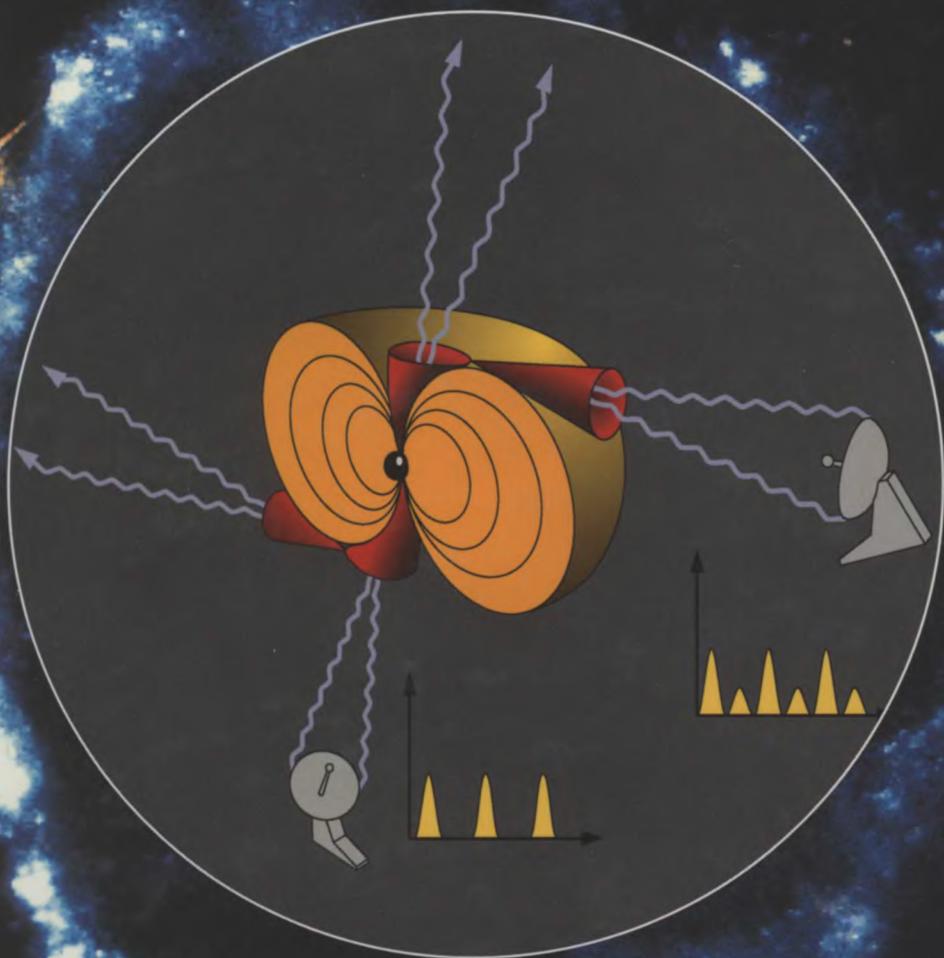


И.Ф. Малов

РАДИОПУЛЬСАРЫ



НАУКА

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. П.Н. ЛЕБЕДЕВА

И. Ф. Малов

РАДИОПУЛЬСАРЫ



Москва НАУКА 2004

УДК 52
ББК 22.63
М18

Рецензенты:

доктор физико-математических наук *Г.С. Бисноватый-Коган*,
доктор физико-математических наук *В.С. Бескин*

Малов И.Ф.

Радиопульсары / И.Ф. Малов. – М.: Наука, 2004. – 191 с.
ISBN 5-02-033281-X (в пер.)

В книге кратко описаны наблюдаемые характеристики источников импульсного радиоизлучения – радиопульсаров и основные теоретические модели, объясняющие особенности этих объектов. Рассматриваются разработанные автором методы вычисления угла между осью вращения нейтронной звезды и ее магнитным моментом; концепции двух основных типов пульсаров, синхротронная модель нетеплового излучения радиопульсаров в оптическом и рентгеновском диапазонах.

Для специалистов в области астрофизики и радиоастрономии, аспирантов, студентов физических и астрономических специальностей.

По сети АК

ISBN 5-02-033281-X

© Российская академия наук, 2004

© Издательство «Наука»

(художественное оформление), 2004

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	5
Глава I. Основные наблюдаемые параметры. Краткий обзор теоретических представлений	7
1. Введение. Результаты наблюдений	7
Характеристики пульсаров	8
Расстояния до пульсаров. Распределение пульсаров в Галактике	13
Определение расстояний до пульсаров	13
Распределение пульсаров в Галактике	15
2. Спектры радиоизлучения. Светимость	15
Построение средних спектров	16
Анализ средних спектров	19
Радиосветимости пульсаров	21
3. Основные представления о природе пульсаров	36
Глава II. Развитие теоретических представлений о пульсарах	39
1. Основополагающие работы	39
2. «Грузинская» модель	49
3. Релятивистское формирование диаграммы излучения	52
4. Модель Бескина–Гуревича–Истомина	55
5. Механизм Мелроуза	59
Глава III. Интерпретация наблюдаемых радиоспектров	61
1. Природа низкочастотного завала	61
2. Возможные причины высокочастотного излома	65
3. Модельные расчёты линейного участка	68
4. «Нестандартные» спектры	70
Глава IV. Классификация пульсаров	74
1. Эжектирующие и аккрецирующие пульсары	75
2. Различие пульсаров по наблюдаемым профилям импульсов	76
3. Различие пульсаров по величине коэффициента трансформации энергии вращения в радиоизлучение	79
4. Кластерный анализ	80
5. Различие пульсаров по механизмам замедления	82
6. Короткопериодические и долгопериодические пульсары	89
Глава V. Методы вычисления угла β между осью вращения и магнитным моментом	103
1. Оценки угла β по наблюдаемой ширине профиля	103
2. Использование величины максимальной производной позиционного угла поляризации	107

3. Использование полной информации о ходе позиционного угла в среднем профиле	114
4. Определение угла β по трём уравнениям	116
5. Определение углов без привлечения модельных представлений	119
6. Определение угла β для пульсаров с поляризационными измерениями в широком интервале долгот	122
7. Пульсары с малыми углами наклона магнитного поля к оси вращения	124
8. Оценка угла β в предположении о постоянной величине магнитного поля	126
9. Сравнение углов β , полученных с помощью различных методов	133
10. Относительные угловые расстояния луча зрения от центра конуса излучения	135
11. Структура магнитного поля в области генерации излучения	141
Глава VI. Излучение радиопульсаров вне радиодиапазона	146
1. «Нормальные» радиопульсары	146
2. «Магнетары»	163
Глава VII. Заключительные замечания	173
Литература	180

**Светлой памяти родителей моих
Анны Ивановны Маловой
и Федора Леонтьевича Малова
посвящаю**

ПРЕДИСЛОВИЕ

Прошло более 35 лет со дня открытия импульсных источников радиоизлучения – радиопульсаров. За это время накоплен богатый наблюдательный материал, предложены многочисленные теоретические схемы и модели, рассмотрен широкий круг вопросов, касающихся происхождения, эволюции и связи пульсаров с другими объектами в Галактике (звездами, остатками сверхновых, межзвёздной средой, космическими лучами). Перечисленным проблемам посвящены тысячи публикаций, десятки монографий, огромное число докладов и сообщений на различных конференциях, симпозиумах и семинарах. Однако в известных автору книгах либо вовсе не рассматриваются, либо затрагиваются лишь вскользь некоторые важные аспекты исследования пульсаров – такие, например, как особенности энергетических характеристик (спектров, светимостей и др.), важнейших для понимания природы любого объекта. Почти не рассматриваются вопросы о классификации пульсаров, необходимой для понимания места объекта среди ему подобных, и оценка геометрических параметров пульсаров, без которой невозможен анализ протекающих в них процессов и определение путей их эволюции. Наконец, важную информацию о природе радиопульсаров можно получить из результатов исследований в других диапазонах (оптическом, рентгеновском и гамма), которые практически не освещаются в известных монографиях. В частности, интересными ветвями радиопульсаров могут быть «магнетары» и другие аномальные пульсары.

Над этими проблемами автор работал в течение последних 25 лет своей жизни, и анализ полученных результатов составляет основное содержание предлагаемой читателю книги, которую можно рассматривать как избранные главы необъятной науки о пульсарах. Для полноты картины и лучшего понимания освещаемого материала в ней даётся также краткое описание основных наблюдаемых особенностей пульсаров и основополагающих теоретических представлений о них. Более подробную

информацию по этим вопросам можно найти в цитируемых здесь оригинальных статьях и монографиях. Автор везде старался подчеркнуть, какие сведения и факты следует считать твёрдо установленными, а какие данные ещё подлежат проверке и уточнению.

Хочется надеяться, что выход книги окажется полезным как специалистам в области исследования пульсаров, так и астрофизикам других направлений и физикам, интересующимся астрономическими проблемами. Особую надежду автор связывает с тем, что книгой заинтересуются студенты, которые намерены посвятить свою жизнь исследованию нерешённых проблем, связанных с космическими явлениями и процессами.

Хочется выразить признательность соавторам совместных статей, внёшим вклад в решение некоторых конкретных вопросов, обсуждающихся в книге, рецензентам, взявшим на себя труд прочитать рукопись книги, и всем тем, кто своим дружеским участием и доброжелательным отношением способствовал её выходу в свет.

И.Ф. Малов

ОСНОВНЫЕ НАБЛЮДАЕМЫЕ ПАРАМЕТРЫ. КРАТКИЙ ОБЗОР ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ

1. ВВЕДЕНИЕ. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Источники периодического импульсного излучения – пульсары были открыты в Кембридже (Великобритания) в известной мере случайно, во время подготовки программы исследований по межпланетным мерцаниям в радиодиапазоне на частоте 81,5 МГц [1]. Первый радиопульсар PSR B1919+21¹ излучал регулярные импульсы с довольно стабильным периодом $P = 1,337$ с (рис. 1) [2]. К настоящему времени известно более 1300 радиопульсаров [3]. Перечислим кратко основные наблюдаемые характеристики этих объектов.

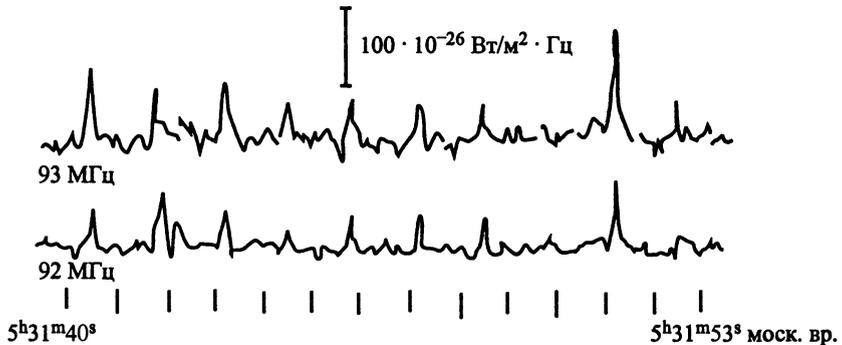


Рис. 1. Запись радиоизлучения пульсара CP 1919, сделанная 26.04.68 на радиотелескопе ДКР-1000 ФИАН

¹ В современных обозначениях пульсаров указывается их прямое восхождение и склонение, приведённые к эпохе 1950 г. (В) или 2000 г. (J).

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПУЛЬСАРОВ

Периоды. Основным параметром пульсаров можно считать период P – время между двумя последовательными импульсами излучения. Значения известных периодов заключены в интервале от 1,56 мс до 8,5 с, а их распределение имеет вид, представленный на рис. 2 [3]. Это распределение двухкомпонентно: первый максимум на 4 мс соответствует миллисекундным пульсарам, второй на 0,63 с – «нормальным» пульсарам.

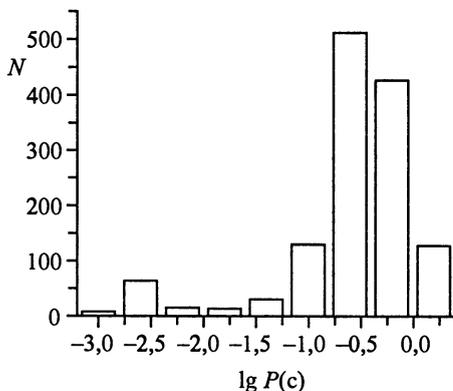


Рис. 2. Распределение 1330 пульсаров по периодам.

Производные периода. У подавляющего большинства пульсаров период монотонно увеличивается со временем² с типичным значением производной периода $dP/dt \sim 10^{-15}$ с/с для объектов с $P \sim 1$ с и $dP/dt \sim 10^{-19}$ с/с у миллисекундных пульсаров. В ряде объектов (например, PSR B0531+21 и PSR B0833-45) наблюдаются резкие скачки периода ($\Delta P/P \sim 10^{-9}$ ÷

$+ 10^{-6}$) с последующей релаксацией к прежнему монотонному ходу.

Формы импульсов. Индивидуальные импульсы радиоизлучения у данного пульсара могут быть совершенно не похожими один на другой. Однако после усреднения приблизительно 1000 таких импульсов формируется средний профиль, который остается неизменным при последующих усреднениях и является своеобразным портретом каждого пульсара. Ширины средних импульсов W , как правило, составляют от 0,01 до 0,1 P_1^3 . Однако у некоторых пульсаров (например, у PSR B0540-69, PSR B0826-34, PSR B1620-26, PSR B1659-60, PSRB1834-10, PSR B2127+11D) излучение наблюдается в течение значительной части периода. Средний импульс может быть простым (однокомпонентным), двухкомпонентным или состоять из нескольких компонентов (рис. 3) [4]. Их относительные интенсивности и ширина зависят

² Обнаруженные в последнее время у нескольких радиопулсаров уменьшения периодов связаны с эффектом Доплера вследствие их движения в шаровых скоплениях, а не с процессами в самом пульсаре.

³ Далее обозначается буквой P без индекса.

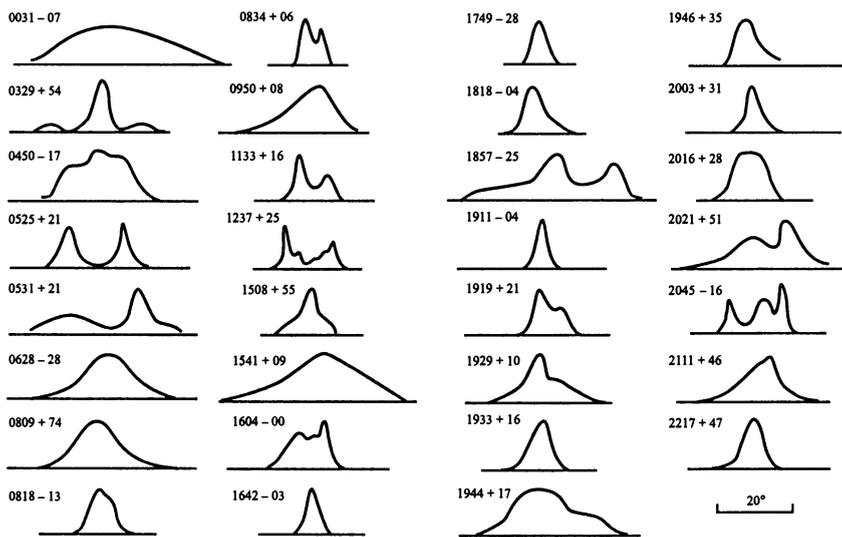


Рис. 3. Профили средних импульсов 31 пульсара в одном угловом масштабе (Джодрелл Бэнк, 408 МГц) [4]

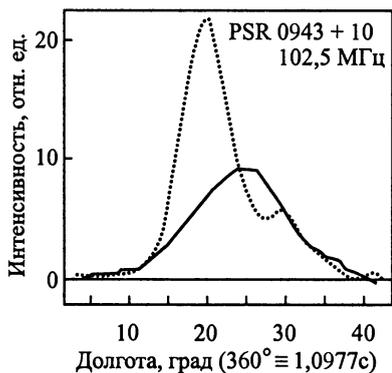


Рис. 4. Изменение формы среднего импульса в пульсаре PSR B0943+10 [5]

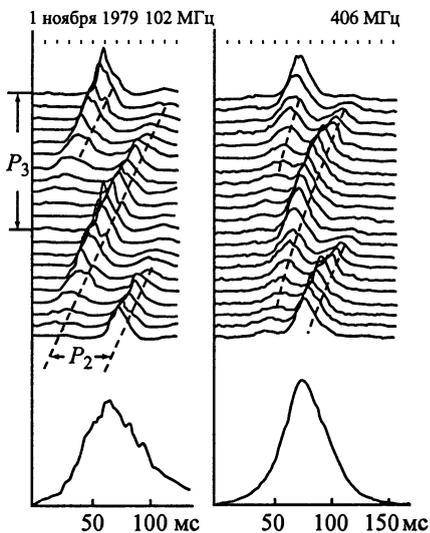


Рис. 5. Дрейф субимпульсов в среднем профиле пульсара PSR B0809+74 на двух частотах [6]

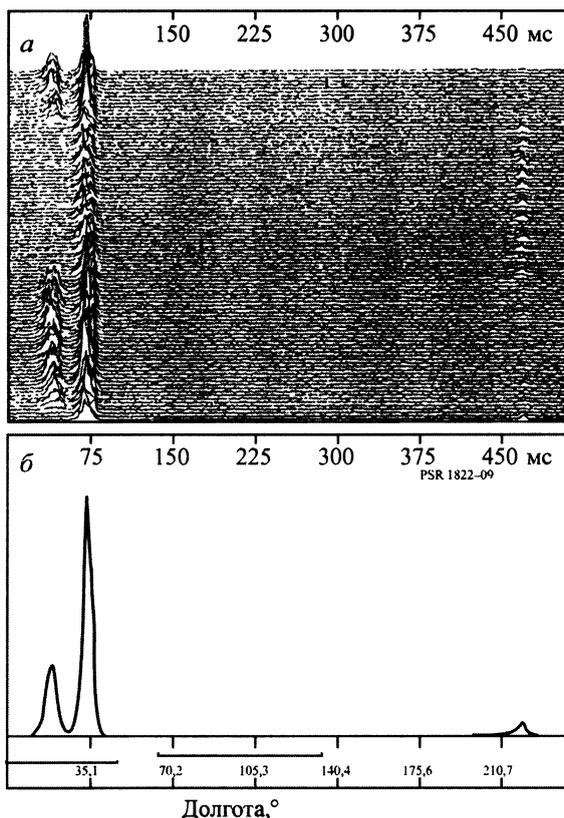


Рис. 6. Последовательность 100 средних импульсов PSR B1822–09 на частоте 1408 МГц, каждый из которых получен суммированием 10 индивидуальных импульсов, (а) и интегральный профиль, полученный интегрированием 7360 импульсов (б)

от частоты. У некоторых пульсаров может быть две (PSR B1237+25) или даже четыре (PSR B0329+54) устойчивые моды среднего профиля (рис. 4) [5]. В ряде объектов наблюдается дрейф компонентов (субимпульсов) по долготе с периодом P_3 и с возвращением через некоторое время (период P_2) к исходной фазе (рис. 5) [6].

Интересной особенностью нескольких пульсаров является наличие у них между двумя последовательными импульсами дополнительной детали – интеримпульса, обычно менее интенсивного, чем главный импульс (рис. 6) [7].

Микроструктура. По мере увеличения временного разрешения аппаратуры было установлено, что в некоторых пуль-

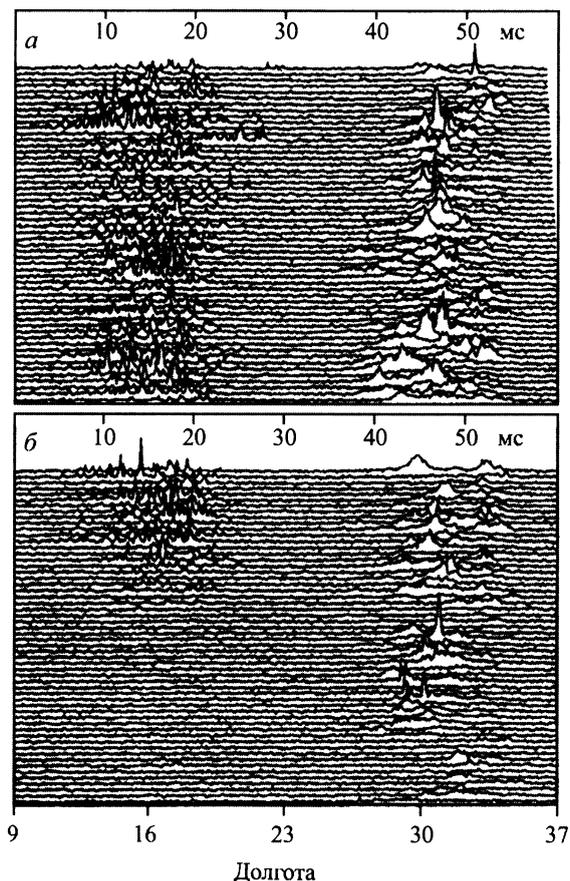


Рис. 7. Две последовательности 55 индивидуальных импульсов PSR B1822–09 на частоте 1420 МГц с разрешением 50 мкс

сарах субимпульсы имеют сложную структуру – микроструктуру с характерным масштабом отдельных деталей до 1 мкс (рис. 7) [7]. Хэнкинс с соавторами [8] обнаружил в гигантских импульсах PSR B0531+21 более мелкие (наносекундные) детали. Вопрос о том, каков наименьший временной масштаб, в настоящее время остаётся открытым. Его решение представляется очень важным, поскольку минимальные частотно-временные структуры характеризуют механизм излучения и свойства элементарного излучателя в пульсарах.

Поляризация. Для выяснения природы излучения пульсаров также очень существенную информацию дают поляризационные измерения. Оказалось, что наблюдаемое радиоизлучение у боль-

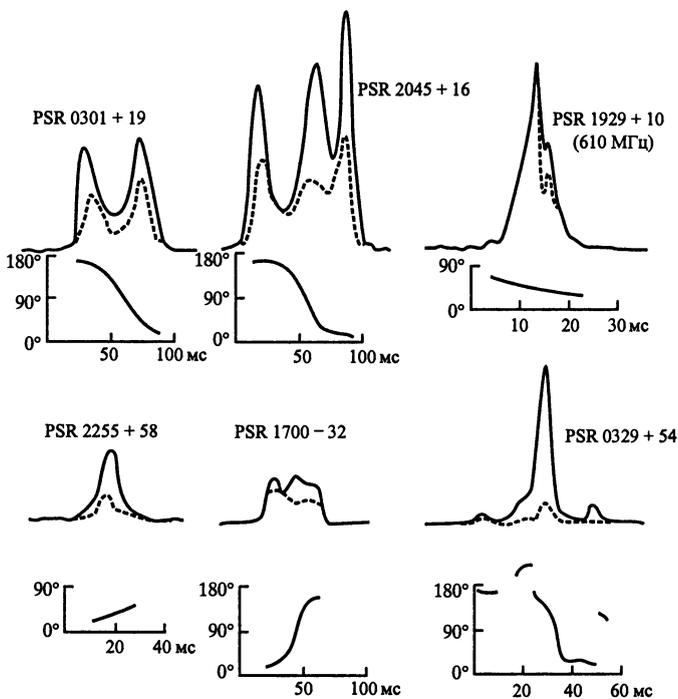


Рис. 8. Поляризация в средних импульсах для 6 пульсаров. Штриховая линия соответствует линейно поляризованному компоненту, а кривые под профилями показывают ход позиционного угла (Джодрелл Бэнк, частоты 408 и 610 МГц) [4]

шей части пульсаров сильно поляризовано. Так, у PSR B0833-45 и PSR B0950+08 степень линейной поляризации близка к 100% [9–10]. Позиционный угол в пределах импульса у многих объектов изменяется монотонно (рис. 8), но в некоторых пульсарах наблюдаются резкие скачки этого угла [4]. Изменение поляризационных параметров вдоль среднего профиля (так же, как и сам средний профиль) является характеристикой данного пульсара. Зависимости хода позиционного угла и степени линейной поляризации с частотой различны у разных пульсаров [12] и в настоящее время детально не изучены. То же касается и круговой поляризации, которая для многих пульсаров не превышает нескольких процентов, однако у отдельных источников может достигать нескольких десятков процентов [13–14].

РАССТОЯНИЯ ДО ПУЛЬСАРОВ. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПУЛЬСАРОВ В ГАЛАКТИКЕ

Для понимания происхождения, природы и эволюции космических объектов необходимо знать расстояния до каждого из них. В частности, при вычислении важнейшей во многих отношениях величины светимости используются значения расстояния (см. следующий раздел). Для выяснения картины распределения источников в пространстве также не обойтись без определения расстояний. Поэтому в течение всего времени исследования пульсаров методам оценки удалённости этих объектов от наблюдателя и их расположения в Галактике уделялось самое пристальное внимание.

Определение расстояний до пульсаров

Оценка расстояния по мере дисперсии. Импульсный характер излучения пульсара позволяет оценить расстояние до него по различию времени прихода импульса Δt на двух частотах. Это различие обусловлено зависимостью групповой скорости распространения волны в межзвёздной среде от её частоты ω

$$v_g = [1 - \omega_p^2 / \omega^2]^{1/2} c, \quad (1)$$

где $\omega_p = (4\pi n_e e^2 / m_e)^{1/2}$ – плазменная частота среды. Величина Δt задаётся выражением

$$\Delta t = 2\pi e^2 n_e l (1/\omega_1^2 - 1/\omega_2^2) / m_e c, \quad (2)$$

из которого по наблюдениям определяется величина меры дисперсии

$$DM = \int n_e dl. \quad (3)$$

Здесь и далее e – заряд электрона, m_e – его масса, n_e – концентрация электронов.

Если известно среднее значение электронной концентрации на луче зрения $\langle n_e \rangle$ (принимаемое обычно равным $0,03 \text{ см}^{-3}$), то по измеренной мере дисперсии легко вычислить расстояние до пульсара

$$d = DM / \langle n_e \rangle. \quad (4)$$

Однако для более точных вычислений расстояния d по этому методу используют всю совокупность имеющихся наблюдательных данных о распределении электронной концентрации в Галактике [15].

Анализ поглощения в линии $\lambda = 21$ см. Вследствие дифференциального вращения Галактики скорость источника вдоль луча зрения зависит от его расстояния до галактического центра. При известной модели дифференциального вращения расстояние до источника может быть получено по значению предельной скорости из анализа профиля линии поглощения нейтрального водорода $\lambda = 21$ см в спектре этого источника [16–19]. Значительные погрешности такого метода связаны с наличием пекулярных скоростей у облаков поглощающего газа и с их неоднородной плотностью. Как показывают результаты проведённых исследований (см., например, [16]), измеренные по линии $\lambda = 21$ см расстояния могут отличаться в несколько раз от оценок по мере дисперсии. Однако в целом ряде случаев эти значения очень близки друг к другу.

Другие методы. Измерение параллакса. Для двух пульсаров (PSR B0950+08 и PSR B1929+10) с помощью интерферометрических наблюдений удалось измерить годичный параллакс [20–22], причём определённое по параллаксу расстояние до этих пульсаров очень близко к оценкам по мере дисперсии.

Определение расстояния по межзвёздному рассеянию. В тех случаях, когда положение пульсара на небесной сфере оказывается достаточно близким к Солнцу и наблюдаются его мерцания на неоднородностях межпланетной плазмы, можно вычислить расстояние до источника по величине его углового размера, который определяется рассеянием излучения в межзвёздной среде [23].

Использование связи пульсара с остатком сверхновой. В случае, когда пульсар находится в остатке сверхновой, расстояние до него равно расстоянию до этого остатка и может быть определено методами, разработанными для них [24].

Пульсары в других галактиках. С достаточно большой точностью можно будет определить расстояние до пульсара при его обнаружении в других галактиках, например, в Магеллановых Облаках [25]. Поиск пульсаров в более далёких галактиках станет, по-видимому, возможным лишь при существенном увеличении чувствительности радиометров.

Распределение пульсаров в Галактике

Измеренные расстояния позволяют обратиться к задаче распределения пульсаров в Галактике. Соответствующая функция распределения зависит от трёх переменных: расстояния от Центра Галактики R , высоты над плоскостью Галактики (z -координаты) и светимости L . Обычно считается, что три функции $r(z)$, $f(R)$ и $\Phi(L)$ независимы, и общая функция распределения представляет собой их произведение.

Мы не будем здесь подробно описывать процедуру получения функций распределения и учёта искажений эффектами селекции, а приведём лишь конечные результаты их анализа. Оказалось, что число пульсаров уменьшается экспоненциально с ростом z при характерном масштабе высоты порядка 400 пк [15]. В то же время для массивных звёзд, из которых, как считается, образуются пульсары, характерна высота менее 100 пк. Единственным объяснением такого различия может быть наличие у пульсаров большой составляющей скорости, перпендикулярной плоскости Галактики. Действительно, в работах [26–27] показано, что по измерению собственных движений пульсаров их скорости направлены от плоскости и имеют квазимаксвелловское распределение с дисперсией z -компоненты ~ 100 км/с. Знание z -координаты и принятие в качестве среднего значения скорости порядка 100 км/с позволяет оценить кинематический возраст пульсара, который в среднем оказывается равным ~ 10 млн лет.

Функция распределения пульсаров по галактоцентрическим расстояниям $f(R)$ показывает наличие максимума в районе $R \sim 4+6$ кпк и падение в направлении Антицентра [15]. Наблюдаемое распределение пульсаров по R аналогично распределению сверхновых [28], остатков сверхновых [29] и молекулярных облаков [30], что усиливает вывод о связи пульсаров со сверхновыми и их прародителями из населения I.

Распределение по светимостям рассматривается в следующем разделе, посвящённом в основном наблюдаемым спектрам радиоизлучения пульсаров.

2. СПЕКТРЫ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ. СВЕТИМОСТЬ

Важнейшую информацию о природе любого источника и, в частности, о механизме его излучения содержит наблюдаемый энергетический спектр, т.е. распределение излучаемой энергии по частотам. Что касается радиопулсаров, то лишь у 41 из более 1300 объектов, вошедших в известные каталоги, обнаружено

излучение вне радиодиапазона [31]. Основное содержание этой главы будет посвящено спектрам радиоизлучения пульсаров. Соответствующий диапазон частот, в котором проводились наблюдения, простирается от 16,7 МГц до 80 ГГц, т.е. более чем на 10 октав. Измерения в таком широком диапазоне привели к накоплению большого наблюдательного материала и позволили сделать целый ряд важных выводов о спектрах и светимостях пульсаров.

