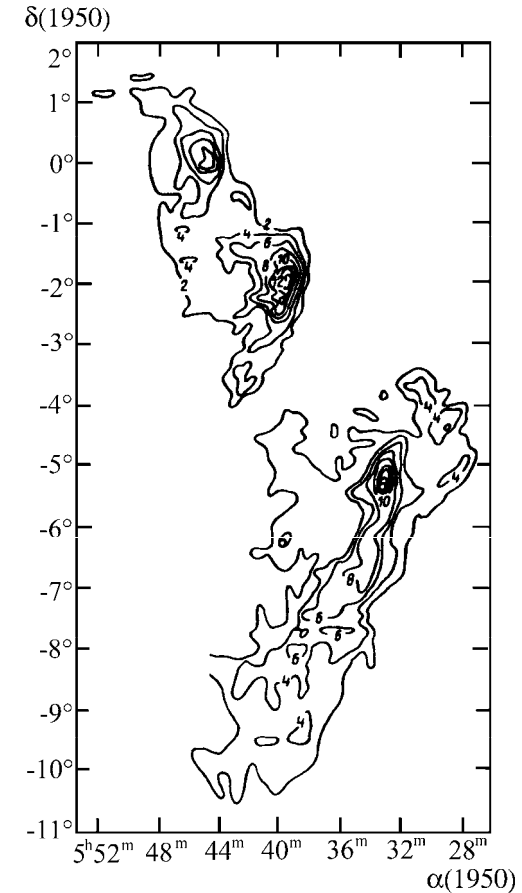


Рис. 5.15. Карта молекулярного облака Ori A в линии CO $J=1-0$ ($\lambda = 2.6$ мм).

если принять, что газ молекулярный и имеет нормальные космические обилия элементов (показатель адиабаты $\gamma = 1.4$, молекулярный вес $\mu = 2.3$). Критерий неустойчивости для массы газа:

$$M > M_J \approx \left(\frac{T}{10 \text{ K}} \right)^{3/2} \left(\frac{10^3 \text{ см}^{-3}}{n} \right)^{1/2} M_{\odot}, \quad (5.52)$$

M_J – джинсовская масса.

Картографирование молекулярных облаков, например, в линии CO (рис. 5.15) показывает наличие множества конденсаций, многие из которых дадут начало протозвёздам. Плотность газа в конденсациях до 10^6 см^{-3} , температура иногда не превышает 10 К, хотя встречаются и горячие конденсации (до нескольких сот К, в которых уже пошёл процесс звездообразования). Как правило, крупное молекулярное облако создаёт целую группу звёзд, или звёздную ассоциацию. Многие ассоциации ОВ-звёзд пространственно коррелируют с ГМО. В конечном счёте излучение горячих звёзд, воздействие звёздного ветра и вспышки наиболее массивных звёзд как сверхновых приводят к диссоциации молекул, ионизации газа, образованию оболочечной структуры в межзвёздном газе и разрушению родительского облака спустя $\sim 10^8$ лет после начала коллапса первых протозвёздных конденсаций. Впоследствии разбросанный газ облака собирается в другой области межзвёздной среды, вновь конденсируется в ГМО, и процесс повторяется. ГМО и звёздные ассоциации локализованы в спиральных рукавах Галактики, там, где плотность газа наибольшая. Согласно теории волн плотности спиральной структуры, при втекании межрукавного газа внутрь рукава образуется ударная волна, которая сжимает газ и создаёт более благоприятные условия для коллапса и звездообразования. Поэтому звёздные ассоциации и другие молодые объекты (мазерные радиисточники, зоны НП) концентрируются к краям спиральных рукавов: ведущим во внешней области Галактики (где скорость спиральной волны плотности больше скорости газа и волна догоняет газ) или отстающим во внутренней области (где газ догоняет волну). Смещение молодых объектов к краям рукавов относительно потенци-

ального минимума рукава (и максимума плотности НП) подтверждается сравнением лучевых скоростей линий 21 см НП со скоростями зон НП (по рекомбинационным радиолиниям) и мазерных радиисточников. Разности скоростей соответствуют смещениям к краям рукавов.

Процесс образования звёзд доступен наблюдению в оптическом диапазоне только на заключительной стадии, когда звёздная ассоциация уже возникла и разрушила родительское ГМО. Из-за высокой экстинкции света в ГМО ранние стадии звездообразования могут исследоваться только в ИК- и радиодиапазоне. Вначале на месте протозвёздной конденсации, в плотном ядре молекулярного облака, возникает метанольный мазер I класса (см. следующий пункт), отмечающий положение будущей звезды. Затем образуется точечный источник ИК- и радиоизлучения. В звезде начинаются ядерные реакции, идёт нагрев и частичная ионизация газопылевого кокона, содержащего звезду. Образуется компактная зона НП. На этой стадии вблизи конденсации зажигаются мазеры CH_3OH II класса, мазеры OH и H_2O . В дальнейшем (если звезда не вспыхнула как сверхновая) зона НП расширяется, достигая размера иногда в десятки парсек. ГМО рассеивается, зона НП становится видимой в виде диффузной туманности.

На некотором этапе коллапса вокруг формирующейся звезды может образоваться из молекулярного ядра массивный молекулярный диск с массой до нескольких сотен масс Солнца. Лишь $\sim 1\%$ вещества диска превратится в звезду, остальная

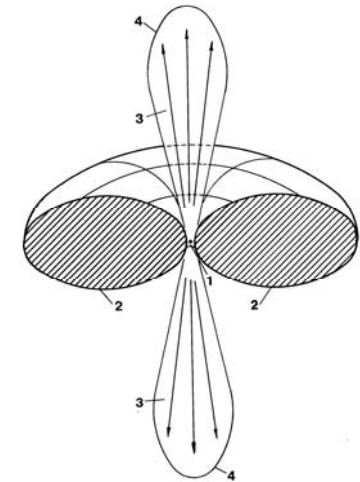


Рис. 5.16. Структура биполярного истечения из молодой звезды: 1 – звезда, 2 – околозвёздный диск, 3 – поток ускоренного молекулярного газа, 4 – ударная волна.

часть будет разбросана. Но пока диск существует, из него продолжается аккреция на звезду и он наблюдаем в молекулярных линиях, в особенности линиях молекул, которые легко возбуждаются при больших плотностях газа (CS , NH_3). В дисках бывают локализованы мазерные источники H_2O . Если возникшая звезда обладает сильным звёздным ветром, диск может создавать анизотропию в истечении газа из звезды в виде двух противоположно направленных джетов («биполярное истечение», рис. 5.16). Джеты обнаруживаются по наличию протяжённых крыльев в молекулярных линиях вблизи звезды. Протяжённость джетов достигает нескольких парсек при очень высокой степени коллимации: угол расходимости джетов часто не больше 10° . Явление биполярного истечения очень распространено среди астрофизических объектов разных масштабов с аккреционными дисками. Примеры: тесные двойные системы (SS 433), ядра радиогалактик и квазаров.

Мазеры OH и H_2O в областях звездообразования. Линии гидроксила 18 см впервые были зарегистрированы в эмиссии в 1965 г. Их свойства оказались столь необычны, что они заслужили название «мистериум». Излучение исходило из окрестностей зон HII вокруг молодых горячих звёзд. Профиль линий имел сложную многокомпонентную форму. Интерферометрические наблюдения показали, что каждый пик в профиле излучается отдельным источником («горячим пятном», мазерной конденсацией) размером от 1 до 10 а.е. (рис. 5.17). Потоки мазерных эмиссионных деталей достигали тысяч Ян при очень малой ширине профиля (0.6–3 кГц). Яркостная температура мазерных конденсаций доходила до 10^{12} К. Отмечалась круговая поляризация излучения, степень поляризации до 100%. Области звездообразования излучали в основном главные линии 1665 и 1667 МГц, спутные линии были гораздо слабее. Затем последовало открытие мазеров OH в околозвёздных оболочках красных гигантов – переменных звёзд типа Миры Кита и полуправильных переменных, а также ИК-объектов, получивших название «ОН/ИК-звёзды». В звёздных мазерах OH преобладает излучение в спутной линии 1612 МГц, главные линии, как правило, слабее (§6.1). В 1968 г. в межзвёздных обла-

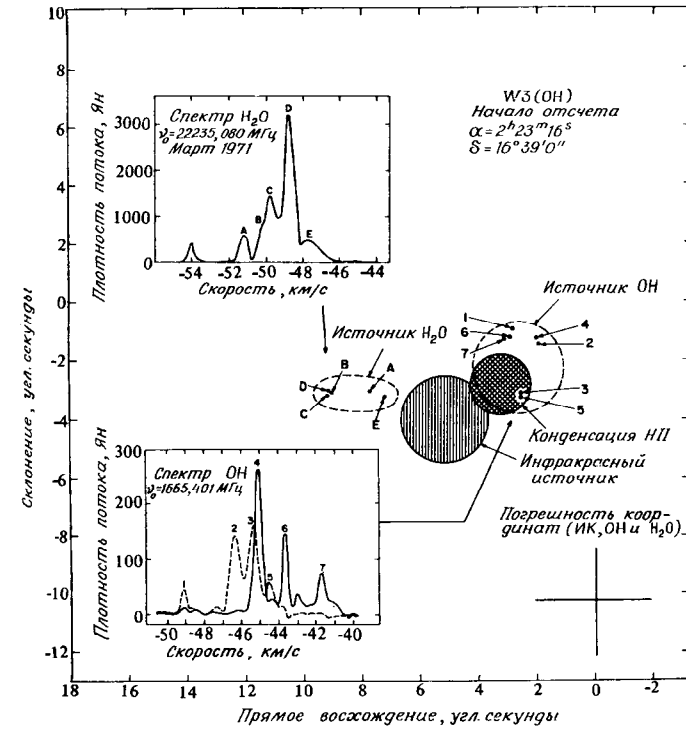


Рис. 5.17. Мазеры в области звездообразования W3.

ках было также найдено гораздо более слабое тепловое излучение OH.

Первые мазеры во вращательной линии H_2O $6_{16}-5_{23}$ на волне 1.35 см ($\nu = 22235.08$ МГц, рис. 5.18) были открыты в 1968 г. в направлении известных источников мазерного радиоизлучения OH в областях звездообразования. В отличие от молекулы OH, где мазерный эффект имеет место в основном вращательном состоянии, в молекуле H_2O мазерные уровни расположены высоко над основным состоянием, энергия возбуждения соответствует температуре 644 К. Поэтому мазер H_2O – гораздо более энергоёмкое явление, чем мазер OH. В дальнейшем мазерное излучение

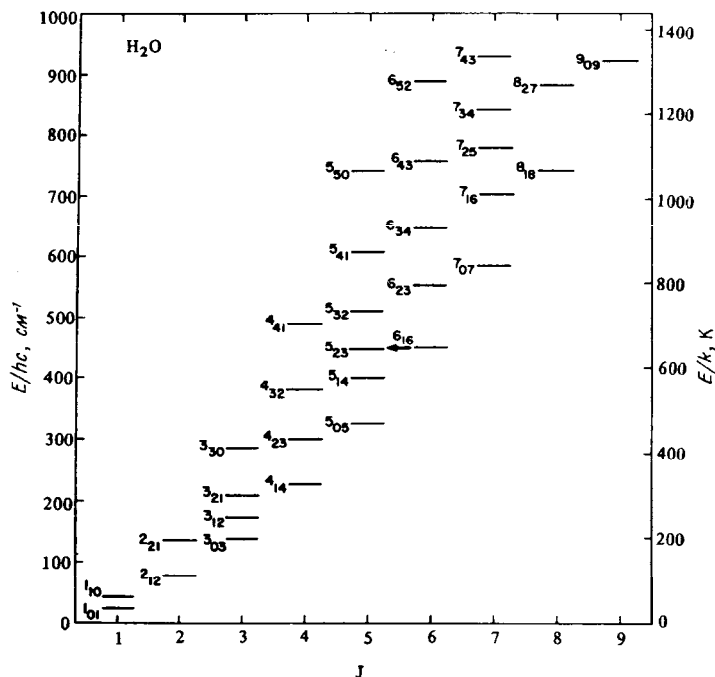


Рис. 5.18. Схема уровней молекулы H_2O .

воды было найдено в оболочках звёзд поздних классов. Излучение H_2O испытывает сильную переменность, яркостная температура у наиболее мощных источников в областях звездообразования достигает 10^{15} К. Рекорд принадлежит мазеру H_2O Ori A, поток которого в течение длительного времени сохраняется на уровне 2 млн. Ян ($T_b \sim 10^{17}$ К). Дисперсия скоростей отдельных мазерных деталей H_2O достигает десятков и сотен км/с (в источнике W49 – до 500 км/с). По-видимому, имеет место ускорение мазерных конденсаций звёздным ветром массивной молодой звезды. Наиболее вероятный механизм накачки мазеров H_2O – столкновительный в среде с $T \sim 1000$ К и $n \sim 10^9 \text{ см}^{-3}$.

Отдельные конденсации в мазерах H_2O могут представлять собой лёгкие тела типа протопланет, это объясняет высокую дис-

персию их скоростей, создаваемую при воздействии звёздного ветра. Для ярких мазеров OH и H_2O (Ori A, W51, Sgr B2) методом РСДБ получены карты высокого разрешения с интервалом в несколько лет. Измерены собственные движения (угловые перемещения) отдельных мазерных конденсаций (порядка нескольких миллисекунд дуги в год), подтверждающие общую картину разлёта от общего центра. В то же время из профиля линии известна дисперсия скоростей конденсаций вдоль луча зрения. В предположении сферически-симметричного расширения системы конденсаций это даёт независимую оценку расстояния до источника. Для мазера H_2O Ori A таким способом получено $D = 480 \pm 80$ пк, в согласии с оценками расстояний оптическими методами (500 пк). Особый интерес представляет величина D , найденная для источника Sgr B2 вблизи галактического центра: согласно этим данным, расстояние до центра Галактики $R_0 = 7.1 \pm 1.5$ кпк, т.е. близко к найденному по первым обзорам 1950-х гг. в линии 21 см (8.2 кпк).

В некоторых мазерах H_2O (например, в Ori A) наблюдались структуры, похожие на протопланетные кольца. Таким образом, исследования мазеров в областях звездообразования с высоким угловым разрешением дают материал не только для звёздной, но и для планетной космогонии.

Оксид кремния (SiO). Мазеры SiO наблюдаются во внутренних областях околзвёздных оболочек звёзд-гигантов поздних классов (§6.1) во вращательных переходах $J=1-0$, ($\lambda = 7$ мм), $2-1$ (3.5 мм) и т.д. Отличительная особенность мазера SiO – то, что наблюдаются переходы в возбуждённых колебательных состояниях $v = 1, 2, 3$ (рис. 6.4). Соответствующие переходы в состоянии $v = 0$ – немазерные. Единственный известный мазер SiO в области звездообразования находится в Туманности Ориона.

Метанол (CH₃OH). CH_3OH – очень распространённая в межзвёздной среде молекула, вторая по обилию составляющая межзвёздных пылинок (после H_2O). Молекула представляет собой почти симметричный волчок (с малым значением параметра асимметрии k). Имеет около 200 разрешённых переходов, доступных для радионаблюдений. К настоящему времени наблюдалось около 20 переходов. Существуют две разновидности CH_3OH –

A и *E*. Они отличаются взаимной ориентацией спинов ядер водорода относительно оси вращения молекулы (фактически это две разные молекулы).

Метанольные мазеры известны с 1987 г. Они встречаются только в ядрах облаков или в областях звездообразования и никогда – в оболочках звёзд поздних классов. Обнаруженные к настоящему времени мазеры CH_3OH делятся на два класса (см. таблицу 6). Различие классов отражает разные условия накачки в конденсациях, где формируются мазеры. Наиболее интенсивные вращательные переходы: *A*⁺-метанол – 6.6 ГГц (5_1-6_0), *E*-метанол – 12.2 ГГц (2_0-3_{-1}).

Светимости мазеров $L \sim 10^{-6}-2 \cdot 10^{-5} L_{\odot}$. Угловые размеры менее 20 мс дуги. Яркостная температура T_b достигает 10^{10} К. Иногда наблюдается переменность излучения, но довольно слабая, т.е. мазеры, скорее всего, насыщены. Часто мазерные конденсации расположены вдоль линий или дуг, сосредоточены вдоль джетов, ударных фронтов или протопланетных дисков, видимых с ребра.

Таблица 6

Классификация метанольных мазеров

Класс	Объекты	Переходы	Источник возбуждения
I	Холодные пылевые ядра молекулярных облаков	<i>A</i> -метанол: $K = 0 \rightarrow K = 1$ <i>E</i> -метанол: $K = -1, K = 2 \rightarrow$ $K = 0, K = 1$	Столкновения с последующим радиативным распадом
II	Ультракомпактные зоны НП	<i>A</i> -метанол: $K = 1 \rightarrow K = 0$ <i>E</i> -метанол: $K = 0 \rightarrow K = -1$	Дальнее инфракрасное излучение

Мазеры CH_3OH I класса локализованы в холодных молекулярных облаках: $T_{\text{кин}} \sim 30$ К, $n(\text{H}_2) \sim 10^5 \text{ см}^{-3}$, $X(\text{CH}_3\text{OH}) \sim 10^{-6}$. Метанольные мазеры II класса обычно находятся на границах компактных зон НП (вокруг массивных звёзд с $M > 35M_{\odot}$), в химически неравновесной зоне с $n(\text{H}_2) \sim 3 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$; они тесно связаны с мазерами OH и H_2O .

Глава 6. Дискретные галактические радиоисточники

6.1. Молекулярные оболочки звёзд поздних спектральных классов

Многие звёзды-гиганты поздних спектральных классов с околозвёздными оболочками излучают в спектральных линиях молекул, как тепловым механизмом (линии CO, SiO, CN и др.), так и мазерным (линии OH, H₂O, SiO, HCN). Эти звёзды находятся на поздней стадии эволюции. К этой стадии звезда главной последовательности (например, типа Солнца), вследствие развития мощной конвективной зоны, увеличивает свой радиус с 10^{11} см до $\sim 3 \cdot 10^{13}$ см и превращается в красный гигант. Многие звёзды становятся пульсационно неустойчивыми. В оптическом диапазоне это проявляется в виде долгопериодической переменности. Звёзды классифицируются как переменные типа Миры Кита или полуправильные типов SRb, SRc, с периодами или характерными временами вариаций блеска от 100 до ~ 600 суток. Амплитуды переменности особенно велики у мирид и достигают в полосе V 11 звёздных величин (звезда χ Cyg). Пульсации звёзд создают ударные волны, которые ускоряют атмосферный газ наружу и увеличивают протяжённость атмосферы. На больших расстояниях от звезды происходит конденсация пылевых частиц. Частицы подхватываются световым давлением и также ускоряются наружу, увлекая газ. Указанные эффекты приводят к потере вещества звездой со скоростью $\dot{M} \sim 10^{-6} - 10^{-5} M_{\odot}$ в год. Таким образом, звезда с $M \sim 1 M_{\odot}$ может за несколько сот тысяч лет растерять большую часть вещества. Потерянное вещество образует околозвёздную газопылевую оболочку радиусом до 10^{16} см, расширяющуюся со скоростью 3–30 км/с. Условия в оболочке благоприятны для образования пыли и молекул. Пыль переизлучает видимый свет звезды в ИК-диапазоне, создавая избыток ИК-излучения; красные гиганты – яркие ИК-источники. В то же время в оптическом диапазоне околозвёздная оболочка проявляет себя слабо: лишь у некоторых ярких поздних сверхгигантов

(α Ori, α Sco) оболочка прослеживается по рассеянному околозвёздному излучению в резонансной линии калия. Основные возможности исследования оболочек дают радио- и ИК-астрономия.

Звезда, теряя внешние слои, за относительно короткое время ($< 10^6$ лет) становится белым карликом. Белый карлик ионизует своим УФ-излучением околозвёздную оболочку, которая превращается в планетарную туманность. Так протекает эта очень короткая, но важная стадия эволюции после главной последовательности для звёзд типа Солнца или несколько более массивных.