ПОСТРОЕНИЕ СРЕДНИХ СПЕКТРОВ

Радиопульсары отличаются от многих других космических радиоисточников своей ярко выраженной нестационарностью. Уже в работе Хьюиша с соавторами [1], где сообщалось об открытии пульсаров, отмечалось также нерегулярное изменение интенсивности наблюдавшихся импульсов. В дальнейшем детальные исследования показали, что радиоизлучение всех пульсаров подвержено значительным вариациям в широком временном интервале от 10^{-6} до 10^7 с [32–37]. Как было установлено в результате анализа этих вариаций, характерные времена от нескольких минут до нескольких часов могут быть связаны с мерцаниями на неоднородностях межзвёздной плазмы [38]. В то же время существуют флуктуации интенсивности импульсного излучения с временами от микросекунды до нескольких месяцев, вызванные, по-видимому, процессами в магнитосферах пульсаров. Такой характер излучения означает, что для его описания необходимо получить и исследовать мгновенные спектры, т.е. одновременно измерить плотность потока (или энергию в импульсе) в указанном выше диапазоне частот. Для решения этой задачи необходимо наличие радиометров с высокой мгновенной чувствительностью, настроенных на частоты всего спектра и расположенных пространственно достаточно близко, чтобы данный пульсар был доступен одновременным наблюдениям во всех пунктах. Многократно проведённые наблюдения подобного типа дали бы также возможность исследовать эволюцию спектров во времени. Однако состояние современной радиоастрономической техники не позволяет полностью решить эту задачу. Наибольшим продвижением в данном направлении следует считать исследования мгновенных спектров девяти пульсаров, проведённые по специальной программе на трёх обсерваториях: в Институте радиоэлектроники АН Украины⁴ (Харьков) (частоты 16,7 (20) и

⁴ Современное название – Институт радиоастрономии АН Украины.

25 МГц), на Радиоастрономической станции⁵ Физического института им. П.Н. Лебедева РАН (Пушино) (частоты 61 и 102 (110) МГц) и в Наффилдских радиоастрономических лабораториях (Джодрелл Бэнк, Англия) (частоты 151, 408 и 1420 МГц) [39, 40]. Оказалось, что для мгновенных спектров характерны значительные вариации ото дня ко дню [39]. Неточность определения истинных потоков из-за влияния мерцаний мала на частотах $17\div 151$ МГц и сильно искажает результаты измерений в диапазоне $408\div 1420$ МГц. Это обстоятельство связано с быстрым уменьшением радиуса частотной корреляции при увеличении длины волны ($\propto \lambda^{-4}$) [41], который в метровом диапазоне для большей части пульсаров становится значительно меньше полосы радиометров. Тем не менее, и на низких частотах мгновенные спектры показывают сильные вариации от сеанса к сеансу, причём могут наблюдаться не только изменения величины спектрального индекса, но даже и его знака.

Как по индивидуальным импульсам получают средние профили, так и по мгновенным спектрам, усреднив их по всем сеансам наблюдений, можно получить средние спектры.

При этом ослабляется влияние как собственных вариаций потока, так и влияние мерцаний. Таким способом были получены средние спектры пульсаров PSR B0329+54, 0628–28, 0809+74, 0950+08, 1133+16, 1237+25, 1508+55, 1642–03 и 1919+21. Сравнение этих данных с результатами других авторов показало [42], что несмотря на присущее радиоизлучению пульсаров значительное изменение спектров от сеанса к сеансу каждый пульсар имеет устойчивую во времени среднюю форму спектра. Кроме того анализ спектров выявил наличие низкочастотного завала (впервые отмеченного Робинзоном [43], а затем рассмотренного Зибером [44]) и корреляции наклонов в спектре слева и справа от частоты максимума [42].

Устойчивость среднего спектра позволяет рассматривать его как ещё одну (наряду со средним профилем и параметрами поляризации) важнейшую характеристику данного пульсара. Выше уже отмечалось, что построение мгновенных спектров представляет собой очень сложную наблюдательную задачу, однако факт устойчивости среднего спектра позволяет использовать для его получения и неодновременные наблюдения, т.е. можно построить компиляционный спектр, который, как следует из современных представлений, не отличается от среднего (различны

⁵ В настоящее время – Пушинская радиоастрономическая обсерватория.

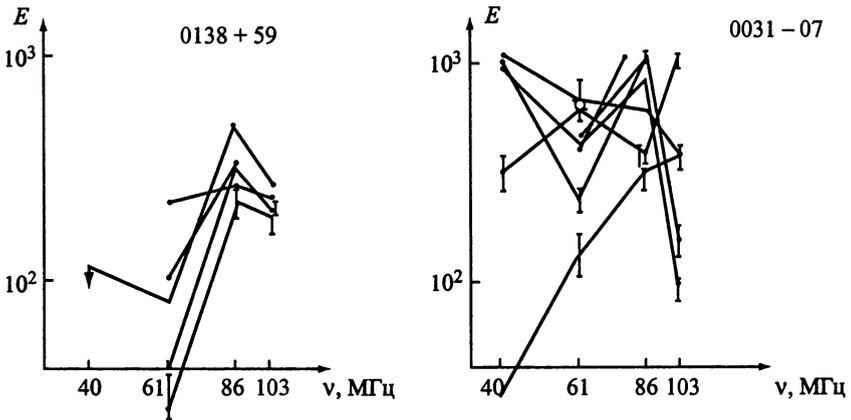


Рис. 9. Примеры пульсаров со стабильными и с сильно изменяющимися мгновенными спектрами [39]

только методы их построения). Поэтому в дальнейшем мы не будем делать различия между ними.

Прежде чем перейти к описанию компиляционных спектров, остановимся кратко на вопросе о тех временах, которые достаточны для получения устойчивого среднего спектра. Сразу следует отметить, что в настоящее время исчерпывающих исследований по указанной проблеме не существует, и это одна из важнейших наблюдательных задач, которую ещё предстоит решить. Наиболее полные данные приведены в [42], где показано, что вариации мгновенных спектров в метровом диапазоне волн ($39\div 102$ МГц) присущи всем исследовавшимся пульсарам, при этом примерно у половины пульсаров форма спектра сохраняется, а у другой половины заметно изменяется. Обнаружена корреляция степени вариаций с частотой максимума ν_m и шириной спектра. У пульсаров с $\nu_m = 40\div 102$ МГц вариация формы сильнее, чем у объектов с $\nu_m \geq 150$ МГц. Пульсары с более размытым максимумом (например, PSR B1133+16) показывают меньшие вариации формы. На рис. 9 приведены характерные примеры двух различных изменений формы спектра (стабильная форма у PSR B0138+59 и сильно изменяющаяся у PSR B0031-07). Для целого ряда пульсаров обнаружены изменения в спектре в широком временном интервале от нескольких минут до нескольких месяцев (а может быть, и до нескольких лет). Такие изменения нельзя объяснить ошибками измерений, они связаны с особенностями механизма излучения пульсаров. Проведённые исследования показали, что, если для получения среднего профиля

достаточно накопления около 1000 импульсов, то при построении среднего спектра такое время накопления можно использовать лишь для устранения минутных вариаций. Для сглаживания долговременных изменений и выявления возможного векового хода необходимы многократные наблюдения в течение длительных промежутков времени. Поэтому для построения компиляционного спектра в идеальном варианте должны быть проведены серии измерений с промежутками между ними от минут до лет. Для большей части пульсаров такую программу ещё предстоит осуществить.

АНАЛИЗ СРЕДНИХ СПЕКТРОВ

Имеющиеся наблюдательные данные позволили получить средние спектры 340 нормальных [45] и 38 миллисекундных пульсаров [46–47]. При их построении проводилось усреднение энергий в импульсе (с учётом веса, определявшегося ошибками измерений), полученных разными авторами в разное время на близких частотах (близкими считались частоты, для которых $\lg(\nu_1/\nu_2) < 0,08$).

Сопоставление средних спектров выявило в них три характерные особенности (рис. 10) [48]: 1) наличие участка со степенной зависимостью $E_\nu \propto \nu^{-\alpha}$, 2) плавное изменение величины и знака спектрального индекса в низкочастотной области (низкочастотный завал), 3) достаточно резкое увеличение наклона спектра на высоких частотах (высокочастотный излом).

Степенной участок спектра обнаружен у большей части пульсаров. Он расположен, как правило, в дециметровом и сантиметровом диапазонах волн. Не исключена возможность, что у нескольких пульсаров спектральный индекс α изменяется с частотой (нельзя уверенно выделить участок с постоянным α). Примером может служить пульсар PSR B1822-09. С учётом сказанного выше о вариациях интенсивности излучения пульсаров для подтверждения такого вывода необходимы новые, более детальные исследования.

У четырёх пульсаров обнаружено уплощение, а возможно и подъём в высокочастотной области ($\nu > 30$ ГГц) [49].

Значения спектрального индекса для исследованных пульсаров [50] заключены в диапазоне от $-0,2$ до $3,8$ при средней величине $\langle \alpha \rangle = 1,7 \pm 0,6$.

Как показал анализ спектров, низкочастотный завал наблюдается в 114 пульсарах, у которых проведены измерения в мет-

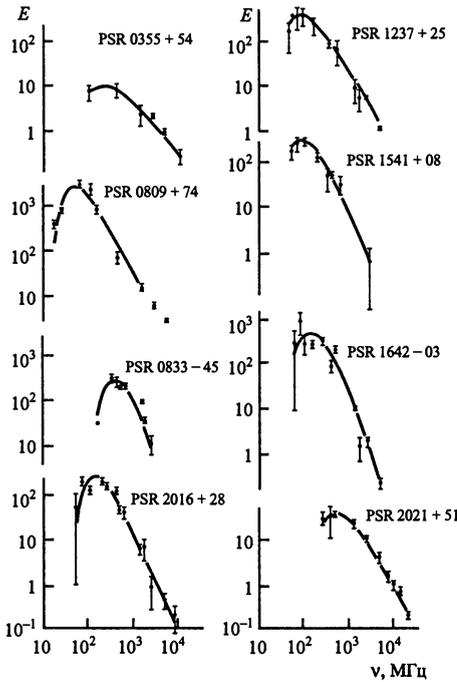


Рис. 10. Примеры типичных спектров пульсаров [48]

Как и в случае частоты максимума, наблюдается зависимость $\nu_c(P)$:

$$\nu_c (\text{ГГц}) = 1,4 P(c)^{-0,46 \pm 0,18}. \quad (6)$$

В 32 пульсарах одновременно измерены или оценены значения ν_m и ν_c [50]. Оказалось, что эти два параметра коррелируют друг с другом [50, 51]. В настоящее время связь этих величин может быть представлена в виде

$$\nu_m (\text{ГГц}) = 0,1 \nu_c (\text{ГГц}). \quad (7)$$

Наконец, следует отметить, что упомянутая в работе [40] корреляция между наклонами в спектре слева и справа от максимума подтверждается по новым данным.

Совокупность наблюдательных результатов приводит к выводу о том, что спектр радиоизлучения пульсара смещается в сторону длинных волн и становится более узким при увеличении периода вращения нейтронной звезды P . Действительно, как следует из соотношений (5) и (6), при значении периода $P = 2$ с спектр заключён между частотами $\nu_m = 78$ МГц и $\nu_c = 1018$ МГц,

ровом диапазоне. Значения частоты максимума заключены между 50 и 300 МГц при средней величине порядка 100 МГц.

Обнаруженная в работе [51] для 17 пульсаров зависимость между ν_m и P подтверждается и по данным для 114 пульсаров [50]:

$$\begin{aligned} \nu_m (\text{МГц}) &= \\ &= 120 P(c)^{-0,36 \pm 0,09}. \quad (5) \end{aligned}$$

Что касается высоко-частотного излома, то как характерная особенность спектра он был впервые упомянут в работе [51], а в настоящее время обнаружен у 46 пульсаров [50]. Соответствующие значения ν_c заключены в пределах от 0,4 до 10 ГГц при средней величине порядка 2 ГГц.

и его ширина равна $\Delta\nu = 0,94$ ГГц. Для $P = 0,2$ с $\nu_m = 214$ МГц, $\nu_c = 2935$ МГц, $\Delta\nu = 2,7$ ГГц.

Приведённые зависимости, как мы увидим в дальнейшем, очень важны при проверке справедливости той или иной модели пульсара.

РАДИОСВЕТИМОСТИ ПУЛЬСАРОВ

Одна из важнейших энергетических характеристик пульсара – его радиосветимость может быть определена с помощью соотношения, справедливого для источника малых угловых размеров:

$$L = \iint S_\nu d\nu dA, \quad (8)$$

где S_ν – поток радиоизлучения на частоте ν , A – площадь излучающей поверхности. В модели полярной шапки (см. гл. II) можно считать, что излучает круговая область с угловым радиусом $\theta_p/2$.

В этом случае для пульсара, расположенного на расстоянии d от наблюдателя и имеющего ширину импульса W (с),

$$A = \pi^3 d^2 (W/P)^2. \quad (9)$$

Средний по времени поток в импульсе связан с энергией, заключённой в этом импульсе, соотношением

$$S_\nu = E_\nu/W_\nu, \quad (10)$$

и наблюдаемая светимость оказывается равной

$$L = \frac{\pi^3 d^2}{P^2} \int_0^\infty E_\nu W_\nu d\nu. \quad (11)$$

При записи выражения (11) предполагалось, что диаграмма излучения, соответствующая среднему импульсу, является круговой и что вне среднего импульса излучение отсутствует. В силу целого ряда причин диаграмма может быть вытянута или в меридиональном или в экваториальном направлении [52, 53], однако в настоящее время общепринятой точки зрения по данному вопросу не существует. Что касается межимпульсного излучения, то у ряда пульсаров оно действительно обнаружено [54, 55], но его вклад в полную светимость невелик.

Для статистических исследований иногда (см., например, [38]) используется в качестве самой грубой оценки величина, пропорциональная монохроматической светимости

$$L_1 = S_{400} d^2, \quad (12)$$

где S_{400} – поток на частоте 400 МГц. Ближе к реальному значению светимости оценка, приведённая в работе [56]:

$$L_2 = \pi^3 d^2 W_{50} S_{400} \Delta\nu / P. \quad (13)$$

Здесь предполагается, что ширина импульса по половинной интенсивности W_{50} для данного пульсара не зависит от частоты и что спектры всех пульсаров могут быть представлены в виде прямоугольника с высотой S_{400} и с постоянной шириной $\Delta\nu$, которая в [56] полагалась равной 400 МГц.

Для вычисления светимости по формуле (11) необходимо знать спектр излучения во всём диапазоне частот и зависимость ширины импульса от частоты. При всех оценках на основе наблюдательных данных в этом случае получается величина, которая представляет собой нижний предел реальной светимости пульсара. Во-первых, как уже отмечалось, удаётся измерить поток излучения только в ограниченном интервале частот. Во-вторых, луч зрения наблюдателя не проходит, как правило, через центр конуса излучения, и наблюдаемая ширина профиля меньше, чем ширина конуса. Наконец, если сечение конуса вытянуто в меридиональном направлении, то площадь этого сечения будет больше, чем вычисленная из выражения (9) величина A .

Что касается зависимости ширины импульса от частоты, то в диапазоне, на который приходится основная часть излучения (между частотами ν_m и ν_c), эта ширина, как правило, изменяется не слишком сильно, особенно на частотах выше 400 МГц [57], и такой зависимостью можно пренебречь (ошибка в оценке светимости при этом не превышает обычно 10 %).

Измеренные спектры пульсаров дали возможность вычислить значения радиосветимости L_r для 311 нормальных и 27 короткопериодических (быстрых) пульсаров с $P < 0,1$ с (табл. 1, 2).

Типичный вид радиоспектра представлен на рис. 11. Вписывание модельной кривой предполагает хорошее знание параметров магнитосферы, отсутствующее до сих пор. Поэтому при вычислении светимости считалось, что спектр может быть представлен тремя или двумя линейными участками: низкочастотной частью до частоты максимума ν_m со спектральным индексом $-\alpha_1$, основным интервалом между ν_m и ν_c (спектральный индекс

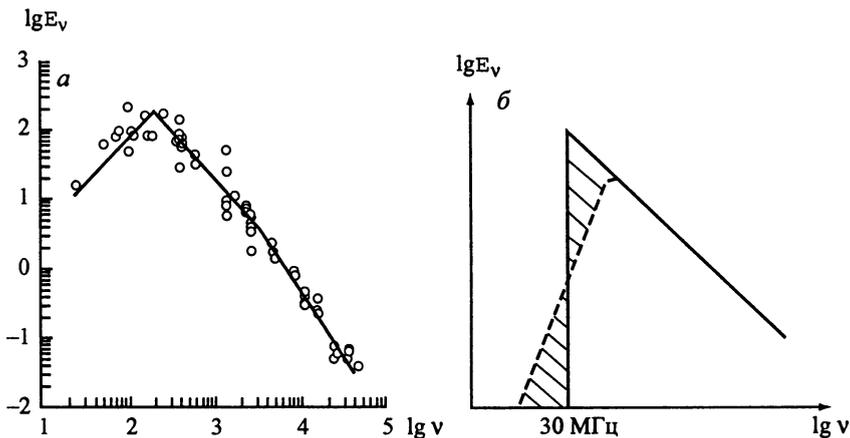


Рис. 11. Типичный компиляционный спектр пульсара PSR B1929+10 (а) и модельный спектр быстрого пульсара (б)

α_2) и высокочастотной частью за изломом (для пульсаров, у которых он обнаружен) с наклоном, определяемым значением α_3 .

В тех случаях, когда отсутствовала одна из частей спектра, для её аппроксимации использовались статистические зависимости

$$\alpha_1 = -0,21\alpha_2 - 1,01, \quad (14)$$

$$\lg \alpha_3 = 0,9 \lg \alpha_2 + 0,26, \quad (15)$$

$$\lg \nu_m \text{ (МГц)} = 1,95 - 0,58 \lg P \text{ (с)}, \quad (16)$$

$$\lg \nu_c \text{ (ГГц)} = 0,35 - 0,52 \lg P \text{ (с)}. \quad (17)$$

Значения α_2 , α_3 , ν_m и ν_c для пульсаров использованной выборки приведены в работах [48, 58–60].

Вычисление светимости сводилось к вычислению трёх интегралов $I = \int_{\nu_2}^{\nu_1} E_\nu d\nu$, которые могут быть представлены в виде

$$I = \begin{cases} \frac{E_\nu^0 \nu_0^\alpha}{1 - \alpha} (\nu_2^{1-\alpha} - \nu_1^{1-\alpha}) & \alpha \neq 1, \\ E_\nu^0 \nu_0^\alpha \lg(\nu_2 / \nu_1) & \alpha = 1. \end{cases} \quad (18)$$

Здесь E_ν^0 – значение энергии в импульсе на частоте ν_0 .

Как правило, основной вклад в светимость даёт центральный линейный участок, а вклады низкочастотной и высокочастотной

Таблица 1
Радиосветимости 311 нормальных пульсаров

<i>N</i>	PSR	<i>P</i>	$\lg L_r$
1	J0014 + 4746	1,240699038946	28,25
2	J0034 – 0721	0,9429509945598	28,31
3	J0040 + 5716	1,1182253452412	28,20
4	J0048 + 3412	1,217094296058	28,54
5	J0055 + 5117	2,115171148865	27,87
6	J0056 + 4756	0,472036662076	26,96
7	J0102 + 6537	1,679164229064	28,46
8	J0108 + 6608	1,2836598429	27,62
9	J0117 + 5914	0,1014390664824	27,66
10	J0139 + 5814	0,272450630950	28,78
11	J0141 + 6009	1,2229485205457	28,88
12	J0147 + 5922	0,1963212793124	27,88
13	J0151 – 0635	1,464664549334	28,37
14	J0152 – 1637	0,8327416126878	27,75
15	J0157 + 6212	2,35174493646	27,99
16	J0206 – 4028	0,630550140847	26,95
17	J0231 + 7026	1,466820306152	27,40
18	J0255 – 5304	0,447708444058	27,95
19	J0304 + 1932	1,387584446262	27,67
20	J0323 + 3944	3,032071956385	27,82
21	J0332 + 5434	0,7145196822210	29,63
22	J0335 + 4555	0,26920054092953	27,48
23	J0343 + 5312	1,934478067294	27,95
24	J0357 + 5236	0,1970300980314	29,18
25	J0358 + 5413	0,1563824177774	29,57
26	J0401 – 7608	0,545252742352	28,03
27	J0406 + 6138	0,594574283247	28,58
28	J0415 + 6954	0,3907150899386	27,29
29	J0421 – 0345	2,161308494552	28,09
30	J0450 – 1248	0,4380141493906	28,52
31	J0452 – 1759	0,548939223294	29,31
32	J0454 + 5543	0,340729436235	27,72
33	J0459 – 0210	1,133076123659	27,33
34	J0502 + 4654	0,638565481517	27,96
35	J0525 + 1115	0,35443759451370	29,84
36	J0528 + 2200	3,74551267840	28,41
37	J0536 – 7543	1,24585559629	28,79
38	J0543 + 2329	0,2459747688901	29,26
39	J0601 – 0527	0,3959691695432	29,36
40	J0612 + 3721	0,29798232657184	27,56
41	J0614 + 2229	0,33495996611	29,23
42	J0624 – 0424	1,0390764758510	29,17

Таблица 1 (продолжение)

<i>N</i>	PSR	<i>P</i>	$\lg L_r$
43	J0629 + 2415	0,476622836038	28,89
44	J0630 – 2834	1,24441859615	29,74
45	J0653 + 8051	1,2144405115160	28,00
46	J0659 + 1414	0,384891195054	27,48
47	J0700 + 6418	0,19567094516631	27,13
48	J0729 – 1836	0,51016034483	28,65
49	J0738 – 4042	0,374919985032	31,08
50	J0742 – 2822	0,166762291572	29,17
51	J0745 – 5353	0,2148363514	30,26
52	J0754 + 3231	1,442349479143	28,57
53	J0758 – 1528	0,6822651758060	28,05
54	J0809 – 4753	0,547199235502	30,46
55	J0814 + 7429	1,292241446862	27,67
56	J0820 – 1350	1,2381295438682	28,98
57	J0820 – 4114	0,54544553611	29,57
58	J0823 + 0159	0,8648728046988	28,08
59	J0826 + 2637	0,53066051169	27,31
60	J0837 + 0610	1,2737682915785	28,08
61	J0837 – 4135	0,751623617646	29,30
62	J0840 – 5332	0,72061236106	29,62
63	J0846 – 3533	1,116097163402	27,85
64	J0855 – 3331	1,267535702756	27,49
65	J0907 – 5157	0,253556015011	29,48
66	J0908 – 1739	0,40162562344216	27,41
67	J0908 – 4913	0,10675459250	30,80
68	J0921 + 6254	1,567994018480	26,56
69	J0922 + 0638	0,430619453205	29,15
70	J0934 – 5249	1,4447714964	28,44
71	J0942 – 5552	0,66436748807	29,93
72	J0943 + 1631	1,087417728071	28,23
73	J0944 – 1354	0,5702641245619	27,18
74	J0946 + 0951	1,09770570486	27,97
75	J0953 + 0755	0,2530651649482	27,48
76	J0955 – 5304	0,86211773933	29,61
77	J1001 – 5507	1,43658262920	29,17
78	J1012 – 2337	2,51794502050	27,80
79	J1018 – 1642	1,804694945768	28,75
80	J1041 – 1942	1,386368074588	28,85
81	J1056 – 6258	0,422447188684	30,97
82	J1057 – 5226	0,197107608187	28,67
83	J1057 – 7914	1,3474021612	28,13
84	J1059 – 5742	1,18499893354	28,47
85	J1115 + 5030	1,656439759937	26,60

Таблица 1 (продолжение)

<i>N</i>	<i>PSR</i>	<i>P</i>	$\lg L_r$
86	J1116 – 4122	0,943157882843	28,31
87	J1136 + 1551	1,187913065936	27,55
88	J1136 – 5525	0,36470557624	28,70
89	J1146 – 6030	0,27337242988	28,77
90	J1157 – 6224	0,400522048340	30,49
91	J1224 – 6407	0,2164762031209	28,64
92	J1239 + 2453	1,3824491030388	27,61
93	J1240 – 4124	0,51224209318	27,90
94	J1243 – 6423	0,388480921041	30,67
95	J1257 – 1027	0,6173076699955	27,88
96	J1305 – 6455	0,5716469444	31,07
97	J1311 – 1228	0,4475177112318	27,69
98	J1321 + 8323	0,670037418386	27,27
99	J1326 – 5859	0,47799086689	30,33
100	J1327 – 6222	0,5299062943	30,35
101	J1328 – 4357	0,53269880337	28,06
102	J1359 – 6038	0,12750077685	29,90
103	J1401 – 6357	0,842789632370	28,63
104	J1428 – 5530	0,570290462862	28,67
105	J1430 – 6623	0,785440757324	28,90
106	J1453 – 6413	0,1794847539641	28,97
107	J1456 – 6843	0,2633768148933	28,69
108	J1509 + 5531	0,739681922904	29,12
109	J1532 + 2745	1,124835742767	27,16
110	J1534 – 5334	1,36888090921	27,90
111	J1543 + 0929	0,748448416229	29,87
112	J1543 – 0620	0,709064069786	27,81
113	J1555 – 2341	0,5325777412091	28,48
114	31555 – 3134	0,5181097798008	29,45
115	J1559 – 4438	0,2570560976508	28,89
116	J1600 – 5044	0,1926012327811	29,94
117	J1602 – 5100	0,86422735995	29,58
118	J1604 – 4909	0,327417572788	28,94
119	J1605 – 5257	0,6580131007	28,61
120	J1607 – 0032	0,42181623358258	27,63
121	J1610 – 1322	1,018392746362	29,03
122	J1614 + 0737	1,206801436397	27,27
123	J1615 – 2940	2,47756787384	27,79
124	J1623 – 0908	1,2764458195155	28,04
125	J1635 + 2418	0,4905065128003	27,81
126	J1644 – 4559	0,455059775403	31,14
127	J1645 – 0317	0,387689698034	29,16
128	J1646 – 6831	1,7856112396	28,45

Таблица 1 (продолжение)

<i>N</i>	<i>PSR</i>	<i>P</i>	$\lg L_r$
129	J1651 – 1709	0,973393691872	28,14
130	J1651 – 4246	0,84408066596	30,75
131	J1652 – 2404	1,703739137858	28,18
132	J1659 – 1305	0,640958200232	28,41
133	J1703 – 1846	0,8043410792712	28,10
134	J1703 – 3241	1,211785094647	29,13
136	J1705 – 1906	0,2989874273426	27,83
136	J1709 – 1640	0,65305397126	28,26
137	J1711 – 1509	0,868804249026	27,55
138	J1717 – 3425	0,65629923146	30,87
139	J1720 – 0212	0,477715343692	30,32
140	J1720 – 1633	1,56560114802	28,15
141	J1720 – 2933	0,6204483653468	28,24
142	J1721 – 1936	1,00403745670	28,74
143	J1722 – 3207	0,477157518356	29,25
144	J1722 – 3712	0,236173191636	28,40
145	J1728 – 0007	0,3860037238349	28,24
146	J1731 – 4744	0,82982878524	29,93
147	J1733 – 2228	0,871682832986	28,29
148	J1735 – 0724	0,4193349661853	29,18
149	J1738 – 3211	0,768498945480	27,36
150	J1740 + 1311	0,803050264794	29,04
151	J1740 – 3015	0,60666591713	29,29
152	J1741 – 0840	2,043082458401	28,80
153	J1741 – 3927	0,512211401067	28,94
154	J1743 – 0339	0,44464510677	27,80
155	J1743 – 1351	0,405336948592	29,26
156	J1743 – 3150	2,41457551997	28,40
157	J1745 – 3040	0,367428753855	29,05
158	J1748 – 1300	0,3941333466126	28,90
159	J1750 – 3157	0,910362984150	28,97
160	J1751 – 4657	0,742352395470	28,59
161	J1752 – 2806	0,56255763553	29,41
162	J1754 + 5201	2,39139679486	28,64
163	J1757 – 2421	0,234100361641	29,44
164	J1759 – 2205	0,460974127869	28,54
165	J1801 – 0357	0,92149067377	29,01
166	J1803 – 2137	0,13361722916	29,13
167	J1803 – 2712	0,334415426505	28,42
168	J1807 – 0847	0,16372737166367	29,68
169	J1807 – 2715	0,827776461518	29,37
170	J1808 – 2057	0,918410326286	29,81
171	J1812 + 0226	0,793902802035	28,26

Таблица 1 (продолжение)

<i>N</i>	PSR	<i>P</i>	$\lg L_r$
172	J1813 + 4013	0,931089084936	28,63
173	J1816 – 1729	0,78231335990	28,79
174	J1817 – 3618	0,38701692095	28,70
175	J1818 – 1422	0,291488646514	30,10
176	J1820 – 0427	0,598075929665	29,14
177	J1820 – 1346	0,921459731325	29,63
178	J1822 – 2256	1,874268518252	29,05
179	J1823 + 0550	0,7529065430494	28,85
180	J1823 – 1115	0,279828696565	29,52
181	J1823 – 3021B	0,3785964790452	28,43
182	J1823 – 3106	0,284054344967	27,96
183	J1824 – 1118	0,435759033311	29,81
184	J1824 – 1945	0,189334989945	30,28
185	J1825 + 0004	0,778949400076	27,55
186	J1825 – 0935	0,76898422449	28,62
187	J1826 – 1131	2,093136309720	28,79
188	J1826 – 1334	0,101465857479	29,38
18,9	J1829 – 1751	0,307132975823	30,59
190	J1832 – 0827	0,64729271840	29,26
191	J1833 – 0338	0,68670444412	30,12
192	J1834 – 0010	0,520954311129	28,94
193	J1834 – 0426	0,2901081932010	29,93
194	J1835 – 0643	0,305830097712	29,54
195	J1836 – 0436	0,354236507718	28,61
196	J1836 – 1008	0,56271073614	30,69
197	J1837 – 0653	1,90580870607	29,89
198	J1840 + 5640	1,6528618528869	27,98
199	J1841 + 0912	0,381319294283	28,22
200	J1842 – 0359	1,839944315159	29,90
201	J1844 + 1454	0,37546337852	28,45
202	J1844 – 0244	0,507722322118	28,57
203	J1844 – 0433	0,991026616395	28,49
204	J1844 – 0538	0,255699268086	29,33
205	J1847 – 0402	0,597769151294	29,19
206	J1848 – 0123	0,65943205053	30,27
207	J1848 – 1952	4,30818959857	27,57
208	J1849 – 0636	1,451319471078	29,34
209	J1850 + 1335	0,3455818980725	28,24
210	J1851 + 0418	0,284697472498	29,53
211	J1851 + 1259	1,20530328456	27,79
212	J1854 – 1421	1,146594847118	28,46
213	J1856 + 0113	0,26743960949	29,02
214	J1857 + 0212	0,415823055263	29,59

Таблица 1 (продолжение)

<i>N</i>	PSR	<i>P</i>	$\lg L_r$
215	J1900 – 2600	0,6122092044383	29,14
216	J1901 + 0156	0,2882191593441	28,24
217	J1901 + 0331	0,65545023949	30,48
218	J1901 + 0716	0,64399866351	28,74
219	J1902 + 0556	0,7465773564336	28,88
220	J1902 + 0615	0,673500326218	30,45
221	J1903 + 0135	0,729303862273	29,65
222	J1903 – 0632	0,43188708466	29,96
223	J1905 + 0709	0,64804005430	28,88
224	J1905 – 0056	0,643181259558	29,12
225	J1907 + 4002	1,235757452781	28,29
226	J1909 + 0007	1,01694836198	28,20
227	J1909 + 0254	0,989831207210	28,43
228	J1909 + 1102	0,283640352888	29,25
229	J1910 + 0358	2,33026282052	28,42
230	J1910 + 1231	1,441741592612	29,22
231	J1910 – 0309	0,504604607817	29,93
232	J1912 + 2104	2,232969028273	28,07
233	J1913 + 1400	0,5214727140817	28,68
234	J1913 – 0440	0,825935803096	28,82
235	J1915 + 1009	0,404540498447	29,89
236	J1915 + 1647	1,616231495126	28,14
237	J1916 + 0951	0,2702544395645	28,55
238	J1916 + 1312	0,28184240740	29,68
239	J1917 + 1353	0,194630982798	29,28
240	J1918 + 1444	1,18102329730	27,25
241	J1919 + 0021	1,27226037471	28,56
242	J1920 + 2650	0,785521849527	27,27
243	J1921 + 1419	0,618182590832	28,94
244	J1921 + 1948	0,821035080573	30,08
245	J1921 + 2153	1,3373021601895	28,25
246	J1922 + 2110	1,07792434298	30,28
247	J1926 + 0431	1,074078173597	28,62
248	J1926 + 1434	1,324921971385	29,80
249	J1926 + 1648	0,57982281497	29,08
250	J1932 + 1059	0,226517634984	27,16
251	J1932 + 2020	0,268217402985	30,59
252	J1932 + 2220	0,14446976514	29,53
253	J1935 + 1616	0,3587384107696	30,19
254	J1937 + 2544	0,20098020244218	28,72
255	J1941 – 2602	0,4028579088754	28,53
256	J1943 – 1237	0,9724288509136	27,30
257	J1944 + 1755	1,9968990135	27,97

Таблица 1 (продолжение)

<i>N</i>	PSR	<i>P</i>	<i>lgL_r</i>
258	J1944 – 1750	0,841157774341	28,89
259	J1945 – 0040	1,045632444772	28,45
260	J1946 + 1805	0,4406184769108	27,83
261	J1946 – 2913	0,959447931541	28,55
262	J1948 + 3540	0,717311174076	30,41
263	J1949 – 2524	0,957616630291	27,18
264	J1954 + 2923	0,4266767865302	26,43
265	J1955 + 5059	0,5189379874091	27,99
266	J2002 + 3217	0,6967605102	28,92
267	J2002 + 4050	0,9050668203089	29,83
268	J2004 + 3137	2,11126473382	29,14
269	J2006 – 0807	0,580871337031	28,82
270	J2013 + 3845	0,2301936138595	30,57
271	J2018 + 2839	0,5579534804225	28,80
272	J2022 + 2854	0,3434021577859	28,60
273	J2022 + 5154	0,529196917808	28,77
274	J2023 + 5037	0,372619054536	27,69
275	J2029 + 3744	1,216804657740	29,74
276	J2030 + 2228	0,630512646679	28,62
277	J2037 + 3621	0,61871508419	28,01
278	J2038 + 5319	1,424568215153	28,66
279	J2046 + 1540	1,1382856833155	28,38
280	J2046 + 5708	0,476734842147	28,70
281	J2046 – 0421	1,5469381168652	28,78
282	J2048 – 1616	1,961572303613	28,23
283	J2053 – 7200	0,341336231373	28,31
284	J2055 + 2209	0,8151811027646	27,73
285	J2055 + 3630	0,2215076382770	29,49
286	J2108 + 4441	0,4148705368737	29,73
287	J2113 + 2754	1,2028517540847	27,66
288	J2113 + 4644	1,014684793189	30,39
289	J2116 + 1414	0,4401530669475	28,51
290	J2129 + 1210A	0,1106647087715	29,06
291	J2149 + 6329	0,38014034472	30,00
292	J2150 + 5247	0,3322056715409	29,35
293	J2155 – 3118	1,030002112040	27,17
294	J2157 + 4017	1,525265633965	30,05
295	J2212 + 2933	1,004592528853	28,70
296	J2219 + 4754	0,5384688219194	29,35
297	J2225 + 6535	0,682538228276	28,34
298	J2229 + 6205	0,443054560638	29,34
299	J2242 + 6950	1,664500786185	27,75
300	J2248 – 0101	0,477233119123	28,21
301	J2257 + 5909	0,368246454342	29,86

Таблица 1 (окончание)

<i>N</i>	PSR	<i>P</i>	$\lg L_r$
302	J2305 + 3100	1,575886338359	28,68
303	J2308 + 5547	0,4750676748022	28,73
304	J2313 + 4253	0,3494336821331	28,11
306	J2317 + 2149	1,444653102317	27,76
306	J2321 + 6024	2,256488426824	29,38
307	J2325 + 6316	1,436309536149	29,82
308	J2326 + 6113	0,2336519694946	29,07
309	J2330 – 2005	1,643622185327	27,00
310	J2337 + 6151	0,495300358537	28,33
311	J2354 + 6155	0,944783886655	28,69

Таблица 2**Радиосветимости 27 быстрых пульсаров**

<i>N</i>	PSR	<i>P</i>	$\lg L_r$
1	J0034 – 0534	0,0019	29,62
2	J0437 – 4715	0,005757	28,97
3	J0534 + 2200	0,03308471603	31,60
4	J0613 – 0200	0,003062	29,54
5	J0711 – 6830	0,005491	28,98
6	J0835 – 4510	0,089328385024	29,23
7	J1045 – 4509	0,007474	29,89
8	B1257 + 12	0,006219	30,40
9	J1302 – 6350	0,047762053542	30,22
10	J1455 – 3330	0,008	28,32
11	B1534 + 12	0,037904	29,21
12	B1620 – 26	0,011076	29,75
13	J1643 – 1224	0,004621	31,25
14	J1713 + 0747	0,004570	28,39
15	J1730 – 2304	0,008123	29,28
16	J1804 – 2717	0,009343	30,03
17	J1833 – 0827	0,0852842512617	29,75
18	B1855 + 09	0,005362	28,39
19	B1913 + 16	0,059030	29,65
20	B1937 + 21	0,001558	30,87
21	J1952 + 3252	0,0395311928556	28,97
22	B1953 + 29	0,006133	30,60
23	B1957 + 20	0,001607	29,96
24	J2124 – 3358	0,004931	27,18
25	J2145 – 0750	0,016052	28,79
26	J2229 + 2643	0,002978	29,23
27	J2317 + 1439	0,003445	29,06

частей сравнимы и составляют 20÷30% (однако для некоторых объектов этот вклад может достигать 70%) [61].

К основным ошибкам в формуле (11) приводит неточное знание расстояний до пульсаров (множитель d^2). В результате вычисленные значения светимости могут отличаться от действительных значений в несколько раз. Поэтому все остальные ошибки на данном этапе исследований можно считать несущественными.

Особо следует остановиться на величинах светимостей короткопериодических пульсаров ($P < 0,1$ с). В настоящее время сложилось мнение о том, что их светимости меньше, чем у нормальных пульсаров. Однако этот вывод основывается либо на грубых оценках по формуле (12), либо на предположении о резком уменьшении потока на частотах ниже 100 МГц [62]. Однако в спектрах пульсаров с $P < 0,1$ с до сих пор реальные завалы не обнаружены [63, 64]. Так, для наиболее изученного миллисекундного пульсара PSR B1937 + 21 линейный спектр может быть прослежен до частоты 26 МГц [65]. В работе [66] утверждается, что в таких спектрах завалов быть не должно вплоть до очень низких частот. Оценки частоты, где может оказаться существенным синхротронное самопоглощение [67], дают величины ν_m порядка нескольких мегагерц (в крайнем случае, десятков мегагерц). Светимости короткопериодических пульсаров, вычисленные в предположении о линейном спектре до частоты 30 МГц, оказались в среднем примерно на порядок выше ($\langle \lg L \rangle = 29,52$), чем у пульсаров с $P > 0,1$ с ($\langle \lg L \rangle = 28,75$). Рис. 11 показывает, что, если завал в спектре быстрого пульсара начинается на частоте выше 30 МГц, заштрихованные части компенсируют друг друга, и ошибка в величине интеграла будет небольшой.

Сравнение полученных значений светимостей с данными каталога [68] показывает (рис. 12), что существует сильная корреляция величин L_r и L_1 . Прямая на рис. 12 проведена по методу наименьших квадратов:

$$\lg L_r \text{ (эрг/с)} = (1,03 \pm 0,03) \lg L_1 (\text{мЯн} \cdot \text{кпк}^2) + 26,46 \pm 0,07 \quad (19)$$

при коэффициенте корреляции $K = 0,90 \pm 0,02$ для нормальных пульсаров и

$$\lg L_r \text{ (эрг/с)} = (0,82 \pm 0,15) \lg L_1 (\text{мЯн} \cdot \text{кпк}^2) + 28,08 \pm 0,29, \quad (20)$$

$K = 0,74 \pm 0,14$ для быстрых пульсаров.

Высокая степень корреляции между $\lg L_r$ и $\lg L_1$ позволяет по известным значениям L_1 проводить статистическую оценку све-

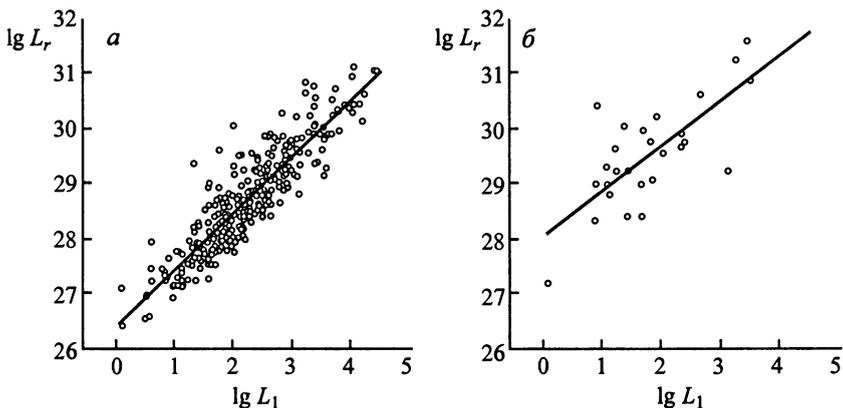


Рис. 12. Зависимости между вычисленными светимостями и оценками L_1 для 311 нормальных (а) и 27 быстрых (б) пульсаров

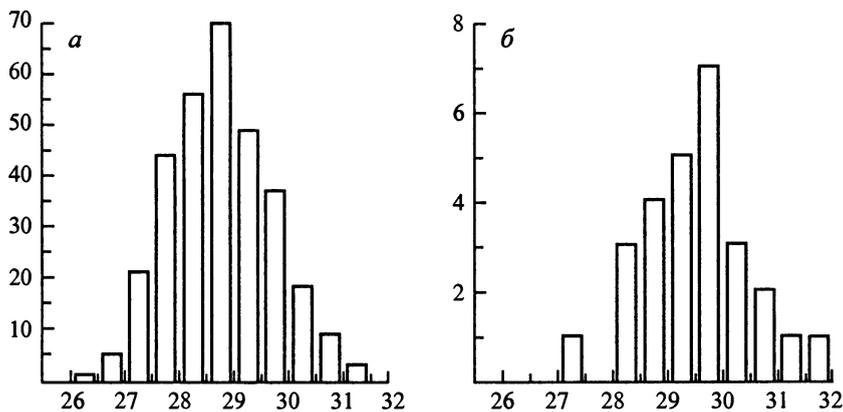


Рис. 13. Распределение вычисленных светимостей для 311 нормальных (а) и 27 быстрых (б) пульсаров

тимости в тех случаях, когда спектр пульсара не известен и нет возможности вычислить точное значение светимости.

На рис. 13 представлена гистограмма распределения радиосветимостей, которая характеризуется средними значениями $\langle \lg L \rangle = 28,75$ и $\langle \lg L \rangle = 29,52$ и среднеквадратичными отклонениями $\sigma_{\lg L} = 0,93$ и $\sigma_{\lg L} = 0,97$ для нормальных и быстрых пульсаров, соответственно. Оказывается, что 88% объектов имеют светимости в довольно узком интервале от 10^{27} до 10^{30} эрг/с в случае нормальных пульсаров и от 10^{28} до 10^{31} для быстрых пульсаров.

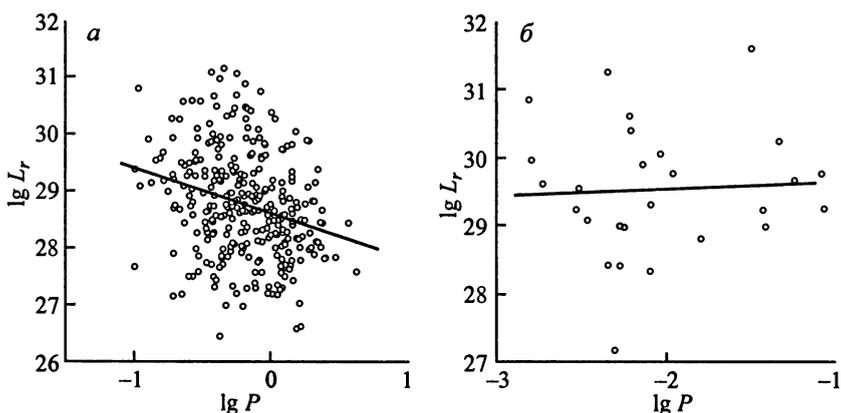


Рис. 14. Зависимость интегральной радиосветимости пульсара от его периода: а) нормальные пульсары, б) пульсары с короткими периодами

Представляет большой интерес поиск зависимостей светимости от других параметров пульсара. На рис. 14, а приведена диаграмма $\lg L_r$ ($\lg P$) с прямой, проведённой по методу наименьших квадратов:

$$\lg L_r = (-0,81 \pm 0,16) \lg P + 28,60 \pm 0,06. \quad (21)$$

Наблюдается тенденция увеличения светимости пульсара с уменьшением его периода, которая, как мы упоминали выше, продолжается и к миллисекундным пульсарам. Однако у короткопериодических пульсаров зависимость светимости от периода отсутствует (рис. 14, б).

Интересно было бы ответить на вопрос: как изменяется светимость с увеличением возраста пульсара? К сожалению, хороших оценок возраста этих объектов до сих пор не существует. Наилучшей в статистическом смысле оценкой их возраста можно считать по-видимому величину t_k , определяемую из кинематических соображений, а именно по z -координате (расстоянию от плоскости Галактики) объекта и его средней пространственной скорости, которую примем здесь равной 300 км/с [69]. На рис. 15 представлена диаграмма $\lg L_r$ ($\lg t_k$), которая показывает, что в течение нескольких миллионов лет светимость не изменяется. Таким образом, несмотря на свою нестационарность на коротких интервалах времени пульсар остаётся стабильным излучателем в среднем на протяжении миллионов лет.

Используя зависимости (19) и (20), можно построить функцию светимости пульсаров (рис. 16), которая обнаруживает два резких завала: при $\lg L > 32$ и при $\lg L < 26$. Первый соответ-

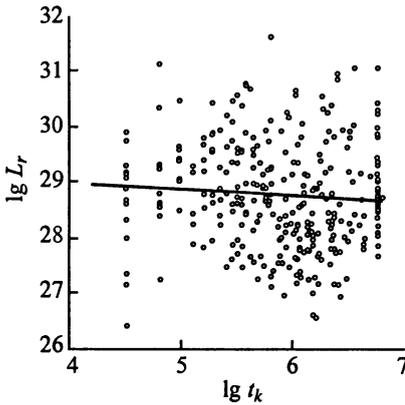


Рис. 15. Зависимость интегральной радиосветимости пульсара от его возраста

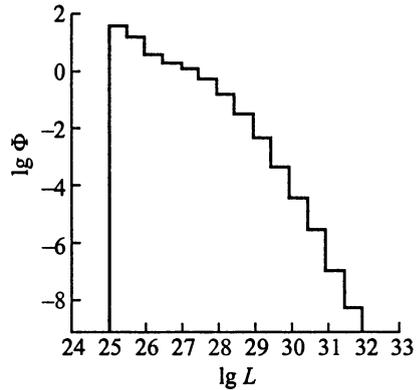


Рис. 16. Функция распределения радиосветимостей для 640 пульсаров

ствует очевидному требованию, чтобы к.п.д. трансформации энергии основного источника в радиоизлучение не превышал 100%. Что касается второго, то он свидетельствует о наличии нижнего предела на этот к.п.д. и накладывает соответствующие ограничения на рассматриваемые модели пульсаров. Отсутствие пульсаров со светимостями меньше 10^{26} эрг/с нельзя объяснить эффектами селекции, поскольку современная чувствительность радиометров позволяет обнаружить такие объекты.

Полученная функция светимости даёт возможность оценить полное число пульсаров в нашей Галактике:

$$N = \frac{V_{\Gamma}}{\delta} \int_0^{\infty} \Phi(\lg L) d \lg L.$$

Объём Галактики $V_{\Gamma} = 4\pi R_{\Gamma}^2 h$ при $R_{\Gamma} = 15$ кпк и $h \sim 1$ кпк равен 2800 кпк³. Доля наблюдаемых пульсаров определяется отношением ширины наблюдаемого импульса к периоду пульсара. Для использованной выборки можно положить [70] $\delta = 0,074$. В результате получаем, что число активных пульсаров в Галактике в настоящее время равно $2 \cdot 10^5$. При времени жизни пульсара порядка 10 млн лет это число соответствует скорости рождения пульсаров порядка одного объекта в 40 лет. Такая оценка согласуется со скоростью появления сверхновых (СН) как в нашей Галактике (одна СН в 20÷30 лет) [28], так и во внешних галактиках (одна СН в 20÷40 лет) [71].

3. ОСНОВНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О ПРИРОДЕ ПУЛЬСАРОВ

Период пульсара остаётся стабильным в течение многих лет. Высокая «добротность» такого устройства однозначно указывает на то, что исследователь имеет дело не с газовым или плазменным конгломератом, а с жёсткой механической системой. Наблюдаемая периодичность может быть связана с одним из трёх процессов: пульсациями, собственным вращением или орбитальным движением. Малые периоды открытых пульсаров исключили из возможных кандидатов обычные звёзды, и в числе претендентов остались лишь два устойчивых образования из вырожденного вещества: белые карлики и нейтронные звёзды. Белые карлики были хорошо известны задолго до открытия пульсаров. При массе $\sim 1 M_{\odot} = 2 \cdot 10^{33}$ г и радиусе $\sim 10^4$ км внутренние слои в них состоят из протонов и частично вырожденных электронов. Что касается нейтронных звёзд, то их существование было предсказано сразу после открытия нейтрона [72–74], однако они начали активно входить в сообщество космических объектов лишь с появлением пульсаров. При массе в $1 M_{\odot}$ радиус нейтронной звезды равен всего 10 км и плотность её внутренних слоёв достигает значений порядка ядерных плотностей (до 10^{15} г/см³). В этих условиях становится энергетически выгодным объединение электронов и протонов в нейтроны⁶, и центральные области нейтронных звёзд состоят в основном из сверхтекучих нейтронов. С каким же из компактных объектов связаны пульсары? Белые карлики (и, конечно, большие по размерам объекты) не могут вращаться с периодами менее 1 с из-за центробежного разрушения. Невозможна и их пульсация с такими короткими периодами (к тому же в колебательных системах потеря энергии приводит обычно к уменьшению периода, а у всех радиопулсаров период со временем увеличивается). Двойная система с орбитальными периодами ~ 1 с из-за излучения гравитационных волн просуществовала бы значительно меньше года, и при этом её период должен был бы непрерывно уменьшаться (как уже отмечалось, периоды радиопулсаров увеличиваются со временем, а характерные времена их изменения значительно больше года). Поэтому единственным объектом, с которым могут быть связаны наблюдаемые особенности пульсаров, остаётся нейтронная звезда (с массой порядка $M_{\odot} = 2 \cdot 10^{33}$ г и радиусом $R \sim 10$ км), а периодичность радиоимпуль-

⁶ Благодаря этому такие объекты и были названы нейтронными звёздами.

сов может быть связана только с её вращением (периоды пульсаций нейтронных звёзд $\sim 10^{-4} \div 10^{-3}$ с не попадают в диапазон наблюдаемых периодов следования импульсов). Таким образом, первый установленный факт: ПУЛЬСАР – ЭТО ВРАЩАЮЩАЯСЯ НЕЙТРОННАЯ ЗВЕЗДА, а импульсный характер излучения связан с моделью маяка – вращающегося луча, который один раз за период «светит» на наблюдателя.

Вторым важнейшим фактом стало СУЩЕСТВОВАНИЕ У ПУЛЬСАРОВ ОЧЕНЬ БОЛЬШИХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ. Действительно, при коллапсе нормальной звезды с $R_* \sim R_{\odot} = 7 \cdot 10^{10}$ см и магнитной индукцией $B \sim 1 \div 10^3$ Гс должна образоваться нейтронная звезда с $B \sim 10^{10} \div 10^{13}$ Гс (если сохраняется магнитный поток). Такие поля действительно наблюдаются у нейтронных звёзд, входящих в двойные системы, которые известны как рентгеновские пульсары. Интерпретируя спектральные детали в источниках Her X-1 [75] и 4U 0115–63 [76] как циклотронные линии, можно получить

$$B \sim (4 \div 6) \cdot 10^{12} \text{ Гс в Her X-1}$$

и

$$B \sim 2 \cdot 10^{12} \text{ Гс в 4U 0115 – 63.}$$

Если циклотронные линии образуются в релятивистской плазме, то оценки магнитных полей в области формирования этих линий могут быть меньше приведённых величин. Так, в работе [77] для релятивистского случая получено значение магнитного поля в Her X-1 $(4 \div 6) \cdot 10^{10}$ Гс. Однако и это значение оказывается на много порядков больше, чем у любых других объектов, которые были известны до открытия пульсаров.

Спектральные измерения в пульсаре PSR B0531 + 21 показали наличие гиролинии на частоте 77 кэВ [78], что соответствует величине магнитного поля в области её формирования $B \sim 6,6 \cdot 10^{12}$ Гс. Такое значение магнитного поля хорошо согласуется с оценкой энергетических потерь в PSR B0531+21 и энергетической подпитки Крабовидной туманности.

Самые большие запасы энергии нейтронной звезды связаны с её вращением ($E = I\Omega^2 / 2 \sim 10^{45} \div 10^{52}$ эрг при моменте инерции $I = 10^{45}$ г · см²), а наблюдаемая скорость потери этой энергии ($dE/dt = I\Omega d\Omega/dt \sim 10^{30} \div 10^{38}$ эрг/с) такова, что её вполне достаточно для объяснения излучения пульсаров во всех диапазонах. Поэтому естественно считать, что основным источником всех наблюдаемых проявлений активности радиопульса-

ров являются потери энергии вращения нейтронной звезды, обладающей магнитным полем $\sim 10^{12}$ Гс. Это фундаментальное утверждение лежит в основе всех современных моделей пульсаров.

В следующих главах будет дано краткое описание теоретических представлений об основных физических процессах в магнитосферах пульсаров. Сравнение этих представлений с современными наблюдательными данными позволяет сделать целый ряд суждений о характере и особенностях механизма излучения, о структуре магнитосферы, о локализации областей генерации излучения и о причинах замедления вращения нейтронной звезды. Всё дальнейшее изложение посвящено попыткам выделить устоявшиеся сведения о физике пульсаров, систематизировать наблюдаемые отличия их друг от друга, дать возможные объяснения новым наблюдательным данным и наметить пути прояснения нерешённых проблем.

РАЗВИТИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ О ПУЛЬСАРАХ

1. ОСНОВОПОЛАГАЮЩИЕ РАБОТЫ

Отмеченные выше основные предпосылки для развития физики пульсаров (большие магнитные поля, быстрое вращение и связь активности с потерей энергии вращения) были указаны ещё до открытия пульсаров в работе Пачини [79], а затем после их открытия Голдом в 1968 г. [80]. Однако начало современных теоретических представлений о пульсарах можно связать со статьёй Голдрайха и Джулиана [81]. Эти авторы первыми показали, что размеры и структура магнитосферы пульсара определяется не гравитационной силой, а огромным электрическим полем, которое должно генерироваться вокруг вращающегося намагниченного шара и которое будет вырывать заряженные частицы с поверхности нейтронной звезды и ускорять их.

Высота однородной атмосферы в гравитационном поле

$$h \sim kTR^2 / (GMm) \quad (1)$$

составляет 1 см при $T \sim 10^6$ К для водорода и ещё меньше для более тяжёлых атомов (He, Fe и др.). В (1) R – радиус нейтронной звезды, M – её масса, m – средняя масса атома в атмосфере, k – постоянная Больцмана, G – гравитационная постоянная.

Вследствие почти бесконечной проводимости плазмы внутри пульсара электрическое поле удовлетворяет уравнению

$$c\mathbf{E} + [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}] \times \mathbf{B} = 0, \quad (2)$$

а продольное поле оказывается порядка

$$E_{\parallel} \sim \Omega R B_s / c \approx 6 \cdot 10^{10} / P \text{ В/см.} \quad (3)$$

Соответствующая электростатическая сила на 9 порядков превышает силу тяжести, действующую на протон, и на 12 порядков для электрона. В результате этого магнитосфера пульсара будет

заполняться плазмой с пространственной плотностью зарядов

$$\rho = \operatorname{div} \mathbf{E} / 4\pi = -\Omega \mathbf{B} / \{2\pi c [1 - (\Omega r \sin \theta / c)^2]\}. \quad (4)$$

где θ – угол между радиусом-вектором \mathbf{r} данной точки и осью вращения нейтронной звезды. На малых расстояниях от поверхности $\Omega r \sin \theta / c \ll 1$, и второй множитель в правой части можно положить равным единице. Электрическое поле, создаваемое зарядами с такой плотностью, полностью экранирует поле, связанное с поверхностными и объёмными зарядами нейтронной звезды. В областях магнитосферы, заполненных плазмой, как следует из уравнения (2),

$$\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (5)$$

При магнитных полях $\sim 10^{12}$ Гс соответствующая плотность зарядов вблизи поверхности должна быть порядка $7 \cdot 10^{10} P \text{ см}^{-3}$. Такая плазма увлекается магнитным полем, и вся магнитосфера вращается как твёрдое тело. Однако синхронное вращение может продолжаться лишь до расстояния, на котором линейная скорость сравнивается со скоростью света:

$$r_{LC} = c / \Omega \approx 5 \cdot 10^9 P \text{ см}. \quad (6)$$

Соответствующая поверхность вращения называется поверхностью светового цилиндра. Она позволяет разделить магнитосферу на две различные области: в одной из них все силовые линии замкнуты внутри светового цилиндра, в другой они выходят за его пределы. В случае, когда магнитное поле дипольно, а ось диполя параллельна оси вращения, эти две области разделены силовой линией, уравнение которой имеет вид

$$r / \sin^2 \theta = r_{LC}. \quad (7)$$

Полярные шапки, ограничивающие область открытых силовых линий, имеют угловой радиус на поверхности звезды

$$\theta_p \approx (2\pi r / cP)^{1/2}. \quad (8)$$

В случае произвольного наклона оси диполя к оси вращения (рис. 17) уравнение (7) должно быть заменено более общим уравнением, которое может быть получено из следующих соображений. Переход от декартовой системы координат, связанной с магнитным полем, к системе, связанной с осью вращения, описывается соотношениями

$$\begin{aligned} y' &= y \cos \beta + z \sin \beta, \\ z' &= -y \sin \beta + z \cos \beta. \end{aligned} \quad (9)$$

Уравнение касательной к последней, замкнутой в пределах магнитосферы силовой линии имеет вид

$$y' = r_{LC} = y_0 \cos \beta + z_0 \sin \beta, \quad (10)$$

где y_0 и z_0 – координаты точки касания. С другой стороны, записывая уравнение силовой линии в декартовых координатах в неявном виде

$$F(y, z) = (y^2 + z^2)^3 - A^2 y^4 = 0 \quad (11)$$

и используя выражение для касательной

$$\frac{\partial F}{\partial y}(y_0 - y) + \frac{\partial F}{\partial z}(z_0 - z) = 0, \quad (12)$$

приходим к следующему уравнению касательной:

$$(3 \sin \theta_0 - 2A^2 \sin^3 \theta_0 / r_0^2)(y_0 - y) + 3 \cos \theta_0(z_0 - z) = 0. \quad (13)$$

Здесь учтены связи между декартовыми и полярными координатами точки касания:

$$\begin{aligned} y_0 &= r_0 \sin \theta_0, \\ z_0 &= r_0 \cos \theta_0. \end{aligned} \quad (14)$$

Сравнивая выражения (10) и (13), получим следующую систему уравнений для определения трёх неизвестных r_0 , θ_0 и A :

$$\begin{aligned} 3 \sin \theta_0 - 2A^2 \sin^3 \theta_0 / r_0^2 &= \cos \beta, \\ 3 \cos \theta_0 &= \sin \beta, \end{aligned} \quad (15)$$

$$3 \sin^2 \theta_0 - 2A^2 \sin^4 \theta_0 / r_0^2 + 3 \cos^2 \theta_0 = r_{LC} / r_0.$$

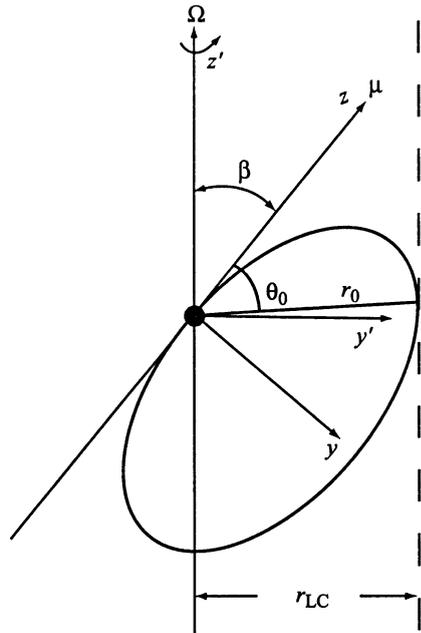


Рис. 17. Схема для вычислений углового размера конуса открытых силовых линий при произвольном угле β

Решение этой системы даёт для величины A следующую зависимость от угла β :

$$A = \frac{27r_{LC}}{(9 - \sin^2 \beta)[\sin^2 \beta + \cos \beta \sqrt{9 - \sin^2 \beta}]}, \quad (16)$$

что приводит к выражению для раскрыва конуса открытых силовых линий от угла β :

$$\theta = f(\beta) \sqrt{r/r_{LC}}. \quad (17)$$

Величина $f(\beta) = \sqrt{r_{LC}/A}$ принимает численные значения от 1,00 до 0,54 при изменении угла β от 0 до 90°.