Температуры фотосфер звёзд 2000–3000 К, в их атмосферах водород не ионизован, много молекул, полосы которых наблюдаются в оптических спектрах. В зависимости от химсостава, красные гиганты принадлежат к спектральным классам M, S или C. Большинство относится к классу M. Это звёзды, богатые кислородом, отношение чисел атомов C/O < 1 . Кислород связывает практически все наличные атомы углерода в молекулы CO, а оставшиеся атомы O образуют кислородосодержащие молекулы: OH, H₂O, SiO и другие, в оптических спектрах наиболее заметны полосы TiO. Около 10% красных гигантов богаты углеродом, у них C/O > 1 – углеродные звёзды класса C. У них в CO связан весь кислород, а оставшийся углерод образует такие молекулы, как C₂, CN, HCN и др. Наконец, звёзды с C/O ~ 1 – промежуточные, их относят к классу S. В оптических спектрах наиболее заметны линии ZrO. S-звёзды малочисленны.

Гидроксил. Наблюдается мазерное излучение главным образом в сателлитной линии 1612 МГц. Излучение 1665 и 1667 МГц более слабое (хотя встречаются звёзды с более интенсивным излучением и в главных линиях). Типичный профиль линии 1612 МГц ИК-звезды IRC+10011 показан на рис. 6.1. Профиль отражает расширение оболочки, скорость расширения равна полуразности скоростей двух максимумов, скорость звезды V_* – в центре профиля. Два пика (по аналогии с оптикой – «синий» и «красный») образуются на ближней и дальней сторонах оболочки. На промежуточных скоростях (близких к лучевой скорости звезды V_*) эмиссия более слабая: здесь велик градиент лучевой скорости вдоль луча зрения, и коэффициент мазерного усиления мень-

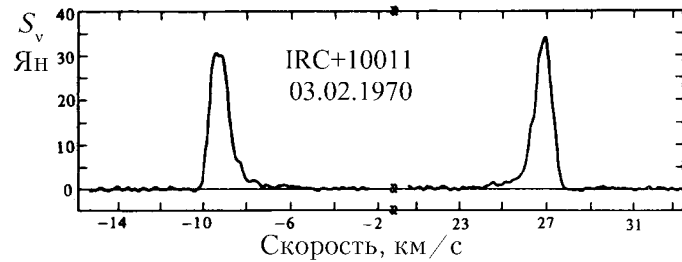


Рис. 6.1. Профиль мазерной линии OH 1612 МГц звёздного источника IRC+10011 (звезда позднего спектрального класса с околозвёздной оболочкой).

ше. Эта модель подтверждается данными интерферометрии. На рис. 6.2 представлены карты излучения в линии 1612 МГц OH для М-сверхгиганта (полуправильной переменной звезды) VY Большого Пса. Для крайних скоростей профиля источники эмиссии – небольшие пятна, совпадающие с направлением на звезду, а вблизи V_* видна лимбовая часть оболочки.

Излучение звёздных мазеров OH переменного, переменность линий OH, как правило, коррелирует с кривой блеска центральной звезды. «Синий» пик (на $V_R < V_*$) меняется практически синхронно с ИК-излучением (что указывает на ИК-накачку мазера), а вариации «красного» ($V_R > V_*$), дальнего от наблюдателя пика отстают по фазе на величину $\Delta t = 2dl/c$, где d – размер оболочки вдоль луча зрения, c – скорость света. Таким методом получены размеры оболочек OH вокруг нескольких десятков звёзд, для них $d \sim (1-40) \cdot 10^{16}$ см. В сочетании с РСДБ-данными о структуре оболочки в картинной плоскости и об её угловом размере θ , можно (в предположении о сферической симметрии оболочки) оценить расстояние до звезды $D = d/\theta$.

При сплошных обзорах неба в линии OH 1612 МГц найдено большое число источников с профилем вида рис. 6.1, не имевших отождествлений с оптическими объектами. В дальнейшем оказалось, что это также поздние звёзды с очень толстыми оболочками,

практически непрозрачными в видимой области, но яркими в ИК-диапазоне. Эти звёзды были названы «ОН/ИК-звёзды». Они также переменны, но их периоды длиннее, чем у классических мирид, до 3000 суток. Они продолжают популяцию мирид в область больших звёздных масс. Звезда IRC+10011 (WX Psc, рис. 6.1) – яркий пример объекта этого типа.

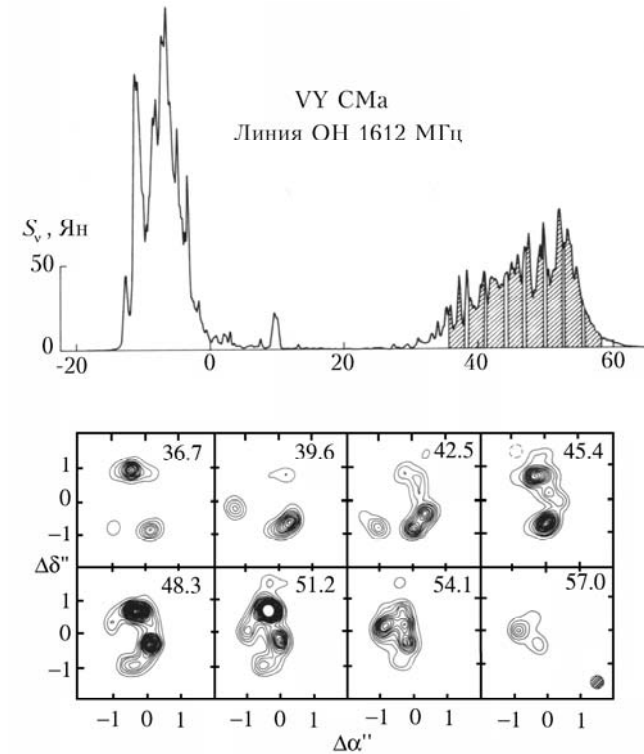


Рис. 6.2. Карты околозвёздной оболочки М-сверхгиганта VY Большого Пса в линии 1612 МГц на разных скоростях внутри профиля линии.

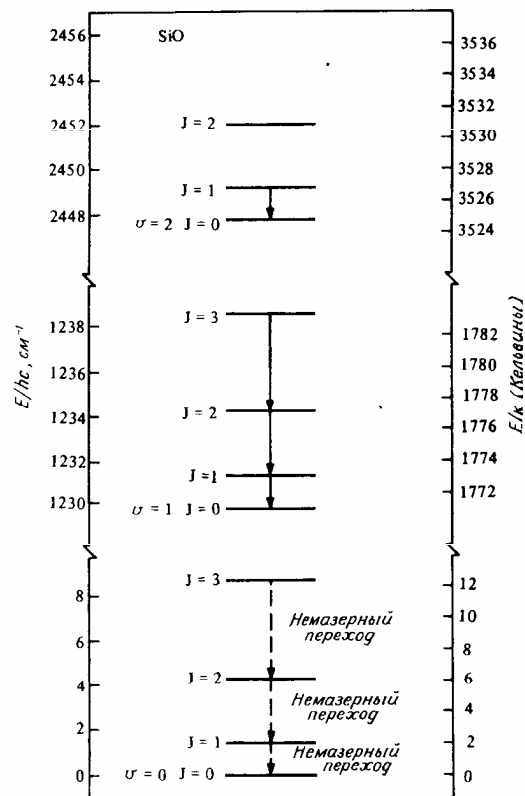


Рис. 6.3. Схема уровней молекулы окиси кремния.

Вода (H₂O). Вслед за обнаружением мазеров во вращательной линии H₂O 6₁₆–5₂₃ на волне 1.35 см ($\nu = 22235.08$ МГц, рис. 5.18) в областях звездообразования, в 1969 г. были открыты мазеры H₂O в оболочках звёзд поздних классов. Излучение H₂O в поздних звёздах также испытывает сильную переменность, коррелирующую с кривой блеска звезды. Мазеры H₂O расположены ближе к поверхности звёзд, так как требуют для накачки более высокой плотности и температуры: накачка производится столкновениями в среде с $T \sim 1000$ К и $n \sim 10^9$ см⁻³.

Окись кремния (SiO). Наблюдаются во внутренних областях околозвёздных оболочек во вращательных переходах $J=1-0$, ($\lambda = 7$ мм), $2-1$ (3.5 мм) и т.д. Отличительная особенность мазера SiO состоит в том, что наблюдаются переходы в возбуждённых колебательных состояниях $\nu = 1, 2, 3$ (рис. 6.3). Соответствующие переходы в состоянии $\nu = 0$ – немазерные.

Мазеры SiO наблюдаются только в околозвёздных оболочках красных гигантов классов M и S. Единственное исключение – мазер SiO в Туманности Ориона. Мазеры SiO располагаются в непосредственной близости от фотосфер звёзд, так как требуют для своего возбуждения ещё большей энергии, чем мазеры H₂O (возбуждение колебательного состояния $\nu = 3$ соответствует температуре 5250 К), поэтому модели накачки мазеров SiO включают в себя воздействие ударных волн от звезды.

Цианистый водород. Цианистый водород наблюдается как по тепловым линиям излучения, так и в мазерной линии $J=1-0$ ($\lambda = 3.4$ мм) возбуждённого колебательного состояния ($0\ 2^0\ 0$) в нескольких углеродных звёздах. Как и мазеры SiO, мазеры HCN требуют высокого возбуждения при участии ударных волн вблизи фотосфер звёзд.

Тепловое излучение околозвёздных оболочек в молекулярных радиолниях. Большинство известных источников, связанных с поздними звёздами, излучают в линиях CO $J = 1-0, 2-1$ и др. У кислородных звёзд спектральных классов M найдено тепловое (немазерное) излучение во вращательных линиях основного колебательного состояния $\nu = 1$ молекулы SiO. Наблюдаются и другие линии: в частности, у углеродных звёзд HCN, CN и молекулы ряда цианополинов HC_{2n+1}N. Для теплового излучения молекул (особенно когда одновременно удаётся наблюдать несколько вращательных переходов одной и той же молекулы) можно с большей определённости найти физические условия в околозвёздной оболочке, чем в случае мазера. С помощью тепловых молекулярных линий можно достаточно надёжно измерить такие параметры, как скорость расширения оболочки (по общей ширине профиля линии) и скорость потери массы звездой.

6.2. «Радиозвёзды»

В непрерывном радиоспектре большинство «нормальных» звёзд являются слабыми радиоисточниками. Полный список известных радиозвёзд приводится в каталоге Wendker H.J.:

<ftp://cdsarc.u-strasbg.fr/pub/cats/II/199A/>

Наблюдались следующие виды звёздного радиоизлучения в континууме (см. спектры на рис. 6.4):

1) тепловое излучение нормальных звёздных фотосфер, спектр подчиняется закону Рэля–Джинса: $S_\nu \propto \nu^{+2}$;

2) тепловое тормозное (свободно-свободное) излучение околозвёздной среды и звёздных выбросов в форме звёздного ветра, оболочки и джеты, $S_\nu \propto \nu^{+1}$;

3) нетепловое синхротронное и гирсинхротронное излучение вспыхивающих звезд, активных двойных систем, звёзд до главной последовательности (PMS) и рентгеновских двойных, $S_\nu \propto \nu^{-1}$;

4) пульсары (см. §6.4), $S_\nu \propto \nu^{-2}$.

Радиоизлучение звёздных фотосфер. Излучение соответствует оптически толстому тепловому источнику и имеет спектр $S_\nu \propto \nu^2$. В принципе возможно наблюдение излучения фотосфер звёзд любых спектральных классов. Реально наблюдались фотосферы у некоторых красных гигантов и сверхгигантов (*o* Cet, R Cas, W Hya, α Ori, α Tau, α Sco).

Звёзды с ионизованными околозвёздными оболочками. Сюда относятся звёзды ранних спектральных классов (Вольфа–Райе – WR и спектральных классов OB), симбиотические звезды, звёзды до главной последовательности (PMS), новые, планетарные туманности. Звёзды теряют вещество со скоростью \dot{M} , причём плотность ионизованного газа при постоянной величине \dot{M} падает с расстоянием как $n(r) \propto r^{-2}$. В этом случае разные слои околозвёздной ионизованной оболочки становятся оптически толстыми на разных частотах, и низкочастотный спектр уплощается по сравнению с рэлей–джинсовским ($S_\nu \propto \nu^{0.6-1.5}$).

Красные карлики. К этому классу относятся вспыхивающие звёзды типа UV Cet (примеры: сама звезда UV Cet, а также AD Leo, YZ CMi). Известно более 700 звёзд типа UV Cet. Все они

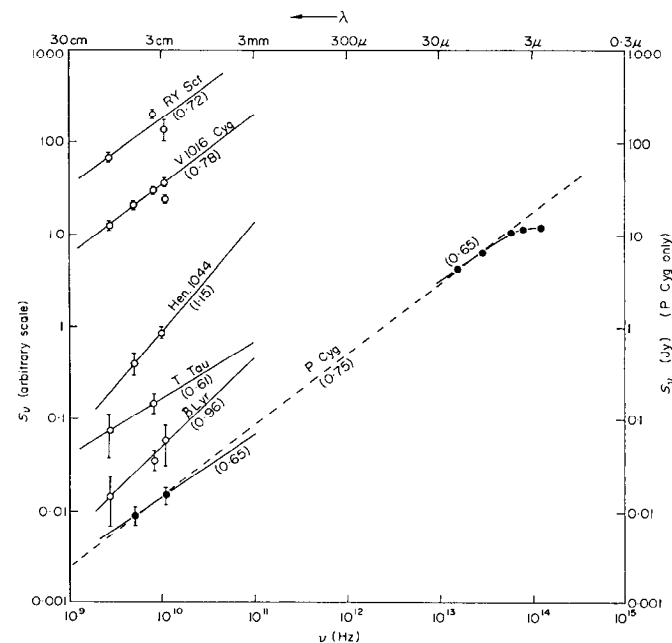


Рис. 6.4. Спектры некоторых радиозвёзд.

очень слабы (абсолютные величины M_V от 8^m до 16^m), поэтому большинство обнаруженных звёзд типа UV Cet расположено в пределах 10 пк от Солнца. Большая часть звёзд принадлежит к спектральным классам dMe. В оптическом диапазоне наблюдаются вспышки от нескольких секунд до нескольких минут, наиболее интенсивные в полосах *U* и *B*. Полная энергия вспышки в этих полосах может достигать 10^{34} эрг.

К классу «радиозвёзд» принадлежат также звёзды до главной последовательности (Pre-Main Sequence – в первую очередь звёзды типа T Tau), новые звёзды и рентгеновские двойные системы.

6.3. Радиоизлучение сверхновых и их остатков

Вспышка сверхновой звёзды – одно из самых мощных явлений в астрофизике, когда в результате взрыва звезды её светимость на короткое время сравнивается со светимостью целой галактики. Подавляющее большинство сверхновых (SN) можно классифицировать в один из двух типов: SNI и SNII (таблица 7). Главный признак, по которому ведётся классификация, – наличие в оптическом спектре эмиссий водорода (тип SNI) или их отсутствие (тип SNII). Имеются различия в кривых блеска. Физически SNI и SNII – также разные типы объектов.

Таблица 7

Средние параметры Сверхновых

Параметр	I тип	II тип
Амплитуда визуального блеска Δm_V	$>23^m$	
Абсолютная величина в максимуме блеска M_{\max}	-19^m	$-17...-18^m$
Энергия вспышки	10^{50} эрг	$10^{50}-10^{51}$ эрг
Масса звезды-предшественника	$\sim 1.5 M_{\odot}$	$\sim 10 M_{\odot}$
Сброшенная масса	$\sim 0.5 M_{\odot}$	$\sim 1 M_{\odot}$
Скорость выброса	15000–20000 км/с	~ 6000 км/с
Локализация	Вспыхивают в галактиках всех типов	Вспыхивают только в спиральных галактиках (Sb, Sc)
Примеры остатков	Тихо (1572), Кеплера (1604), Краб, 1006 г. н.э.	Cas A(?)

Всего известно около 100 нетепловых галактических радиоисточников, отождествляемых с остатками вспышек сверхновых (SNI и SNII). Все они излучают синхротронным механизмом и имеют степенные спектры в широком диапазоне частот.

Cassiopeia A. На высоких частотах спектр представляется степенной функцией $S \propto \nu^{-\alpha}$, $\alpha \sim 0.8$. ($\nu < 15$ МГц) имеет место завал спектра. Угловой размер $\sim 6'$. Структура остатка оболочечная. Есть конденсации размером $\sim 7''$. Скорость расширения всей системы конденсаций 6000–7000 км/с. В пределах одной конденсации дисперсия скоростей ~ 200 км/с. Время жизни отдельных конденсаций ~ 10 лет. В оптических спектрах конденсаций наблюдаются запрещённые линии [OI] и [OIII]. Расстояние определено по лучевой скорости объекта и по собственному движению конденсаций: $D = 3.4$ кпк. Диаметр остатка 4 пк. Высота над плоскостью

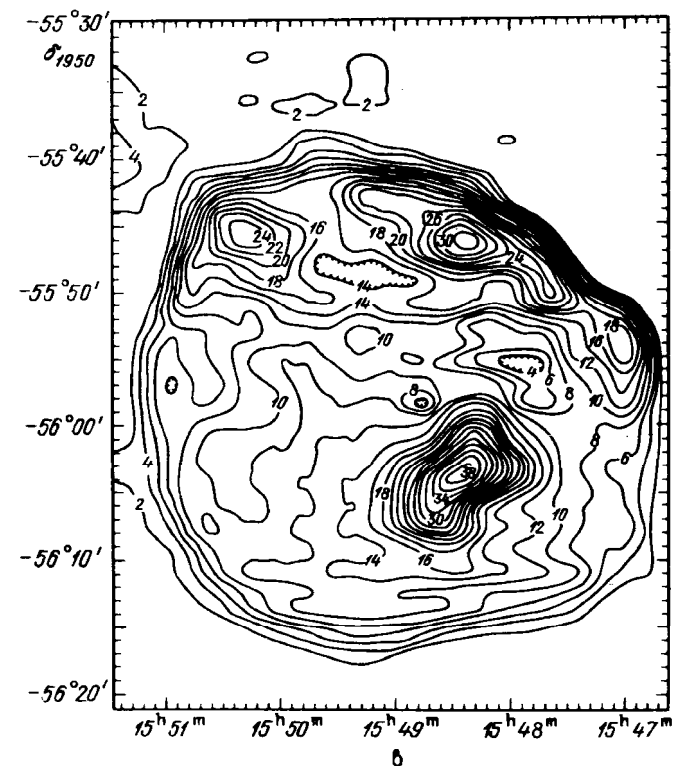


Рис. 6.5. Радиоизображение остатка сверхновой G326.3–1.8.

Галактики $z \sim 100$ пк. Сверхновая, породившая остаток Cas A, вспыхнула в 1658 ± 3 г. н. э., однако по каким-то причинам вспышка не была замечена.

Остатки Сверхновых Тихо и Кеплера. Эти объекты довольно слабы в оптике.

Кроме того, наблюдается ряд ещё более старых остатков с возрастом в десятки тысяч лет (Петля в Лебеде и др.).

У излучения ОСН наблюдается линейная поляризация. На более низких частотах плоскость поляризации повернута на некоторый угол ($\sim 25^\circ$). Небольшая величина поворота свидетельствует о том, что вращение происходит в межзвёздной среде (фарадеев-

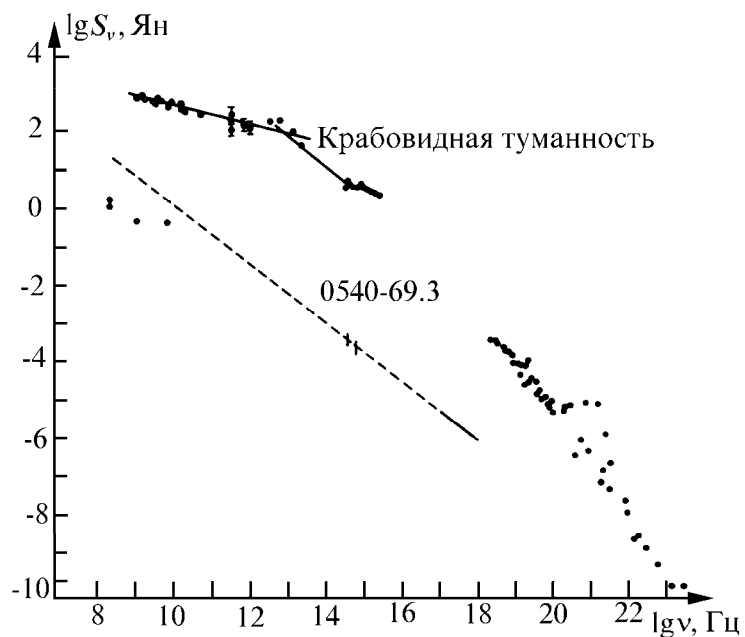


Рис. 6.6. Радиоспектры остатков сверхновых.