Как следует из выражения (4), те области магнитосферы, где магнитное поле направлено вдоль оси вращения пульсара, должны заряжаться отрицательно. Там же, где оно направлено в противоположную сторону, должны скапливаться положительные заряды. Геометрическое место точек, где $\mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{B} = 0$ ($\mathbf{B} \perp \mathbf{\Omega}$), т.е. заряды отсутствуют, для дипольного магнитного поля

$$\mathbf{B} = 3(\mu\mathbf{r})\mathbf{r}/r^5 - \mu/r^3 \quad (18)$$

($\mu = B_p R^3/2$ – магнитный момент нейтронной звезды, B_p – магнитное поле на полюсе нейтронной звезды) описывается прямой

$$\sec \theta = \sqrt{3}. \quad (19)$$

Рассмотренная Голдрайхом и Джулианом модель магнитосферы пульсара представлена на рис. 18. Как видно из рисунка, одной из трудностей модели является то обстоятельство, что некоторые силовые линии начинаются в области вырывания отрицательных зарядов, а затем попадают в область положительных зарядов. Как выход из этой трудности можно рассматривать идею Холловэя [82] об образовании вакуумного зазора вблизи нейтральной линии (рис. 19 [83]): при удалении зарядов из этой области возникает разность потенциалов, препятствующая её заполнению.

Практически одновременно со статьей Голдрайха и Джулиана появилась очень важная для дальнейших исследований пульсаров работа Острайкера и Ганна [84]. В этой работе указано, что, приравняв скорость потерь энергии вращающейся нейтронной звезды к мощности её магнитодипольного излучения

$$dE/dt = -2B_p^2 R^6 \Omega^4 \sin^2 \beta / 3c^3, \quad (20)$$

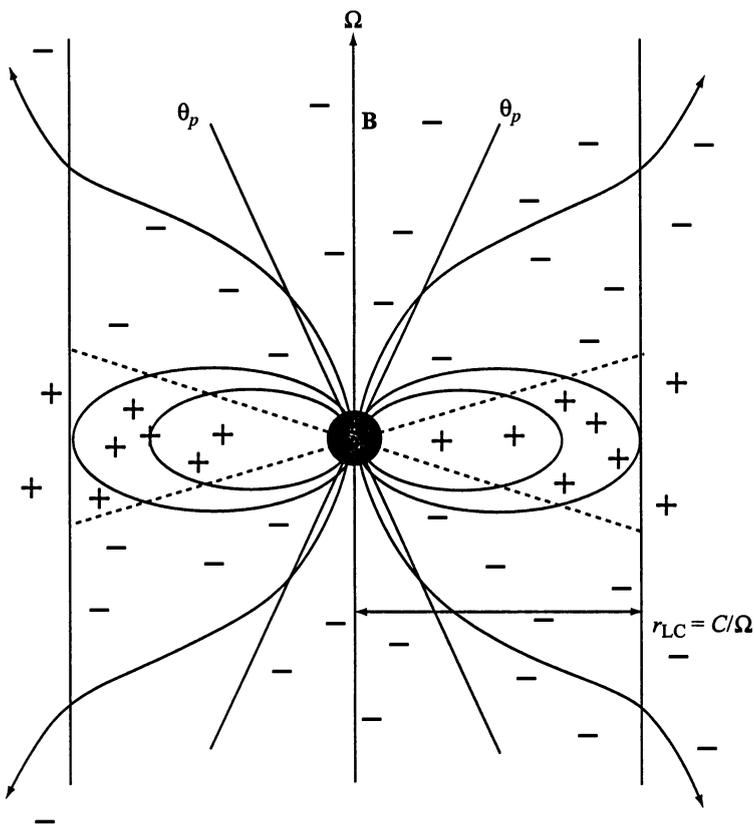


Рис. 18. Схематическое представление магнитосферы пульсара. Эта модель была предложена Голдрайхом и Джулианом в 1969 г. [81]

где β – угол между осью вращения и осью диполя, можно оценить величину магнитного поля B_s на поверхности нейтронной звезды:

$$B_s = 6,4 \cdot 10^{19} \left(P \frac{dP}{dt} \right)^{1/2} \text{ (Гс)} \quad (21)$$

(при $M = 1,4M_\odot$ и $R = 1,2 \cdot 10^6$ см момент инерции $I = 1,4 \times 10^{45}$ г · см²). Формула (21) в течение всего времени исследования пульсаров считалась основной для вычисления их магнитных полей⁷. В работе Острайкера и Ганна также обращается

⁷ На самом деле коэффициент при этих вычислениях брался в 2 раза меньше вследствие неверного значения магнитного момента ($B_p R^3$ вместо правильной величины $B_p R^3/2$ [85]). Поэтому оценки магнитных полей на поверхности пульсаров, вошедшие в известные каталоги, должны быть увеличены вдвое.

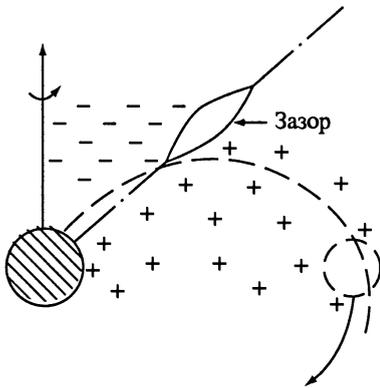


Рис. 19. Внешний зазор в магнитосфере пульсара

Заряженные частицы (электронов и протонов) вплоть до расстояния от поверхности, равного радиусу полярной шапки $r_p = r\theta_p$. Это ускорение вызывается продольным электрическим полем, соответствующим разности потенциалов между центром и краем полярной шапки, и приводит к появлению релятивистских электронов с лоренц-фактором $\sim 10^7$ (в пульсарах с периодом $P \sim 1$ с). Заряженные частицы с такой энергией в магнитном поле испускают фотоны в широком диапазоне частот с максимумом на частоте

$$v_m \approx 0,3v_{cr}, \quad (22)$$

где

$$v_{cr} = \frac{3\gamma^3 c}{4\pi\rho} \quad (23)$$

в случае движения заряда вдоль силовой линии с радиусом кривизны ρ и

$$v_{cr} = \frac{3eB\gamma^2 \sin\psi}{4\pi mc} \quad (24)$$

при ненулевом питч-угле ψ .

О важности для пульсаров первого процесса – излучения электронов при их движении в искривленном магнитном поле (излучения кривизны)⁸ впервые сказано Радхакришнаном [88], а

⁸ В отечественной литературе английское название *curvature radiation* переводится также как магнитодрейфовое и изгибное излучение. Что касается первого термина, то он нам кажется неконкретным, поскольку почти все процессы излучения в плазме при наличии магнитного поля связаны с дрейфом (либо в

внимание на учёт гравитационного излучения молодых нейтронных звезд и возможную роль затухания магнитного поля. Оба эффекта необходимо принимать во внимание при оценке возраста пульсара.

Существенный прогресс в понимании физических процессов в магнитосфере был достигнут после выхода статьи Стэррока [86] (или в более детальной форме [87]). Он предположил, что в пределах полярных шапок пульсара происходит ускорение заря-

женных частиц (электронов и протонов) вплоть до расстояния от поверхности, равного радиусу полярной шапки $r_p = r\theta_p$. Это ускорение вызывается продольным электрическим полем, соответствующим разности потенциалов между центром и краем полярной шапки, и приводит к появлению релятивистских электронов с лоренц-фактором $\sim 10^7$ (в пульсарах с периодом $P \sim 1$ с). Заряженные частицы с такой энергией в магнитном поле испускают фотоны в широком диапазоне частот с максимумом на частоте

$$v_m \approx 0,3v_{cr}, \quad (22)$$

где

$$v_{cr} = \frac{3\gamma^3 c}{4\pi\rho} \quad (23)$$

в случае движения заряда вдоль силовой линии с радиусом кривизны ρ и

$$v_{cr} = \frac{3eB\gamma^2 \sin\psi}{4\pi mc} \quad (24)$$

при ненулевом питч-угле ψ .

О важности для пульсаров первого процесса – излучения электронов при их движении в искривленном магнитном поле (излучения кривизны)⁸ впервые сказано Радхакришнаном [88], а

⁸ В отечественной литературе английское название *curvature radiation* переводится также как магнитодрейфовое и изгибное излучение. Что касается первого термина, то он нам кажется неконкретным, поскольку почти все процессы излучения в плазме при наличии магнитного поля связаны с дрейфом (либо в

подробное его рассмотрение выполнено в работе Комесарова [89]. Действительно, время потери электроном поперечной составляющей импульса за счёт синхротронного излучения

$$\tau \sim \frac{10^{12}}{(B \sin \psi)^{3/2} v_m^{1/2}} \quad (25)$$

ничтожно мало (при $\gamma \sim 10^7$ и $B \sin \psi \sim 10^{12}$ Гс $\tau \sim 10^{-22}$ с), и практически во всей магнитосфере электрон движется вдоль искривленных силовых линий магнитного поля, испуская излучение кривизны. Вблизи поверхности нейтронной звезды ускоренные электроны будут излучать гамма-кванты с частотой ν , которые при выполнении условия [90]

$$h\nu B_{\perp} \geq 4 \cdot 10^{18} \text{ эВ} \cdot \text{Гс} \quad (26)$$

рождают в магнитном поле электрон-позитронные пары. Вновь образованные частицы ускоряются в том же продольном электрическом поле E_{\parallel} до релятивистских скоростей, испускают гамма-кванты, которые, в свою очередь, рождают пары, и такой каскадный процесс продолжается до выхода частиц в область, где $E_{\parallel} = 0$ или где нарушается условие (26). В результате каждая частица способна привести к рождению до $\sim 10^7$ вторичных электронов и позитронов, и плотность плазмы в магнитосфере значительно превышает плотность Голдрайха–Джулиана (4).

В работе Стэррока затрагиваются также такие важные вопросы как возможность развития двухпоточковой неустойчивости, нестационарность процессов в магнитосфере (в частности, образование зарядовых слоев) и отклонения магнитного поля от дипольного (при оценках использован радиус кривизны силовой линии $r \sim R_*$, что возможно только при сложной структуре поля). Кроме того, Стэррок показал, что образование пар из первичных электронов не может идти в пульсарах с периодами $P > 1$ с (при $B = 10^{12}$ Гс и $R_* = 10^6$ см).

В 1975 г. Рудерманом и Сазерлендом [91] была предложена модель, которая на долгие годы стала основной для интерпретации наблюдательных данных, поэтому мы рассмотрим её более подробно. В этой модели по существу развиваются и детализируются описанные выше идеи Стэррока. Предполагается, что

координатом, либо в импульсном пространстве). Второе название может привести к путанице с понятиями из теории сопротивления материалов (изгиб балки, изгибные волны и т.п.). К тому же в математике для описания кривой используются величины «кривизна» и «кручение» (вторая кривизна), а не «изгибы». Поэтому мы считаем название «излучение кривизны» более правильным и будем использовать его в дальнейшем.

вблизи полюсов существуют вакуумные зазоры, в которых $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} \neq 0$, т.е. $E_{\parallel} \neq 0$. Высота h такого зазора не превышает радиус полярной шапки r_p , разность потенциалов в зазоре

$$\Delta\Phi \approx \Omega B h^2 / c \quad (27)$$

обеспечивает ускорение вырванных с поверхности нейтронной звезды зарядов (позитронов) и вызывает пробой зазора в виде отдельных искр с каскадным образованием вторичных частиц (электронов и позитронов). Пучок первичных частиц, достигших в таком поле лоренц-факторов $\gamma_b \sim 3 \cdot 10^6$, движется в магнитосфере сквозь образовавшуюся в результате распада гамма-квантов вторичную плазму с $\gamma_p \sim 10^3$. Возникает двухпотоковая неустойчивость, приводящая к образованию сгустков, которые дают когерентное излучение в радиодиапазоне⁹. Эта неустойчивость в системе отсчёта, где медленная компонента покоится, имеет наибольший инкремент [92]

$$\Gamma' = 0,69(\omega_b'^2 \omega_p')^{1/3} \quad (28)$$

с сильным взаимодействием пучка и плазмы на локальной плазменной частоте

$$\omega_p' = (4\pi n_p' e^2 / m)^{1/2}. \quad (29)$$

Здесь

$$\omega_b' = (4\pi n_b' e^2 / \gamma_b^3 m)^{1/2}, \quad (30)$$

⁹ Наблюдаемое радиоизлучение пульсаров несомненно должно генерироваться когерентными механизмами. Действительно, яркостные температуры T_b принимаемого излучения достигают величины 10^{30} К (при отдельных всплесках радиоизлучения, например, в гигантских импульсах яркостная температура может быть даже на несколько порядков выше). При некогерентном испускании для достижения таких температур излучающие частицы должны иметь энергию 10^{26} эВ и более, что на 13 порядков выше, чем энергия за счёт ускорения электрическими полями пульсаров и неизмеримо выше, чем возможности любых известных механизмов. К тому же максимум такого «теплого» излучения должен приходиться на сверхжесткий гамма-диапазон, а наблюдаемый максимум у большей части пульсаров находится в радиодиапазоне. Поэтому необходимо предположить когерентный характер излучения, при котором полная излучаемая энергия пропорциональна не числу излучающих частиц, а значительно превышает эту величину.

Известны два типа механизмов, приводящих к существенному усилению излучения: антенный и мазерный. В первом случае излучение исходит от образований (сгустков, слоёв, неоднородностей), размер которых меньше длины волны, и все частицы которых излучают в фазе. В случае мазерных механизмов существенное усиление излучения достигается за счёт индуцированного испускания квантов (или, иными словами, за счёт отрицательного коэффициента поглощения).

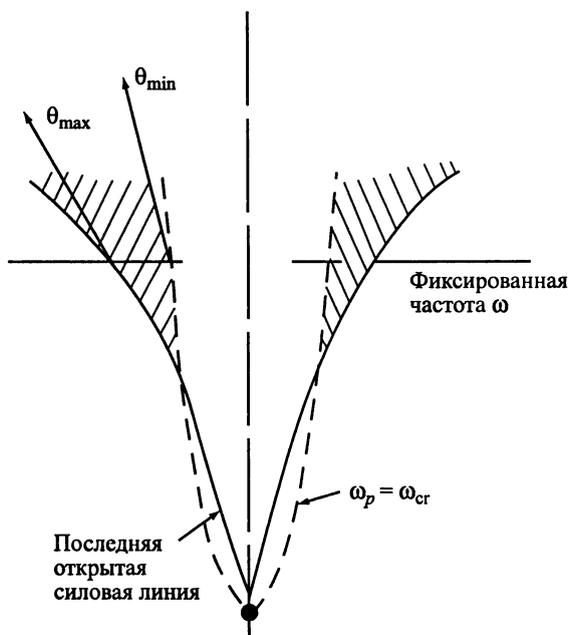


Рис. 20. Модель Рудермана–Сазерленда

а все штрихованные величины относятся к системе покоя плазмы. В системе наблюдателя

$$\omega_p = 2\gamma_p \omega'_p, \quad (31)$$

$$n_p = \gamma_p n'_p.$$

Интенсивное когерентное излучение возможно только на частотах $\omega < \omega_{cr}$. Поэтому, положив $\omega = \omega_{cr}$, мы определим границу области, в которой генерируется когерентное радиоизлучение (рис. 20). Так как излучение выходит по касательной к силовой линии в данной точке, то, используя выражения для радиуса кривизны силовой линии дипольного поля при малых значениях угла θ

$$\rho \approx \frac{4r}{3\theta} \quad (32)$$

и угла наклона касательной к радиусу-вектору

$$\alpha \approx \theta/2, \quad (33)$$

можно вычислить предельные угловые размеры излучающих областей и расстояния, на которых генерируется это излучение.

Излучающие области, как видно из рис. 20, образуют полый конус, который схлопывается на расстоянии

$$r_{\min} = \frac{16}{9} \left(\frac{3}{2} \right)^{3/4} \frac{1}{c\gamma_p^3} (2\gamma_b e BR^3 / m)^{1/2}. \quad (34)$$

При указанных выше параметрах $r_{\min} \sim 10^8$ см. Ниже этого уровня в рассматриваемой модели когерентное излучение не генерируется. При этом максимальная частота излучения равна

$$\nu_{\max} = 2 \cdot 10^9 P^{-67/28} B_{12}^{-15/7} \rho_6^{47/14} \text{ Гц}. \quad (35)$$

Качественно в этой модели можно понять существование пульсаров с однокомпонентными и двухкомпонентными профилями, монотонный ход позиционного угла вдоль среднего профиля, наблюдаемый спектр. Можно объяснить и дрейф субимпульсов как следствие вращения области формирования излучения относительно самой нейтронной звезды (модель «карусели») [93]. Вид профиля зависит от расстояния луча зрения до центра конуса излучения. Если луч зрения проходит вблизи центра, профиль будет двухкомпонентным, если по периферии конуса – профиль будет иметь простую форму. Однако количественное сравнение наблюдаемых на разных частотах чисел одно- и двухкомпонентных профилей показывает несоответствие модели и наблюдений [94]. Кроме того, в [94] отмечается расхождение между наблюдаемыми зависимостями ширины профилей от частоты и периода и предсказаниями модели Рудермана и Сазерленда. Что касается спектральных характеристик, то, как следует из сравнения с результатами гл. I, модель Рудермана–Сазерленда предсказывает значительно более крутое падение частоты излома с увеличением периода ($\nu_{\max} \propto P^{-2.4}$), чем наблюдаемое в действительности ($\nu_m \propto P^{-0.5}$).

Это означает, что предложенная в [91] модель может рассматриваться лишь как некое нулевое приближение к реальной модели пульсара и требует корректировки и уточнений.

В модели Рудермана–Сазерленда считалось, что работа выхода ионов с поверхности нейтронной звезды ~ 10 кэВ. При температуре поверхности $T < 10^7$ К (< 1 кэВ) термоэмиссия несущественна и вблизи поверхности будет образовываться вакуумный зазор. Именно здесь $E_{\parallel} \neq 0$ и происходят важнейшие для функционирования пульсара процессы ускорения частиц и каскадное рождение пар. Однако расчёты, выполненные в последние годы, показали [95], что работа выхода значительно ниже (порядка нескольких сотен эВ). При этом термоэмиссия с поверхности

приведёт к появлению в ближней магнитосфере пространственного заряда, который заэкранирует продольное электрическое поле и сделает невозможным образование лавины. Один из выходов из этой трудности указали Муслимов и Цыган [96]. Поскольку радиус нейтронной звезды всего лишь в 3,5 раза больше гравитационного ($r_g = 2GM/c^2$), вблизи её поверхности оказываются существенными эффекты общей теории относительности. В работе [96] показано, что учёт этих эффектов приводит к усилению продольного электрического поля в $c/\Omega R$ раз. Для пульсара с $P = 0,5$ с E_{\parallel} усиливается в 50 раз – в таких полях может происходить рождение e^{\pm} -плазмы.

Модели со свободным выходом частиц с поверхности нейтронной звезды подробно рассмотрены в ряде работ Аронса с соавторами [97–99]. В результате этих исследований, в частности, было показано, что продольное электрическое поле вблизи поверхности пульсара имеет максимум в центре полярной шапки и плавно падает до нуля к её краям. Ускоряющий потенциал при этом может быть описан выражением

$$\Phi(\theta) = 8\pi(m_e R_*^3 B_s / e)^{1/2} \sum_{n=1}^{\infty} I_0(x_n, \theta/\theta_c) / x_n^2 / I_1(x_n) / P, \quad (36)$$

которое может быть хорошо представлено с помощью следующей аппроксимации [100]:

$$f(x) = 0,268 - 0,253x^2 + 0,285x^4 - 0,300x^6, \quad (37)$$

где $x = \theta/\theta_c$, а $f(x) = \Sigma(I_0(x_n, x) / x_n^2 I_1(x_n))$.

В (36) и (37) I_0 и I_1 – функции Бесселя первого рода, x_n – n -й нуль функции $I_0(x)$, $\theta_c = (2\pi R/cP)^{1/2}$ – угловой радиус конуса открытых силовых линий. В этой модели для обеспечения ускорения частиц по всей поверхности полярной шапки необходимо также учитывать эффекты общей теории относительности [101].

2. «ГРУЗИНСКАЯ» МОДЕЛЬ

Вблизи поверхности пульсара в результате каскадных процессов рождается вторичная электронно-позитронная плазма, и функция распределения плазмы становится двухкомпонентной (рис. 21) [102]. Первичный пучок характеризуется лоренц-фактором $\gamma_b = 10^6 + 10^7$, хвост вторичной плазмы – лоренц-факторами $\gamma_i \sim 10^4 + 10^5$. Энергия вторичных электронов и позитронов, соответствующая максимуму функции распределения, сущест-

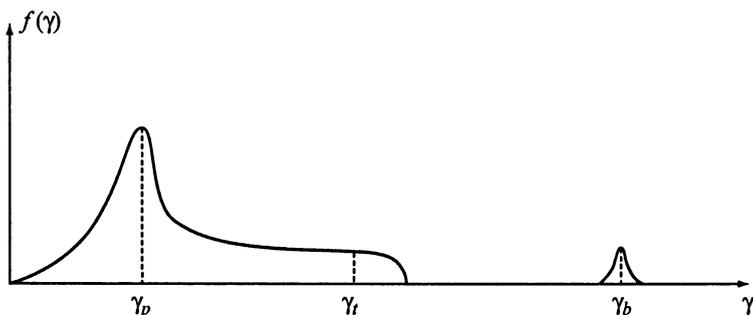


Рис. 21. Функция распределения плазмы по лоренц-факторам в магнитосфере пульсара

венным образом зависит от структуры магнитного поля в области формирования вторичной плазмы. Если поле дипольно (с радиусом кривизны силовых линий $> 10^8$ см), то её лоренц-факторы будут достигать значений $\gamma_p \sim 10^3$, если же поле мультипольно (радиус кривизны порядка радиуса нейтронной звезды $R \sim 10^6$ см), то γ_p будет существенно меньше ($3 + 10$). При этом необходимо подчеркнуть, что пик в распределении позитронов будет сдвинут в сторону более высоких энергий относительно электронного. Это необходимо для выполнения условия квазинейтральности плазмы. Приведённая функция распределения оказывается одномерной. Действительно, время высвечивания поперечного импульса за счёт синхротронных потерь равно [103]

$$t = \frac{3m^3 c^5}{2e^4 B_{\perp}^2 \gamma}, \quad (38)$$

что для $B_{\perp} = 10^{12}$ Гс и $\gamma_i \sim 10^4$ соответствует времени высвечивания $< 10^{-20}$ с. Однако плазма с анизотропной функцией распределения становится неустойчивой [104, 105]. В результате развития циклотронной и черенковской неустойчивостей в магнитосфере могут возбуждаться как поперечные, так и продольно-поперечные волны [106]. Условие циклотронного резонанса

$$\omega - k_{\phi} v_{\phi} - k_x v_x + \omega_B / \gamma_i = 0 \quad (39)$$

в случае, когда возбуждаются поперечные волны со спектром, близким к вакуумному [107],

$$\omega_i = kc(1 - \delta), \quad (40)$$

где

$$\delta = \frac{\omega_p^2}{4\omega_B^2 \gamma_p^3}, \quad (41)$$

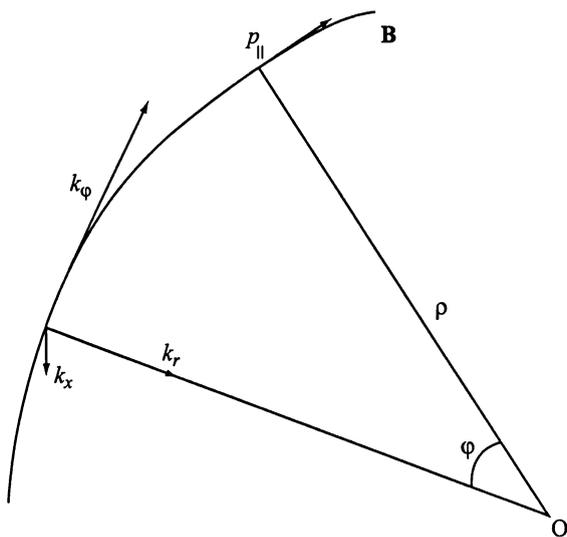


Рис. 22. Цилиндрическая система координат

может быть записано в виде

$$1/2\gamma_r^2 + (k_{\perp}/k_{\phi} - u_x/c)^2/2 + k_r^2/2k_{\phi}^2 - \delta = -\omega_B/\gamma_r k_{\phi} c. \quad (42)$$

Здесь использована цилиндрическая система координат (рис. 22). Оценим ожидаемые характерные частоты в спектре излучения. Из уравнения (42) следует, что резонанс наступает на частоте

$$\omega \approx \omega_B/\delta\gamma_r \quad (43)$$

и генерируемые волны попадают в диапазон

$$\omega_B/\delta\gamma_r \lesssim \omega \lesssim 2\omega_B\gamma_p. \quad (44)$$

Если предположить, что большая часть энергии первичных частиц трансформируется в энергию вторичной плазмы,

$$2n_p\gamma_p \approx n_b\gamma_b, \quad (45)$$

и использовать значение плотности Голдрайха–Джулиана (4), то из (44) следует, что ожидаемая минимальная частота $\omega_B/\delta\gamma_r$ будет равна

$$\omega_B = (2e^2\gamma_p^4 PB_s^2 R_*^6)/(\pi m^2 c^2 \gamma_r \gamma_b r^6). \quad (46)$$

Она совпадает с частотой максимума в наблюдаемых спектрах пульсаров с $P = 1$ с и $B_s \sim 10^{12}$ Гс порядка 100 МГц при $\gamma_p = 3$, $\gamma_r = 10^5$, $\gamma_b = 10^6$, если генерация излучения происходит на рас-

стояниях $r/R_* = 2,5 \cdot 10^3$, т.е. на расстояниях порядка половины радиуса светового цилиндра. Максимальная частота в этом случае оказывается больше 10^9 Гц. Генерация таких волн происходит вблизи границы между открытыми и замкнутыми силовыми линиями, где плотность плазмы достаточно низка, чтобы они свободно выходили из магнитосферы и беспрепятственно достигали наблюдателя.

Таким образом, модель, развитая в работах грузинских теоретиков [106, 108, 109], в принципе позволяет объяснить происхождение наблюдаемого радиоизлучения.

3. РЕЛЯТИВИСТСКОЕ ФОРМИРОВАНИЕ ДИАГРАММЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

Кроме моделей, связанных с процессами во внутренних областях магнитосферы ($r \ll r_{LC}$), на первых стадиях исследования пульсаров одновременно разрабатывались модели, в которых процессы формирования излучения происходят вблизи светового цилиндра ($r \sim r_{LC}$). Здесь скорость твёрдотельного вращения плазмы сравнима со скоростью света, и поэтому необходимо учитывать релятивистские эффекты. Наиболее детально эта модель рассмотрена в публикациях Смита, а затем описана в его монографии [4], где также содержатся ссылки на оригинальные работы. Здесь мы кратко перечислим основные особенности релятивистской модели.

Источник A , движущийся по круговой орбите радиуса r с периодом $P = 2\pi/\Omega$ (рис. 23) и со скоростью $\Omega r \sim c$, испускает излучение, которое приходит к неподвижному наблюдателю за время

$$T = t - \frac{r}{c} \sin \Omega t \cos i. \quad (47)$$

Здесь t – время распространения от центра орбиты, измеренное по часам, установленным в этом неподвижном центре, i – угол между лучом зрения и плоскостью орбиты. Угол $\theta = \Omega t$ измеряется от направления OA . Вводя долготу $l = \Omega T$ и величину $\beta = v/c$, из (36) получим

$$l = \theta - \beta \sin \theta \cos i. \quad (48)$$

При малых значениях углов θ и i

$$l \approx \theta(1 - \beta) \approx \theta/2\Gamma^2, \quad (49)$$

где

$$\Gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}. \quad (50)$$

Соотношение (49) показывает, что наблюдаемый размер источника по долготе меньше реального размера в системе пульсара. Используя закон сохранения числа фотонов при переходе от одной системы координат к другой, а также формулы для эффекта Доплера, aberrации и преобразования времени (при $i = 0$),

$$d\omega = \frac{d\omega'}{\Gamma(1 - \beta \cos \theta)}, \quad (51)$$

$$\sin \theta = \frac{\sin \theta'}{\Gamma(1 + \beta \cos \theta')}, \quad \varphi = \varphi', \quad (52)$$

$$dt = \Gamma dt', \quad (53)$$

получим преобразование для интенсивности излучения [110]

$$I(\theta, \varphi, \omega) = \frac{I'(\theta', \varphi', \omega')}{\Gamma^3(1 - \beta \cos \theta')^2}. \quad (54)$$

Из этого соотношения следует, что интенсивность усиливается вдоль направления движения источника и ослабевает в противоположном направлении.

Для изотропного источника со степенным спектром

$$I' = K\omega'^{-\alpha} \quad (55)$$

имеем

$$I = \frac{K\omega^{-\alpha}}{\Gamma^{3+\alpha}(1 - \beta \cos \theta)^{2+\alpha}}, \quad (56)$$

т.е. спектр остаётся степенным с тем же показателем α и в системе отсчёта наблюдателя.

Ширину диаграммы по уровню половинной интенсивности

$$\Delta\theta = 2\theta_{1/2} \quad (57)$$

можно найти из выражения

$$(1 - \beta \cos \theta_{1/2})^{2+\alpha} = 2(1 - \beta)^{2+\alpha}, \quad (58)$$

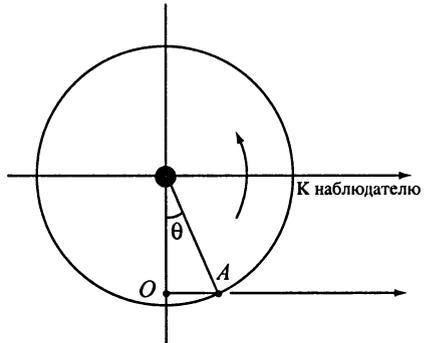


Рис. 23. Схема релятивистской модели

откуда следует (при $1 - \beta \ll 1$)

$$\Delta\theta \approx 2a / \Gamma, \quad (59)$$

где

$$a = (2^{1/(2+\alpha)} - 1)^{1/2}. \quad (60)$$

Из соотношения (48) при $i = 0$ можно получить, что продолжительность наблюдаемого импульса равна

$$\Delta P = P(\theta_{1/2} - \beta \sin \theta_{1/2}) / \pi \quad (61)$$

или при $1 - \beta \ll 1$ с учётом (59)

$$\Delta P = \frac{aP}{2\pi\Gamma^3}. \quad (62)$$

Ширина импульса в продольном направлении, таким образом, оказывается пропорциональной величине Γ^{-3} .

Что касается поперечного направления, то в этом случае нет сокращения цуга (отсутствует второй член в правой части выражения (61)). Следовательно,

$$\Delta P_{\perp} = \frac{aP}{\pi\Gamma}, \quad (63)$$

т.е. поперечное сжатие пропорционально Γ^{-1} .

При $\beta = r/r_{LC} = 0,9$ ($\Gamma \approx 2,294$) и $\alpha = 2$ из приведённых выше формул получим, что интенсивность увеличивается в 157 раз в направлении движения источника и ослабляется в 828 раз в обратном направлении. При этом ширина диаграммы вдоль движения составляет 2° , а в перпендикулярном направлении 22° .

Для сравнения возможностей релятивистской модели с данными наблюдений необходим детальный анализ физических процессов вблизи светового цилиндра. Такой анализ до настоящего времени отсутствует, хотя необходимость в нём существует, так как в пульсарах с короткими периодами формирование наблюдаемого излучения происходит именно в окрестностях светового цилиндра (см. гл. IV). Имея в виду это обстоятельство, мы тем не менее будем в данной главе уделять основное внимание моделям, в которых генерация излучения происходит в пределах конуса открытых силовых линий на умеренных расстояниях от поверхности нейтронной звезды (моделям полярной шапки).

4. МОДЕЛЬ БЕСКИНА–ГУРЕВИЧА–ИСТОМИНА

Развитие стандартной модели (модели Рудермана–Сазерленда) шло по нескольким направлениям: 1) поиск самосогласованных решений уравнений Максвелла, 2) рассмотрение пульсара как электронного устройства или электрической цепи [111], 3) исследование различных типов волн и неустойчивостей в магнитосферной плазме и, наконец, 4) анализ наблюдательных данных в свете существующих представлений, который позволяет наложить ограничения на основные параметры модели.

В случае отсутствия продольных электрических полей и токов решение для соосного ротора было получено в работах [112–114]. Однако, как мы уже отмечали, в магнитосферах пульсаров должны существовать области ускорения зарядов, где $E_{\parallel} \neq 0$, а сам пульсар в общем случае представляет собой наклонный ротор. Наиболее продвинутые исследования в разработке структуры магнитосферы выполнены Бескиным, Гуревичем и Истоминим [115], которые рассмотрели полную систему уравнений Максвелла, замкнутую кинетическими уравнениями для функций распределения электронов и позитронов. Эта система уравнений может быть решена только при наличии малых параметров. К счастью, в магнитосфере пульсара существует целый ряд параметров, которые можно считать малыми. Прежде всего устойчивость наблюдаемых характеристик пульсаров даёт возможность считать магнитосферу квазистационарной, и зависимость всех величин от времени входит лишь через комбинацию с азимутальным углом: $\varphi - \Omega t$.

Как мы уже говорили, магнитосфера заполняется плазмой до тех пор, пока созданное ею электрическое поле E_{\parallel} не заэкранирует поле вращающегося магнита. При этом отношение $\mu_E = E_{\parallel}/E_{\perp}$ оказывается величиной малой:

$$\mu_E \approx \frac{\varepsilon c}{eL\Omega RB}, \quad (64)$$

где $\varepsilon = \gamma m c^2$, L – характерный размер. При $\gamma = 10^3$ и $L = r_{LC}$, $B = 10^{12}$ Гс для пульсара с $P = 1$ с $\mu_E \sim 10^{-4}$. В нулевом приближении по параметру μ_E

$$E_{\parallel} = 0. \quad (65)$$

Следует, однако, иметь в виду, что при удалении от поверхности μ_E может стать сравнимым с единицей, т.е. указанное приближение нарушается.

Поперечное движение зарядов связано в основном с дрейфом в скрещённых полях, скорость которого равна

$$\mathbf{v}_{\perp 0}^+ = \mathbf{v}_{\perp 0}^- = \frac{c}{B^2} [\mathbf{E} \times \mathbf{B}]. \quad (66)$$

Поправки к $\mathbf{v}_{\perp 0}^{\pm}$ можно найти путём разложения по параметру α^{-1} , где величина

$$\alpha = \frac{eB}{mc\gamma\Omega} = 3 \cdot 10^{18} P(R/r)^3 / \gamma \quad (67)$$

представляет собой отношение радиуса светового цилиндра к ларморовскому радиусу частицы и значительно превышает единицу (для вторичной плазмы) даже вблизи светового цилиндра.

В первом приближении по α^{-1} поправка к $\mathbf{v}_{\perp 0}^{\pm}$ составляет

$$\mathbf{v}_{\perp 1}^{\pm} = \pm \frac{c}{eE^2} \left[\mathbf{E} \times \frac{d\mathbf{p}_{\perp}^{\pm}}{dt} \right] = \pm \alpha^{-1} \mathbf{v}_{\perp 0}^{\pm}. \quad (68)$$

В выражении для тока разложение идёт по параметру

$$\mu_B = \Lambda / \alpha, \quad (69)$$

где

$$\Lambda = n/n_{GJ} - \quad (70)$$

множественность рождения частиц (здесь n_{GJ} – плотность Голд-райха – Джулиана). В нулевом приближении по μ_B

$$\mathbf{j}_{\perp} = c\rho[\mathbf{E} \times \mathbf{B}] / B^2. \quad (71)$$

Опять следует подчеркнуть, что на больших расстояниях от поверхности параметр μ_B может стать сравнимым с единицей. Продольный ток в данной задаче рассматривается как свободный параметр. В нулевых приближениях по указанным параметрам в результате довольно громоздких преобразований можно получить окончательное уравнение для магнитного поля

$$\begin{aligned} \text{rot}\{\mathbf{B}(1 - \beta_r^2) + \boldsymbol{\beta}_r(\boldsymbol{\beta}_r \mathbf{B}) + [\boldsymbol{\beta}_r \times \nabla\Phi]\} &= \frac{4\pi}{1 - \beta_r^2 + \boldsymbol{\beta}_r[\nabla\Phi \times \mathbf{B}] / B^2} \times \quad (72) \\ &\times \left\{ \frac{i\hbar}{c} [(1 - \beta_r^2)\mathbf{B} + [\boldsymbol{\beta}_r \times \nabla\Phi]] + \right. \\ &\left. + \frac{[\nabla\Phi \times \mathbf{B}]}{B^2} \left[\frac{\Omega\mathbf{B}}{2\pi c} + \frac{1}{4\pi} [\Delta\Phi - \boldsymbol{\beta}_r \nabla(\boldsymbol{\beta}_r \nabla\Phi)] \right] \right\}, \end{aligned}$$

в котором

$$\beta_r = [\Omega \times \mathbf{r}] / c. \quad (73)$$

Электрический потенциал $\Phi = \Phi(\mathbf{r}_\perp)$ и продольный ток $i_\parallel(\mathbf{r})$ играют роль источников. Уравнение (72) следует дополнить уравнением

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0. \quad (74)$$

Потенциал $\Phi(\mathbf{r}_\perp)$ постоянен вдоль магнитных силовых линий.

Как следует из уравнения (72), необходимо наложить граничное условие на поверхности S_d , определяемой соотношением

$$1 - \beta_r^2 + \beta_r [\nabla \Phi \times \mathbf{B}] / B^2 = 0, \quad (75)$$

где правая часть уравнения имеет особенность.

В работе [115] было получено решение (72) для осесимметричного случая при функциях источников вида

$$\Phi(f) = \Phi_0 - \beta f \quad (76)$$

и

$$g(f) = i_0 f, \quad (77)$$

где $f = f(\rho, z)$ – некоторая скалярная функция, определяющая структуру магнитного поля, а $g(\rho, z)$ – произвольная скалярная функция. При этом картина силовых линий для $i_0 = 0$, $\beta = 0$ совпадает с той, что была получена Мишелем [112] (рис. 24).

Затем была решена задача для произвольного наклона осей, но при $\Phi = 0$ и $i_\parallel = 0$ (рис. 25).

В работе [115] сделаны два важных вывода:

1) На световом цилиндре азимутальная составляющая магнитного поля обращается в нуль. При этом вектор Пойнтинга здесь имеет только азимутальный компонент, т.е. потери на электромагнитное излучение в этой области отсутствуют. Торможение пульсара связывается с пондеромоторным взаимодействием токов, текущих по поверхности нейтронной звезды, с её магнитным полем.

2) Для того, чтобы иметь решения в области замкнутой магнитосферы, необходимо выполнить условие согласования, которое устанавливает связь между электрическим потенциалом и продольным током (между величинами Φ и i_0). Это условие огра-

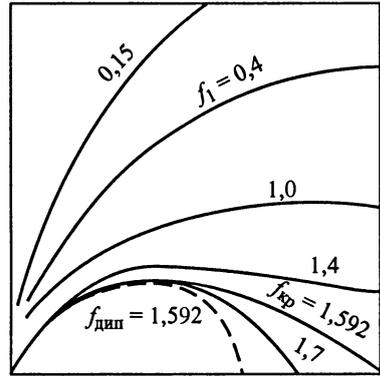


Рис. 24. Структура магнитосферы при $i_0 = 0$ и $\beta = 0$

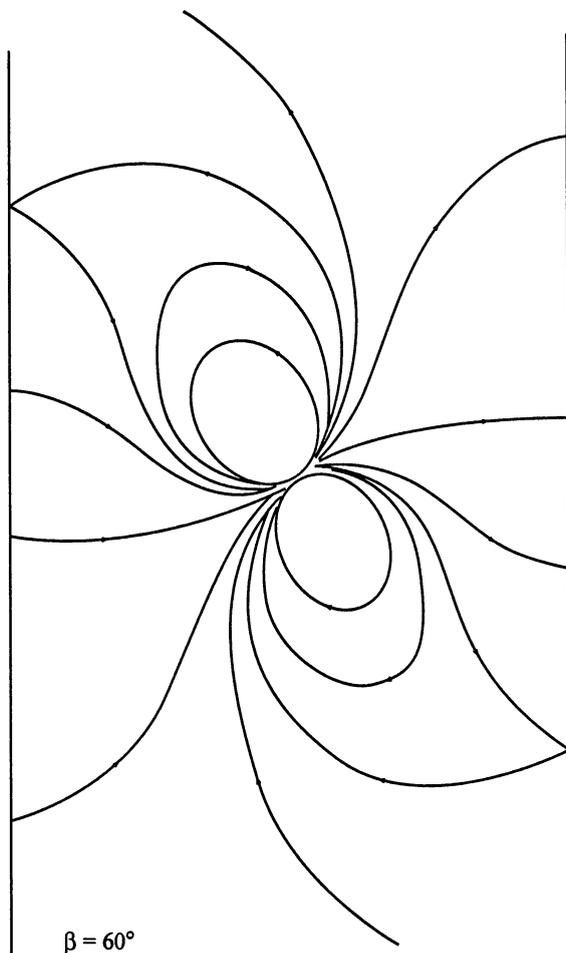


Рис. 25. Структура магнитосферы наклонного ротатора [115]

ничивает возможные схемы образования вторичной плазмы и ускорения зарядов вблизи поверхности нейтронной звезды.

Уравнение (72) показывает, насколько сложна задача о структуре магнитосферы пульсара. Численные расчёты, проведённые в последнее время [116], приводят к интересным и порой неожиданным выводам о существенных отклонениях от модели Голдрайха–Джулиана и её последующих модификаций. Очень важны поэтому ограничения на возможные модели и механизмы, вытекающие из сравнения их предсказаний с наблюдательными данными. Иллюстрацией такого подхода может служить анализ, проведённый в следующем разделе.

5. МЕХАНИЗМ МЕЛПРОУЗА

Как следует из уравнения (23), вблизи центра конуса, где искривление силовых линий минимально ($\rho = \infty$), излучение кривизны генерироваться не будет. Здесь, однако, возможно линейное ускорение и, как следствие, излучение зарядов. Такой механизм был рассмотрен Мелпроузом [117], который предположил, что вблизи поверхности пульсара существует переменное (с частотой ω_0) продольное электрическое поле. Линейное ускорение электронов приводит к появлению излучения, которое при наличии отрицательного поглощения в магнитосфере усиливается и достигает наблюдаемой интенсивности. Такой механизм может работать в диапазоне частот

$$c\gamma^3 / \rho \leq \omega \leq 3\omega_0\gamma^2 / 2. \quad (78)$$

При более низких частотах доминирует излучение кривизны, при более высоких коэффициент поглощения становится положительным. Может ли этот механизм быть основным для генерации радиоизлучения пульсаров? Один из способов ответить на этот вопрос – сравнение спектра (78) с наблюдаемыми спектрами. Положив вслед за Мелпроузом $\omega_0 = \omega_p$ (ω_p – локальная плазменная частота), мы должны потребовать выполнения следующих равенств:

$$v_m = \frac{c\gamma^3}{2\pi\rho} \text{ и } v_c = \frac{3\omega_0\gamma^2}{4\pi}. \quad (79)$$

Из сравнения с зависимостью (5) из гл. I получаем

$$\gamma^3 = \frac{2 \cdot 10^8 \pi}{c} \rho P^{-0,36}. \quad (80)$$

Для дипольного магнитного поля (при $\theta \ll 1$)

$$\rho_{\min} \approx \frac{4r}{3\theta_{\max}} = \frac{4 \cdot 10^3}{3} \left(\frac{cPr}{2\pi R} \right)^{1/2} \quad (81)$$

$$\gamma_{\min} = 124P^{0,04} (r/R)^{1/6} > 100. \quad (82)$$

Эффективная работа механизма возможна при условии большой оптической толщи среды

$$\tau = \frac{2\omega_p \rho}{c\gamma^5}. \quad (83)$$

Если плотность плазмы определяется выражением (4) с учётом рождения вторичных частиц,

$$n_p = \frac{Ba}{Pce}, \quad (84)$$

то из (78) получим неравенство

$$\gamma \ll 40(R/r)^{1/5} a^{1/10} (B_{12}^s)^{1/10}, \quad (85)$$

которое противоречит условию (82). При $\gamma = 100$ $\tau < 1$ и усиление излучения будет очень слабым. Кроме того, из соотношений (5) и (6) главы I получаем

$$v_c / v_m = 12P^{-0,1}, \quad (86)$$

а из (79) следует

$$v_c / v_m = \frac{3\omega_p \rho}{2c\gamma}, \quad (87)$$

что даёт оценку

$$\gamma_{\min} = 5,7 \cdot 10^6 (R/r) (aB_{12}^s)^{1/2} P^{0,1}. \quad (88)$$

Такое значение γ может быть только у частиц первичного пучка. Однако при этом, как следует из (83), значение оптической толщи будет ничтожным, и механизм Мелроуза не может объяснить особенности наблюдаемых спектров пульсаров.

Таким образом, мы видим, что данные спектральных наблюдений действительно играют важную роль в определении правильности или неправильности той или иной теоретической схемы или модели. В следующей главе дается анализ наблюдаемых радиоспектров по результатам, полученным в рамках различных моделей.

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ НАБЛЮДАЕМЫХ РАДИОСПЕКТРОВ

В течение всего периода исследования пульсаров делались многочисленные попытки объяснить наблюдаемые особенности спектров (см., например, [44]). Здесь мы остановимся на работах, в которых эти особенности, описанные в гл. II, интерпретируются в рамках стандартной модели.

1. ПРИРОДА НИЗКОЧАСТОТНОГО ЗАВАЛА

Как уже отмечалось в гл. II, одной из характерных деталей спектра является его низкочастотный завал. Из общих соображений ясно, что он может быть вызван либо условиями в самом источнике излучения, либо процессами в среде между источником и наблюдателем.

Поглощение во внемагнитосферной плазме как возможная причина завала рассматривалась в работах [44, 118, 119]. При этом на частотах, где оптическая толщина поглощающей плазмы велика, должно наблюдаться резкое (экспоненциальное) падение интенсивности выходящего излучения. Поскольку, однако, наблюдается довольно слабое уменьшение потока на низких частотах ($|\alpha| = 0,5 \div 3,0$), был сделан вывод о том, что поглощение не играет роли, а завал вызван условиями в самом источнике. Влияние плазмы пульсарного ветра за световым цилиндром сказывается на частотах, значительно более низких, чем частота максимума в спектрах пульсаров ($\nu_m \sim 100$ МГц) [120]. В работе [121] мы учли то обстоятельство, что излучение разных частот может генерироваться на различных уровнях и поглощаться в самой магнитосфере. Таким путём удаётся хорошо описать часть спектра вблизи максимума и объяснить корреляцию наклонов с двух сторон от максимума (рис. 26). Представляя интенсивность излучения на выходе магнитосферы в виде

$$I_\nu = K\nu_1^{-\beta} e^{-\tau}, \quad (1)$$

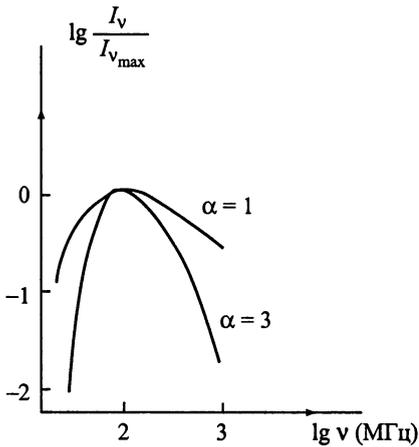


Рис. 26. Модельные спектры пульсаров

на низкочастотного завала – самопоглощение релятивистской плазмы в самих сгустках, испускающих излучение кривизны. При этом, предполагая степенное распределение электронов по углу в пределах конуса излучения с показателем β при моноэнергетическом распределении по энергиям, авторы получили спектры с низкочастотным завалом и высокочастотным изломом, качественно согласующиеся с наблюдаемыми:

$$F(\omega) = \begin{cases} \omega^{-(\beta-2)} & \text{при } \omega_c \ll \omega, \\ \omega^{-4(\beta-2)/(6+\beta)} & \text{при } \omega_M \ll \omega \ll \omega_c, \\ \omega^{(6\beta-8)/(1+3\beta)} & \text{при } \omega \ll \omega_M. \end{cases} \quad (2)$$

Однако для согласования со средним значением спектрального индекса на линейном участке ($\alpha = 1,7$) необходимо положить $\beta = 7,9$. При этом наклон высокочастотного участка становится неприемлемо крутым ($\alpha_3 = 5,9$).

Привлекая более сложные распределения частиц по углам и энергиям, можно надеяться на лучшее согласование вычисленных и наблюдаемых спектров. Однако для этой цели нужны хорошие модели магнитосферы и физические обоснования принимаемых распределений. Так, в работе [124] без оснований принят очень крутой энергетический спектр излучающих частиц

$$n(\gamma) \propto \gamma^{-4}, \quad (3)$$

где K – некоторая константа, τ – оптическая толщина магнитосферы на данной частоте ν , можно получить любой наклон в низкочастотной области относительно максимума. При некоторых значениях параметров низкочастотный завал в наблюдаемой части спектра может вообще отсутствовать. В рамках этой модели удастся достаточно хорошо описать вид спектра в районе максимума и на линейном участке (рис. 27) [48, 121]. На рисунке $\nu_6 = \nu/10^6$. Очелков и Усов [122, 123] предположили, что причи-

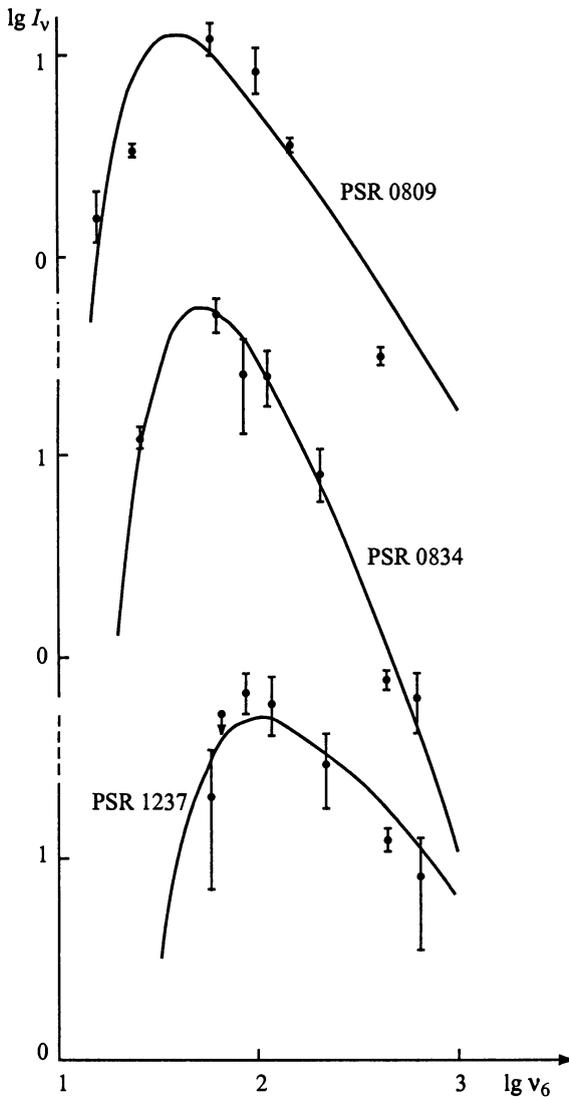


Рис. 27. Наблюдаемые спектры пульсаров с вписанными в них модельными спектрами (уравнение (1))

при котором удаётся согласовать модельные и наблюдаемые спектры вблизи максимума и на линейном участке. Кроме того, не исследовано поведение спектра ниже частоты максимума. Если излучение пульсара связано с механизмом излучения кривизны, как считается в работе [124], то спектральный индекс

в низкочастотной области не может быть больше $1/3$. Действительно, при моноэнергетическом распределении электронов $N(\epsilon) = N_0 \delta(\epsilon - \epsilon_0)$ наклон характеризуется показателем $\alpha_1 = 1/3$ [125]. Если существует обрыв в функции распределения в сторону меньших, чем $\epsilon = \epsilon_1$, энергий, то ниже частоты максимума, соответствующей $\epsilon = \epsilon_1$, спектр будет иметь наклон с индексом $\alpha_1 = 1/3$. Если же есть электроны с $\epsilon < \epsilon_1$, то на низких частотах излучение должно усиливаться, что приведёт к ещё более пологому спектру. Поскольку для всех исследованных спектров $\alpha_1 > 1/3$ ($\alpha_1 = 0,5+3,0$) [40, 44, 118], сказанное означает, что наблюдаемые наклоны спектров перед максимумом нельзя объяснить только специфическим распределением по энергиям.

Бескин, Гуревич и Истомина [126] рассмотрели неустойчивость волн, которые они назвали изгибно-плазменными, и показали, что из-за обращения в нуль коэффициента преломления для необыкновенной волны должен наблюдаться обрыв в спектре на низких частотах:

$$\nu \leq \nu_{\min} = 120 P^{-1/2} \gamma_{100}^{-3/2} a_4^{1/2} B_{12}^{1/2} \text{ МГц.} \quad (4)$$

Для согласования с наблюдениями необходимо положить $\gamma_{100}^- \sim 1$. При этом наблюдаемая зависимость $\nu_m(P)$ из гл. I будет близка к теоретической.

(Здесь и далее записи вида $\gamma_{100}^{-3/2}, a_4^{1/2}, B_{12}^{1/2}, \gamma_{100}^-$ означают $\left(\frac{\gamma^-}{100}\right)^{3/2}, \left(\frac{a}{10^4}\right)^{1/2}, \left(\frac{B}{10^{12}}\right)^{1/2}, \gamma_{100}^- = \frac{\gamma^-}{100}$.)

Наконец, Мачабели и Усов [127] рассмотрели циклотронную неустойчивость в недипольном магнитном поле и получили для предельной частоты выражение

$$\nu_{\min} \approx 20 \gamma_p B_{12}^s P^{-3}, \quad (5)$$

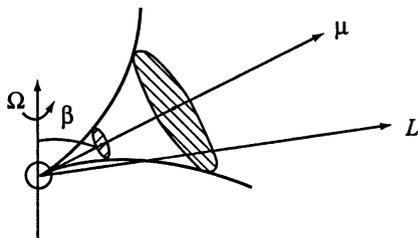
которое даёт зависимость от периода значительно более крутую, чем наблюдаемое падение $\nu_{\min} \propto P^{-0,46}$.

Таким образом, из всех рассмотренных до сих пор причин низкочастотного завала лишь поглощение в магнитосферной плазме и, возможно, другие эффекты, связанные с распространением излучения в магнитосфере пульсара [128], могут объяснить особенности в поведении спектра вблизи частоты максимума.

2. ВОЗМОЖНЫЕ ПРИЧИНЫ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ИЗЛОМА

Эти причины могут быть двух типов: геометрические и физические. Из-за сужения конуса излучения на высоких частотах луч зрения может выйти из конуса (рис. 28) и будет наблюдаться обрыв в спектре [124, 127]. В этом случае у пульсаров с двухкомпонентными профилями должен наблюдаться переход к однокомпонентному профилю на высоких частотах. Анализ имеющихся данных показывает, что такого эффекта нет. Профили остаются двухкомпонентными вплоть до частот излома и даже до более высоких частот. Кроме того, поскольку у пульсаров с профилями, состоящими из двух компонентов, луч зрения проходит ближе к центру конуса, для выхода из него

Рис. 28. Схема, поясняющая возможность геометрической причины высокочастотного излома



необходимо продвинуться ближе к поверхности, т.е. у таких пульсаров значение ν_c должно быть выше, чем у пульсаров с простыми профилями. Однако среднее значение $\langle \nu_c \rangle = 2,8$ ГГц (23 объекта) для пульсаров с двойственностью профиля оказывается ниже, чем у 8 источников с однокомпонентными импульсами ($\langle \nu_c \rangle = 5,2$ ГГц) [129]. Поэтому геометрическая природа излома не может быть основной для всей совокупности пульсаров. Лишь у некоторых объектов (например, PSR B0540 + 23 и 1612 + 07) рассмотренный эффект может играть роль.

Физические причины связаны либо с резким уменьшением интенсивности излучения на частотах выше ν_c в спектре элементарного излучателя, либо со слабым усилением излучения в этой области.

В спектре излучения кривизны, которое, как уже говорилось, считается основным элементарным процессом в пульсарах, на частотах выше ν_{cr} наблюдается экспоненциальное падение

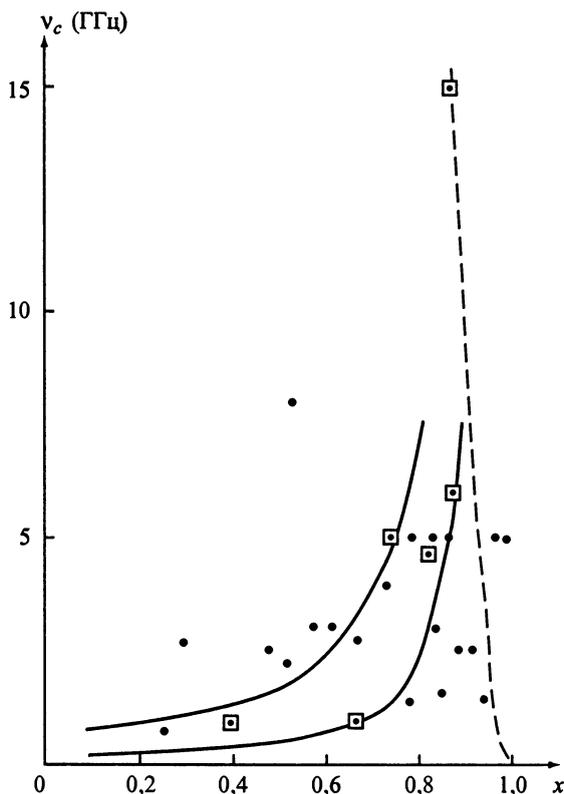


Рис. 29. Зависимость частоты излома от прицельного параметра

интенсивности ($I \propto \exp(-v/v_{cr})$) [130]. Зависимость v_{cr} от прицельного параметра

$$x = (\zeta - \beta)/\theta, \quad (6)$$

вычисленного по методике работы [131] (см. раздел 5 главы V), имеет вид

$$v_c = \frac{78\gamma_3^3 f^3(x)x}{(Pr/R)^{1/2}} \text{ ГГц}, \quad (7)$$

где

$$f(x) = 1,000 - 0,944x^2 + 1,063x^4 - 1,119x^6. \quad (8)$$

Эта зависимость представлена шриховой линией на рис. 29. Здесь же кружками показаны наблюдаемые значения v_c , которые, в основном, не лежат на ожидаемой зависимости. Следовательно, рассмотренный эффект если и приведёт к излому в спектре, то

только в пульсарах, расположенных в правой части диаграммы $v_c(x)$.

Вторую причину, связанную с недостаточным усилением излучения, можно описать условием

$$\tau = \int_{r_0}^r \Gamma dr / c \leq 3, \quad (9)$$

где Γ – инкремент развития неустойчивости того или иного типа.

Проанализируем пучковую неустойчивость, рассмотренную Усовым [132]. Он предположил, что вблизи поверхности образуются плазменные слои с распределением частиц по лоренц-факторам от $\gamma_{\min} \sim 10$ до $\gamma_{\max} \sim 10^3$. Быстрые частицы догоняют медленный компонент предыдущего слоя (рис. 30) на расстоянии

$$r = \frac{Rc}{c - v} \approx 2R\gamma_{\min}^2 \approx 2 \cdot 10^8 \text{ см} \quad (10)$$

и возбуждают в нём ленгмюровские волны с инкрементом

$$\Gamma_e = \frac{\sqrt{3}}{2} \left(\frac{n_b}{2n_p} \right)^{1/3} \frac{\omega_p}{\gamma_b}. \quad (11)$$

Используя соотношение (84) главы II, а также равенства

$$\omega_p = \left(\frac{4\pi n_p e^2}{m\gamma_p} \right)^{1/2}, \quad (12)$$

$$n_b \gamma_b m c^2 = n_p \gamma_p m c^2, \quad (13)$$

$$\gamma_b = \gamma_{\max} f(x), \quad \gamma_p = \gamma_{\min} f(x) \quad (14)$$

и полагая $a = 10^4$, $R = 10^6$ см, $B_{12}^s = 1$, получим

$$v_c = \frac{0,265}{f(x)^{3,5} \sqrt{P}}. \quad (15)$$

Эта зависимость представлена сплошными кривыми на рис. 29: верхняя для $P = 1$ с, нижняя для $P = 0,1$ с. Сравнение с данными наблюдений показывает, что основная часть диаграммы $v_c(x)$

может быть хорошо описана этими кривыми.