ское вращение из-за различия в показателях преломления среды для обыкновенной и необыкновенной волн):

$$\psi = 2.54 \cdot 10^4 L \sin \alpha H N_e \nu^{-2} \text{ радиан}, \quad (6.1)$$

L – длина пути в среде (см), α – угол между направлением распространения волны и магнитным полем, H – напряжённость магнитного поля (Гс), N_e – электронная плотность (см^{-3}), ν – частота (Гц).

Механизм радиоизлучения остатков Сверхновых. Механизм излучения ОСН – синхротронный. Средний спектральный индекс $\alpha = 0.8$, это соответствует показателю энергетического спектра $\gamma = 2.6$. Средняя напряжённость поля $H \sim 3 \cdot 10^{-4}$ Гс, плотность энергии магнитного поля $W_p = \frac{H^2}{8\pi} = 2.5 \cdot 10^{-9}$ эрг/ см^3 . Обычно

принимается гипотеза равномерного распределения, то есть равенства плотностей энергий релятивистских частиц и магнитного поля (за исключением ничего лучшего). Нижняя граница $E \sim 10^7$ эВ, до 30 МэВ. Полная энергия релятивистских частиц $\sim 2 \cdot 10^{48}$ эрг. При этом неизвестно, какую роль играют протоны (то есть какую долю энергию они могут нести). Так, в окрестностях Солнца электроны составляют $\sim 1\%$ от всех космических лучей; протонов может быть в k раз больше (а плотность энергии $\epsilon_p \propto k^{3/7}$). Если то же соотношение имеет место в ОСН, то ϵ_p сразу возрастёт почти в 7 раз, с $\sim 5 \cdot 10^{48}$ до $3 \cdot 10^{49}$ эрг. Локальное усиление поля может приводить к появлению ярких конденсаций. Поле внутри оболочки может быть сильно запутанным вследствие турбулентных движений ионизованного газа. При этом должно сохраняться равенство

$$\frac{\rho v^2}{2} = \frac{H^2}{8\pi}, \quad (6.2)$$

$v \sim 10^8$ см/с, $H \sim 10^{-3}$ Гс. При таком запутывании легко возникают локальные усиления магнитного поля и, следовательно, радио-конденсации.

Спектр поглощения в линии 21 см для Cas A согласуется с расстоянием 3400 пк.

Найдено радиоизлучение от ОСН 185 г. н. э., 1006, 1572 и 1604 г. Два последних – также источники оболочечного типа с нетепловым спектром, $\alpha = 0.67$ и 0.62 соответственно. К ОСН, вероятно, принадлежит и радиоисточник Sgr A West.

Есть радиоизлучающие остатки и гораздо более старых Сверхновых. Типичные примеры – Петля в Лебеде ($\alpha = 0.4$) и IC 443.

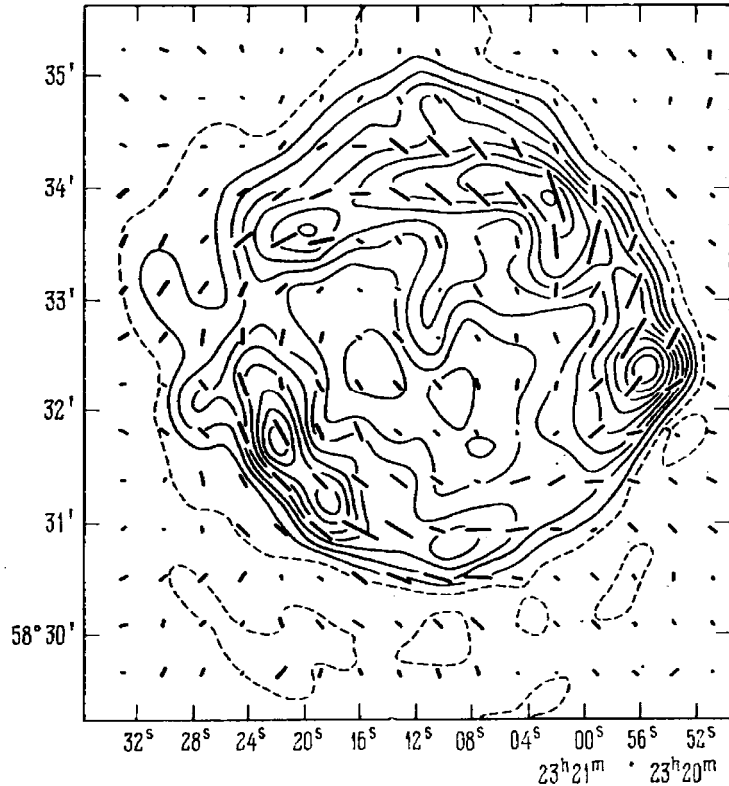


Рис. 6.7. Радиокарта остатка сверхновой Cas A на волне 6 см с указанием направления поляризации радиоизлучения.

Эволюция остатков Сверхновых. Плотность потока от синхротронного источника

$$S_{\nu} \propto R^3 K H_{\perp}^2 \nu^{\frac{\gamma+1}{2}} \nu^{\frac{\gamma-1}{2}}. \quad (6.3)$$

Принимается статистический механизм ускорения Ферми – взаимодействие газа частиц и газа тяжёлых облаков, в данном случае имеет место адиабатическое охлаждение:

$$\frac{dE}{dt} = \left(u^2 - \frac{acvl}{R} \right) \frac{E}{lc}, \quad (6.4)$$

$a \sim 1$, l – область однородности поля, v – скорость расширения туманности, u – характерная скорость турбулентности, R – радиус туманности.

$$u^2 \ll \frac{acvl}{R} \rightarrow \frac{dE}{dt} = -\frac{v}{R} E, \quad (6.5)$$

что эквивалентно адиабатическому охлаждению при расширении,

$$E = E_0 \left(\frac{R_0}{R} \right); \quad dN(E) = K_0 E^{-\gamma} dE, \quad (6.6)$$

$\gamma = \text{const}$, то есть считаем, что энергетический спектр со временем не меняется.

Закон сохранения

$$R_0^3 K_0 \int_{E_1}^{E_2} E^{-\gamma} dE = R^3 K \int_{E_1 \left(\frac{R_0}{R} \right)}^{E_2 \left(\frac{R_0}{R} \right)} E^{-\gamma} dE, \quad (6.7)$$

где $K = K_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^{\gamma-1} \left(\frac{R_0}{R} \right)^3 \propto R^{-(\gamma+2)}$.

Напряжённость магнитного поля $H = H_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^2$. Отсюда $\mathcal{E}_{\text{магн}}$ и $\mathcal{E}_{\text{рел}} \propto R^{-4}$.

Далее, $H_{\perp} \propto R^{-2}$ (так же, как и H). Это можно показать следующим образом:

$$\frac{p_{\perp}}{H} = \frac{p^2 \sin^2 \theta}{H} = \text{const}$$

(из сохранения адиабатического инварианта). Для релятивистских частиц $p \propto E$, $H \propto R^{-2}$, $E \propto R^{-1} \rightarrow p^2 \propto H$, $\sin \theta = \text{const}$, $\rightarrow H = H \sin \theta \propto R^{-2}$.

Плотность потока

$$S_v \propto \left(\frac{R_0}{R} \right)^{\beta} K_0 (H_{0\perp})^{\frac{\gamma+1}{2}} \propto R^{-\beta} \rightarrow \beta = 2\gamma. \quad (6.8)$$

Пока туманность ещё не затормозилась, $R \propto t \rightarrow S_v \propto t^{-2\gamma}$, $T_b \propto R^{-\beta-2}$. Для Cas A $T_b = 4 \cdot 10^7$ К, $\alpha = 0.8$, $\beta = 5.2$. Отсюда можно получить для относительного уменьшения плотности потока за 1 год $\frac{\Delta S_v}{S_v} = 1.7\%$, что подтверждается многолетними наблюдениями (с конца 1940-х гг.).

Крабовидная туманность (объект M1 в каталоге Мессье, радиоисточник Тау А). Расстояние 2 кпк. Интегральная фотографическая величина $m_{\text{pg}} = 9^m$. Туманность имеет вид вытянутого эллипсоида вращения, угловые размеры $3' \times 2'$. Таковую форму можно объяснить тем, что взрыв был асимметричным. Туманность расширяется со скоростью ~ 1000 км/с, причём с ускорением. Две основных составляющих туманности – волокна (излучающие оптические эмиссионные линии) и аморфная масса (излучающая синхротронным механизмом в очень широком диапазоне частот, от радиоволн до рентгена). По-видимому, реальной массой обладают

только газовые волокна, сама аморфная масса практически невесомая и представляет собой лишь излучающие частицы.

Поток радиоизлучения от туманности на метровых и дециметровых волнах составляет тысячи Янских. Спектр в радиодиапазоне (рис. 6.6) хорошо представляется зависимостью $S_v \propto \nu^{-0.28}$ ($\gamma = 1.6$). Оптический непрерывный спектр – продолжение синхротронного радиоспектра, но с другим спектральным индексом, $\alpha = 1$, что соответствует более крутому энергетическому спектру электронов $\gamma = 3$. Имеется излучение в рентгеновском диапазоне, причём излучает сама туманность (то есть аморфная масса); это было впервые выяснено методом лунных покрытий. Спектр в диапазоне 1 кэВ – 1 МэВ также хорошо представляется степенной зависимостью с $\alpha = 1$. Средняя энергия частиц, излучающих в оптическом и рентгеновском диапазонах $E \sim 10^{11} - 10^{12}$ эВ.

Плотность энергии релятивистских электронов $\mathcal{E}_{\text{рел}} \cong 1.6 \cdot 10^{-9}$ эрг/см³. Магнитное поле $H \sim 7 \cdot 10^{-4}$ Гс, плотность энергии магнитного поля $\frac{H^2}{8\pi} \sim 3.3 \cdot 10^{-8}$ эрг/см³, то есть в 20 раз выше, чем $\mathcal{E}_{\text{рел}}$.

Имеется сильная поляризация излучения в оптике (в отдельных точках туманности степень линейной поляризации достигает 50–60%) и в коротковолновой части радиодиапазона. На более длинных волнах поляризация замывается из-за деполяризующего действия эффекта Фарадея.

В туманности имеется компактный радиоисточник малых угловых размеров, на метровых волнах он даёт от 30 до 50% всего потока, но на коротких дециметровых и на сантиметровых волнах его доля резко падает (так как его спектр более крутой, чем у туманности в целом, $\alpha = 1.2$). Впоследствии компактный источник оказался пульсаром PSR 0531+21. Это один из самых молодых и короткопериодических пульсаров ($P = 33$ мс).

Крабовидная туманность имеет гораздо более плоский спектр релятивистских частиц, чем многие другие источники синхротронного излучения. В спектре присутствуют частицы с энергиями $E > 10^{12}$ эВ. К тому же активен звёздный остаток (пульсар)

в центре туманности, осуществляющий непрерывную подкачку частиц.

Вопрос о вековом уменьшении радиопотока Крабовидной туманности до конца не решён. Аналогично ОСН Cas A, для Краба получаем $\frac{\Delta S_v}{S_v} = 0.53\%$ в год; реально наблюдается 0.3%. Расхождение можно объяснить тем, что не выполняется условие адиабатичности, к тому же идёт непрерывная подкачка релятивистских частиц.

Жёсткое излучение аморфной массы (ультрафиолетовое и рентгеновское, на частотах $\nu \sim 10^{12}$ Гц и выше) вполне обеспечивает высокую степень фотоионизации в волокнах.

Полный спектр туманности испытывает излом, так как излучающие электроны, в конечном счете, теряют энергию, несмотря на дополнительную инъекцию электронов пульсаром. При $E > 10^{13}$ эВ спектр инжектируемых частиц становится несколько более крутым.

Одновременно с ускорением электронов, могут ускоряться и протоны, которые почти не излучают синхротронным механизмом. Однако протоны могут оказывать важное динамическое воздействие: их давлением можно объяснить расширение системы волокон Крабовидной туманности.

Крабовидная туманность – очень молодой остаток. Он излучает на всех частотах $\sim 10^{38}$ эрг/с, то есть столько же, сколько излучают синхротронным механизмом все остальные объекты в Галактике (включая весь галактический диск). Особенность Краба состоит в том, что сравнительно мала была первоначальная скорость оболочки, около 1500 км/с (у других ОСН – $(1-2) \cdot 10^4$ км/с). К тому же, Сверхновая 1054 г. вспыхнула почти в пустоте. Поэтому расширение Краба практически не затормозилось, и мы наблюдаем туманность почти в первозданном виде.

В Галактике есть ещё два объекта, напоминающие Краб: 3C58 (ОСН 1181 г.) и G21.5–0.9. Но они расположены гораздо дальше, и сведений о них меньше.

6.4. Пульсары

Пульсары – источники пульсирующего радиоизлучения. Это быстро вращающиеся нейтронные звёзды, звёздные остатки вспышек Сверхновых. Первые пульсары были открыты в 1967 г. К настоящему времени известно свыше тысячи пульсаров.

Пульсарное радиоизлучение поступает в виде правильно повторяющихся импульсов. Периоды повторения импульсов от ~ 1.5 мс до ~ 10 с. Стабильность повторения импульсов до 10^{-9} , но при этом у большинства пульсаров периоды со временем растут. Итак, два основных параметра любого пульсара – период следования импульсов P и производная периода \dot{P} . Время от времени у пульсаров наблюдаются сбои периода (glitches), когда период скачком уменьшается, а затем продолжает возрастать, но уже с несколько иной скоростью (рис. 6.8). Скважность излучения от 10 до 100. Бывают интеримпульсы (то есть вторичные импульсы в промежутках между главными). Отдельные импульсы также могут обладать сложной внутренней структурой, которая может меняться от одного импульса к другому. Светимости радиопульсаров достигают 10^{38} эрг/с.

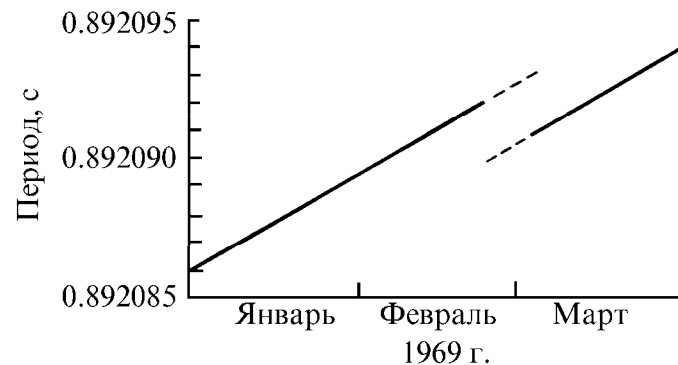


Рис. 6.8. Скачок периода пульсара Vela.

Спектры пульсаров в диапазоне метровых волн ($\sim 100 - 400$ МГц) линейные ($S \propto \nu^{-\alpha}$), довольно крутые (в среднем $\alpha \sim 3 \pm 1$), на частотах $\nu > 1000$ МГц наступает завал. Наблюдается сильная линейная поляризация излучения. В течение одного импульса происходит поворот плоскости поляризации. От импульса к импульсу свойства поляризации существенно меняются.

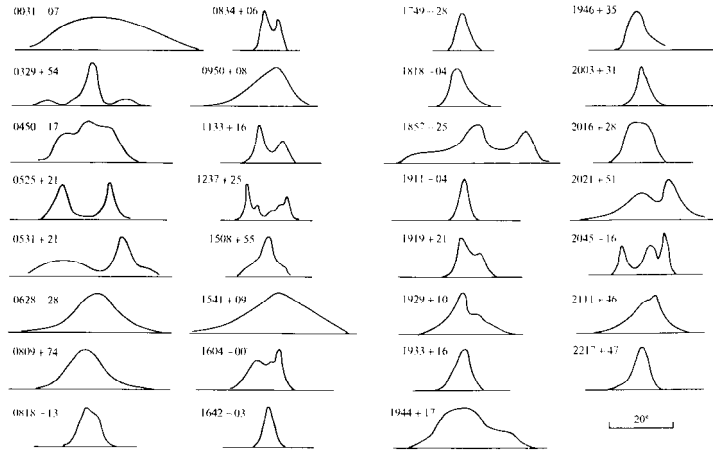


Рис. 6.9. Форма импульсов некоторых пульсаров.

Пульсары интересны сами по себе. Но, благодаря уникальному характеру радиоизлучения в виде коротких импульсов широком диапазоне частот, они дают также возможность диагностики межзвёздной среды на пути распространения сигнала к наблюдателю. Вследствие дисперсии радиоизлучения в слабоионизованной межзвёздной среде запаздывание импульсов пульсара (по сравнению со временем L/c , L – расстояние до пульсара):

$$t = 1.345 \cdot 10^{-3} \nu^{-2} n_e L \text{ [с]},$$

где ν [Гц], n_e [см⁻³], L [см], или

$$t = 4.15 (DM) \nu^{-2} \text{ [с]},$$

где ν [МГц], DM [пк/см³].

Величина DM называется мерой дисперсии пульсара, она характеризует среднюю столбцовую плотность ионизованной среды в направлении пульсара и может использоваться для грубой оценки расстояния.

Излучение большинства пульсаров имеет линейную поляризацию. При прохождении ионизованной среды с магнитным полем плоскость поляризации испытывает фарадеевское вращение (из-за различия коэффициентов преломления для обыкновенной и необыкновенной волн, см. главу 2). Угол поворота плоскости поляризации

$$\theta = 0.18 \lambda^2 \int n_e H_{\parallel} dl \text{ [рад]} = (RM) \lambda^2 \text{ [рад]}, \quad (6.9)$$

n_e [см⁻³]; H_{\parallel} [мкГс] – продольная составляющая межзвёздного магнитного поля (параллельная лучу зрения); l [пк]; λ [м]; RM [рад/м²] – мера вращения в межзвёздной среде в направлении пульсара.

Наряду с периодом P и его производной \dot{P} , мера дисперсии DM и мера вращения RM – основные параметры пульсаров, определяемые непосредственно из наблюдений.

Простейший способ оценки возраста пульсаров использует свойство возрастания их периодов. Экстраполируем величину периода пульсара назад по времени к тому моменту, когда $P = 0$ (то есть считаем, что в момент рождения пульсар имел нулевой период). Тогда, очевидно, приближённый возраст пульсара τ можно оценить как $\sim P/\dot{P}$. Прокалибровать шкалу τ можно по объектам, возраст которых известен из других данных. Пример такого объекта – пульсар в Крабовидной туманности, для которого точно известен момент рождения (вспышки Сверхновой) – 1054 год н.э. Оценка $\sim P/\dot{P}$ даёт ~ 2000 лет. Поэтому обычно формулу для оценки возраста используют в виде

$$\tau = \frac{1}{2} \frac{P}{\dot{P}}, \quad (6.10)$$

где $1/2$ – «нормировочный множитель».

Оценённые по формуле (6.10) возрасты лежат в пределах 10^6 – 10^7 лет. Пульсар в Крабе – один из самых короткопериодических ($P = 33$ мс) и самых молодых ($\tau \sim 950$ лет). Относительно молод также пульсар Vela ($P = 89$ мс, $\tau \sim 10^4$ лет).