Полученная в работе [126] в рамках теории изгибно-плазменных неустойчивостей величина частоты излома

$$v_c = \frac{c}{2\pi\rho} (\gamma_{\min}^-)^3 \left(\frac{\gamma_{\min}^+}{\gamma_{\min}^-} \right)^{12/5} \quad (16)$$

для дипольного поля может быть представлена в виде

$$v_c = 700 \frac{(\gamma_{100}^-)^3}{\sqrt{rP/R_*}} \left(\frac{\gamma_{300}^+}{\gamma_{100}^-} \right)^{12/5} \quad (17)$$

Ряд авторов высказывает сомнения в возможности существования подобного рода неустойчивостей в магнитосферах пульсаров [133, 134]. Здесь мы лишь подчеркнём, что выражение (17) даёт неприемлемо низкое значение v_c , особенно если учесть, что генерация соответствующих волн происходит на расстояниях $r \gg R_*$.

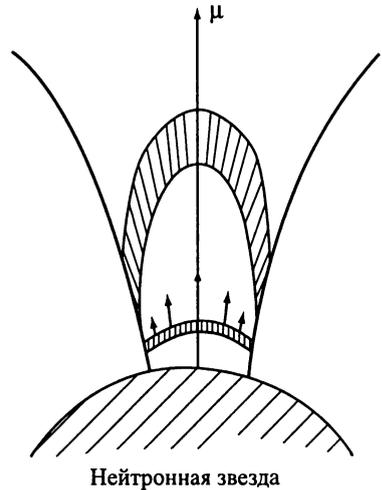


Рис. 30. Модель Усова [132]. Заштрихованы два последовательных плазменных слоя

3. МОДЕЛЬНЫЕ РАСЧЁТЫ ЛИНЕЙНОГО УЧАСТКА

В работах [124, 130, 135] описаны модельные расчёты спектра при следующих предположениях:

- 1) магнитное поле дипольно,
- 2) излучение на данной частоте генерируется в узком слое магнитосферы,
- 3) основной механизм – излучение кривизны.
- 4) поглощение плазмы отсутствует.

В этом случае интенсивность испускаемого излучения в данном направлении определяется выражением [136]

$$I(v, \theta) \propto \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} \gamma^2 \theta' \frac{1}{r} \times \left\{ \frac{\xi^2 K_{2/3}^2(\xi) + \gamma^2 (\theta - \theta')^2 \xi^2 K_{1/3}^2 / [1 + \gamma^2 (\theta - \theta')^2]}{1 + \gamma^2 (\theta - \theta')^2} \right\} d\theta, \quad (18)$$

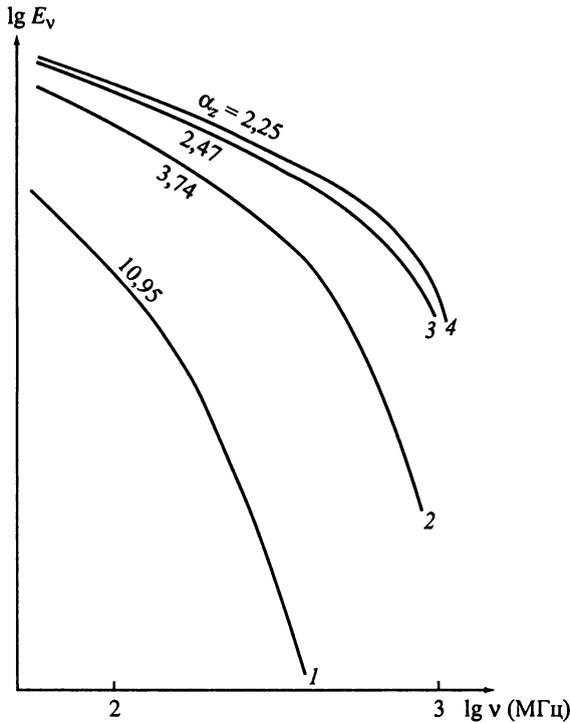


Рис. 31. Модельные спектры пульсаров при $P = 1$ с и $\gamma = 500$ (1), 1000 (2), 3000 (3) и 10^4 (4)

где

$$\xi = \frac{\theta p}{3c\gamma^3} (1 + \gamma^2 \theta^2)^{3/2}, \quad (19)$$

θ – расстояние данной точки от центра конуса излучения, $K_{1/3}(\xi)$ и $K_{2/3}(\xi)$ – функции Макдональда.

Интегрируя $I(\nu, \theta)$ по углу, можно вычислить энергию в импульсе на данной частоте. Основная часть такого спектра может быть описана одним спектральным индексом α , который зависит от нескольких параметров: $f(\theta, \gamma)$ – вида функции распределения излучающих частиц по углам и энергиям, периода P , углового расстояния $(\zeta - \beta)$ луча зрения от центра конуса открытых силовых линий и параметра a , определяющего степень разделения зарядов. Вообще говоря, подбором указанных параметров удаётся согласовать основную часть вычисленного спектра с наблюдаемым (рис. 31), что говорит о жизнеспособности стандартной модели. Однако для проведения подобного рода

многопараметрических расчётов и их полного согласования с данными наблюдений необходимо иметь достаточно надёжную модель магнитосферы, из которой можно было бы определить распределение частиц и структуру магнитного поля на каждом уровне. Поскольку такой модели в настоящее время нет, детальное сравнение вычисленных и наблюдаемых спектров с целью определения свойств магнитосферы конкретного пульсара пока преждевременно. Тем не менее проведённый выше анализ показывает, что основные особенности «канонического спектра» пульсара могут быть поняты в рамках традиционной модели. С другой стороны, они позволяют выявить трудности конкретных реализаций этой модели, следующих из различных теорий и концепций.

4. «НЕСТАНДАРТНЫЕ» СПЕКТРЫ

У ряда пульсаров спектры отличаются от приведённого в гл. I «канонического» типа. Отличия могут быть трёх видов: 1) спектры без высокочастотных изломов, 2) линейные спектры, 3) спектры с уплощением на высоких частотах. Опишем их.

1. Высокочастотный излом присутствует в явном виде лишь у трети исследованных пульсаров [50], хотя по статистической зависимости (б) главы I он должен был бы проявиться у многих объектов. Отсутствие излома может быть фиктивным. Если он происходит на частотах ν_c , близких к частотам максимума ν_m (рис. 32), то современные возможности не позволяют выделить излом. Однако, поскольку после излома спектр должен быть более крутым, чем до него, у таких пульсаров спектральный индекс линейного участка α_2 должен быть больше, чем у пульсаров с наблюдаемым изломом. Действительно, у 11 пульсаров без излома α_2 оказывается выше, чем у 31 пульсара с изломом [60]. Близость ν_c к частоте максимума можно ожидать при формировании центрального компонента излучения (core emission) за счёт линейного ускорения зарядов вдоль оси конуса [117, 130].

2. У короткопериодических пульсаров ($P < 0,1$ с) в спектрах не обнаружены ни максимумы, ни изломы [48, 63, 64, 137]. Так, у пульсара PSR B0531 + 21 ($P = 33$ мс) спектр линейен вплоть до частоты 74 МГц [48, 137]. PSR B1937 + 21 ($P = 1,6$ мс) также показывает линейный спектр до частоты 26 МГц [65]. Что касается пульсара PSR B0833–45 ($P = 89$ мс), то указанная для него в работе [48] оценка $\nu_m = 380$ МГц основывается на одной точке ($S_{150 \text{ МГц}} < 3 \cdot 10^{-28}$ Дж/(м² · Гц)). Этот завал может объясняться

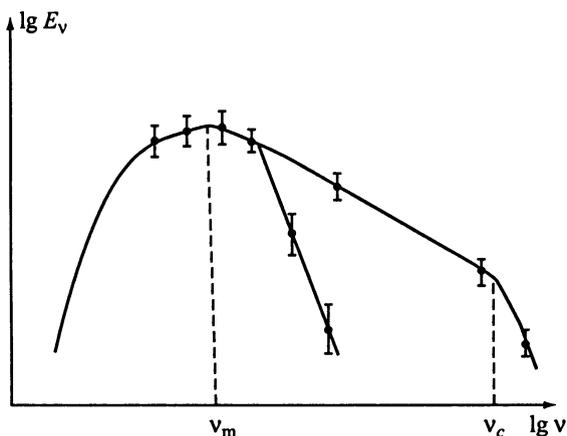


Рис. 32. Спектр с частотой излома, близкой к частоте максимума

ослаблением импульсного излучения вследствие уширения импульса за счёт рассеяния в околопульсарной и межзвёздной среде [138]. Низкочастотные завалы не обнаружены пока и у других короткопериодических пульсаров [63, 64]. Причины такой структуры спектров рассматриваются в следующей главе.

3. В спектрах четырёх пульсаров (PSR B0329 + 54, 0355 + 54, 1929 + 10 и 2021 + 51) наблюдается уплощение, а возможно, и подъём на частотах выше 30 ГГц [138]. Такая особенность не вписывается в рамки рассмотренных выше представлений, и для её описания необходимо привлекать дополнительные механизмы.

Как уже говорилось, вблизи поверхности нейтронной звезды частицы движутся вдоль магнитных силовых линий и испускают излучение кривизны. Однако на больших расстояниях от поверхности могут включаться процессы взаимодействия частиц с возбуждаемыми в магнитосфере волнами (см гл. VI). При этом у частиц появляется поперечный импульс, и будет испускаться синхротронное излучение. Отношение мощностей синхротронного излучения [103]

$$q_s = \frac{2e^4 B^2 \gamma^2 \sin^2 \psi}{3m^3 c^3} \quad (20)$$

к мощности излучения кривизны [125]

$$q_{cr} = \frac{2e^2 c \gamma^4}{3\rho^2} \quad (21)$$

равно

$$\delta = \frac{e^2 B^2 \rho^2 \sin^2 \psi}{m^2 c^4 \gamma^2}. \quad (22)$$

В (20)–(22) ψ – питч-угол излучающего электрона, ρ – радиус кривизны силовой линии, который для дипольного поля определяется формулой

$$\rho = \frac{r(1 + 3 \cos^2 \theta)^{3/2}}{3 \sin \theta (1 + \cos^2 \theta)}, \quad (23)$$

где θ – угол между радиусом-вектором данной точки и осью диполя. При малых углах θ

$$\rho \approx \frac{4r}{3\theta} \quad (24)$$

и для последней открытой силовой линии

$$\theta = \sqrt{(r/r_{LC})}, \quad (25)$$

что даёт для $r \sim r_{LC}$

$$\delta = \frac{256\pi^4 e^2 R_*^6 B_s^2 \sin^2 \psi}{9m^2 c^8 P^4 \gamma^2}. \quad (26)$$

Подставляя численные значения постоянных и полагая $R_* = 10^6$ см и $B_s = 10^{12}$ Гс, приходим к выражению

$$\delta \sim 10^{15} \frac{B_{12}^2 \sin^2 \psi}{P^4 \gamma^2}, \quad (27)$$

из которого следует, что на достаточно больших расстояниях от поверхности, где питч-угол становится заметным, синхротронное излучение может стать доминирующим. Суммарный спектр будет иметь вид, качественно показанный на рис. 33. Максимум синхротронной части спектра можно ожидать на частоте порядка 10^{11} Гц [49]. Если использовать известную формулу для частоты максимума синхротронного излучения [103]

$$\nu_m = \frac{0,9eB\gamma^2 \sin \psi}{4\pi mc}, \quad (28)$$

для принятой модели получим

$$\nu_m = 1,16 \cdot 10^7 \frac{B_{12} \gamma^2 \sin \psi}{P^3}, \quad (29)$$

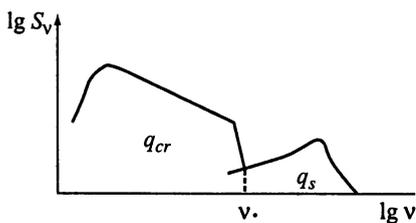


Рис. 33. Схематическое представление суммарного спектра пульсара

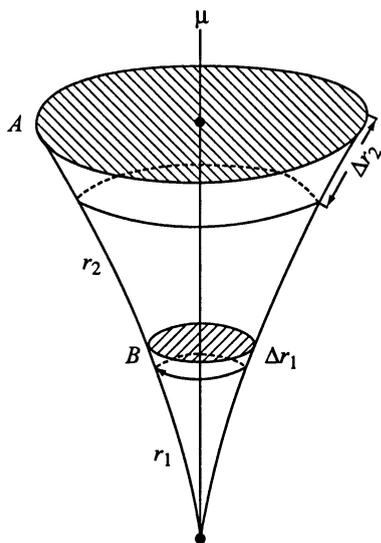


Рис. 34. Геометрия излучающих областей. *A* – область синхротронного излучения, *B* – область формирования излучения кривизны

что требует при среднем значении периода для четырёх пульсаров с уплощением в спектре $\langle P \rangle = 0,4$ с и питч-угле $\sim 10^{-2}$ рад величины лоренц-фактора излучающих частиц, равной 240. Такие частицы, как показывает распределение на рис. 21, в магнитосфере пульсара действительно есть, и они могут давать заметное синхротронное излучение. Вкладом синхротронного источника можно объяснить и сложный спектр пульсаров, такой как у PSR B1822–09 [139]. В этих случаях влияние второго компонента начинается на более низких частотах и второй максимум (или уплощение) появляется в диапазоне дециметровых волн.

Существенной для рассмотренных объектов является малость угла β между осью вращения и магнитным моментом пульсара, что позволяет видеть и излучение кривизны, и синхротронную эмиссию (рис. 34). Действительно, как следует из работы [131], в PSR B1822–09 $\beta = 7^\circ$. С этим же обстоятельством могут быть связаны и другие особенности в излучении данного объекта [139, 140].

Результаты данной главы показывают, что многие особенности радиоспектров пульсаров могут быть КАЧЕСТВЕННО поняты в рамках существующих моделей. Однако КОЛИЧЕСТВЕННОЙ теории, описывающей формирование спектра и его эволюцию в процессе распространения излучения через магнитосферу, до сих пор не существует. Эта проблема требует приложения всё новых и новых сил.

КЛАССИФИКАЦИЯ ПУЛЬСАРОВ

В предыдущих главах упомянуто несколько моделей пульсаров. На самом деле число попыток описать основные особенности радиоизлучения этих объектов, было несравненно больше, и с каждой новой схемой возникал вопрос: а все ли пульсары однотипны по наблюдаемым характеристикам и тем процессам, которые протекают в их магнитосферах? В связи с этим неоднократно предлагалось разделить радиопульсары на различные группы по наблюдаемым признакам для лучшего понимания физических причин, вызывающих такие отличия. Чётко установленная классификация была бы несомненно важна при решении вопросов, связанных с происхождением, структурой, механизмами излучения и эволюцией пульсаров. В качестве примера, иллюстрирующего важность подобного рода исследований, можно привести построение диаграммы Герцшпрунга–Рессела, описывающей зависимость абсолютной звёздной величины (светимости) от спектрального класса (эффективной температуры) звезды. Положение на этой диаграмме позволяет астрофизику понять происхождение звезды, её внутреннее строение, источники энергии и предсказать её дальнейшую эволюцию. Известное в настоящее время число пульсаров (примерно 1500) на несколько порядков уступает числу звёзд, поэтому классификация пульсаров основывается на более бедной статистике. Однако важность выделения различных классов столь велика, что уже сейчас подобного рода исследования крайне необходимы. В данной главе представлены известные попытки разделения пульсаров на группы (классы) по различным параметрам, проводится их сопоставление между собой и со всей совокупностью результатов наблюдений, а также предлагается и обосновывается собственная схема классификации пульсаров.

1. ЭЖЕКТИРУЮЩИЕ И АККРЕЦИРУЮЩИЕ ПУЛЬСАРЫ

В 1970 г. Шварцман [141] высказал гипотезу о существовании двух типов пульсаров: с выбросом частиц с поверхности нейтронной звезды и с аккрецией вещества из межзвёздной среды. Так как со временем скорость вращения нейтронной звезды уменьшается (и к тому же её магнитное поле должно ослабевать с возрастом звезды), то ослабевает также испускание частиц поверхностью и их ускорение, а следовательно, и светимость пульсара. После определённого момента он станет недоступен для наблюдателя. Уменьшение потока ускоренных частиц приведёт к уменьшению размера области, из которой «выметается» межзвёздный газ. Прекращение действия пульсарного ветра сделает возможной аккрецию – падение окружающего вещества на нейтронную звезду, его ускорение и высвечивание. Так образуется новый тип пульсара – аккрецирующий пульсар¹⁰. Если различие пульсаров двух типов вызывается их различными возрастными и механизмами высвечивания, то должны наблюдаться вполне определённые зависимости между их параметрами. В частности, при рассмотренном Шварцманом механизме генерации плазменных волн в магнитосфере аккрецирующих пульсаров должна наблюдаться зависимость ν_m от светимости пульсара L_r :

$$\nu_m (\text{Гц}) = 3 \cdot 10^7 (L_r / 10^{28} \text{ эрг/с}) n_\infty^{-1/4} (T_c / 10^5), \quad (1)$$

где n_∞ – число атомов водорода в 1 см^3 на бесконечном расстоянии от нейтронной звезды, T_c – температура межзвёздной плазмы. К аккрецирующим можно отнести пульсары с $P \geq 1 \text{ с}$ [141]. Используя для них известные значения частоты максимума [48] и светимости [61], получим

$$\lg \nu_m (\text{ГГц}) = (0,12 \pm 0,04) \lg L_r - 4,29 \pm 1,18. \quad (2)$$

Из выражения (2) следует, что зависимость между ν_m и L_r практически отсутствует. К тому же функциональная связь $\nu_m(L_r)$ оказывается совершенно другой.

¹⁰ Здесь под аккрецирующими пульсарами подразумеваются пульсары, связанные с одиночными нейтронными звёздами. Существует целый класс рентгеновских пульсаров, процессы излучения и эволюции которых зависят от мощности звёздного ветра, испускаемого компаньоном. Мы здесь не рассматриваем подобного рода системы. Подробное описание взаимного влияния процессов аккреции и эжекции, протекающих вокруг нейтронных звёзд, можно найти в монографии Липунова [142].

Нужно подчеркнуть, что если различие пульсаров каким-то образом связано с темпом аккреции из межзвёздной среды, то должна наблюдаться разная величина их светимости в диске Галактики и за его пределами (значение L_r должно быть пропорционально плотности нейтрального водорода [143]). Данные по светимостям и z -координатам для 326 пульсаров [16] не показывают зависимости $L_r(z)$ [70]. В диске и вне его не отличаются и средние характеристики пульсаров (для той же выборки):

$\langle P \rangle = 0,86$ с и $\langle dP/dt \rangle = 1,5 \cdot 10^{-14}$ при $z > 160$ пк и $\langle P \rangle = 0,79$ с и $\langle dP/dt \rangle = 10^{-14}$ при $z < 160$ пк.

Приведённые соображения показывают, что различный темп аккреции из межзвёздной среды на пульсар не приводит к наблюдательным проявлениям для известной совокупности этих объектов и не может рассматриваться как классифицирующий параметр для этих объектов.

2. РАЗЛИЧИЕ ПУЛЬСАРОВ ПО НАБЛЮДАЕМЫМ ПРОФИЛЯМ ИМПУЛЬСОВ

Кроме описанной в первом разделе главы возможной классификации, основанной на ясных физических причинах, в процессе исследования пульсаров предлагались также феноменологические схемы их деления по каким-либо наблюдаемым параметрам. Первая такая схема была описана Тейлором и Хьюгенином [144]. Основываясь на том, что форма профилей на разных частотах у значительной части пульсаров качественно не отличается, они разделили все пульсары на две группы (S и C). В группе S импульсы имеют простой (simple), а в группе C сложный (complex), как правило, двухкомпонентный профиль. S-пульсары обладают в основном короткими периодами, малыми магнитными полями, слабой поляризацией и скачками в изменении позиционного угла. Для C-пульсаров характерны длинные периоды (часто $P > 1$ с), большие магнитные поля, высокая степень поляризации и плавный ход позиционного угла вдоль среднего профиля.

Эта схема в дальнейшем развивалась. Так, Бакер [145] ввёл кроме простых (S) и двухкомпонентных разрешённых (DR) профилей также двойные неразрешённые (double unresolved – DU), тройные (T – triple) и многокомпонентные (M – multiple) профили. Наиболее детальный анализ различий пульсаров в зависимости от вида их профилей проведён в работах Ранкин

[146–148]. Приведём здесь краткое описание этих работ. Исследования средних профилей и индивидуальных импульсов показали, что пульсары с простой формой профиля должны быть разделены на две группы (S_r и S_d) с сильно отличающимися свойствами. В сложных профилях (Т и М) различные компоненты могут иметь сильно отличающиеся характеристики (спектральные, поляризационные, временные и др.). Принимая за основу модель полого конуса, Ранкин выделяет «излучение конуса» (conal emission) и «центральное излучение» (core emission), которое упоминалось ещё Бакером [145]. Предположение об этих двух типах компонентов позволяет в рамках одной феноменологической модели описать в общих чертах наблюдаемые особенности профилей (табл. 3). Предполагается, что конические компоненты испускаются внешними круговыми кольцами конуса излучения с соответствующей ориентацией магнитных силовых линий и дифференциальным вращением локальных излучающих областей. На это излучение накладывается центральный компонент с отличающимися характеристиками. Тогда, в зависимости от ориентации луча зрения относительно центра конуса будут наблюдаться либо только конические компоненты (S_d), либо вместе с центральными компонентами (Т, М). Как следует из табл. 3, в пульсарах S_r присутствует только центральный компонент, в то же время в D-пульсарах в «седле» между компонентами обнаруживаются признаки центрального излучения.

В рамках предположения о каком-либо одном механизме излучения не удаётся описать наличие столь различающихся характеристик, поэтому необходимо привлекать, по крайней мере, два механизма. В работах Ранкин не рассматриваются конкретные физические процессы, которые могли бы дать излучение вдоль оси конуса. Для объяснения центрального излучения можно использовать три механизма.

Часть центрального компонента и прежде всего S_r -профили можно описать в рамках релятивистского формирования диаграммы [149] (гл. II). Действительно, для этих профилей характерно наличие круговой и линейной поляризации (которые присущи циклотронному и синхротронному излучению), малое и неупорядоченное изменение позиционного угла и крутой спектр, отсутствие нуллинга и переключения мод. Эти особенности наблюдаются в короткопериодических пульсарах.

Однако в ряде сложных профилей центральные компоненты отличаются от одиночных S_r -профилей (чаще видны низкочастотные флуктуации интенсивности, сами компоненты появляются у пульсаров в более широком диапазоне dP/dt и для всех

Таблица 3
Особенности профилей разных типов

Наблюдаемые характеристики	Тип профиля				
	S_i	S_d	D	T	M
Период P \bar{P}	Все периоды $\geq 10^{-15}$	Длинные периоды $\leq 2 \cdot 10^{-15}$	Длинные периоды Малые	Все периоды От очень малых до 10^{-14} и выше	Длинные периоды Малые
Поляризация линейная	От низкой до почти полной; слабо падает с увеличением частоты	От низкой до умеренной (в основном в центре профиля); быстро падает на высоких частотах	—	От малой до очень большой; у внешних компонентов умеренная, заметная уменьшается на внешних краях	—
круговая	Умеренная; в присутствии слабой линейной поляризации меняет знак симметрично относительно центра профиля	На метровых волнах малая и беспорядочная	Может существовать в перемычке между компонентами	Под центральным компонентом, где симметрично от носителя центра меняет знак	—
Спектр	Крутой	Более плоский	—	У центральных компонентов более крутой, чем у внешних	—
Флуктуации интенсивности	«Белый» спектр; встречаются низкочастотные детали с $P_3 = (15 + 50) P$	Систематический дрейф субимпульсов с $P_3 \sim (2+15) P$	Стад. по долготе с $P_3 = (2+15) P$; может быть низкочастотная деталь		
Нуллинг	Нет	Есть	Есть	Есть	Есть
Переключение мод	Нет	Иногда есть	Есть	Есть	Есть

периодов P , т.е. при разных возрастах). Такое излучение можно было бы описать механизмом Мелроуза [117]. Из соотношения (78) главы II следует, что спектр излучения должен быть крутым. Так, при $\gamma = 10$ (этот лоренц-фактор по Мелроузу наиболее оптимален для работы его механизма) и $\omega_0 \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$ предельная частота излучения $\sim 3 \text{ ГГц}$. Крутой спектр действительно характерен для центральных компонентов сложных профилей. Подчеркнём, что в центре конуса, где радиус кривизны силовых линий очень велик, интенсивность излучения кривизны значительно слабее, чем на краях, и здесь заметную роль может играть механизм продольного ускорения. При $\gamma = 10 \div 100$ угловой размер области действия этого механизма ($\sim \gamma^{-1}$) составляет от 6° до $0,6^\circ$ вблизи центра конуса. Кроме того, поскольку механизм Мелроуза связан с переменным ускорением зарядов и мазерным усилением излучения, небольшие флуктуации параметров n_e , γ , ω_0 приведут к заметным флуктуациям интенсивности. Все эти особенности действительно характерны для части центрального излучения в сложных профилях.

Наконец, в модели грузинских теоретиков [106] центральное излучение может быть связано с циклотронной неустойчивостью, а конусные компоненты с черенковским механизмом.

Следует подчеркнуть, что в настоящее время феноменологические представления о структуре профилей стали ещё более сложными. Высказываются предположения о нескольких конусах, вложенных один в другой, как в гнезде [150], о хаотичности и пятнистости излучающих областей [151] и т.д. Удовлетворительного теоретического осмысления подобных представлений до сих пор не существует.

3. РАЗЛИЧИЕ ПУЛЬСАРОВ ПО ВЕЛИЧИНЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТРАНСФОРМАЦИИ ЭНЕРГИИ ВРАЩЕНИЯ В РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ

Другую возможность феноменологической классификации пульсаров даёт их различие по эффективности переработки вращательной энергии нейтронной звезды в энергию радиоизлучения. Впервые на такое различие мы обратили внимание в 1979 г. [152] на основе точных значений радиосветимостей для 40 пульсаров. Оказалось, что параметр

$$\eta = \frac{L_r}{dE/dt} = \frac{L_r P^3}{4\pi^2 I dP/dt} \quad (3)$$

увеличивается от $\sim 10^{-9}$ до $\sim 10^{-2}$ с ростом периода. Владимирский [153] предложил использовать параметр η для классификации пульсаров. На гистограмме $N(\eta)$, построенной по данным для 197 пульсаров, он обнаружил два максимума и минимум при $\eta \approx 5 \cdot 10^{-6}$. На этом основании были выделены две группы пульсаров: П-пульсары с $\eta \lesssim 10^{-6}$ и О-пульсары с $\eta \geq 5 \cdot 10^{-5}$ ¹¹).

Оказалось, что объекты группы П имеют в среднем короткие периоды. Максимум в распределении периодов для них приходится на значение $P \sim 0,2 \div 0,3$ с. В то же время в О-пульсарах наблюдается два максимума (при $P \sim 0,4 \div 0,5$ с и $P \sim 1,2 \div 1,3$ с). Однако при использовании большего числа пульсаров минимум в распределении $N(\eta)$ исчезает и остаётся один максимум как раз вблизи $\eta = 5 \cdot 10^{-6}$ [154]. Кроме того, из определения (3) следует, что приблизительно $\eta \propto P^3$, т.е. по существу классифицирующим параметром является период P : малым η , в среднем, соответствуют малые периоды и наоборот. Отмеченное в работе [153] изменение формы импульса в О-пульсарах от простой к сложной при увеличении η отражает тот факт, что периоды у S-пульсаров, как правило, более короткие, чем у С-пульсаров.

Таким образом, различие П- и О-пульсаров обязано, в основном, различию их характерных периодов.

4. КЛАСТЕРНЫЙ АНАЛИЗ

Существуют методы формального выделения кластеров объектов по тем или иным параметрам (см., например, [155–157]).

Первые применения метода главных компонентов к пульсарам показали, что намечаются две группы пульсаров, в одной из которых преобладают источники с большими периодами [158, 159].

Используя данные каталога [16], Фракассини с соавторами [160] приняли для анализа возраст пульсара (с учётом затухания магнитного поля) τ , расстояние объекта от оси Галактики R , скорость потери кинетической энергии вращения dE/dt и магнитное поле на поверхности B_0 . В результате для двух первых

¹¹ П-пульсары связаны с типичными плерионами, О (old)-пульсары обладают признаками старых объектов.

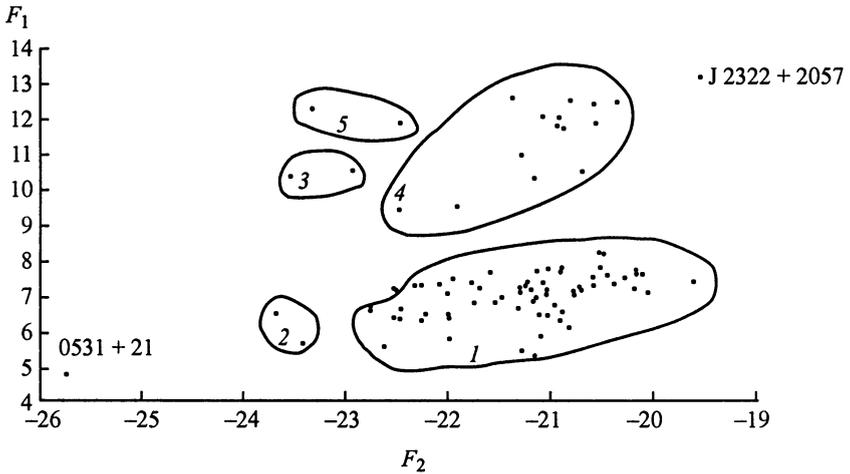


Рис. 35. Представление кластеров пульсаров на плоскости двух главных компонент (5)

ортогональных нормализованных дискриминантных функций получены следующие выражения:

$$\begin{aligned}
 F_1 &= -0,2350 \lg R + 0,2605 \lg (dE / dt) + 0,6203 \lg B_0 - 0,4909 \lg \tau_t, \\
 F_2 &= -0,2198 \lg R + 2,4254 \lg (dE / dt) + 1,8985 \lg B_0 + 2,8294 \lg \tau_t.
 \end{aligned}
 \tag{4}$$

Диаграмма (F_1, F_2) проявляет наличие трёх групп пульсаров, соответствующих «ранним», «промежуточным» и «поздним» пульсарам, выделенным на диаграмме $(P, dP/dt)^{12}$. Анализируя функции (4), заметим, что кроме параметра R , влияние которого связано, по-видимому, с эффектами селекции, все остальные параметры в F_1 и F_2 зависят от P и dP/dt . Поэтому представляются естественными как соответствие групп пульсаров на двух указанных диаграммах, так и близость положения «ранних» пульсаров к положению П-пульсаров Владимирского, а положение «промежуточных» и «поздних» пульсаров к положению О-пульсаров [162]. Отметим, что одним из основных параметров опять является период пульсара P .

В работе [163] для 89 пульсаров в пространстве параметров P и dP/dt , расстояния от плоскости Галактики z , и радиосветимости

¹² В работе [161] по данным для 300 пульсаров на диаграмме $(P, dP/dt)$ обнаружен «зазор», т.е. отсутствие пульсаров с $dP/dt = (8,2 + 9,3) \cdot 10^{-15}$. Авторы делают вывод о том, что нельзя объяснить эволюцию всех пульсаров единым законом $dP/dt \propto P^{-1}$.

L обнаружено существование двух кластеров, двух неперекрывающихся популяций. В одной из них сосредоточены пульсары с $P > 1$ с, в другой с $P < 0,1$ с. Метод главных компонент позволяет выделить два первых собственных вектора:

$$\begin{aligned} F_1 &= 0,053 \lg |z| - 0,416 \lg P - 0,883 \lg(dP/dt) + 0,208 \lg L, \\ F_2 &= 0,210 \lg |z| - 0,199 \lg P - 0,296 \lg(dP/dt) - 0,910 \lg L. \end{aligned} \quad (5)$$

В системе координат (F_1, F_2) также хорошо видны две отмеченные выше группы (рис. 35). Таким образом, формальные методы позволяют выделить два класса пульсаров: с короткими и с длинными периодами.

5. РАЗЛИЧИЕ ПУЛЬСАРОВ ПО МЕХАНИЗМАМ ЗАМЕДЛЕНИЯ

В течение всего времени исследования пульсаров считалось, что основное торможение вращения нейтронной звезды связано с потерей углового момента при магнитодипольном излучении на частоте её вращения¹³. Однако существует ряд других механизмов, приводящих к замедлению вращения нейтронной звезды: токовые потери [115], потери на излучение нейтронов, движущихся внутри нейтронной звезды [165, 166], потери через плазменный диск, расположенный около нейтронной звезды [167, 168], потери, связанные с нагревом токами и электрическими полями в верхних слоях магнитосферы [169, 170], торможение при движении нейтронной звезды через окружающую плазму [171]. Каждому из указанных механизмов будут соответствовать своя зависимость $\frac{dP}{dt}(P)$ и свой трек на диаграмме $dP/dt - P$ [172]. Сравнивая предсказания данной модели с наблюдаемым распределением точек на этой диаграмме, можно определить, какие из механизмов торможения реализуются в пульсарах. Традиционно считающееся основным магнитодипольное торможение приводит к зависимости

$$dP/dt = A/P, \quad (6)$$

¹³ У пульсаров с самыми короткими периодами заметная часть энергии может теряться на гравитационное излучение, поскольку в этом механизме скорость потерь пропорциональна Ω^6 (Ω – частота вращения нейтронной звезды) [164]. Кроме того, начальная стадия образования нейтронной звезды характеризуется значительными нейтринными потерями.

где $A = 8\pi^2 B_s^2 R_*^6 \sin^2 \beta / (3c^3 I)$. Здесь и далее предполагается, что величина магнитного поля на поверхности B_s со временем не изменяется¹⁴. Различие в B_s , R_* , I и β приведёт к дисперсии точек на диаграмме dP/dt (P). Аналогичная зависимость $\frac{dP}{dt}$ (P) получается в рамках модели токовых потерь [174].

При круговом движении нейтронов внутри нейтронной звезды благодаря слабому взаимодействию нейтрального тока могут испускаться пары нейтрино-антинейтрино (ν , $\bar{\nu}$). При нерелятивистских скоростях из свертхтекучих нейтронных вихрей происходит циклотронное излучение нейтрино [165]. При этом энергия вращения нормальных нейтронов переносится к свертхтекучим вихрям, что поддерживает их жизнь, но ведёт к замедлению вращения нейтронной звезды вследствие взаимодействия магнитных моментов нормальных нейтронов и электронов. Еще одним процессом, вызывающим торможение нейтронной звезды, является дипольное излучение, которое связано с наличием у движущегося по кругу нейтрона аномального магнитного момента [166]. Оба механизма могут быть описаны законом [165, 166]

$$dP/dt = aP^2, \quad (7)$$

где

$$a = \frac{11\gamma^4 m_n^2 R_p^3 \Delta^2 \overline{B^2 n^* 3}}{12\pi c^2 \hbar I n^*} \quad (8)$$

Здесь Δ – энергетическая щель, связанная с куперовскими парами, γ -гиромангнитное отношение нейтрона, n^* – циркуляционное квантовое число вихря, R_p – радиус свертхтекучей области 3P_2 , B – внутреннее магнитное поле, m_n – масса нейтрона, черточка обозначает усреднение по всем вихревым линиям.

В дисковой модели [167] скорость потери энергии вращения оказывается равной

$$I\Omega d\Omega / dt = A_2 \Omega^3, \quad (9)$$

¹⁴ Вопрос об эволюции магнитного поля радиопульсаров остаётся открытым. Существуют механизмы, которые могут приводить к его уменьшению (например, омические потери в коре нейтронной звезды). Однако известны и альтернативные процессы, вызывающие генерацию магнитного поля (в частности, увлечение свертхпроводящих протонов внутри нейтронной звезды [173]). Поэтому в настоящее время разумно предположить, что в течение основного времени жизни величина магнитного момента в пульсаре остаётся постоянной и изменяется только его ориентация.

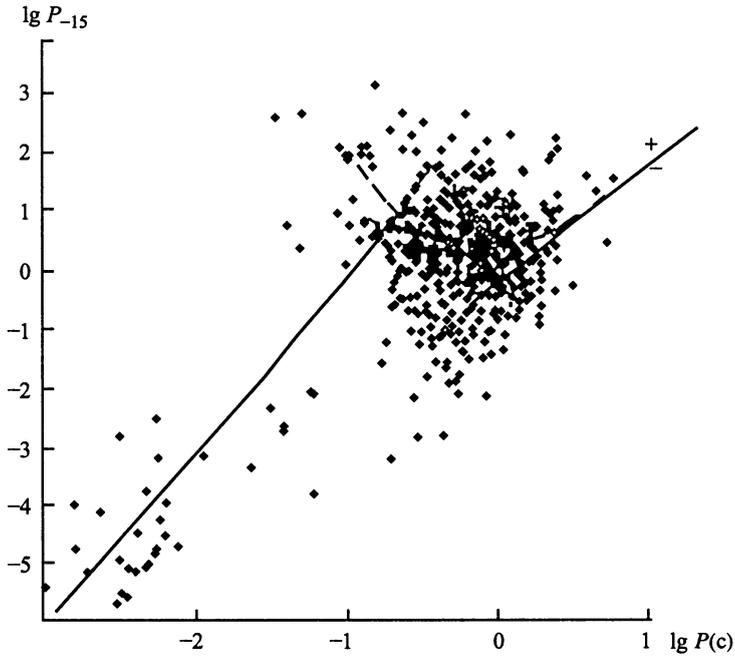


Рис. 36. Диаграмма $\lg \frac{dP}{dt}$ ($\lg P$) по данным каталога Тейлора и др. [68]

где $A_2 = \pi B^2 R_*^6 / 3GM$. Здесь G – гравитационная постоянная. В этой модели

$$dP / dt = 2\pi A_2 / I, \quad (10)$$

т.е. dP/dt вообще не зависит от периода P .

Потери энергии в верхних слоях атмосферы приводят к зависимости [170]

$$I\Omega d\Omega / dt = \frac{kB^2 R_*^5 \Omega^2}{c^2}, \quad (11)$$

где $k < 1$ – постоянный коэффициент. Из этого уравнения следует, что

$$dP / dt = A_3 P \quad (12)$$

при $A_3 = kB^2 R_*^5 / Ic^2$.

Оказалось, что вся совокупность наблюдений может быть представлена тремя участками на диаграмме $(dP/dt, P)$ [172] (рис. 36):

$$\lg(dP/dt)_{-15} = (3,10 \pm 0,54)\lg P(c) + 3,14 \pm 1,13 \quad (13)$$

$$K = 0,65 \pm 0,11, \quad N = 46, \quad P \leq 0,1c$$

$$\lg(dP/dt)_{-15} = (-0,34 \pm 0,18) \lg P(c) + 0,19 \pm 0,07$$

$$K = -0,09 \pm 0,05, \quad N = 410, \quad 0,1c < P \leq 1,25c \quad (14)$$

$$\lg(dP/dt)_{-15} = (1,75 \pm 0,56) \lg P - 0,01 \pm 0,15$$

$$K = 0,32 \pm 0,10, \quad N = 87, \quad P > 1,25 \quad (15)$$

Как следует из приведённых зависимостей, весь массив точек не может быть описан одной магнитодипольной моделью. Сравнение полученных зависимостей с предсказаниями различных механизмов торможения показывает, что в пульсарах с самыми длинными периодами наилучшее согласие наступает, если привлекать процессы внутри нейтронной звезды. Для основной популяции пульсаров ($0,1 \text{ с} < P \leq 1,25 \text{ с}$) необходимо рассматривать совместное действие магнитодипольной и внутренней моделей. При таком объединении, как вытекает из соотношений (6) и (7),

$$dP/dt = A(1 + a_1 P^3) / P. \quad (16)$$

Эта зависимость для $a_1 P^3 \ll 1$ на диаграмме $\lg \frac{dP}{dt}(\lg P)$ имеет тангенс угла наклона $\alpha_1 = -1$. В области, где $a_1 P^3 \gg 1$, $\alpha_2 = 2$. При $P_m = (1/2a_1)^{1/3} d(dP/dt)/dP = d\left(\lg \frac{dP}{dt}\right)/d \lg P = 0$. Наклон, определяемый по вписыванию в наблюдаемый массив, зависит от величины a_1 . Численное значение коэффициента a_1 может быть принято равным 5 [175], при этом $P_m = 0,46 \text{ с}$, а зависимость $\lg \frac{dP}{dt}(\lg P)$ имеет немонотонный характер. Формальное вписывание в неё прямой даст наклон, близкий к наклону зависимости (14).

Обратимся теперь к левой части диаграммы $\frac{dP}{dt}(P)$. Наблюдаемую зависимость (13) нельзя описать ни одной из рассмотренных выше моделей. Если использовать современные данные из каталога [3], то для 93 пульсаров с $P < 100 \text{ мс}$ и $dP/dt > 0$ получим

$$\lg(dP/dt)_{-15} = (3,79 \pm 0,28) \lg P(\text{мс}) - 7,02 \pm 0,35,$$

$$K = 0,81 \pm 0,06, \quad N = 93. \quad (17)$$

Большая часть этих объектов относится к классу раскрученных (recycled) пульсаров. Они либо находятся в двойных

системах в настоящий момент, либо приобрели свои современные особенности в результате эволюции в двойной системе, а сами ещё могут быть окружены реликтовыми дисками. Однако некоторые из объектов использованной выборки (например, PSR B0531 + 21 и 0833–45) могли образоваться как одиночные нейтронные звёзды. Они искажают наблюдаемую зависимость $dP/dt(P)$. Исключив 20 пульсаров с $P > 50$ мс и $(dP/dt)_{-15} > 1$, получим

$$\lg(dP/dt)_{-15} = (1,83 \pm 0,27) \lg P(\text{мс}) - 5,66 \pm 0,27, \quad (18)$$

$$K = 0,69 \pm 0,09$$

В работе [176] для режима, близкого к режиму пропеллера, когда начинается аккреция на нейтронную звезду из диска вокруг неё, приводится уравнение, описывающее потерю углового момента,

$$I\Omega \frac{d\Omega}{dt} = -\frac{dM}{dt} GM_* / r_{eq}, \quad (19)$$

где dM/dt – скорость аккреции на нейтронную звезду, $r_{eq} = (GM_*/\Omega^2)^{1/3}$ – расстояние, на котором скорость вращения становится равной кеплеровской скорости. Из уравнения (19) можно получить

$$dP/dt = a_2 P^{7/3}, \quad (20)$$

где $a_2 = \frac{dM}{dt} (GM_*/4\pi^2)^{2/3} / I$. Зависимости (18) и (20) согласуются друг с другом (в пределах 3σ). Предполагая, что наблюдательные данные описываются этой зависимостью, получим $\lg a_2 = -12,11$. Такое значение параметра a_2 соответствует величине $|dM/dt| = 3,47 \cdot 10^{16}$ г/с = $5,44 \cdot 10^{-10} M_\odot/\text{год}$. Скорость истечения вещества из большей части звёзд в нашей Галактике значительно превышает эту величину. Так, в ОВ-сверхгигантах она достигает $10^{-6} M_\odot/\text{год}$ [177], для более слабых ветров из звёзд типа Т Тельца $|dM/dt| \approx 4 \cdot 10^{-8} M_\odot/\text{год}$ [178]. Лишь у Солнца ветер оказывается менее интенсивным: для него $|dM/dt| \sim 10^{-14} M_\odot/\text{год}$ [179].

Аккрецирующее вещество не препятствует выходу излучения из пульсара, если генерация излучения происходит на периферии магнитосферы (рис. 37).

В настоящее время нет строгой теории взаимодействия намагниченной нейтронной звезды с окружающей плазмой. Поэтому описанная модель пропеллера указывает лишь на принципиальную возможность объяснения наблюдаемой выделенности

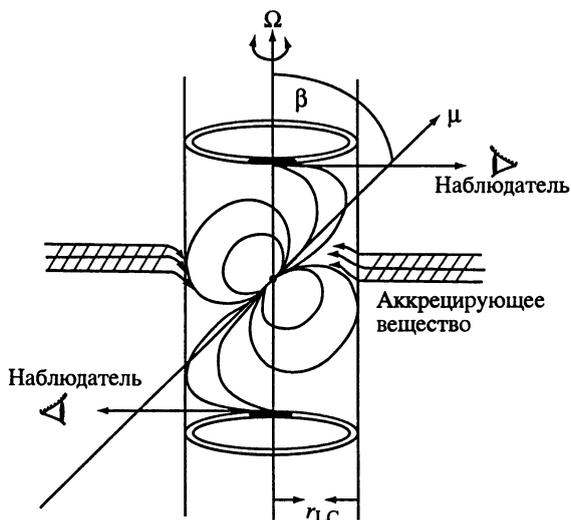


Рис. 37. Схема модели пульсара в режиме, близком к режиму «пропеллера»

пульсаров с короткими периодами на диаграмме $dP/dt(P)$ в рамках представлений об аккреции вещества на нейтронную звезду. Тем не менее и более детальный анализ аккреции в режиме пропеллера также приводит к отрицательному индексу торможения $n = \Omega d^2 \Omega / dt^2 / (d\Omega / dt)^2 = -3/2$ [180], что подтверждает жизнеспособность этой модели.

Ещё на один параметр, важный с точки зрения отличия пульсаров с разными периодами, указал Вудворд [181]. Исследуя отношение магнитного момента пульсара к его угловому моменту

$$\Gamma = \frac{M}{J} = \frac{(8c^3 P^3 dP/dt)^{1/2}}{4\pi^2 I^{1/2}} \quad (21)$$

для 84 пульсаров, он обнаружил, что в пульсарах с $P < 0,5$ с Γ почти не зависит от P , затем эта величина очень быстро возрастает в области $0,5 < P < 0,8$ с. Вудворд объясняет такой эффект уменьшением момента инерции пульсара I . Это уменьшение может быть связано с тем, что ядро нейтронной звезды, состоящее из сверхтекучих нейтронов, первоначально вращается твёрдотельно вместе с корой, а затем, когда вращение замедляется, отщепляется от «твёрдой» коры. После этого момент инерции пульсара будет определяться корой и станет меньше.

Объяснение найденному эффекту может быть получено и на основе рассмотренных выше зависимостей. Действительно, при малых периодах $dP/dt \propto P^{-1}$ и $\Gamma \propto P$. Для больших периодов $dP/dt \propto P^2$; в этом случае $\Gamma \propto P^{5/2}$.

Проведённый анализ показывает, что диаграмма $\frac{dP}{dt}(P)$ для пульсаров может рассматриваться как аналог диаграммы Герцшпрунга–Рессела для обычных звёзд, которая описывает тип звезды, её внутреннее строение, источники энергии и предсказывает её дальнейшую эволюцию.

Процессы внутри нейтронной звезды могут изменяться в ходе её эволюции (вследствие замедления вращения), и пульсар может попадать из одной группы в другую, характерные особенности которой могут быть другими. Вполне возможно, однако, что пульсар при рождении имеет период, превышающий критическое значение и сразу попадает во вторую группу. В этом случае его эволюция протекает в пределах одной группы. На основе исследования наблюдаемых периодов пульсаров Мнацаканян [182] пришёл к выводу о том, что значительная доля пульсаров рождается с большими периодами (~ 1 с). Анализ наблюдаемых дисперсий в распределениях $\lg P$ и $\lg(dP/dt)$ также показывает, что у большей части пульсаров современный период близок к начальному, т.е. значительная доля этих объектов родилась с большими периодами [183]. Таким образом, уже в момент рождения пульсары неоднородны по своим параметрам, а сами эти параметры в значительной мере определяются периодом пульсара.

В модели токовых потерь [115] свойства пульсаров определяются отношением радиуса всей полярной шапки к радиусу той её части, из которой нет квазистационарного истечения ускоренной плазмы. При этом основным параметром, описывающим особенности пульсара, является параметр [184]

$$Q = 2P^{1,1}(dP/dt)_{-15}^{0,4}. \quad (22)$$

Параметр Q довольно слабо зависит от dP/dt , поэтому и для токового механизма можно считать, что основное отличие пульсаров друг от друга будет определяться периодом вращения пульсара P .

6. КОРОТКОПЕРИОДИЧЕСКИЕ И ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИЕ ПУЛЬСАРЫ

В предыдущих главах мы обсуждали следствия из модели, которая называется иногда моделью полярной шапки, но чаще моделью полого конуса. Первое название означает, что все процессы в магнитосфере связаны с конусом открытых силовых линий, выходящих из полярных областей нейтронной звезды, второе – что в центральной части этого конуса отсутствует ускорение частиц или возбуждение волн и в результате будет отсутствовать наблюдаемое излучение. В такой модели подразумевается, что наблюдаемые особенности принимаемого излучения пульсаров (формы импульсов, их спектральные и поляризационные характеристики) формируются на умеренных расстояниях от центра нейтронной звезды ($r \ll r_{LC}$). Однако в пульсарах с короткими периодами это предположение может оказаться неверным. Действительно, как уже говорилось, радиоизлучение пульсаров когерентно, а когерентность связана с каким-либо типом неустойчивостей в магнитосфере. Все рассматривавшиеся до сих пор неустойчивости дают достаточную для объяснения наблюдаемой интенсивности амплитуду волн на расстояниях $10^8 + 10^9$ см от поверхности нейтронной звезды [106, 132, 185]. В пульсарах с периодом $P \sim 1$ с условие $r \ll r_{LC}$ для области генерации излучения выполняется. Однако для объектов с $P \leq 0,1$ с магнитосфера сильно прижата к поверхности, и излучение должно формироваться уже вблизи светового цилиндра. Следует подчеркнуть, что принимаемая обычно в теории магнитосферы малость параметра $\alpha = \Omega r/c \ll 1$ в миллисекундных пульсарах не выполняется практически во всей магнитосфере. Так, у пульсара PSR B1937 + 21 $\alpha = 0,134$ уже на поверхности нейтронной звезды, т.е. вся его магнитосфера должна рассматриваться как релятивистская.

Другим параметром, малость которого предполагается в теориях магнитосферы, является отношение плотности энергии плазмы к плотности энергии магнитного поля

$$\xi = \frac{\gamma_p m n_p c^2}{B^2 / 8\pi} = \frac{4\pi \gamma_b m c}{PeB} = \frac{7(r/R_*)^3}{PB_s}. \quad (23)$$

Здесь принято, что $2\gamma_p n_p = \gamma_b n_b$ и $\gamma_b \sim 10^7$. Если для долгопериодических пульсаров с $P \sim 1$ с и $B_s = 10^{12}$ Гс действительно оказывается, что $\xi \ll 1$ почти во всей магнитосфере, то в пульса-

рах с $P < 10$ мс и $B_s \sim 10^8$ Гс на некотором расстоянии $\xi \sim 1$. С этим фактором связаны как структура магнитного поля, так и возможные типы волн в соответствующих областях магнитосферы. В случае $\xi \ll 1$ частицы следуют вдоль силовых линий магнитного поля, и их функцию распределения можно считать одномерной. При $\xi > 1$ частицы начинают увлекать за собой поле и изменяют его структуру. Поэтому можно ожидать, что различия в строении магнитосферы и в уровнях генерации излучения приведут к заметным наблюдательным отличиям у пульсаров с длинными и с короткими периодами [186]. Рассмотрим далее, что показывают существующие наблюдения.

На рис. 2 приведено распределение пульсаров по периодам. Совершенно ясно, что две группы, концентрирующиеся вокруг наблюдаемых максимумов, относятся, по крайней мере, к двум независимым популяциям. Действительно, при периоде P порядка 10 мс и его производной $\sim 10^{-19}$ пульсар может попасть во вторую группу ($P \sim 0,5$ с) за время более 10^{11} лет, что больше возраста Вселенной. Таким образом, миллисекундные пульсары никогда не станут «нормальными».

Применение формальных методов классификации – метода главных компонент и кластерного анализа показало [163], что пульсары с $P \geq 1$ с и с $P \leq 0,1$ с образуют в пространстве параметров P , dP/dt , z и L , (z – расстояние пульсара от плоскости Галактики) две неперекрывающиеся популяции, что служит доказательством двух независимых типов объектов.

В течение всего времени изучения пульсаров обнаружено несколько отличий в параметрах объектов с длинными и короткими периодами. Рассмотрим здесь лишь те из них, которые важны при дальнейших исследованиях.

1) Обнаружена корреляция между светимостью L и величиной магнитного поля на световом цилиндре B_{LC} у пульсаров с $P < 0,1$ с [187], которая практически однозначно свидетельствует в пользу формирования излучения вблизи светового цилиндра и синхротронной природы излучения у этих источников. Действительно, при синхротронном механизме мощность излучения увеличивается с ростом магнитного поля, а в случае излучения кривизны она зависит только от структуры поля (его кривизны), и для пульсаров с длинными периодами нет зависимости светимости от магнитного поля [187]. В настоящее время наблюдаемая связь L и B_{LC} подтверждена по более точным значениям радиосветимости. Кроме того показано, что существуют аналогичные корреляции между оптической светимостью L_{opt} и B_{LC} [188], а также между светимостью в рентгеновском диапазоне L_x

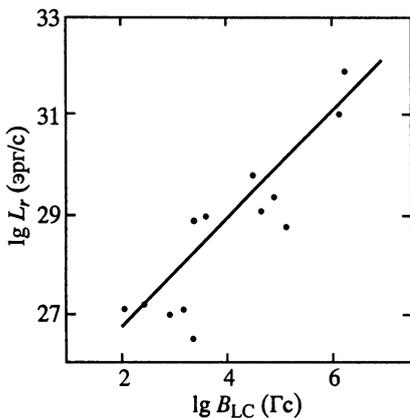


Рис. 38. Зависимость между радиосветимостью пульсара и магнитным полем на световом цилиндре

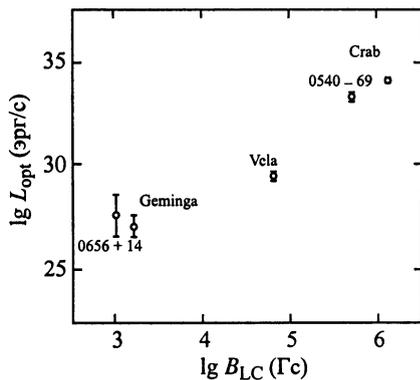


Рис. 39. Зависимость между оптической светимостью радиопулсара и B_{LC} [188]

и B_{LC} [189]. Все эти зависимости представлены на рис. 38–40. В рамках модели формирования излучения вблизи светового цилиндра можно понять и другие особенности пульсаров с $P < 0,1$ с.

2) Спектры пульсаров с короткими периодами не показывают ярко выраженного низкочастотного завала. Как отмечалось в предыдущей главе, наличие такого завала связано с поглощением в магнитосферной плазме. При этом существенно, что излучение на разных частотах выходит с разных уровней. В короткопериодических пульсарах, как мы считаем, излучение генерируется вблизи светового цилиндра, т.е. должно выходить приблизительно с одного уровня. В этом случае поглощение на разных частотах изменяется только вследствие зависимости коэффициента поглощения от частоты. Кроме того, поскольку на больших расстояниях от нейтронной звезды плотность плазмы меньше, можно ожидать меньшей оптической толщи поглощающего слоя. В этом случае низкочастотный завал будет менее выражен либо отсутствовать вовсе.

Вблизи светового цилиндра, как показано в гл. III, интенсивность излучения кривизны меньше интенсивности синхротронного излучения, и поэтому именно синхротронный механизм становится основным в пульсарах с короткими периодами. Низкочастотный завал в них (на частотах существенно ниже 100 МГц) может быть вызван синхротронным самопоглощением [67].

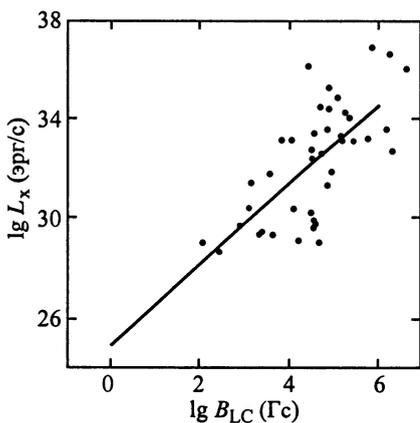


Рис. 40. Наблюдаемая зависимость рентгеновской светимости радиопульсара от B_{LC}

вливают несколько факторов, которые искажают приведённые выше зависимости. К этим факторам, во-первых, можно отнести возможную физическую или геометрическую вытянутость конуса излучения [52, 53] или эффективную вытянутость, связанную с генерацией излучения данной частоты на разных уровнях в магнитосфере пульсара [140]. Во-вторых, следует учитывать прицельный параметр, т.е. расстояние, на котором луч зрения проходит относительно центра конуса излучения. И, наконец, важнейшим параметром, определяющим наблюдаемую ширину импульса, является угол между осью вращения нейтронной звезды и её магнитным моментом.

Форма и ширина диаграммы в пульсарах с короткими периодами определяются в основном не структурой магнитного поля, а лоренц-фактором излучающих электронов и их распределением по углу. Однако анализ реального отличия диаграмм и, соответственно, импульсов, наблюдаемых у пульсаров разных типов, затруднён из-за большого числа упомянутых искажающих факторов.

4) В пульсарах с длинными периодами ход позиционного угла линейной поляризации в среднем профиле, в первую очередь, определяется изменением направления магнитного поля в пределах конуса открытых силовых линий. При формировании диаграммы на световом цилиндре изменение позиционного угла будет вызвано изменением угла между скоростью движения излучающего электрона и лучом зрения наблюдателя. Следует ожидать, что в этом случае изменение позиционного угла будет,

3) В работе [70] сообщается о различии зависимости ширины импульса W от периода пульсара для долгопериодических и короткопериодических объектов. У пульсаров с $P \sim 1$ с $W \propto \sqrt{P}$ (в соответствии с моделью полярной шапки), у короткопериодических пульсаров $W \propto P$, как предписывает релятивистская модель. Более поздние данные показывают, что наблюдаемая картина оказывается сложнее [190]. Стало ясно, что на наблюдаемую ширину импульса

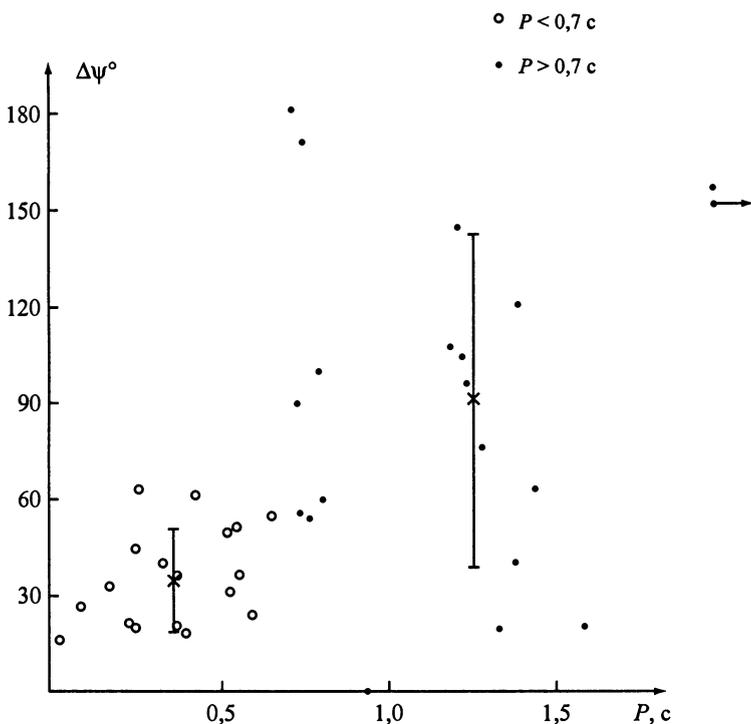


Рис. 41. Полное изменение позиционного угла вдоль среднего профиля для 38 пульсаров. Указаны средние значения и средноквадратичные отклонения для пульсаров с $P < 0,7$ с и $P > 0,7$ с

в среднем, существенно меньше, чем у долгопериодических пульсаров. Такая картина действительно наблюдается (рис. 41) [70, 190].