Некоторые число пульсаров входит в двойные системы. Двойственность пульсара определяется по периодическим изменениям периода P пульсара. Один из пульсаров, входящих в двойную систему – PSR 1913+16. Период следования импульсов $P = 59$ мс, орбитальный период системы $P_{\text{orb}} = 7^{\text{h}}45^{\text{m}}$. Очень велик эксцентриситет орбиты: $e = 0.61$. Имеется смещение периастра со скоростью 3.6° в год и вековое уменьшение орбитального периода, что может свидетельствовать об излучении гравитационных волн. Таким образом, пульсары, входящие в двойные системы, предоставляют возможность проверки Общей теории относительности.

Имеется группа короткопериодических («миллисекундных») пульсаров. Их периоды заключены в пределах от 1.5 до ~ 10 мс. Всего известно около пятидесяти миллисекундных пульсаров. По своим свойствам и эволюционному положению они сильно отличаются от «классических» пульсаров с более длинными периодами. У них производная периода $\dot{P} < 10^{-19}$, иногда даже отрицательна, магнитное поле $\sim 10^8$ Гс, а возраст достигает 10^9 лет. Практически обо всех миллисекундных пульсарах известно, что они входят в тесные двойные системы; в том числе – имеются пульсары в старых шаровых скоплениях. Двойственность даёт ключ к пониманию их природы: это нейтронные звёзды, испытавшие повторную «раскрутку» вследствие аккреции вещества с вторичного компонента, который уже достиг стадии красного гиганта и заполнил полость Роша.

У пульсара PSR B1257+12 по колебаниям периода обнаружены маломассивные спутники (0.2, 4.3 и 3.6 массы Земли), которые могут быть планетами, обращающимися вокруг пульсара.

Модели пульсаров. Общепринятой является модель быстро вращающейся нейтронной звезды с сильным магнитным полем ($\sim 10^{12}$ Гс). Поле имеет приблизительно дипольную структуру, магнитная ось, вообще говоря, не совпадает с осью вращения

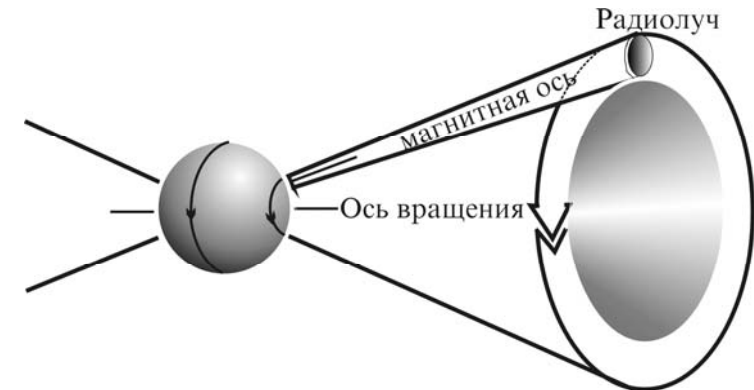


Рис. 6.10. Модель радиоизлучения пульсара.

(рис. 6.10). Такой вращающийся диполь будет излучать волны на частоте вращения. Потеря вращательной энергии E вследствие магнитодипольного излучения

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{2m^2\Omega^4}{3c^3} = I\Omega \frac{d\Omega}{dt}. \quad (6.11)$$

Здесь $E = \frac{I\Omega^2}{2}$ – энергия вращения, I – момент инерции ней-

тронной звезды, Ω – угловая скорость вращения, $P = \frac{2\pi}{\Omega}$ – период

пульсара, m – компонент магнитного момента, перпендикулярный к оси вращения. Отсюда получим:

$$P \frac{dP}{dt} = \frac{8\pi m^2}{3Ic^3}. \quad (6.12)$$

Масса и размер нейтронной звезды достаточно хорошо известны, а, следовательно, и момент инерции I . Отсюда можно найти магнитный момент и напряжённость поля на поверхности нейтронной звезды ($\sim 10^{12}$ Гс).

Следствие быстрого вращения магнитного поля – генерация сильного электрического поля в результате динамо-эффекта. Электрическое поле ускоряет заряженные частицы до очень высоких энергий.

Совместное вращение плазмы и магнитного поля возможно только внутри светового цилиндра ($r = c/\Omega$).

Ускоряемые частицы летят вдоль силовых линий. Излучение идёт преимущественно в направлении движения. На Земле излучение принимается тогда, когда конус, в котором излучают частицы, направлен на Землю.

Предложены два типа моделей пульсаров:

- 1) излучение возникает вблизи поверхности светового цилиндра;
- 2) излучение возникает вблизи поверхности нейтронной звезды.

В моделях первого типа направленность излучения – следствие релятивистской тангенциальной скорости вращающейся плазмы вблизи поверхности светового цилиндра; частицы излучают при помощи синхротронного механизма.

В моделях второго типа имеет место излучение частиц, летящих вдоль силовых линий магнитного поля, в направлении вектора мгновенной скорости.

Сбои периода пульсаров (glitches) вызваны звездотрясениями, разломами в структуре нейтронной звезды. Разломы приводят к уменьшению момента инерции, а, следовательно, и периода. При этом достаточно очень малого изменения размера нейтронной звезды. Момент инерции сплошного шара массой M равен

$$I = \frac{2}{5} MR^2; \text{ из формул вращательного движения имеем}$$

$$-\frac{\Delta\Omega}{\Omega} = \frac{2\Delta R}{R} = -\frac{\Delta I}{I}. \quad (6.13)$$

При сбое периода пульсара в Крабе в сентябре 1969 г. было $\frac{\Delta\Omega}{\Omega} \sim 10^{-9}$. При $R = 10$ км требуемое изменение радиуса ΔR всего

лишь 5 мкм. При звездотрясении, вероятно, происходит растрескивание коры нейтронной звезды, меняется момент инерции, однако нейтронную жидкость внутри звезды это очень мало затрагивает.

Массы нейтронных звёзд M от 0.15 до $1.7 M_{\odot}$. При массе $> 1.7 M_{\odot}$ образуется чёрная дыра. При $M < 1 M_{\odot}$ звезда может быть и белым карликом, но при вспышке Сверхновой происходит существенная перестройка всей структуры звезды, и гораздо вероятнее образование именно нейтронной звезды (или чёрной дыры).

Структура нейтронной звезды (при радиусе $R = 10$ км): ядро радиусом 1 км – твёрдое, содержит только наиболее массивную нейтронную компоненту; далее до радиуса 9 км – «нейтронная жидкость», состоящая из смеси нейтронов, протонов и электронов; и внешняя кора толщиной 1 км, состоящая из тяжёлых ядер.

При быстром вращении замагниченной нейтронной звезды возникает сильное электрическое поле:

$$\text{rot}\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad E \sim \frac{\Omega r_0 B}{c}. \quad (6.14)$$

Здесь r_0 – радиус светового цилиндра. Для пульсара в Крабе $\Omega = 200 \text{ с}^{-1}$, $B = 10^{12}$ Гс, отсюда напряжённость электрического поля $\sim 10^{18}$ В/см, а разность потенциалов между полюсом и экватором $\sim 10^{18}$ В. Следовательно, энергия ускоряемых частиц может достигать $\sim 10^{18}$ эВ (если только поле не изменено экранирующим объёмным электрическим зарядом). Таким образом, пульсары – важные источники космических лучей в Галактике. Однако трудность данной модели в том, что частицы, которые теряет звезда, приводят к появлению на её поверхности заряда, который запирает дальнейшее вырывание частиц. Выход состоит в генерации электрон-позитронных пар в сильном магнитном поле γ -квантами синхротронного происхождения от первичных частиц.

Глава 7. Внегалактическая радиоастрономия

7.1. Радиоизлучение нормальных галактик в спектральных линиях и в континууме

Наблюдения в линии 21 см. Подробно исследованы Магеллановы Облака – ближайшие спутники нашей Галактики ($D \sim 55$ кпк). Для большинства удалённых галактик возможны наблюдения только методом апертурного синтеза. Интерпретация наблюдений проводится в предположении малой оптической толщины в линии. Согласно §5.2, число атомов водорода на единичный интервал скоростей

$$n_V (1 \text{ км/с}) = 1.8 \cdot 10^{18} T_s \tau(V), \quad (7.1)$$

а полное число N атомов водорода в галактике (с учётом того, что $T_B = T_s \tau(V)$)

$$N = 1.8 \cdot 10^{18} D^2 \iint T_B dV d\Omega. \quad (7.2)$$

Полная масса галактики (для равновесного кеплеровского вращения) $M = \frac{R v_{\text{вр}}^2}{G}$, $v_{\text{вр}}$ – максимальная скорость вращения, R – радиус, на котором она наблюдается. Практическая формула для оценки массы галактики:

$$M = 6.8 \cdot 10^4 R(\text{мин дуги}) D(\text{Мпк}) v^2(\text{км/с})^2 M_{\odot}. \quad (7.3)$$

Картографирование галактики в линии 21 см даёт распределение лучевых скоростей нейтрального газа, из которого можно вывести кривую вращения галактики и распределение полной массы в ней. Пусть $v(r)$ – кривая вращения, т.е. зависимость линейной скорости вращения от галактоцентрического расстояния. Введём цилиндрическую систему координат (r, φ, z) так, что ось z проходит через центр галактики перпендикулярно её плоскости и обра-

зует с картинной плоскостью угол i . Угол φ будем отсчитывать от направления большой оси видимого изображения галактики. Тогда лучевая скорость газа V_R в точке картинной плоскости с координатами (r, φ) будет:

$$V_R(r, \varphi) = v_0 + v_{\varphi}(r, \varphi) \sin i \cos \varphi + v_r(r, \varphi) \sin i \sin \varphi + v_z(r, \varphi) \cos i. \quad (7.4)$$

Здесь v_0 – лучевая скорость движения галактики как целого. На изображении галактики, полученном в линии 21 см, будут выделяться линии равных лучевых скоростей $V = v(r) \cos \varphi$, где $v(r)$ – искомая кривая вращения галактики. Реально такая простая картинка, основанная на модели чисто кругового кеплеровского движения, никогда не наблюдается. Линии равных лучевых скоростей оказываются искажёнными под действием пекулярных

движений газа. Тем не менее, методом подбора моделей на основе наблюдаемой карты удастся восстановить и зависимость $v(r)$, и распределение пекулярных движений.

Основной вывод состоит в том, что в спиральных и неправильных галактиках межзвёздный газ составляет по массе лишь 1–2%, остальную массу составляют звёзды. В центральных частях галактик обычно имеется дефицит нейтрального водорода. Возможно, там весь газ израсходован на звездообразование. Чем выше была плотность газа, тем больше скорость

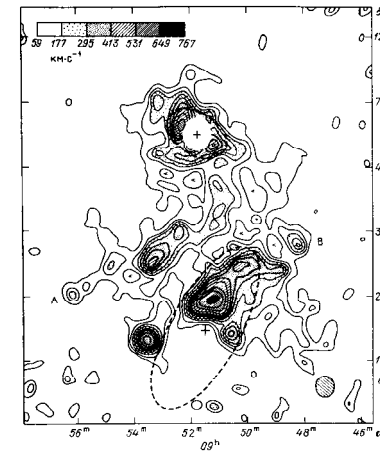


Рис. 7.1. Карта распределения нейтрального водорода в области галактик М81 и М82 (оптические изображения показаны эллипсами).

звёздообразования:

$$\frac{d\rho_*}{dt} \propto \rho_g^n, \quad (7.5)$$

ρ_* – плотность звёзд, ρ_g – плотность газа, $n = 1.8-3.5$. Другие возможные объяснения дефицита нейтрального водорода вблизи центров галактик: водород там существует в форме H_2 или III, либо толщина газового слоя возрастает настолько, что слой становится оптически толстым в линии 21 см. Это приводит к заниженной оценке массы водорода, т.к. слой не просматривается насквозь.

Тулли и Фишер [A&Ap, 1977, 54, 661] получили эмпирическое соотношение, связывающее абсолютную величину галактики M с полной наблюдаемой шириной линии 21 см W_0 (км/с):

$$-M = a \lg\left(\frac{W_0}{\sin i}\right) + b, \quad (7.6)$$

где i – угол наклона плоскости галактики к лучу зрения. Если абсолютная величина определяется в полосе B , то постоянная a по разным определениям лежит в пределах 5.0–6.25. Формула (7.6) может быть использована для оценки расстояний галактик на основании одних только наблюдений в линии нейтрального водорода.

Всё сказанное относится к спиральным и неправильным галактикам. В эллиптических галактиках очень мало межзвёздного газа. Только в последнее время найдено слабое излучение в линии 21 см у некоторых из них.

В галактиках наблюдаются также радиолнии ряда молекул.

Гидроксил (OH). Линии $\lambda = 18$ см наблюдаются у 12 галактик, причём как в поглощении (на фоне источника непрерывного спектра в ядрах галактик), так и в излучении, в виде наложения многих мазеров. Особенно выделяется галактика IC 4553; там наблюдается широкополосное излучение, возможно, связанное со вспышкой звёздообразования в диске галактики.

Вода (H₂O). Мазеры в линии $\lambda = 1.35$ см найдены в 6 галактиках, в том числе несколько довольно мощных мазеров в Большом Магеллановом Облаке. Известны «супермазеры» (или мегамазеры) – особо мощные мазеры H₂O, в том числе галактика в Циркуле и NGC 4945. Обе принадлежат к типу Sc. Светимости «супермазеров» в линии $\lambda = 1.35$ см более чем на порядок превосходят светимость самого мощного мазера H₂O в нашей Галактике W49 ($L_{H_2O} \sim 1 L_\odot$). Светимость мазера в Циркуле $\sim 37 L_\odot$ при ширине линии всего лишь ~ 1 км/с. В обеих галактиках излучение H₂O исходит из околоядерных областей, на расстояниях < 100 пк от центра (в нашей Галактике вблизи ядра нет мощных мазеров H₂O). Ещё один пример «супермазера» H₂O – мазер около ядра сейфертовской галактики NGC 4258. Мазерные компоненты сосредоточены в области $r < 1$ пк от ядра, при этом относительные скорости компонентов достигают 1000 км/с, а их зависимость от координаты удовлетворяет закону Кеплера. Вероятно, в ядре галактики NGC 4258 находится чёрная дыра с массой $\sim 10^9 M_\odot$.

Окись углерода (CO). Линии $J = 1-0$ и $2-1$ окиси углерода наблюдаются у 35 галактик (в том числе спиральных, неправильных и сейфертовских, – в том числе в известной галактике M82 с «взрывающимся» ядром). Содержание молекул CO является мерой количества молекулярного водорода H₂ в галактике; непосредственно наблюдать H₂ нет возможности. В наблюдавшихся галактиках мало меняется отношение массы молекулярного водорода к светимости в голубой области спектра $M(H_2)/L_B \sim (0.17 \pm 0.08) M_\odot/L_\odot$. При этом массы молекулярного водорода в центральных частях галактик ($r < 2.5$ кпк) лежат в широких пределах, от $6 \cdot 10^7 M_\odot$ (M33) до $2 \cdot 10^9 M_\odot$ (NGC 6946). Неизменность отношения $M(H_2)/L_B$ говорит о постоянстве скорости звёздообразования в расчёте на один нуклон, что подтверждает справедливость формулы (7.5). В галактиках наблюдаются также линии изотопических разновидностей окиси углерода $^{13}C^{16}O$ и $^{12}C^{18}O$. По отношению интенсивностей этих линий найдено отношение $^{13}C^{16}O/^{12}C^{18}O = 4.5 \pm 1$, что близко к земному значению, т.е. процессы нуклеосинтеза в исследованных галактиках и в нашей Галактике сходны.

Аммиак (NH₃). Наблюдаются инверсионные линии NH₃ $\lambda = 1.25$ см в галактике типа Scd IC 342. Линии аммиака в нашей Галактике наблюдаются в основном в плотных горячих ядрах молекулярных облаков. По-видимому, и в IC 342 эмиссия NH₃ исходит из большого числа отдельных горячих центров.

Радиоизлучение в континууме. Радиоизлучение спиральных галактик состоит из нескольких компонентов: (а) излучение диска (размеры источника, как правило, совпадают с оптическим диском галактики); (б) излучение спиральных рукавов; (в) излучение зон НШ; (г) излучение остатков вспышек сверхновых; (д) радиогазо; (е) излучение ядер галактик. Компонент (в) создаётся тормозным свободно-свободным излучением ионизованного газа вокруг ОВ-звёзд. Этот компонент наиболее интенсивен на коротких

(сантиметровых) волнах. Остальные компоненты нетепловые и имеют синхротронную природу. Среди дискретных источников синхротронного излучения – остатки вспышек сверхновых, наблюдавшиеся в галактиках М31, М33, М100, М101 и некоторых других. В ряде случаев удалось наблюдать радиоизлучение очень молодых остатков вскоре после оптической вспышки (сверхновая в М101, сверхновая 1987А в Большом Магеллановом Облаке).

7.2. Радиогалактики и квазизвёздные радиоисточники

Внегалактические радиоисточники, излучающие в непрерывном спектре, подразделяются на несколько типов: нормальные спиральные галактики; неправильные галактики; эллиптические галактики; сейфертовские галактики, N-галактики (или галактики с яркими компактными ядрами); квазизвёздные объекты (квазары). Исследования внегалактических радиоисточников получили широкий размах и привели к конкретным результатам только после того, как были получены точные координаты и отождествления объектов.

Радиогалактики – галактики, выделяющиеся своим сильным радиоизлучением. Механизм радиоизлучения – синхротронный. Их радиосветимости достигают 10^{45} эрг/с. В большинстве случаев это гигантские эллиптические галактики. Примеры: Vir A (NGC 4486, M87), Cen A (NGC 5128). Ещё одна известная радиогалактика – двойная галактика Суг А ($z = 0.06$, угловой размер 2', рис. 7.3), один из первых радиоисточников, для которого было получено оптическое отождествление. Для сравнения, у «нормальных» галактик (включая нашу Галактику) светимость в радиоконтинууме 10^{37} – 10^{38} эрг/с (столько же, сколько у Крабовидной туманности).

Квазизвёздные радиоисточники (QSO, QSS), или квазары – звездообразные объекты, очень слабые в оптическом диапазоне. Один из наиболее ярких квазаров 3C 273 ($z = 0.158$) имеет 13-ю визуальную величину. В то же время радиосветимости квазаров, как и радиогалактик, достигают 10^{45} эрг/с. Согласно существующим представлениям, квазары находятся на больших (космологических) расстояниях. Для наиболее удалённых из них красное

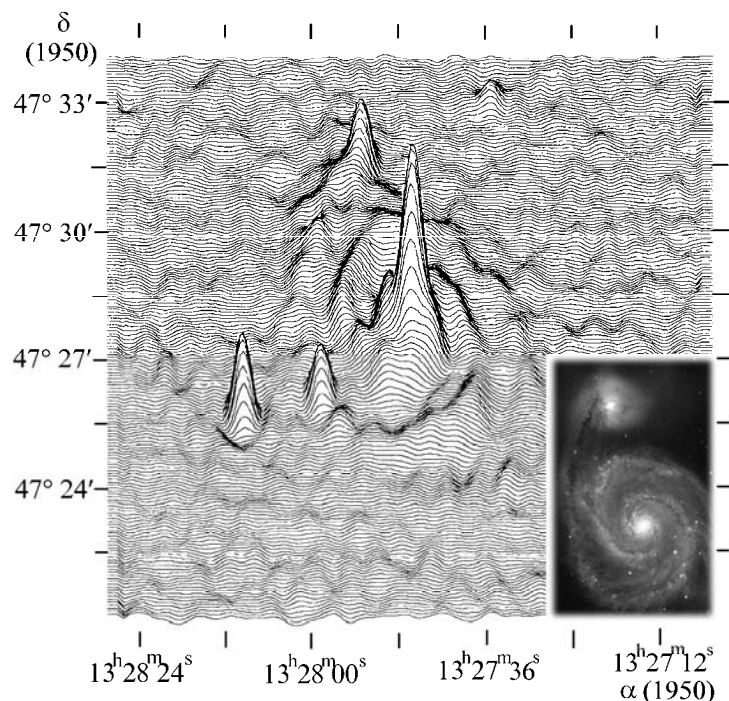


Рис. 7.2. Карта галактики М51 на частоте 1415 МГц [Mathewson D.S. et al., A&Ap, 1972, 17, 468]. В правом нижнем углу – оптическое изображение галактики.

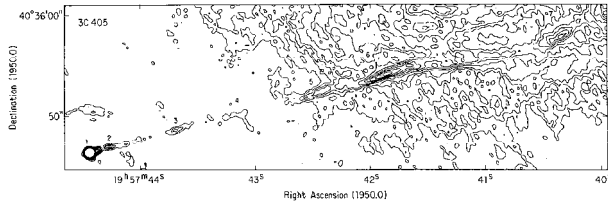


Рис. 7.3. Карта радиогалактики Лебедь А (3C405) на волне 6 см, полученная на системе апертурного синтеза VLA с разрешением $0.4''$ [Perley P.A. et al., ApJ, 1984, **285**, L35]; 5 – ядро, 1–4, 6, 7 – яркие конденсации в джетах.

смещение z превышает 4. В оптическом спектре квазаров присутствуют эмиссионные линии $L\alpha$, CIII, CIV, MgII, OIII, линии Бальмеровской серии водорода. Оптическое излучение квазаров часто испытывает переменность.

Структура внегалактических радиоисточников. Не делая различий между радиогалактиками и квазарами, можно классифицировать внегалактические радиоисточники следующим образом. Внегалактические радиоисточники делятся на протяжённые (прозрачные) и компактные (непрозрачные). Компактные источники (или компоненты источников) характеризуются синхротронным самопоглощением. Часто присутствуют структуры типа «ядро–гало» и двойные источники (рис. 7.4). Двойные источники имеют парные структуры в виде противоположно направленных выбросов (встречаются среди N-галактик и квазаров). Так, радиогалактика Vir A имеет выбросы, исходящие из очень компактного ядра размером всего 0.1 пк.

Спектры внегалактических радиоисточников. Спектры радиоизлучения у радиогалактик и квазаров сходны. Все спектры имеют синхротронную природу. По форме спектры разделяются на несколько видов.

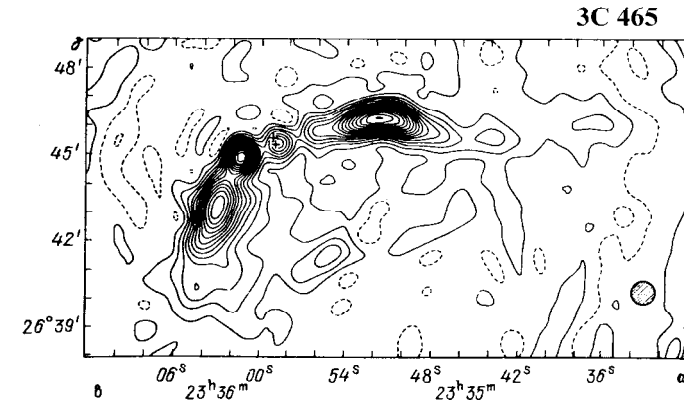
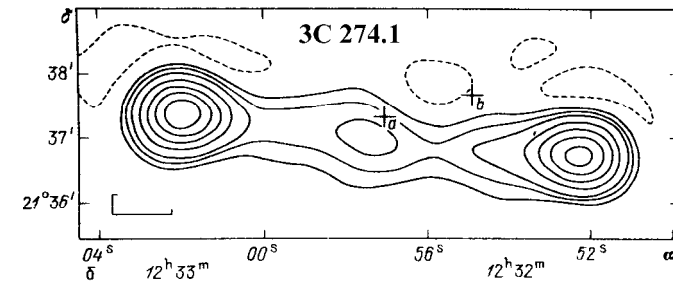
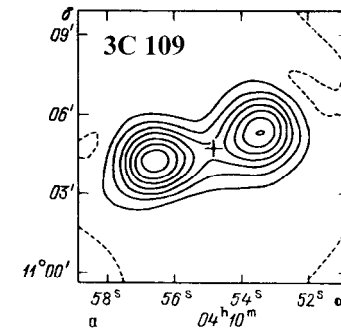


Рис. 7.4. Структура некоторых внегалактических радиоисточников.

S (straight) – прямые спектры. Спектральная зависимость плотности потока S от частоты ν выражается степенной функцией ($S \propto \nu^{-\alpha}$), или, в логарифмическом масштабе ($\lg S - \lg \nu$) – прямой линией с наклоном $-\alpha$. Для источников класса **S** среднее значение индекса $\alpha = 0.8$.

C (curved) – искривлённые спектры, подвиды:

C⁻ – спектры с отрицательной кривизной (спектр круче на высоких частотах);

C_{max} – спектры с максимумом; на высоких частотах спектр вида **S** или **C⁻**, на низких частотах завал, вероятно, вследствие синхротронного самопоглощения;

C⁺ – спектры с положительной кривизной: **C_l⁺** – подъём потока на длинных волнах (long waves), **C_s⁺** – подъём потока на коротких волнах (short waves);

CPX – сложные спектры (complex), наложение спектров вида **C_{max}** и/или **S**.

Примеры спектров разных классов представлены на рис. 7.5. На последнем графике дана зависимость среднего спектрального индекса от частоты.

Спектральный индекс α обычно постоянен по всему источнику, ядро и гало имеют одинаковый спектр. Но у ядер спектр на длинных волнах, как правило, более плоский вследствие синхротронного самопоглощения.

Имеется ряд взаимозависимостей между параметрами радиоисточников.

$\alpha - \theta$ (спектральный индекс – угловой размер). У источников с плоским спектром ($\alpha < 0.5$) имеются компоненты малых угловых размеров, $\theta \ll 1''$, это объясняется синхротронным самопоглощением.

α – переменность. На тех частотах, где наблюдается переменность, спектр либо плоский ($\alpha < 0.5$), либо **CPX**, т.е. переменны лишь непрозрачные или частично непрозрачные объекты. Самая сильная переменность наблюдается на коротких волнах.

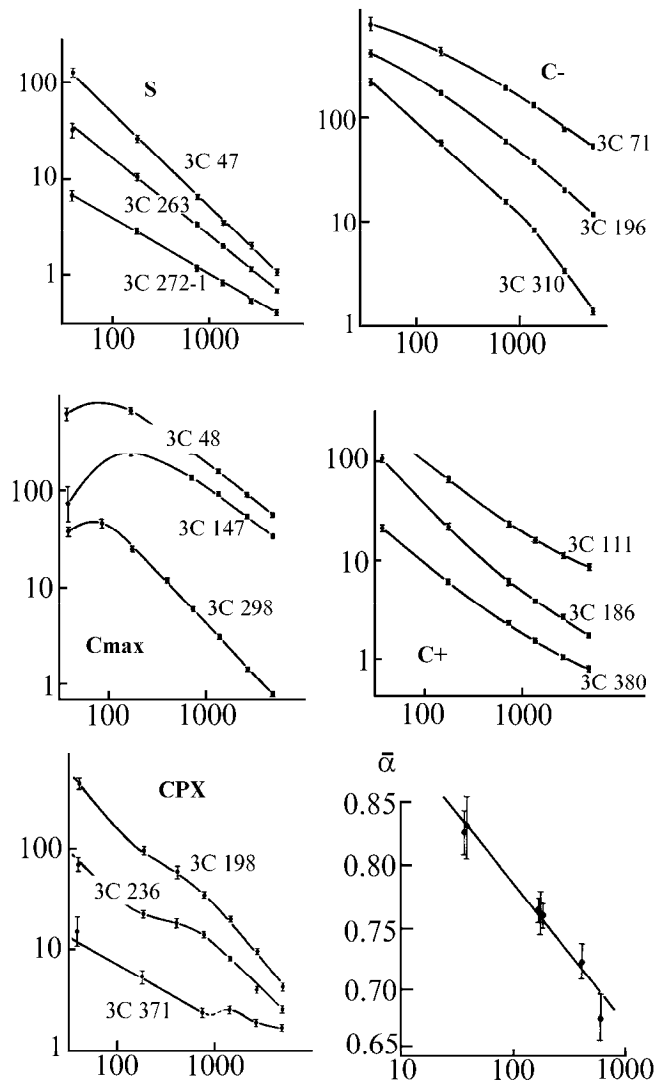


Рис. 7.5. Примеры спектров радиоисточников разных классов (частота в МГц, плотность потока в произвольных единицах). Зависимость среднего спектрального индекса $\bar{\alpha}$ от частоты.

Механизм радиоизлучения. В качестве источников энергии радиогалактик и квазаров предлагались столкновения галактик, гравитационный коллапс, цепная реакция взрывов сверхновых, аннигиляция вещества и антивещества, аккреция вещества на массивную чёрную дыру в ядре. Последний механизм наиболее вероятен.

Общепринято, что механизм излучения радиогалактик и квазаров – синхротронный. Вид синхротронного спектра определяется потерями энергии релятивистских частиц на синхротронное излучение, обратное комптоновское рассеяние, тормозное излучение и адиабатическое расширение. В результате в первоначально степенном спектре возникает излом и происходит завал на высоких частотах, т.к. наиболее энергичные электроны скорее теряют свою энергию. При отсутствии поступления новых релятивистских частиц в спектре электронов образуется завал при энергии

$$E_c = \frac{1.64 \cdot 10^8}{H^2 t}, \quad (7.7)$$

где H – магнитное поле в источнике. При отсутствии инъекции завал будет со временем смещаться в сторону меньших энергий; соответственно, частота излома в спектре синхротронного излучения будет понижаться. Частота излома $\nu_c = cHE_c^2$. На частотах ниже ν_c $\alpha_0 = \frac{\gamma-1}{2}$, где γ – исходный показатель спектра релятивистских электронов, т.е. потери энергии незначительны для этой части синхротронного спектра. Если же идёт непрерывная инъекция («подкачка») релятивистских частиц, то происходит частичная компенсация потерь. Спектр излучения на высоких частотах сохраняет степенной вид, но испытывает излом, так что в этой области спектра $\alpha = \alpha_0 + 1/2$.

Средний показатель энергетического спектра релятивистских электронов во внегалактических радиоисточниках $\gamma \cong 2.6$. Спектры типа **S** имеют α от 0.5 до 2. Максимальная яркостная температура синхротронного излучения $T_{b\max} \sim 10^{12}$ К (ограничивается обратным эффектом Комптона). Время жизни релятивистских

частиц, излучающих на $\nu \sim 1$ ГГц в магнитном поле $H \sim 10^{-4}$ Гс, около 10^6 лет.

Для источников с самопоглощением в оптически толстой области спектра имеет место следующее соотношение, впервые полученное В.И. Слышом [Nature, 1963, **199**, 682]:

$$S \propto H^{-1/2} \theta^2 \nu^{5/2}, \quad (7.8)$$

где θ – в секундах дуги. Показатель спектра $5/2$ на низких частотах ещё ни разу не наблюдался, обычно он ~ 1 , вследствие того, что источник неоднороден и разные его части становятся оптически толстыми на разных частотах.

Переменность внегалактических радиоисточников. У многих источников плотность потока переменна, иногда меняется в несколько раз. Характерное время изменений от нескольких дней до нескольких лет (рис. 7.6). В некоторых источниках обнаружена очень быстрая переменность с характерным временем порядка нескольких часов (“intraday variability”). Вариации интенсивности находятся в хорошем согласии с ожидаемыми для расширяющегося облака релятивистских частиц. Эта модель рассмотрена в работах И.С. Шкловского, Келлермана и Паулини-Тота; более детально разработана ван дер Лааном. Приведём основные формулы модели для адиабатически расширяющегося плазменного

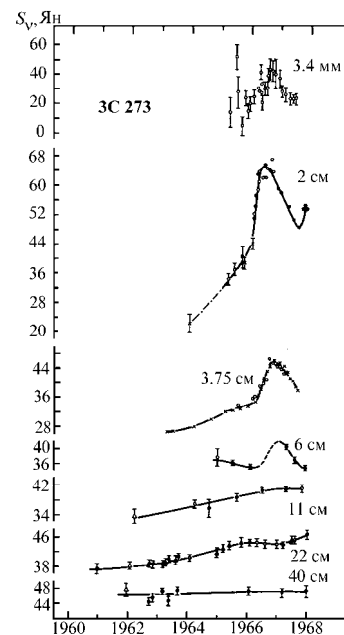


Рис. 7.6. Переменность квазара 3С 273 на разных длинах волн.

облака («плазмоида»). Пусть S_{m1} – максимальная плотность потока, достигаемая на частоте ν_{m1} в момент времени t_1 ; тогда частота максимального потока в момент t_2 определится из соотношения:

$$\left(\frac{\nu_{m2}}{\nu_{m1}}\right) = \left(\frac{t_2}{t_1}\right)^{\frac{4\gamma+6}{\gamma+4}}, \quad (7.9)$$

а максимальный поток S_{m2} на частоте ν_{m2} в момент t_2

$$\left(\frac{S_{m2}}{S_{m1}}\right) = \left(\frac{t_2}{t_1}\right)^{\frac{7\gamma+3}{\gamma+4}}, \quad (7.10)$$

или

$$\left(\frac{S_{m2}}{S_{m1}}\right) = \left(\frac{\nu_{m2}}{\nu_{m1}}\right)^{\frac{7\gamma+3}{\gamma+4}}, \quad (7.11)$$

где γ – показатель энергетического спектра релятивистских электронов.

Наблюдения переменности радиоисточников на разных частотах показали хорошее согласие с моделью; при достижении максимума на сантиметровых волнах возраст выброшенных плазменных компонентов обычно составляет 1–2 года. Модель позволила предсказать переменность радиоисточников на более длинных волнах.

Повторное картографирование с интервалом в несколько лет для многих радиоисточников с выбросами позволило обнаружить и измерить собственные движение радиоизлучающих компонентов. Имеются источники, у которых скорость разлёта компонентов является сверхсветовой. Это объясняется релятивистскими эффектами при движении облаков под малыми углами к лучу зрения. Видимая скорость $\nu_{\text{набл}}$ перемещения объекта в картинной плоскости, когда весь объект расширяется с субсветовой скоростью ν ,

$$\nu_{\text{набл}} = \frac{\nu \sin \vartheta}{1 - \beta \cos \vartheta}, \quad (7.12)$$

где ϑ – угол между направлением на наблюдателя и вектором скорости компонента, $\beta = \nu/c$. Величина $\nu_{\text{набл}}$ максимальна при $\cos \vartheta = \nu/c$, таким образом, $\nu_{\text{набл}}$ может быть больше скорости света.

В таблице 8 кратко перечислены некоторые проблемы внегалактических радиоисточников, требующие дополнительного исследования.

Радиоизлучение γ -всплесков. Космические всплески γ -излучения были открыты спутником Vela в 1973 г. [8]. Всплески наблюдаются в широком диапазоне энергий, от ~20 кэВ до нескольких МэВ. Продолжительность всплесков – от долей секунд до десятков секунд, полная энергия всплесков лежит в интервале от 10^{-6} до 10^{-3} эрг/см². Спектры γ -всплесков могут быть представлены зависимостью $dN \sim E^{-1} \exp(-E/k_B T) dE$, что соответствует излучению оптически тонкой плазмы с $T \sim (0.3-20) \cdot 10^9$ К. Распределение всплесков по небу практически изотропно и не зависит от галактических координат; вероятно, это указывает на их внегалактическую природу. Длительное время оставалось неясным происхождение всплесков. Лишь в последние годы улучшение пространственного разрешения в γ -диапазоне (в частности, эксперимент BATSE на спутнике GRO – Gamma-Ray Observatory) позволило, наконец, определить координаты источников всплесков. Было найдено рентгеновское, оптическое и радиоизлучение, сопровождающее γ -всплески. Некоторые всплески в оптике достигали 9-й звёздной величины. Отождествление спектральных линий в оптических спектрах показало, что источники некоторых всплесков находятся на больших расстояниях и имеют $z > 1$ (всплеск GRB 991216).

Радиоизлучение от γ -всплесков наблюдается в широком диапазоне частот, от 1 до 350 ГГц. Характерные величины плотности потока невелики, от десятков микроанских до единиц миллианских. Радиоизлучение, постепенно затухая, длится значительное время после всплесков, до нескольких сот суток (radio afterglow – радиопослесвечение). За это время радиоспектр претерпевает значительные изменения: – от растущего с частотой, характерного для источника с синхротронным самопоглощением в первые дни после γ -всплеска, до

Таблица 8

Некоторые проблемы радиогалактик и квазаров

<i>Проблема</i>	<i>Возможное решение</i>
Центральная машина	Источник энергии – аккреция массивными компактными объектами с массой до $10^{10} M_{\odot}$
Выброс релятивистских частиц внутри узких конусов (джетов)	Механизм типа «брандспойт» (nozzle)
Сильные радиоисточники, как правило, встречаются в эллиптических галактиках (примеры – Cen A, Vir A) и практически никогда в спиральных	Различие в газовом окружении?
Долгосрочная стабильность в направлениях джетов	Вращение очень массивной чёрной дыры?
Z-форма джетов	Прецессия оси вращения, возможно, вызванная двойной чёрной дырой
Большая протяжённость джетов (до нескольких мегапарсек)	Требуется ускорение частиц в самом джете <i>in situ</i> (например, релятивистскими ударными волнами)
Переменность излучения за время около 1 года	Выбросы облаков релятивистских частиц
Сверхсветовое движение компонентов, односторонние джеты	Ультрарелятивистское расширение, ультрарелятивистская скорость
Квазарный феномен	Резкое возрастание в концентрации на определённых z предполагает наличие квазарного этапа в молодой стадии галактик, время жизни квазара < 0.01 Хаббловского времени
Все ли галактики прошли через квазарную стадию?	Вполне возможно

падающего степенного с характерным изломом. Такая эволюция свидетельствует об энергетических потерях излучающих релятивистских электронов. В каждый момент в спектре имеются три характерных частоты: ν_{ab} – частота синхротронного самопоглощения, ν_m – частота максимума спектра, определяемая распределением электронов по энергиям, и ν_s – частота излома спектра вследствие синхротронных потерь. В течение всего времени наблюдений выполняется неравенство $\nu_{ab} < \nu_m < \nu_s$, и все три частоты постепенно уменьшаются. Полная энергия всплесков во всех диапазонах составляет 10^{50} – 10^{54} эрг, т.е. как у типичной вспышки сверхновой или выше. Вопрос о природе источников пока не решён, хотя не исключено, что это сверхновые на космологических расстояниях. Рассматривается модель «огненного шара» со сферической релятивистской ударной волной, которая расширяется в среду постоянной плотности и ускоряет частицы. По мере расширения меняется и спектр радиоизлучения. Реально структура источника послесвечения может оказаться более сложной: так, в эволюции всплеска GRB 970508 есть указания на отклонения от сферической симметрии, а для объяснения всплеска GRB 991216 требуется модель с двойной ударной волной.

Глава 8. Радиоастрономия и космология

8.1. Основные сведения о космологических моделях

Основной наблюдательный параметр, имеющий отношение к крупномасштабной структуре Вселенной и к её моделям – постоянная Хаббла H_0 . Согласно закону Хаббла, для объектов на больших расстояниях их скорости удаления от наблюдателя пропорциональны расстояниям: $v = H_0 l$. По современным определениям, большинство исследователей принимает величину $H_0 = 75$ км/(с·Мпк). Обратная величина $\tau = H_0^{-1} = 1.3 \cdot 10^{10}$ лет – “возраст” Вселенной (т.е. время, прошедшее с начала расширения, если расширение шло с постоянной скоростью).

Космологические модели описываются зависимостью масштабного фактора от времени $R(t)$. Масштабный фактор вводится через величину четырёхмерного линейного элемента

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) du^2, \quad (8.1)$$

du – элемент расстояния в сопутствующей трёхмерной системе координат. Сопутствующей называется система, покоящаяся относительно вещества, находящегося в ближайшей окрестности. Введём сферическую систему координат (r, θ, φ) с началом в некоторой точке, покоящейся относительно вещества. Тогда, при условии однородности и изотропности

$$du^2 = \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (8.2)$$

где r – безразмерное расстояние, k – индекс кривизны. Индекс k принимает значения $-1, 0, +1$: $k = -1$ – Вселенная с отрицательной кривизной (двумерный аналог – седло или псевдосфера), $k = 0$ – плоская Вселенная (называемая также Вселенной Эйнштейна–де Ситтера), $k = +1$ – Вселенная с положительной кривизной (аналог – сфера).

Параметр $R(t)$ характеризует «размер» Вселенной для данного момента времени t . Он входит в дифференциал расстояния dl между двумя наблюдателями, безразмерные радиальные координаты которых отличаются на dr :

$$dl = R(t) \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}}; \text{ при } r \ll 1 \quad l \cong R(t)r. \quad (8.3)$$

Если $k = 0$ и $R(t) = \text{const}$, то имеем плоское евклидово пространство.

Относительная скорость двух наблюдателей

$$v = \frac{dl}{dt} = \dot{R}(t)r = \frac{\dot{R}(t)}{R(t)}l = Hl, \quad (8.4)$$

т.е. выражается законом Хаббла.

Движение фотона в этой системе происходит по геодезической линии, которая определяется уравнением $ds^2 = 0$:

$$ds^2 = 0 = c^2 dt^2 - R^2(t) \frac{dr^2}{1 - kr^2}. \quad (8.5)$$

Если фотон излучается в отдалённой точке r_e в момент времени t_e , то он придёт к наблюдателю, находящемуся в точке $r = 0$, в момент t_0 . Момент t_0 определяется из уравнения геодезической

$$\int_{t_e}^{t_0} \frac{cdt}{R(t)} = \int_0^{r_e} \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} = \begin{cases} \arcsin r_e & k = +1 \\ r_e & k = 0 \\ \text{Arsh } r_e & k = -1 \end{cases}, \quad (8.6)$$

где $\text{Arsh } r_e = \ln(r_e + \sqrt{1 + r_e^2})$ – обратная гиперболическая функция (ареа-синус). Таким образом, момент времени t_0 зависит только от r_e . Пусть наблюдаемый источник излучает монохроматическую волну и один гребень волны излучён в момент t_e , а следующий (через

один период) – в момент $t_e + \Delta t_e$; первый гребень придёт в точку $r = 0$ в момент t_0 , а следующий – в момент $t_0 + \Delta t_0$. Из уравнения геодезической

$$\int_{t_e}^{t_e + \Delta t_e} \frac{cdt}{R(t)} = \int_{t_0}^{t_0 + \Delta t_0} \frac{cdt}{R(t)}. \quad (8.7)$$

Если за период волны $R(t)$ не успеет заметно измениться, то

$$\frac{c\Delta t_e}{R(t_e)} = \frac{c\Delta t_0}{R(t_0)} \rightarrow \frac{\Delta t_0}{\Delta t_e} = \frac{v_e}{v_0} = \frac{R(t_0)}{R(t_e)}, \quad (8.8)$$

и изменение частоты фотона составит

$$1 + z = \frac{\lambda_0}{\lambda_e} = \frac{v_e}{v_0} = \frac{R(t_0)}{R(t_e)}. \quad (8.9)$$

Если $R(t)$ растёт со временем (Вселенная расширяется), то $z > 0$, λ растёт, и наблюдается красное смещение. Таким образом, красное смещение – естественное следствие эволюции Вселенной.

Эволюция фактора $R(t)$ выводится из уравнений гравитационного поля. Предполагается, что известна средняя плотность вещества во Вселенной ρ . Приведём без вывода некоторые соотношения

$$k = -R^2 \left(1 + 2 \frac{R\dot{R}}{R^2} \right); \quad (8.10)$$

для настоящего момента времени

$$k = H_0^2 R_0^2 (2q_0 - 1); \quad (8.11)$$

индекс «0» означает величины, относящиеся к настоящему моменту времени. Величина

$$q_0 = -\frac{R_0 \dot{R}_0}{R_0} \quad (8.12)$$

называется параметром замедления. В модели Эйнштейна–де Ситтера $q_0 = 1/2$; для замкнутой Вселенной $q_0 > 1/2$; для открытой Вселенной $q_0 < 1/2$. Плотность вещества в современную эпоху

$$\rho_0 = \frac{3}{4\pi G} H_0^2. \quad (8.13)$$

Критическая плотность (для случая $q_0 = 1/2$)

$$\rho_{cr} = \frac{3}{8\pi G} H_0^2 = 1.9 \cdot 10^{-29} h^2 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}. \quad (8.14)$$

при $H_0 = 100h$ км/(с·Мпк).

По величине ρ_0 космологические модели делятся на открытые и закрытые. Критическое значение $\rho_{cr} \sim 1.9 \cdot 10^{-29} h^2$ г/см³ отделяет открытые модели ($\rho < \rho_{cr}$, $q_0 < 1/2$) от замкнутых ($\rho > \rho_{cr}$, $q_0 > 1/2$). Зависимость фактора $R(t)$ от времени в модели Эйнштейна–де Ситтера ($q_0 = 1/2$)

$$\frac{R(t)}{R_0} = \left(\frac{3H_0 t}{2} \right)^{2/3}. \quad (8.15)$$

При $q_0 < 1/2$ $R(t)$ монотонно возрастает, причём по более быстрому закону, чем $t^{2/3}$. При $q_0 > 1/2$ функция $R(t)$ вначале возрастает, проходит максимум, затем начинает уменьшаться – расширение сменяется сжатием. На рис. 8.1 представлены графики зависимости масштабного фактора от времени для разных типов космологических моделей.

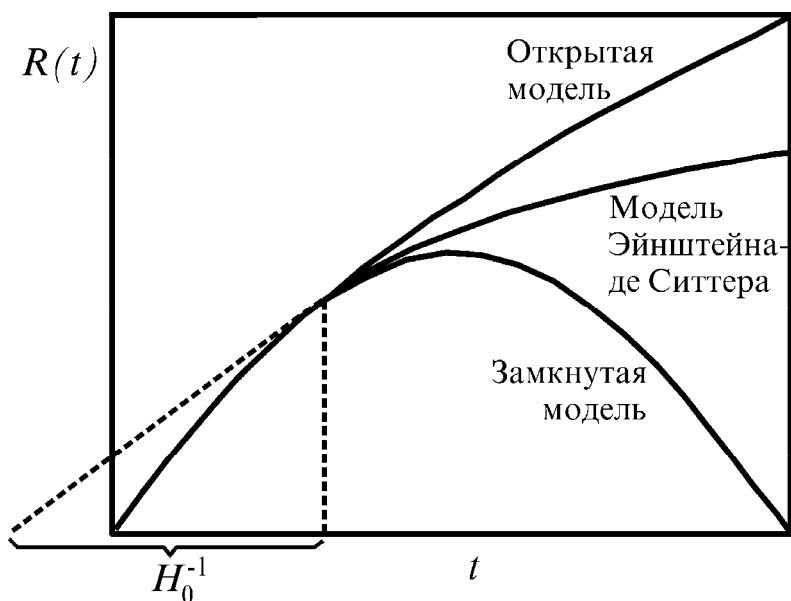


Рис. 8.1. Зависимость масштабного фактора от времени для разных типов космологических моделей.

Итак, основные параметры, описывающие любую модель Вселенной – постоянная Хаббла H_0 и параметр замедления q_0 .

Радиоастрономия позволяет наблюдать объекты, находящиеся на огромных расстояниях, где влияние переменной $R(t)$ со временем становится существенным. Поэтому разработаны тесты, которые в принципе могут позволить сделать выбор в пользу той или иной космологической модели. Главный из них – подсчёт числа радиоисточников в зависимости от плотности потока $N(S)$.

8.2. Статистические подсчёты радиоисточников. Зависимость $\log N - \log S$

К настоящему времени составлены обширные каталоги радиоисточников, полные до величин потока в единицы миллианских. Один из космологических тестов, предлагаемых на основе этих каталогов – подсчёты числа N радиоисточников, имеющих плотность потока S на заданной частоте, попадающую в заданный интервал значений. В одном из вариантов подсчёта берётся интегральная функция распределения $N(S)$: N – число источников, имеющих плотность потока больше S . Результаты такого подсчёта, выраженные в логарифмическом масштабе, называют для краткости зависимостью $\log N - \log S$. Можно показать, что в евклидовой модели Вселенной $\log N = -1.5 \log S$. Пусть имеется популяция равномерно распределённых в пространстве радиоисточников с одинаковыми светимостями L , а R – расстояние, на котором источник с заданной светимостью L даёт плотность потока S :

$$S = \frac{L}{4\pi R^2}.$$

Тогда все источники, попадающие в сферу радиусом R , будут иметь плотность потока больше S . Число этих источников пропорционально объёму сферы: $N \propto V \propto R^3$. С другой стороны, $S \propto R^{-2}$. Следовательно, $N \propto S^{-3/2}$. То же соотношение оказывается справедливым, если источники имеют различные L , образующие некоторую функцию светимости (при определённых ограничениях на её свойства).

Реально получаемые подсчёты радиоисточников дают более крутой наклон зависимости $\log N - \log S$, от -1.85 до -2 (в зависимости от длины волны и от типов источников, включаемых в рассмотрение). Это означает, что имеет место недостаток сильных источников (крупномасштабное «сгущивание», а земной наблюдатель находится внутри локальной «дыры» в распределении источников), или же, наоборот, имеется избыток слабых источников, если в прошлом (на больших z) источники обладали в среднем более высокой светимостью. Таким образом, кривая $\log N - \log S$, кроме космологических эффектов, ещё подвержена влиянию эволюции радиоисточников в прошедшие эпохи. Это приводит к

дополнительным неопределённостям в интерпретации кривой $\log N - \log S$.

Подсчёты радиоисточников выполнены на частотах 178, 408, 1420, 2700 и 5000 МГц, причём как для всего неба, так и для избранных площадок, в которых имеются обзоры, полные вплоть до очень малых величин S . На практике строится нормированная дифференциальная зависимость количества источников $N(S)$ в

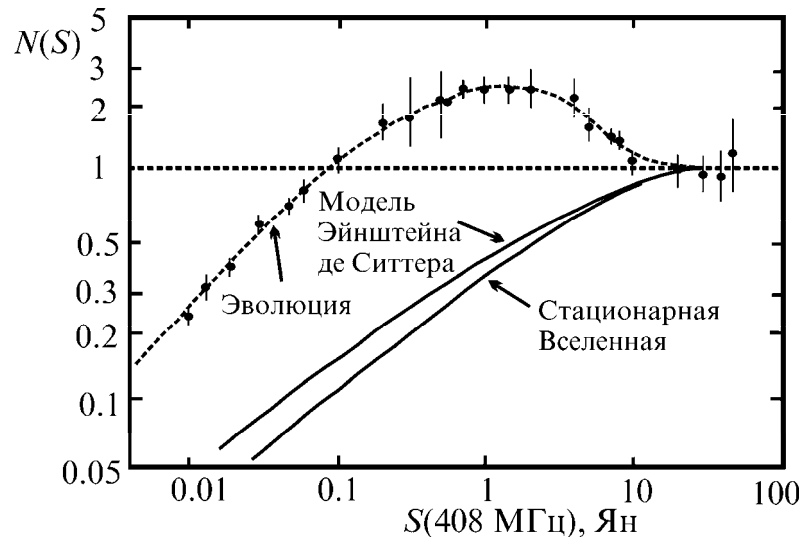


Рис. 8.2. Интегральные подсчёты $N(S)$, нормированные на статическую евклидову модель $N \propto S^{-3/2}$.

заданном интервале плотностей потока dS , отнесённого к N_0 – числу источников в том же интервале dS для евклидовой Вселенной; очевидно, что $N_0 \propto [S^{-3/2} - (S + \Delta S)^{-3/2}]$. На рис. 8.2 изображены нормированные интегральные распределения $N(S)/N_0$: наблюдаемое на частоте 408 МГц и ожидаемые для различных моделей Вселенной.

Кроме эволюции светимостей источников L , имеется ещё ряд эффектов, влияющих на вид получаемой зависимости $\log N - \log S$:

1) Эффективное значение светимости зависит от z источника: излучение принято в одной полосе частот $\Delta\nu$, а было испущено в другой, $\frac{\Delta\nu}{1+z}$.

2) Красное смещение z приводит к уменьшению видимого “блеска” радиоисточника сверх закона обратных квадратов; это уменьшает радиус сферы, соответствующей данной величине S ; следовательно, и N уменьшается.

3) В расширяющейся Вселенной источники в прошлом должны были располагаться теснее; поэтому, глядя в прошлое, мы так их и должны видеть, т.е. при малых S число N возрастает.

С учётом эволюции радиоисточников можно получить наклон кривой $\log N - \log S$ круче -1.5 , если предположить, что в прошлом источники были ярче и плотность их была выше. Однако появляется слишком много свободных параметров, поэтому удовлетворительное решение проблемы $\log N - \log S$ до сих пор не найдено.

8.3. Реликтовое фоновое радиоизлучение

Реликтовое излучение – фоновое излучение с планковским спектром, соответствующим температуре $T_b = 2.7$ К (максимум в спектре на $\lambda \sim 1.5$ мм). Термин «реликтовое» был предложен И.С. Шкловским, т.к. это излучение представляет собой реликт, остаток от ранней стадии эволюции Вселенной. В англоязычной литературе его обычно называют cosmic microwave background (CMB) – космический микроволновый фон. Излучение было открыто в 1965 г. Пензиасом и Вилсоном на волне 7 см [Penzias A.A., Wilson R.W., ApJ, 1965, **142**, 419]. Излучение сразу же было интерпретировано как имеющее космологическое происхождение; в настоящее время считается наиболее надёжным свидетельством в пользу горячей модели возникновения Вселенной.

Наблюдаемый микроволновый фон возник в эпоху рекомбинации, когда излучение отделилось от вещества и среда стала прозрачной. При этом планковский спектр фонового излучения сохраняет свою форму, но яркостная температура уменьшается

обратно пропорционально масштабному фактору $R(t)$:

$$T_0 = T_e \frac{R(t_e)}{R(t_0)}, \quad (8.16)$$

где T_e – температура излучения в момент времени t_e , а T_0 – температура излучения в современную эпоху t_0 . При этом

$$T_0 = \frac{T_e}{1 + z_e}. \quad (8.17)$$

Учитывая, что рекомбинация водорода (в равновесных условиях, согласно уравнению Саха) происходит при $T_e \sim 3000$ К, для эпохи рекомбинации получим

$$z_e \approx \frac{T_e}{T_0} \approx \frac{3000}{2.7} \approx 1100. \quad (8.18)$$

Основная часть наблюдаемого фона поступает именно с этого красного смещения. Реликтовые фотоны образуют локальную выделенную систему отсчёта («абсолютный эфир»). Движение наблюдателя относительно этой системы отсчёта может быть выявлено из наблюдений. Вследствие эффекта Доплера фотоны, поступающие из области апекса движения, испытают синее смещение, а фотоны, поступающие из противоположной области – красное смещение. Изменение яркостной температуры фона (с точностью до членов порядка v/c)

$$\Delta T = T_0 \frac{v}{c} \cos \theta, \quad (8.19)$$

где v – модуль вектора скорости наблюдателя, а θ – угол между вектором скорости и направлением наблюдения.

Реликтовое излучение наблюдалось в широком диапазоне частот от субмиллиметровых до дециметровых волн. Исследованию реликтового излучения были посвящены два специальных космических эксперимента. Преимущество спутниковых наблюдений – отсутствие систематических ошибок, связанных с излучением Земли и земной атмосферы. Первый эксперимент, советский, «Реликт-1», проведен на спутнике Прогноз-9 (запущен в 1983 г., $\nu = 37$ ГГц, угловое разрешение рупорных антенн 10°). Второй эксперимент, американский, выполнен на спутнике NASA COBE (Cosmic Background Explorer) с угловым разрешением 7° . Спутник COBE был запущен 18 ноября 1989 г. и работал до января 1994 г. Приборы, установленные на COBE (дифференциальные радиометры на $\nu = 31.5, 53$ и 90 ГГц, спектрометр диапазона $\lambda \lambda 100$ мкм – 1 см и ИК-фотометр $\lambda \lambda 1.2$ – 240 мкм), позволили продвинуться в виновскую область спектра реликтового фона ($\lambda < 1.5$ мм).

Найдено, что реликтовый фон обладает высокой степенью изотропии. Это означает, что со времени последнего рассеяния реликтовых фотонов ($z_e \approx 1100$) Вселенная расширялась изотропно, а постоянная Хаббла не зависит от направления.

Анализ карт распределения T_b реликтового фона основан на построении углового спектра неоднородностей. Распределение относительных флуктуаций яркостной температуры $\Delta T/T_0$ рассматривается как случайное поле, заданное на поверхности сферы. Для этого поля можно выполнить разложение по сферическим гармоникам Y_l^m :

$$\frac{\Delta T}{T_0}(\theta, \varphi) = \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=-l}^l a_l^m Y_l^m(\theta, \varphi), \quad (8.20)$$

Составляющие углового спектра C_l – компоненты разложения двухточечной корреляционной функции флуктуаций $\Delta T/T_0$, взятых в точках m и n , по полиномам Лежандра $P_l(\cos \theta)$:

$$C(\theta) = \left\langle \frac{\Delta T(m)}{T_0} \cdot \frac{\Delta T(n)}{T_0} \right\rangle = \frac{1}{4\pi} \sum_{l=1}^{\infty} C_l P_l(\cos \theta). \quad (8.21)$$

Угловые скобки здесь означают усреднение по всевозможным направлениям m, n .

Коэффициенты C_l связаны с коэффициентами разложения по сферическим гармоникам (8.20) как

$$\begin{aligned} \langle a_l^m a_l^{m'*} \rangle &= C_l \delta_{ll'} \delta_{mm'}, \\ \delta_{ll'}, \delta_{mm'} &= \begin{cases} 1 & \text{при } l = l', m = m', \\ 0 & \text{при } l \neq l', m \neq m'. \end{cases} \end{aligned} \quad (8.22)$$

Таким образом, величины C_l представляют собой мощность мультиполя порядка l в разложении функции $\Delta T/T_0(\theta, \varphi)$ по сферическим гармоникам.

По данным эксперимента «Реликт-1» была выявлена дипольная составляющая (т.е. сферическая гармоника 1-го порядка) за счёт движения Солнца относительно локального поля излучения (рис. 8.3). Амплитуда 1-й гармоники 3.16 ± 0.12 мК (милликельвин), направление вектора $\alpha = 11^{\text{h}}17^{\text{m}} \pm 10^{\text{m}}$, $\delta = -7.5^\circ \pm 2.5^\circ$, скорость Солнечной системы в этом направлении $v = 316 \pm 12$ км/с.

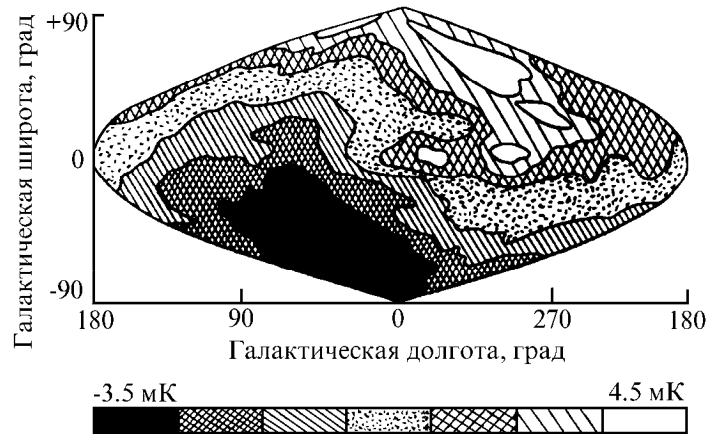


Рис. 8.3. Дипольная составляющая в распределении реликтового излучения по данным эксперимента «Реликт-1».

Квадрупольная составляющая не найдена на уровне $\Delta T/T_0 < 2 \cdot 10^{-5}$ [51].

Неоднократно проводился поиск флуктуаций реликтового излучения на масштабах от угловых секунд до градусов. Обнаружение флуктуаций позволило бы оценить масштабы неоднородностей на больших z ; эти неоднородности – исходные структуры для образования галактик и скоплений галактик. Наблюдательное исследование анизотропии реликтового фона очень осложнено на дециметровых и сантиметровых волнах галактическим фоном, а на миллиметровых – излучением межзвёздной пыли. Впервые флуктуации реликтового фона были достоверно зарегистрированы при наблюдениях на спутнике COBE. На масштабах $\sim 7^\circ$ среднеквадратичная величина ΔT составляет в среднем по частотному диапазону COBE 31 ± 6 мК (микрокельвин) [Fixsen D.J. et al., ApJ, 1997, **486**, 623], т.е. $\sim 10^{-6} T_0$. Карты фона, полученные COBE на разных частотах, хорошо коррелируют между собой. При этом спектр индивидуальных неоднородностей с высокой степенью точности также планковский:

$$I(\nu) = B(\nu, T_0) + \Delta T \frac{\partial B(\nu, T)}{\partial T}, \quad (8.23)$$

где B – функция Планка, $T_0 = 2.728$ К – средняя температура фона по наблюдениям COBE, ΔT – величина температурной анизотропии в данном направлении на небе.

Удалось обнаружить неоднородную структуру реликтового фона на масштабах $\sim 0.5^\circ$ и в наземных наблюдениях. Наблюдения выполнены при помощи трёхантенного интерферометра на частоте 13.5 ГГц. Относительная величина флуктуаций фона согласуется с данными COBE [O'Sullivan C. et al., MNRAS, 1995, **274**, 861]. Аналогичный эффект найден на частоте 40 ГГц на масштабе $\sim 0.26^\circ$ [Peterson J.B. et al., ApJ, 2000, **532**, L83].

В последние годы проведены ещё несколько важных экспериментов по исследованию неоднородностей фона с помощью болометрических приёмников миллиметрового и субмиллиметро-

вого диапазона, установленных на высотных баллонах – Boomerang ($\nu = 90$ и 150 ГГц, угловое разрешение $26'$ и $16.5'$ соответственно [Mauskopf P.D. et al., ApJ, 2000, **536**, L59]) и MAXIMA-1 ($\nu = 150, 240$ и 410 ГГц, разрешение $10'$ [Hanany S. et al., ApJ, 2000, **545**, L5], рис. 8.4), а также Python.

Результаты экспериментов дают согласующиеся между собой результаты, а именно: первичный пик с амплитудой $\sim 75 \mu\text{K}$ вблизи $l \sim 200$ и вторичный пик меньшей амплитуды $\sim 45 \mu\text{K}$ около $l \sim 500$ (рис. 8.5).

Наблюдаемые особенности в спектре реликтового фонового радиозлучения могут быть отражением акустических мод возмущений плотности вещества, возникающих в эпоху рекомбинации. Такие возмущения, предсказанные А.Д. Сахаровым [ЖЭТФ, 1965, **49**, 345] и называемые сахаровскими осцилляциями, долж-

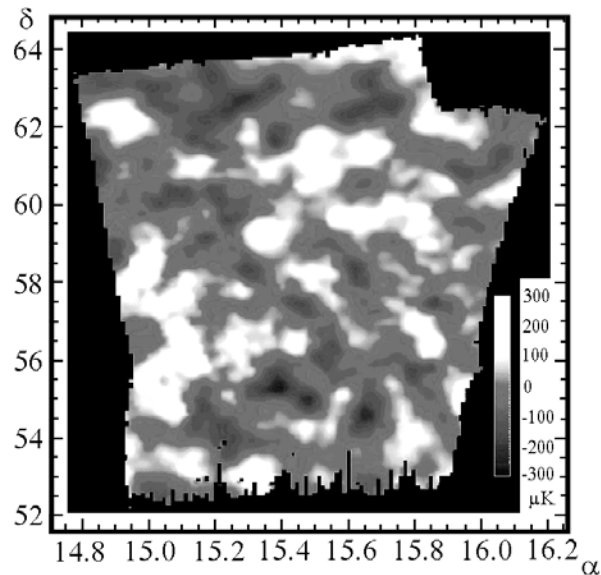


Рис. 8.4. Карта флуктуаций реликтового фона, полученная в эксперименте MAXIMA-1.

ны существовать на масштабах 10^1-2^0 , характерная длина волны возмущений в сопутствующей системе (и, соответственно, характерный размер возмущений) $\sim 100-200h^{-1}$ Мпк. Флуктуации реликтового фона, созданные этими возмущениями, могут быть выявлены применением специальной фильтрации при анализе анизотропии фона [Jørgensen H.E. et al., A&Ap, 1995, **294**, 639]. Присутствие вторичного пика в угловом спектре анизотропии и его амплитуда могут свидетельствует о наличии или отсутствии скрытой «холодной тёмной материи» (cold dark matter – CDM) небарионной природы (т.е. не наблюдаемой обычными средствами). Обнаружение свидетельств CDM имело бы решающее значение для выбора космологической модели, т.к. плотность этой материи входит в полную величину средней плотности Вселенной ρ_0 и в конечном счёте определяет, является ли Вселенная замкнутой или открытой.

Пока нет единой интерпретации наблюдаемого углового спектра фона. Относительно малая амплитуда вторичного пика

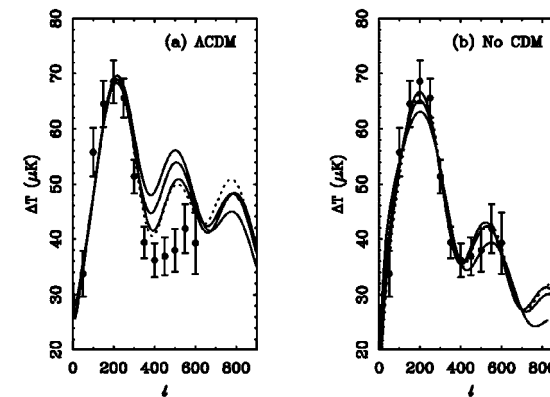


Рис. 8.5. Угловой спектр флуктуаций реликтового фона.

скорее свидетельствует в пользу плоской (евклидовой) Вселенной без CDM [De Bernardis P. et al., Nature, 2000, **404**, 955]. Однако то же соотношение пиков можно получить, предположив, что имела место задержка рекомбинации относительно указанного момента $z_{\text{rec}} \approx 1100$ [Peebles P.J.E. et al., ApJ, 2000, **539**, L1]. Это могло произойти, если в ту эпоху существовало большое количество источников ионизирующей радиации (массивных звёзд, активных галактических ядер). Задержка рекомбинации могла уменьшить амплитуду вторичного пика; наблюдаемый спектр в этом случае можно согласовать с моделью, имеющей небольшую положительную кривизну пространства.

Глава 9. Радиоастрономические аспекты проблемы поиска внеземных цивилизаций

9.1. Выбор объектов для поиска

Поиск сигналов внеземных цивилизаций (ВЦ) представляет собой сложнейшую многоплановую проблему, находящуюся на стыке нескольких отраслей знания – астрономии, физики, биологии, философии и др. С технической точки зрения поиск ВЦ предполагает мобилизацию наблюдательных средств для слежения за небом. В то же время, направления предполагаемого поиска и вероятность успешного исхода – параметры весьма неопределённые. По этой причине перед тем, как приступить к решению поставленной задачи, необходимо максимально уменьшить эту неопределённость, используя всю доступную информацию о возможном характере предполагаемого сигнала ВЦ.

В простейшем варианте SETI (Search for Extraterrestrial Intelligence – поиск внеземного разума) рассматривается только один вид наблюдений – поиск позывных сигналов ВЦ «земного типа» в радиодиапазоне. Поиск сигнала ВЦ часто сравнивают с поиском иголки в «Космическом стоге сена». Под «стогом» при этом понимают некоторый объём в гиперпространстве, имеющем девять измерений: три пространственных координаты, время, два направления поляризации, частота сигнала, модуляция, мощность сигнала. На рис. 9.1 показано сечение «Космического стога сена», в котором оставлены лишь три измерения: частота, чувствительность приемной аппаратуры и N – число направлений на небе, в которых надо производить поиск. Все выполненные до 1980 г. обзоры SETI охватывали лишь около 10^{-17} объема, показанного на рис. 9.1. К настоящему времени эта доля сократилась до $\sim 10^{-10}$. Задача состоит в том, чтобы выделить в «стоге» области, наиболее перспективные с точки зрения стратегии поиска. Рассмотрим последовательно некоторые из параметров «стога».

Существуют две возможных стратегии выбора направлений поиска: направленный поиск и сплошной обзор всего неба (или

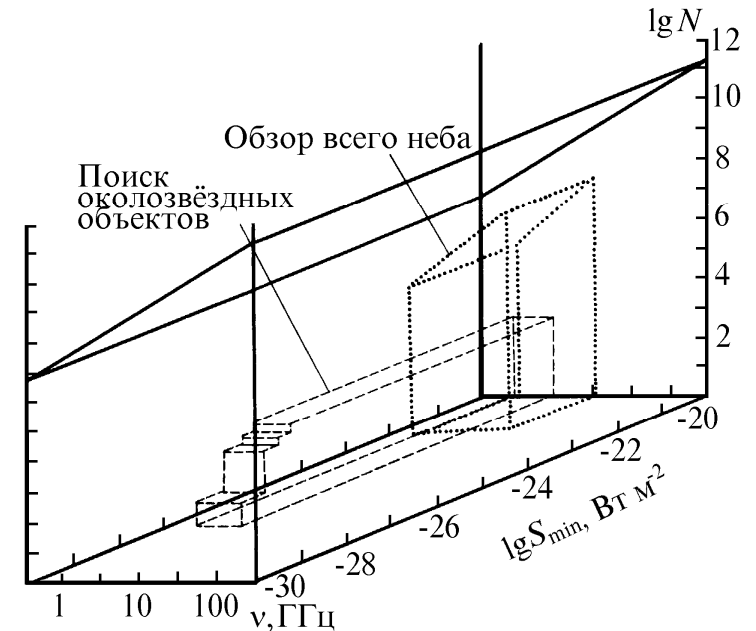


Рис. 9.1. «Космический стог сена»; показаны область, покрываемая обзором всего неба программы HRMS, и область направленного поиска околозвёздных объектов.

его части, доступной данному радиотелескопу). Естественно, при обзоре всего неба имеются более широкие возможности обнаружить сигнал от «неожиданного» объекта (например, необычной звезды несолнечного типа или космического зонда, которые могут находиться в произвольной точке неба). Однако, чувствительность «всенаправленного» обзора (при том же полном времени наблюдений) ниже, чем при целенаправленном поиске сигналов от ряда избранных объектов. Исторически первый поиск – проект OZMA, выполненный в NRAO, Грин Бэнк, США – был именно направленным и включал в себя слежение за двумя близкими звёздами классов G–K, τ Кита и ϵ Эридана, на волне 21 см.

Для выяснения количества звёзд – потенциальных источников сигнала ВЦ можно воспользоваться следующим. Вероятное число N планетных систем в Галактике, от которых можно было бы ожидать сигналов, даётся известной формулой Дрейка:

$$N = R_* f_p n_e f_i f_c L. \quad (9.1)$$

Здесь R_* – скорость звёздообразования в Галактике; f_p – доля звёзд, обладающих планетными системами; n_e – среднее число планет земного типа в планетной системе; f_i – доля планет с жизнью; f_c – доля планет с разумной жизнью; f_t – доля планет с технологическими цивилизациями; L – время жизни технологической цивилизации. Величины R_* , f_p и n_e могут быть оценены средствами астрономии. Так, для R_* имеется оценка: ~1 вновь родившаяся звезда в год в Галактике. Представление о параметрах f_p и n_e может быть получено по результатам поиска внесолнечных планетных систем (см. <http://www.obspm.fr/planets/>). Наблюдения, выполненные разными методами, показывают, что около полусотни звёзд в окрестностях Солнца, вероятно, обладают планетными системами. Правда, большинство из этих предполагаемых планет не относятся к земному типу и не пригодны для возникновения жизни, похожей на нашу: большинство этих планет по массе сходны с Юпитером и обращаются либо на очень близких к центральной звезде орбитам (большая полуось до 0.05 а.е., период обращения – несколько земных суток), либо на очень вытянутых орбитах (эксцентриситет до 0.6). Отчасти свойства найденных планетных систем могут объясняться наблюдательной селекцией, так как системы такого типа проще обнаружить на ограниченном интервале наблюдений (≤ 10 лет). Завершая обсуждение формулы Дрейка, нужно отметить, что величина f_p включает в себя одиночные звёзды главной последовательности классов FGK, доля которых в звёздном населении окрестностей Солнца может достигать 10%. В ближайшем будущем исследования должны показать более конкретно, какие значения могут принимать вероятность f_p и число «подходящих» планет n_e . Планетные системы, подобные солнечной, пока не найдены. Что касается следующих параметров в формуле Дрейка, то для них неопределённость гораздо выше.

Для квалифицированной оценки здесь требуется привлечение знаний по многим отраслям науки (биология, палеонтология, антропология, история, социология...), и всё равно достоверность ответа будет очень низкой, поскольку мы имеем пример лишь одной реально существующей цивилизации – нашей собственной, и распространение наших знаний о ней на другие миры весьма проблематично. Существующие оценки числа цивилизаций N в Галактике лежат в пределах от единицы (то есть земная цивилизация уникальна) до нескольких миллионов.

В направленный поиск обычно включают звёзды, удовлетворяющие таким требованиям:

- 1) стационарные, (то есть не меняющие свой блеск);
- 2) звёзды спектральных классов FGK (близких к солнечному), принадлежащие к главной последовательности, иначе, звёзды с массой порядка солнечной, находящиеся на длительном и относительно спокойном этапе своей эволюции;
- 3) одиночные, так как в системе двойной или кратной звезды очень маловероятно существование стабильных орбит для планет, а, возможно, и планетная система вряд ли образуется (с этой точки зрения τ Кита, включённая в проект OZMA, была не лучшим кандидатом на успех, потому что эта звезда двойная или даже тройная).

Проведенная работа по отбору звёзд согласно перечисленным критериям дает списки, содержащие тысячи объектов. Это позволяет произвести отбор направлений на небе, предпочтительных для целенаправленного SETI.

9.2. Выбор частоты

Фундаментальный параметр – несущая частота возможного сигнала позывных. Со времен пионерской работы Коккони и Моррисона [*Cocconi G., Morrison P. Searching for interstellar communications. Nature, 1959, 184, No. 4690, 844*] и первого поиска – проекта OZMA – наиболее подходящим универсальным стандартом считалась $\nu_0 = 1420.4$ МГц – частота линии 21.1 см.

Как отмечено в проекте Cyclops, наилучшим с точки зрения минимальных суммарных шумов (Галактика + земная атмосфера-

ра + реликтовый фон с $T_b = 2.7$ К) является диапазон 1–10 ГГц, в который попадает и частота линии 21 см.

В дальнейшем, после обнаружения природных космических источников мазерного радиоизлучения OH, центр тяжести несколько сместился с линии 21 см в сторону более высоких частот, к частотам линий OH ($\lambda = 18$ см). Оливер впервые указал, что в пределах упомянутого интервала 1–10 ГГц весьма перспективно для SETI «водяное окно», участок электромагнитного спектра от 1400 до 1720 МГц. Этот участок ограничен частотами линий OH с одной стороны и линией 21 см с другой. Атом H и радикал гидроксила OH – продукты диссоциации молекулы воды: $H + OH = H_2O$. По этой причине для любой цивилизации с жизнью на водной основе частотный диапазон «водяного окна» должен быть выделенным и иметь «магическое» значение. Обзор NASA HRMS (High-Resolution Microwave Survey) уделяет основное внимание именно частотам «водяного окна», а также диапазону вблизи 8500 МГц.

Имеются и другие соображения по выбору оптимальной частоты для SETI. Перечислим основные частоты, предложенные в диапазоне 1–10 ГГц.

1) Линия 21 см перехода между подуровнями сверхтонкой структуры основного состояния ($n = 1$) атома водорода ($\nu_0 = 1420.4$ МГц).

2) Частота линии 21 см ν_0 , умноженная на универсальные константы (π , e , 2, $\ln 2$ и т.д.); наблюдения на частоте ν_0 не совсем удобны из-за мешающего влияния излучения межзвёздного водорода.

3) Аналог линии 21 см для трития – изотопической разновидности водорода 3H . Тритий – короткоживущий изотоп с периодом полураспада 12.6 лет, имеет линию сверхтонкой структуры на частоте 1516.7 МГц. Известен как минимум один обзор ближайших звёзд в линии трития.

4) Частоты линий молекулы гидроксила OH (1612, 1665, 1667 и 1720 МГц).

5) «Водяное окно», перекрывающее диапазон между ν_0 и частотами линий гидроксила.

6) Линии переходов тонкой структуры состояния $n = 2$ атома водорода: шесть линий вблизи частот 9852.0, 9875.7, 10029.6, 909.9, 1087.5, 1146.6 МГц.

7) Переход тонкой структуры изотопа гелия 3He 8666 МГц.

8) Линия формальдегида H_2CO 4830 МГц ($\lambda = 6$ см). Линия почти всегда наблюдается в поглощении, даже при отсутствии источников радиоконтинуума в данном направлении, то есть непосредственно в спектре фонового реликтового излучения с яркостной температурой $T_b = 2.7$ К (§5.5). Таким образом, частота линии H_2CO – одна из наиболее «холодных» в данном диапазоне для многих участков неба.

За пределами диапазона 1–10 ГГц выделенная частота, – безусловно, переход $6_{16}-5_{23}$ молекулы воды H_2O на волне 1.35 см (22235 МГц).

В.С. Троицкий одним из первых обратил внимание на возможности, предоставляемые диапазоном миллиметровых волн. В этом диапазоне, благодаря более высокой направленности передающей и приёмной антенн, можно при той же мощности передатчика осуществить связь на гораздо больших расстояниях. В качестве стандарта для SETI в миллиметровом диапазоне Н.С. Кардашёв предложил частоту $\nu = 203.384$ ГГц ($\lambda = 1.47$ мм), на которой находится переход сверхтонкой структуры атома позитрония (Ps), короткоживущей структуры, которая может образовываться в ~70% случаев аннигиляций электрон-позитронных пар. Эта частота лежит также вблизи другого естественного стандарта – максимума спектра фонового реликтового излучения с $T_b = 2.7$ К. К настоящему времени выполнены уже два обзора ближайших звёзд на частоте линии позитрония.

9.3. Выбор момента для поиска сигнала

При исследовании «Космического стога сена» обычно действуют по принципу «чем больше, тем лучше». В обзорах всего неба по возможности просматривают одни и те же площадки по несколько раз. Если обзор направленный, стараются уделить каждой звезде как можно больше времени, пронаблюдать её повторно. Постоянно приходится искать компромисс между полнотой

обзора, его чувствительностью и временем исследования каждого направления на небе. Однако всегда имеется вероятность пропуска сигнала от какого-либо потенциального источника («сигнал от них пришёл не тогда, когда мы на них смотрели»). Чтобы уменьшить риск такой ситуации, были предложены варианты «синхронизации» передачи сигналов ВЦ при помощи событий, наблюдаемых всеми ВЦ в окрестностях Солнца. Такая стратегия называется «конвергентной»: считается, что ВЦ «земного типа» должны мыслить в примерно одинаковых категориях SETI и передающая ВЦ будет стараться по возможности облегчить соседям поиск и приём сигнала. В плане выбора частоты SETI работа Коккони и Моррисона – первый пример конвергентной стратегии, так как частота линии 21 см, безусловно, может быть универсальным стандартом для всех цивилизаций.

Впервые конвергентная стратегия, позволяющая выделить на оси времени интервал, наиболее благоприятный для SETI, была предложена П.В. Маковецким. Общим сигналом для передачи позывных ВЦ может служить выдающееся астрофизическое событие, наблюдаемое всеми ВЦ в некоторой области Галактики. В качестве такого события П.В. Маковецкий предложил вспышку Новой Лебеда 1975 г. Когда свет вспышки доходит до ВЦ, она тут же начинает передачу позывных, после чего требуется еще какое-то время, чтобы радиоволны достигли Земли:

$$t = R_1 + R - R_0 = \sqrt{R_0^2 + R^2 - 2R_0R \cos \mu} + R - R_0 \text{ лет.}$$

Здесь $R_1 + R$ – длина ломаной Новая–ВЦ–Земля, R_0 – расстояние от Земли до Новой (в световых годах), μ – угловое расстояние между ВЦ и Новой. Таким образом, в каждый момент времени существует некоторый эллипсоид, на поверхности которого могут быть сосредоточены потенциальные кандидаты SETI. В одном фокусе эллипсоида находится Новая, в другом – Земля. Сечение эллипсоида и пути распространения сигналов показаны на рис. 9.2. Зная расстояния до звёзд-кандидатов в окрестностях Солнца, из приведенных соображений можно примерно оценить момент приёма синхронизованных Новой позывных от этих звёзд в районе Земли и уделить этим звёздам основное внимание в программе поиска. Со временем эллипсоид расширяется, и нужно будет

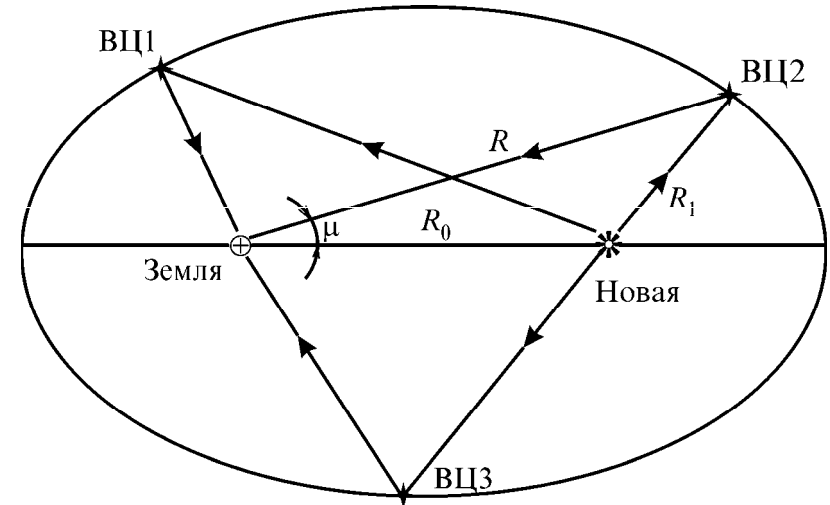


Рис. 9.2. Синхронизация посылки сигналов внеземными цивилизациями при помощи вспышки Новой звезды.

переходить ко всё более удаленным звёздам-кандидатам. В развитие идеи Маковецкого было предложено использовать в качестве синхросигналов вспышку Сверхновой 1987А в Большом Магеллановом Облаке и мощные всплески γ -излучения (§7.3).

Ещё один пример «конвергентной» стратегии. При целенаправленном поиске отбор звёзд-кандидатов и моментов для их наблюдения может быть еще более ограничен, например, таким образом, как это было сделано в SETI-программе «Зодиак». Эта программа содержит 29 звёзд, находящихся не далее 25 парсек от Солнца и лежащих вблизи плоскости эклиптики. Идея состоит в том, что ВЦ, которая готовит программу передачи сигналов другим цивилизациям, может в целях экономии энергии производить облучение ближайших «подходящих звёзд» очень узким направленным лучом радиоволн шириной $\theta \sim 10^{-7}$ радиан (рис. 9.3). На расстоянии в десяток парсек это потребует передающей антенны размером около 1000 км, что реально для технически развитой ВЦ. Столь узкий луч может не перекрывать зону, пригодную для обитания в окрестности звезды. Поэтому представляется разум-



Рис. 9.3. Облучение Солнечной системы узким лучом сигнала ВЦ, находящейся вблизи плоскости эклиптики.

ным направить луч непосредственно на звезду. Если, по счастью, луч лежит в плоскости орбиты планеты принимающей ВЦ, тогда в течение года планета будет на несколько дней попадать внутрь луча. Нужно будет при этом вести поиск облучающих нас ВЦ вблизи плоскости эклиптики в направлении, противоположном Солнцу. Дополнительный аргумент в пользу такой «эклиптической» стратегии: если передающая ВЦ осуществляет поиск планет вблизи других звёзд доплеровским методом (по небольшим вариациям лучевой скорости звезды, вызванным действием планет), то таким образом ВЦ селектирует именно те системы, где доплеровский эффект наибольший, а именно, луч зрения лежит почти в плоскости орбит планетной системы, и мы с большей вероятностью получим послание от такой ВЦ из области нашей эклиптики.

9.4. Астрофизическая польза от SETI-наблюдений.

Наблюдения SETI сопряжены с большими затратами телескопного времени. Поскольку, судя по уже проведенным обзорам SETI, вероятность успеха не слишком велика, необходимо в каждом обзоре предусмотреть возможность получения «побочного продукта», то есть информации, важной с точки зрения астрофизики. Очевидна польза поиска узкополосных сигналов на волне 21 см. Так, в обзоре SETI $\lambda = 21$ см Огайского университета (том самом, в котором был найден в сентябре 1977 г. знаменитый, до сих пор не объяснённый сигнал «Wow!», или по-русски «О-го-го!»)

было обнаружено большое количество ранее не наблюдавшихся холодных облаков межзвёздного водорода, излучающих узкие линии 21 см (правда, не столь узкие, как ожидалось бы в случае сигнала позывных ВЦ). То же касается наблюдений на частотах молекулярных линий OH (18 см), H₂O (1.35 см) и H₂CO (6 см), в которых всегда можно обнаружить большое число новых естественных объектов. При наблюдениях в миллиметровом диапазоне на частоте позитрония 203.384 ГГц можно захватить также частоту вращательного перехода $3_{13}-2_{20}$ изотопической разновидности молекулы воды H₂¹⁸O (203.407 ГГц) и частоту рекомбинационной линии (РЛ) водорода H52ε (203.9758 ГГц). В более широких пределах (± 20 ГГц относительно частоты линии позитрония) находится еще ряд спектральных линий, представляющих астрофизический интерес, в том числе РЛ водорода H40β, вращательная линия $J = 2-1$ молекулы CO и ее изотопических разновидностей, линии H₂O и DCN. Безусловный интерес представит и обнаружение самой линии позитрония 203.384 ГГц в естественных космических источниках, излучающих γ -линию 0.511 МэВ, где может происходить аннигиляция электрон-позитронных пар.

Наконец, в заключение стоит упомянуть о возможности сопутствующего режима SETI (по-английски piggy-back mode), когда данные любых радиоастрономических наблюдений попутно анализируются с целью выявления возможных сигналов ВЦ. Вероятность успеха такого совершенно не направленного поиска невелика, но она ненулевая, и режим piggy-back также способствует заполнению хотя бы некоторого объёма в «Космическом стоге сена».

Приложение 1. Основные константы

Скорость света $c = 3 \cdot 10^{10}$ см·с⁻¹.

Гравитационная постоянная $G = 6.67 \cdot 10^{-8}$ см³·г⁻¹·с⁻²

Постоянная Больцмана $k_B = 1.38 \cdot 10^{-16}$ эрг·К⁻¹.

Универсальная газовая постоянная $R = 8.31 \cdot 10^7$ эрг·К⁻¹·моль⁻¹.

Постоянная Стефана–Больцмана $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-5}$ эрг·см⁻²·К⁻⁴.

Постоянная Планка $h = 6.63 \cdot 10^{-27}$ эрг·с.

Элементарный электрический заряд $e = 4.8 \cdot 10^{-10}$ ед. CGSE.

Масса покоя электрона $m_e = 9.1 \cdot 10^{-28}$ г.

Масса покоя протона $m_p = 1.67 \cdot 10^{-24}$ г.

Сечение томсоновского рассеяния $\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 = 6.65 \cdot 10^{-25}$ см².

Постоянная Ридберга для атома бесконечной массы $R'_\infty = 1.1 \cdot 10^9$ см⁻¹.

Приложение 2. Адреса сайтов в Internet, содержащих радиоастрономическую информацию

Общие сведения по радиоастрономии

AstroWeb: Astronomy/Astrophysics on the Internet
<http://www.stsci.edu/astroweb/astronomy.html>

Radio Astronomy
http://infoseek.go.com/WebDir/Science/Astronomy/Radio_astronomy
<http://gewa.gsfc.nasa.gov/~astro/observ2.htm>
http://www.cv.nrao.edu/fits/www/yp_radio.html

IAU Commission 40 Radio Astronomy
http://sma2.harvard.edu/IAU_Com40/

An Introduction to Radio Astronomy
<http://www.aoc.nrao.edu/intro/>

Radio Astronomy Tutorial
<http://web.haystack.mit.edu/education/radiotut.html>

Фотографии радиотелескопов:
http://www.nfra.nl/jive/evn/tel_pics/
<http://www.jb.man.ac.uk/vlbi/gallery/radtel.html>

Любительская радиоастрономия
<http://users.vnet.net/gingell/astro/astro.html>

Радиоастрономия и SETI

SETI Institute, California, USA
<http://www.seti.org/>

Russian SETI
<http://comet.sai.msu.ru/SETI/>

Radio Astronomy and SETI
<http://www.ucbv.com/pageaas.html>

Обсерватории и институты

Non-U.S. Radio Astronomy Observatories
<http://www.nationalacademies.org/bpa/corf/forgrn97a.html>

ГАИШ, отдел радиоастрономии
<http://comet.sai.msu.ru/>

Астрокосмический центр Физического института им. П.Н. Лебедева Российской Академии наук (АКЦ ФИАН), Москва
<http://www.asc.rssi.ru/default.asp>

Пушинская радиоастрономическая обсерватория (ПРАО) АКЦ ФИАН, Пушкино, Московская область
<http://www.prao.psn.ru/>

Специальная астрофизическая обсерватория (САО) Российской Академии наук, Нижний Архыз, Карачаево-Черкессия
<http://www.sao.ru/>

Институт прикладной астрономии Российской Академии наук, Санкт-Петербург
<http://www.ipa.nw.ru/>

Институт прикладной физики (ИПФ) Российской Академии наук, Нижний Новгород
<http://www.appl.sci-nnov.ru/>

Научно-исследовательский радиофизический институт (НИРФИ), Нижний Новгород
<http://www.nirfi.sci-nnov.ru/>

Институт солнечно-земной физики Сибирского отделения Российской Академии наук, Иркутск
<http://www.iszf.irk.ru:8101>

Институт радиоастрономии Академии наук Украины, Харьков
<http://www.ira.kharkov.ua/>

Instituto Argentino de Radioastronomia
<http://www.iar.unlp.edu.ar/>

Australia Telescope National Facility, Epping, Australia
<http://www.atnf.csiro.au>

Itapetinga Radio Observatory, Brazil
<http://www.craae.mackenzie.br/ingles/roi.html>

Swedish–ESO Submillimeter Telescope (SEST), La Silla, Chile
<http://www.ls.eso.org/lasilla/Telescopes/SEST/SEST.html>

Metsähovi Observatory, Finland
<http://bigear/hut.fi/>

Observatoire de Nançay, France
http://www.obs-nancay.fr/html_an/a_menu.htm

Institut de radioastronomie millimétrique (IRAM), Grenoble, France
<http://iram.fr/>

IRAM, Granada, Spain
<http://www.oan.es/sedes/iram.html>

National Astronomy Observatory, Yebes, Spain
<http://www.oan.es/sedes/Yebes.html>

Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Bonn, Germany
http://www.mpifr-bonn.mpg.de/index_e.html

Istituto di radioastronomia, Bologna, Italy
<http://www.ira.bo.cnr.it/HomePage.html>

National Centre for Radio Astrophysics, Pune, India
<http://www.ncra.tifr.res.in/>

Nobeyama Radio Observatory, Japan
http://www.nro.nao.ac.jp/index_e.html

Kashima Space Research Center, Japan
<http://www.crl.go.jp/ka/radioastro/index.html>

Joint Institute for VLBI in Europe/European VLBI Network,
Netherlands
<http://www.nfra.nl/jive/>

Toruń Centre for Astronomy, Poland
<http://www.astr.uni.torun.pl/>

Hartebeesthoek Radio Observatory, South Africa
<http://hartrao.ac.za/>

Taeduk Radio Astronomy Observatory, South Korea
http://www.trao.re.kr/trao/index_en.html

Onsala Space Observatory, Sweden
<http://www.oso.chalmers.se/>

Jodrell Bank Observatory, Macclesfield, UK
<http://www.jb.man.ac.uk/>

Mullard Radio Astronomy Laboratory, Cambridge, UK
<http://www.mrao.cam.ac.uk/>

National Radio Astronomy Observatory, Green Bank, USA
<http://www.nrao.edu/>

Owens Valley Radio Observatory, CA, USA
<http://www.ovro.caltech.edu/>

Hat Creek Radio Astronomy Observatory (BIMA)
<http://bima.astro.umd.edu/>

Arecibo Observatory, Puerto Rico
<http://aosun.naic.edu/>

NRAO Very Long Baseline Array (VLBA)
<http://www.aoc.nrao.edu/vlba/html/VLBA.html>

Haystack Observatory, USA
<http://web.haystack.mit.edu/>

Ohio State University Radio Astronomy Observatory, USA
<http://everest.eng.ohio-state.edu/~klein/ro/>

Литература

Основные учебные пособия

1. *Конникова В.К.* Конспект лекций по практической радиоастрономии. Нижний Архыз, 1999.
2. *Кисляков А.Г., Разин В.А., Цейтлин Н.М.* Введение в радиоастрономию. Часть I. Основы радиоастрономии. Часть II. Техника радиоастрономии. Нижний Новгород: изд-во Нижегородского университета, М.: Физматлит, 1995, 1996.
3. *Краус Дж.Д.* Радиоастрономия. М.: Советское радио, 1973.
4. *Пахольчик А.* Радиоастрофизика. М.: Мир, 1973.
5. Галактическая и внегалактическая радиоастрономия. М.: Мир, 1976.
6. *Каплан С.А.* Элементарная радиоастрономия. М.: Наука, 1966.
7. *Шкловский И.С.* Космическое радиоизлучение. М.: Гостехиздат, 1956.
8. Астрофизика и космическая физика, под ред. Р.А. Сюняева. М.: Наука, 1982.
9. *Железняков В.В.* Радиоизлучение Солнца и планет. М.: Наука, 1964.

Глава 1

10. *Мартынов Д.Я.* Курс общей астрофизики. М.: Наука, 1967.
11. *Соболев В.В.* Курс теоретической астрофизики. М.: Наука, 1967.
12. *Хей Дж.* Радиовселенная. М.: Мир, 1978.
13. Очерки истории радиоастрономии в СССР. Сборник научных трудов. Киев: Наукова думка, 1985.
14. *Шкловский И.С.* Проблемы современной астрофизики. М.: Наука, 1982.

Глава 2

15. *Гинзбург В.Л.* Теоретическая физика и астрофизика. М.: Наука, 1975.
16. *Гинзбург В.Л.* Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967.

17. *Железняков В.В.* Электромагнитные волны в космической плазме (генерация и распространение). М.: Наука, 1977.
18. *Железняков В.В.* Излучение в астрофизической плазме. М.: Янус-К, 1997.

Глава 3

19. *Крюгер А.* Солнечная радиоастрономия и радиофизика. М.: Мир, 1984.
20. *Шкловский И.С.* Физика солнечной короны. М.: Физматлит, 1962.
21. *Каплан С.А., Пикельнер С.Б., Цытович В.Н.* Физика плазмы солнечной атмосферы. М.: Наука, 1977.
22. *Де Ягер К.* Строение и динамика атмосферы Солнца. М.: ИЛ, 1962, глава VIII.

Глава 4

23. *Крупенио Н.Н.* Радиофизические исследования планет. М.: Наука, 1978.
24. *Крупенио Н.Н.* Радиоисследования Луны и планет земной группы. Итоги науки и техники, серия Астрономия, т. 16, 17. М.: изд-во ВИНТИ, 1980, 1981.
25. Планеты и спутники. Под ред. А. Дольфюса. М.: Мир, 1974.
26. Юпитер. Под ред. Т. Герелса. Том III. Магнитосфера, радиационные пояса. М.: Мир, 1979.
27. *Яковлев О.И.* Распространение радиоволн в Солнечной системе. М.: Советское радио, 1974.
28. *Яковлев О.И.* Космическая радиофизика. М.: Научная книга, 1999.
29. *Ловелл Б.* Метеорная астрономия. М.: Физматгиз, 1958.

Глава 5

30. *Каплан С.А., Пикельнер С.Б.* Межзвёздная среда. М.: Физматгиз, 1963.
31. *Каплан С.А., Пикельнер С.Б.* Физика межзвёздной среды. М.: Наука, 1979.
32. *Бочкарёв Н.Г.* Основы физики межзвёздной среды. М.: изд-во МГУ, 1992.

33. *Пикельнер С.Б.* Основы космической электродинамики. М.: Наука, 1966.
34. *Каплан С.А., Цытович В.Н.* Плазменная астрофизика. М.: Наука, 1972.
35. *Дорман Л.И.* Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей. М.: Наука, 1975.
36. *Рудницкий Г.М.* Молекулы в астрофизике. Итоги науки и техники, серия Исследование космического пространства, т. 20. М.: изд-во ВИНТИ, 1983.
37. Космические мазеры. Сборник статей. М.: Мир, 1974.
38. На переднем крае астрофизики. М.: Мир, 1979.

Глава 6

39. *Шкловский И.С.* Сверхновые звёзды и связанные с ними проблемы. М.: Наука, 1976.
40. *Лозинская Т.А.* Сверхновые звёзды и звёздный ветер: взаимодействие с газом Галактики. М.: Наука, 1986.
41. Пульсары. Сборник статей. М.: Мир, 1971.
42. *Смит Ф.Г.* Пульсары. М.: Мир, 1979.
43. *Манчестер Р., Тейлор Дж.* Пульсары. М.: Мир, 1980.

Глава 7

44. *Пахольчик А.* Радиогалактики. М.: Мир, 1981.
45. *Бербидж Дж., Бербидж М.* Квазары. М.: Мир, 1969.
46. *Товмасын Г.М.* Внегалактические источники радиоизлучения. М.: Наука, 1986.
47. Физика внегалактических источников радиоизлучения. Сборник статей. М.: Мир, 1987.

Глава 8

48. *Зельдович Я.Б., Новиков И.Д.* Строение и эволюция Вселенной. М.: Наука, 1975.
49. *Шама Д.* Современная космология. М.: Мир, 1973.
50. *Пиблс П.* Физическая космология. М.: Мир, 1975.
51. Итоги науки и техники, серия Астрономия, т. 31. М.: изд-во ВИНТИ, 1986.

Глава 9

52. *Шкловский И.С.* Вселенная, жизнь, разум. М.: Наука, 1976.
53. Межзвёздная связь. М.: Наука, 1969.
54. Проблема СЕТИ (связь с внеземными цивилизациями). Под ред. С.А. Каплана. М.: Мир, 1975.
55. Проблема поиска внеземных цивилизаций. М.: Наука, 1981.
56. Проблема поиска жизни во Вселенной. Труды Таллинского симпозиума. Под ред. В.А. Амбарцумяна, Н.С. Кардашёва, В.С. Троицкого. М.: Наука, 1986.

Георгий Михайлович Рудницкий

Конспект лекций по курсу «Радиоастрономия»

Нижний Архыз, 2001, 208 стр. с илл.

Редактор К.В. Бычков

Подписано в печать 2001 г. Бумага офсетная. Гарнитура «Таймс»
Формат 60x84/16. Усл.п.л. . Тираж экз. Заказ №

Издательство и типография «Компьютерный информационно-издательский центр В. Лебедева».

357147 Нижний Архыз, Карачаево-Черкесская Республика
Тел. (87878) 46244

CYGNUS@SAO.RU

ЛР № 066762 от 24.09.96 г.