5) Оказалось, что коэффициент трансформации энергии вращения в радиоизлучение

$$\eta = \frac{L}{|dE/dt|} = \frac{LP^3}{4\pi^2 I dP/dt} \quad (24)$$

различен у пульсаров, входящих в разные группы [191, 192]. Средние значения для двух групп объектов равны

$$\overline{\lg \eta} = -4,85 \text{ при } P < 0,1 \text{ с,}$$

$$\overline{\lg \eta} = -3,73 \text{ при } P \geq 1 \text{ с.}$$

Намечается также отличие в зависимостях величины η от периода P (рис. 42). Это отличие связано с различием в механизмах

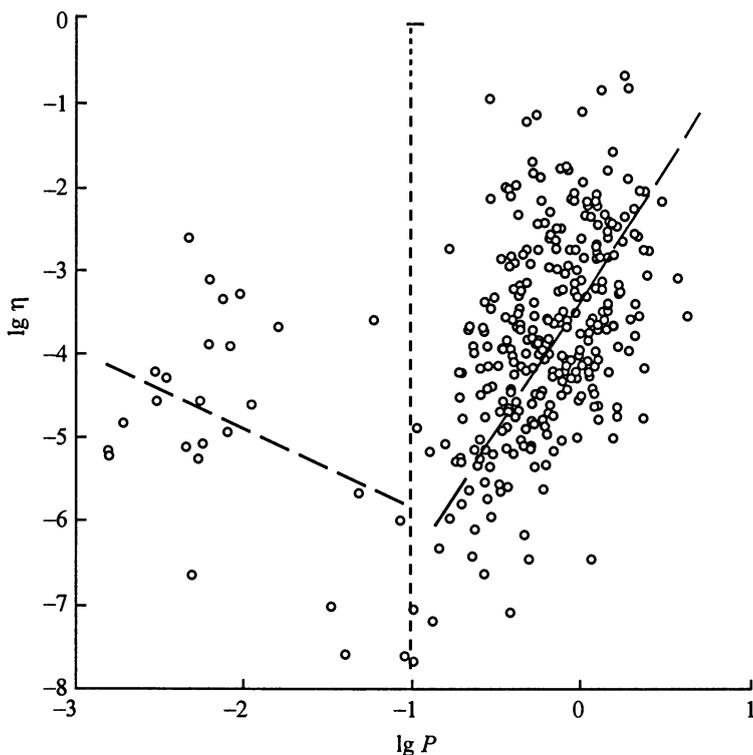


Рис. 42. Зависимость эффективности трансформации энергии вращения в радиоизлучение от периода пульсара

торможения долгопериодических и короткопериодических пульсаров. Действительно, если магнитное поле пульсара в течение его жизни остаётся постоянным, то в соответствии с формулой (20) главы II для случая магнитодипольного торможения можно ожидать зависимости

$$\eta = \frac{3Lc^3 P^4}{8\pi^4 B_{\perp}^2 R_{*}^6}, \quad (25)$$

которая с учётом найденной в работе [61] корреляции

$$L \approx 1,66 \cdot 10^{28} P^{-1} \quad (26)$$

даёт

$$\eta = 1,7 \cdot 10^{-3} P^3 / B_{12}^2. \quad (27)$$

Эта зависимость близка к наблюдаемой для пульсаров с длинными периодами. Однако, как следует из рис. 42, для короткопе-

риодических объектов наблюдается тенденция к уменьшению величины η с ростом периода, и, следовательно, модель магнитодипольного торможения в них не работает. Если вокруг таких пульсаров есть плазма, может существовать аккреция и реализоваться режим, близкий к режиму пропеллера [176], когда пульсар излучает в радиодиапазоне и тормозится за счёт падающего вещества. Используя соотношения (20) и (26), получим

$$\eta = 1,12 \cdot 10^{-5} P^{-1/3}. \quad (28)$$

Мы видим, что ожидаемое значение коэффициента трансформации в этом случае действительно оказывается меньшим, чем в пульсарах с длинными периодами (выражение (27)), и зависимость от периода имеет другой знак.

б) По данным работ [193, 194] среднеквадратичные отклонения моментов прихода импульсов от расчётных составляют (рис. 43)

$$\sigma_1(P < 0,7 \text{ с}) = 8,5 \text{ мс } (N = 18),$$

$$\sigma_2(P > 0,7 \text{ с}) = 162 \text{ мс } (N = 14).$$

Имеющийся массив разбит примерно пополам. Намечается тенденция увеличения остаточных отклонений у пульсаров с более короткими периодами.

Блуждания моментов прихода импульсов около расчётных значений могут быть вызваны искажениями границ конуса излучения и соответствующими фазовыми искажениями в наблюдаемом профиле. Такие искажения малы вследствие малости отношения ξ энергии плазмы к энергии магнитного поля на малых расстояниях от поверхности нейтронной звезды (см. соотношение (23)), и здесь граница конуса должна быть устойчивой. Поскольку у пульсаров с короткими периодами значительно меньше P и B_s , у них следует ожидать более сильные фазовые блуждания. Именно такая картина и наблюдается. Подчеркнём, что внутри группы короткопериодических пульсаров $\xi \propto P^2$ (так как $r_{LC} \propto P$), и для них фазовые блуждания должны уменьшаться с уменьшением периода. Возможно, что именно с этим обстоятельством связаны очень малые отклонения прихода импульсов от расчётных в PSR B1937+21 с периодом $P = 1,56$ мс [195]. У долгопериодических пульсаров фазовые блуждания должны увеличиваться с уменьшением частоты наблюдений, поскольку соответствующее излучение в модели полого конуса генерируется на больших расстояниях от поверхности (увеличивается значение ξ).

Таблица 4
Интеримпульсы пульсаров

PSR	P, с	Δ (в долях P)*	δ = I _{IP} /I _{max}
0531+21	0,0331	0,60	0,69
0823+26	0,5307	0,50	0,005
0950+08	0,2531	0,43	0,012
1055-52	0,1971	0,57	0,54
1822-09	0,7690	0,46	0,050
1848+04	0,2847	0,43	0,25
1929+10	0,2265	0,49	0,019
1937+21	0,0016	0,48	0,49
1944+17	0,4406	0,51	0,010
1702-19**	0,2990	0,50	0,18

* Δ – расстояние между главным импульсом и интеримпульсом.

** Данные для этого пульсара взяты из работы [197].

линий ($\Delta\theta \propto \sqrt{(r/r_{LC})}$), значительно меньше (при $r = 50 R_*$ и $P = 1$ с $\Delta\theta \sim 6^\circ$), и, соответственно, меньше вероятность обнаружения интеримпульса.

Если считать, что главный импульс и интеримпульс связаны с двумя магнитными полюсами, а угол между μ и Ω с ростом периода уменьшается, то должна наблюдаться зависимость относительной интенсивности δ от периода. Действительно, предполагая, что интенсивность в диаграмме изменяется по гауссову закону, получим для отношения интенсивностей излучения, исходящего из двух полюсов (рис. 44) [70]:

$$\delta(\varphi) = \begin{cases} \frac{e^{-(\varphi-\varphi_0)^2/\Phi^2}}{e^{-(\varphi+\varphi_0)^2/\Phi^2}} = e^{4\varphi\varphi_0/\Phi^2}, & \varphi \leq 0, \\ \frac{e^{-(\varphi+\varphi_0)^2/\Phi^2}}{e^{-(\varphi-\varphi_0)^2/\Phi^2}} = e^{-4\varphi\varphi_0/\Phi^2}, & \varphi \geq 0. \end{cases} \quad (29)$$

При случайном распределении луча зрения относительно диаграммы излучения ожидаемая относительная интенсивность интеримпульса равна

$$\delta = \frac{1}{180} \int_{-90}^{90} \delta(\varphi) d\varphi = \frac{\Phi^2(1 - e^{-360\varphi_0/\Phi})}{360\varphi_0}. \quad (30)$$

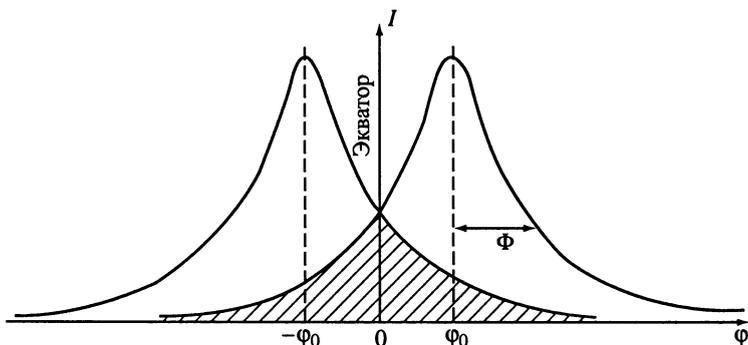


Рис. 44. Взаимное расположение диаграмм излучения из двух полюсов

Здесь все углы измерены в градусах. Если ϕ_0 увеличивается с ростом периода, то δ должно уменьшаться¹⁵. Наблюдения (табл. 4, рис. 45) согласуются с этим выводом. Положим для оценок $\phi_0 \propto P$, тогда

$$\bar{\delta} = \frac{A}{P}(1 - e^{-P/A}). \quad (31)$$

Эта зависимость при $A = 0,03$ представлена на рис. 45 штриховой линией. Такое значение можно получить, если ϕ_0 изменяется от 0° до 90° при изменении P от 0 до 5 с ($\phi_0 = 18^\circ P$) и $\Phi = 14^\circ$, что соответствует $\Gamma \approx 3,3$ или $r/r_{LC} = 0,95$.

Для модели полого конуса ($W \propto \sqrt{P}$) на частоте 400 МГц [198]

$$W \approx 0,03\sqrt{P} \quad \text{или} \quad \theta = \pi \frac{W}{P} = \frac{0,1}{\sqrt{P}}. \quad (32)$$

На рис. 46 приведены зависимости $\delta(\phi_0)$ для $\Phi = 14^\circ$ и $\Phi = 4^\circ$ (в этом случае диаграмма также считалась гауссовой). Видно, что для модели полого конуса уже при $\phi_0 = 4^\circ$ $\delta \sim 1\%$. К тому же вероятность обнаружения интеримпульса равна $4 \cdot 10^{-3}$, т.е. из всех пульсаров с $P > 1$ с только у одного можно ожидать наличие интеримпульса (и, наиболее вероятно, очень слабого). Проведённое рассмотрение показывает, что в рамках предлагаемой концепции удаётся качественно понять наблюдательные данные по интеримпульсам.

¹⁵ При больших ϕ_0 интенсивность в зоне перекрытия (заштрихована на рис. 44) очень мала, и интеримпульс может оказаться за пределами обнаружения с помощью современной аппаратуры.

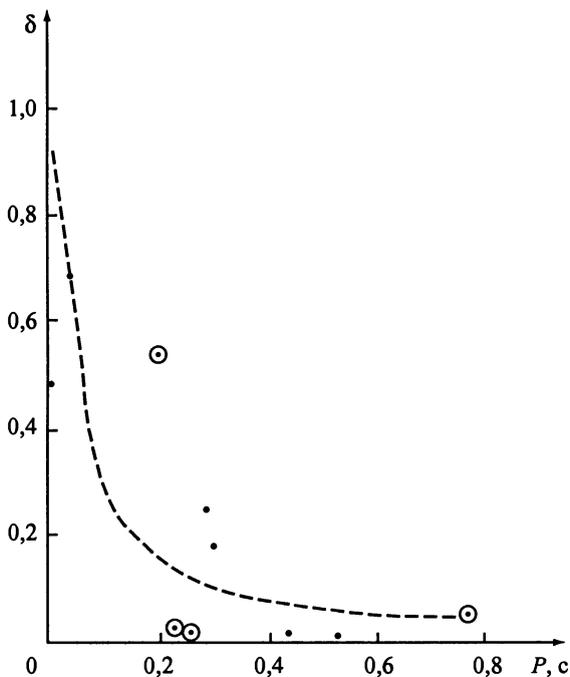


Рис. 45. Зависимость средней относительной интенсивности интеримпульса от периода

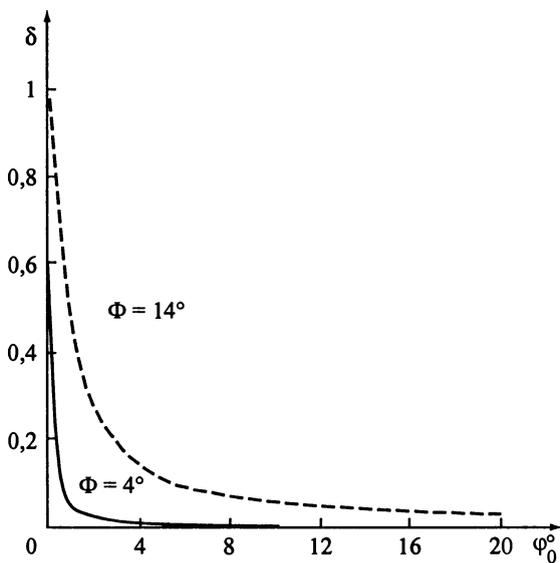


Рис. 46. Зависимость средней относительной интенсивности интеримпульса от наклона оси диполя к экватору

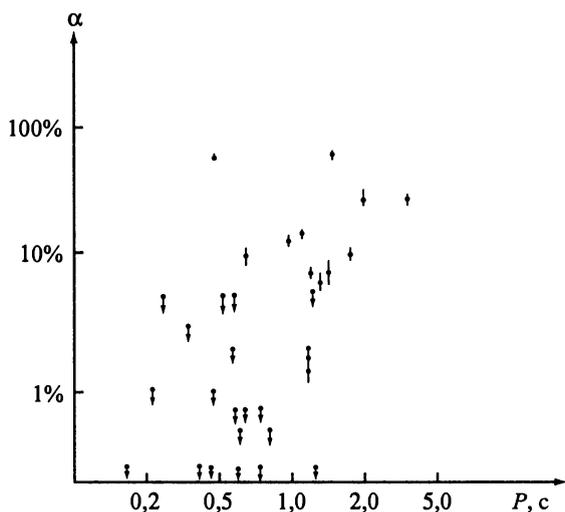


Рис. 47. Доля импульсов с нулевой интенсивностью

Здесь следует подчеркнуть, что появление интеримпульсов возможно также и в случае ротатора, близкого к соосному, когда μ и Ω почти параллельны друг другу (см. следующую главу).

8) У пульсаров с большими периодами доля времени в состоянии нуллинга (отсутствия наблюдаемых импульсов) больше (рис. 47 [199]), причём возможно скачкообразное увеличение доли импульсов с нулевой интенсивностью при $P \sim 1$ с.

Если излучение генерируется вблизи светового цилиндра, флуктуации интенсивности вызываются флуктуациями числа частиц и удалённости от светового цилиндра (изменениями величины Γ). Поскольку, как разумно ожидать, излучающие частицы в этой области присутствуют всегда, полное выключение излучения должно быть очень редким событием. У короткопериодических пульсаров длительные нуллинги действительно не наблюдаются. В модели полярной шапки исходным процессом, определяющим генерацию наблюдаемого излучения, считается каскадное рождение электронно-позитронных пар. Подавление этого процесса приведёт к полному выключению наблюдаемого радиоизлучения. Эффективность его работы значительно ниже у пульсаров с длинными периодами [200]. Поэтому нуллинги у них должны наблюдаться чаще и быть более длительными, что согласуется с известными данными.

9) Возможно, что эволюция короткопериодических и долгопериодических пульсаров протекает в двойных системах перед их разрушением по-разному [201].

Таким образом, результаты наблюдений, а также физические соображения и анализ с помощью методов статистики свидетельствуют о необходимости рассмотрения различных процессов формирования излучения и замедления вращения в пульсарах с короткими ($P \leq 0,1$ с) и длинными ($P \sim 1$ с) периодами. В пульсарах с промежуточными значениями P возможно функционирование сразу двух или более механизмов.

10) Если говорить о типичных представителях двух типов пульсаров, то среди пульсаров с самыми длинными периодами наиболее хорошо изучен PSR B0525+21 ($P = 3,745$ с). С другой стороны, существует обширная информация о самом короткопериодическом пульсаре PSR B1937+21 с периодом $P = 1,56$ мс. Эти два объекта можно рассматривать как характерные представители двух различных групп, которые описываются различными моделями и поэтому должны отличаться наблюдаемыми параметрами. Интересно в этом свете сравнить известные для них данные.

Как уже отмечено, у долгопериодических пульсаров, в среднем, должно быть больше изменение позиционного угла линейной поляризации $\Delta\psi$ в среднем профиле. Наблюдательные данные для пульсаров PSR B0521+21 и PSR B1937+21 полностью соответствуют средней картине (рис. 48). PSR B0525+21 характеризуется регулярным (S-образным) поведением $\psi(\phi)$ и общим диапазоном изменений $\Delta\psi \approx 150^\circ$, в то же время у PSR B1937+21 в главном импульсе $\Delta\psi < 20^\circ$.

Рис. 48 показывает, что у PSR B1937+21 наблюдается интеримпульс большой интенсивности в согласии с рассмотренной моделью. Значительная величина $\delta(\sim 0,5)$ заставляет думать, что угол β между μ и Ω близок к 90° .

В спектре пульсара PSR B0525+21 намечается максимум в районе 90 МГц [50] и наблюдается излом на частоте 1,5 ГГц [45], в то же время спектр PSR B1937+21 линеен до 26 МГц [65], что можно ожидать при генерации излучения в узком слое вблизи светового цилиндра.

Таким образом, самый короткопериодический пульсар и один из пульсаров с длинными периодами сильно отличаются друг от друга по наблюдаемым параметрам, и эти отличия легко объясняются в рамках рассмотренных выше представлений.

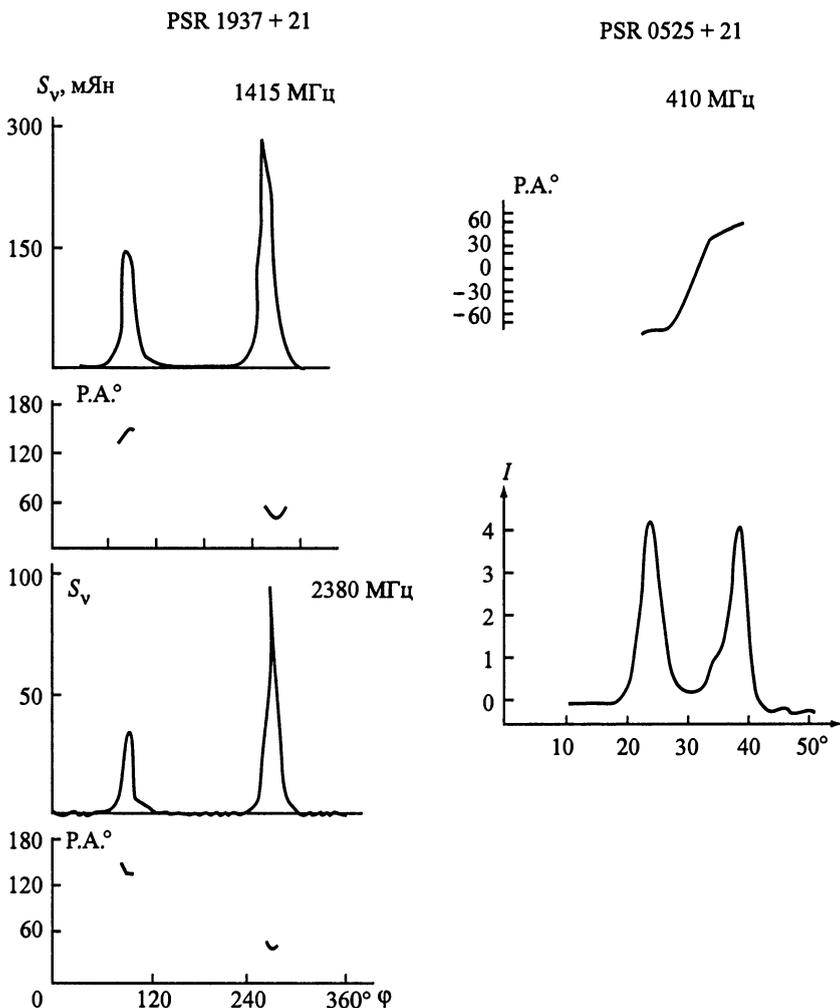


Рис. 48. Типичные представители двух типов пульсаров

Перечисленные особенности характеризуют специфику пульсаров с короткими периодами, связанную с локализацией области формирования излучения и механизма его генерации. Однако следует подчеркнуть, что для обеих групп пульсаров наблюдается общая зависимость от скорости потери энергии вращения, $L \propto (dE/dt)^{1/3}$ [202], которая свидетельствует об едином первичном источнике энергии во всех пульсарах, определяющем все процессы в магнитосфере.

МЕТОДЫ ВЫЧИСЛЕНИЯ УГЛА β МЕЖДУ ОСЬЮ ВРАЩЕНИЯ И МАГНИТНЫМ МОМЕНТОМ

Одним из наиболее важных параметров для проверки предлагаемых моделей и теорий пульсаров является угол β между направлением вектора магнитного момента μ и осью вращения нейтронной звезды. Знание этого угла позволяет понять специфику излучения данного пульсара, а распределение углов для объектов разного возраста сделать выводы о путях их эволюции. Из оценки β для разных пульсаров можно также выяснить причину появления интеримпульсов и межимпульсного излучения у некоторых из них и, наконец, сделать вывод о том, насколько широко применимо наиболее часто используемое в астрофизике предположение о дипольности магнитного поля в магнитосфере пульсара.

В этой главе даётся описание методов определения угла β и проводится их сравнительный анализ, а также обсуждаются результаты, полученные с помощью этих методов.

1. ОЦЕНКИ УГЛА β ПО НАБЛЮДАЕМОЙ ШИРИНЕ ПРОФИЛЯ

В рамках традиционной модели полого конуса наблюдаемая ширина Φ_p профиля определяется взаимным расположением оси вращения (вектора Ω), вектора дипольного момента μ и луча зрения наблюдателя L , а также угловым радиусом θ реальной диаграммы излучения, связываемой обычно с раскрытием конуса открытых силовых линий (рис. 49). Связь между соответствующими величинами задаётся уравнением [38]

$$\cos \theta = \cos \beta \cos \zeta + \sin \beta \sin \zeta \cos \Phi_p, \quad (1)$$

где ζ – угол между лучом зрения и осью вращения.

В работе [203] авторы предположили, что наблюдаемая ширина профиля совпадает с его эквивалентной шириной W

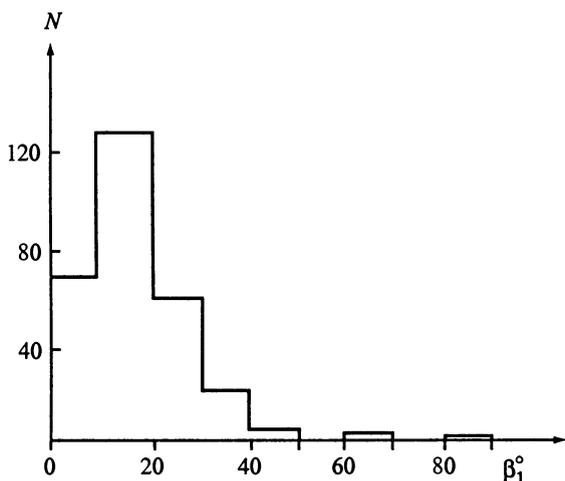


Рис. 50. Гистограмма распределения углов β_1 для 282 пульсаров

периода. Поэтому более точные оценки можно получить из уравнения (1). Положив $\beta = \zeta$ и учтя соотношения (6)–(8), из этого уравнения имеем

$$\beta = \arcsin \frac{\sin(1,15^\circ P^{-0,36})}{\sin(W_{10}/4)}. \quad (9)$$

По формуле (9) в работе [204] вычислены значения угла β (в дальнейшем мы будем обозначать их β_1) для 282 пульсаров (табл. 5). В таблице и на рисунках значения β_1 даны в градусах. Распределение β_1 показывает преобладание пульсаров с малыми углами (рис. 50). Однако, как уже отмечалось, значения β_1 следует рассматривать лишь как нижние пределы величины β , и реальное распределение $N(\beta)$ может сильно отличаться от представленного на рис. 50.

Использованная зависимость ширины профиля от периода (6) отличается от предсказываемой моделью полярной шапки ($\theta = KP^{-0,5}$). Это может объясняться как причинами, упомянутыми в гл. IV, так и уклонением магнитного поля от дипольного, зависимостью коэффициента K от β (см. гл. II), а также тем обстоятельством, что генерация излучения на частоте 400 МГц, для которой получено соотношение (6), происходит у разных пульсаров на разных уровнях в магнитосфере.

Значения β_1 в совокупности с оценками на основе других методов, как мы увидим в дальнейшем, могут дать полезную информацию об относительной ориентации осей пульсара.

Таблица 5
Значения угла β_1 в градусах

ПСР	β_1	ПСР	β_1	ПСР	β_1	ПСР	β_1	ПСР	β_1
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0031-07	7,5	0820+02	16,4	1056-78	16,7	1451-68	10,8	1706-16	26,2
0100+65	9,3	0823+26	34,6	1056-57	20,	1454-51	12,4	1707-53	23,5
0136+57	25,2	0826-34	1,2	1105-59	12,1	1503-51	19,1	1717-29	11,3
0138+59	8,8	0833-45	25,6	1110-65	10,1	1503-66	18,5	1718-02	5,8
0148-06	5,2	0834+06	27,7	1110-69	16,4	1504-43	17,8	1718-32	22,4
0149-16	28,2	0835-41	41,6	1112+50	24,9	1507-44	7,1	1719-37	14,2
0203-40	23,4	0839-53	7,0	1114-41	24,2	1510-48	19,5	1727-47	20,8
0254-53	39,7	0840-48	7,4	1118-79	18,0	1523-55	9,5	1729-41	7,8
0301+19	12,3	0844-35	9,9	1119-54	14,7	1524-39	20,2	1730-22	8,4
0320+39	20,3	0853-33	27,7	1113+16	22,1	1530+27	20,1	1732-07	17,1
0329+54	18,7	0855-61	15,0	1133-55	11,0	1530-53	16,5	1737+13	15,3
0402+61	17,7	0901-63	15,0	1143-60	12,3	1540-06	32,7	1737-39	11,4
0403-76	14,0	0903-42	15,8	1154-62	13,7	1541-52	12,4	1738-08	10,6
0447-12	14,6	0904-74	12,0	1159-58	19,5	1541+09	2,4	1740-03	20,1
0450+55	13,3	0905-51	5,2	1221-63	26,2	1550-54	6,0	1742-30	10,9
0450-18	12,6	0906-17	18,9	1222-63	10,1	1552-31	15,3	1745-12	18,6
0458+46	16,9	0909-71	9,4	1232-55	7,9	1552-23	17,7	1745-56	13,7
0523+11	19,1	0919+06	18,1	1236-68	19,6	1555-55	16,4	1747-46	21,3
0525+21	8,2	0922-52	18,2	1237+25	15,7	1556-44	22,7	1749-28	42,7
0531+21	5,7	0923-58	6,7	1237-41	24,6	1556-57	8,0	1754-24	4,0
0538-75	7,7	0932-52	17,1	1240-64	19,5	1558-50	17,8	1756-22	17,4
0540+23	16,1	0940-55	19,1	1256-67	16,3	1600-27	18,7	1804-27	13,1
0559-05	17,2	0940+16	6,1	1302-64	5,4	1600-49	15,9	1804-08	16,5
0559-57	13,1	0941-56	23,5	1309-53	11,6	1601-52	5,7	1806-53	10,4
0611+22	26,7	0942-13	48,0	1309-55	13,3	1604-00	21,5	1811+40	21,0
0621-04	8,4	0943+10	12,1	1317-53	14,3	1609-47	14,8	1813-26	5,6
0626+24	19,5	0950-38	12,0	1322-66	5,3	1612+07	32,3	1813-36	16,3
0628-28	6,5	0950+08	13,9	1323-63	6,7	1612-29	17,8	1818-04	30,8
0647+80	20,6	0953-52	19,4	1323-62	19,9	1620-09	20,9	1819-22	10,0
0655+64	23,4	0957-47	4,4	1325-43	17,7	1630-59	14,1	1820-31	25,8
0656+14	13,3	0959-54	26,6	1325-49	11,9	1641-68	8,9	1821+05	14,7
0727-18	18,6	1001-47	16,7	1336-64	15,4	1642-03	80,1	1822-09	12,5
0736-40	7,5	1010-23	7,8	1352-51	25,9	1647-528	10,5	1826-17	3,8
0740-28	27,2	1014-53	22,7	1353-62	11,2	1647-52	16,4	1828-60	13,9
0751+32	10,0	1015-56	9,9	1358-63	29,8	1648-17	20,4	1831-03	9,0
0756-15	36,0	1039-19	13,0	1417-54	17,0	1659-60	2,9	1831-04	3,3
0808-47	4,6	1039-55	15,2	1424-55	17,3	1700-32	13,0	1834-10	1,7
0809+74	9,2	1044-57	10,3	1546-66	20,8	1700-18	19,0	1839+56	20,6
0818-13	21,0	1054-62	6,5	1436-63	18,1	1701-75	18,5	1839+09	27,3
0818-41	2,5	1055-52	2,7	1449-64	30,1	1702-19	21,7	1842+14	27,3

Таблица 5 (окончание)

ПСР	β_1	ПСР	β_1	ПСР	β_1	ПСР	β_1	ПСР	β_1
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1844-04	8,2	1907+12	9,8	1924+16	20,3	1952+29	10,8	2151-56	10,0
1845-19	17,2	1910+20	30,6	1924+14	4,4	1953+50	36,9	2152-31	21,8
1845-01	10,3	1911+13	20,5	1925+22	7,1	2002+31	43,4	2154+40	8,8
1846-06	18,9	1911-04	60,7	1926+18	16,5	2003-08	5,2	2217+47	32,6
1851-79	10,2	1913+167	20,4	1929+10	19,5	2016+28	24,8	2224+65	6,0
1851-14	21,6	1913+10	6,3	1929+20	14,6	2020+28	22,2	2303+30	30,2
1857-26	7,6	1913+16	12,3	1930+22	17,7	2021+51	15,4	2310+42	24,1
1859+03	9,7	1914+09	19,0	1933+16	33,6	2025+21	10,3	2315+21	26,6
1900+05	11,2	1915+13	32,2	1937-26	36,3	2028+22	16,3	2319+60	8,0
1900+01	23,7	1916+14	17,2	1940-12	34,7	2043-04	26,4	2321+61	14,2
1900-06	10,8	1917+00	23,1	1941-17	16,6	2044+15	16,2	2323+63	5,2
1905+39	13,0	1918+19	5,9	1942-00	11,6	2045-16	12,2	2324+60	9,6
1907+00	67,6	1919+14	13,6	1943-29	31,2	2048-72	8,2	2327-20	28,3
1907+02	30,5	1919+21	21,5	1944+22	16,2	2053+36	9,7	2351+61	13,7
1907+10	31,0	1920+21	19,6	1944+17	9,7	2111+46	4,8		
1907+03	2,8	1922+20	10,6	1946-25	38,5	2113+14	26,4		
1907-03	24,2	1923+04	24,6	1946+35	12,5	2123-67	9,1		

С помощью формулы (9) можно сделать оценки для всех пульсаров с известными значениями W_{10} . Однако использование новых данных по ширинам профилей требует учёта многих перечисленных выше факторов и потому мы ограничимся здесь лишь ранее вычисленными значениями угла β_1 .

2. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВЕЛИЧИНЫ МАКСИМАЛЬНОЙ ПРОИЗВОДНОЙ ПОЗИЦИОННОГО УГЛА ПОЛЯРИЗАЦИИ

В случае излучения кривизны электрический вектор лежит в плоскости магнитной силовой линии, а само излучение поляризовано параллельно проекции оси магнитного диполя. Из рис. 49 следует, что зависимость позиционного угла ψ плоскости поляризации от долготы Φ может быть представлена в виде [38]

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\sin \beta \sin \Phi}{\sin \zeta \cos \beta - \cos \zeta \sin \beta \cos \Phi}. \quad (10)$$

В работе [205] использовано максимальное значение позиционного угла, которое достигается на центральном меридиане ($\Phi = 0$) и равно

$$(d\psi/d\Phi)_{\max} = \frac{\sin\beta}{\sin(\zeta - \beta)}. \quad (11)$$

Имея второе уравнение для углов β и ζ , можно отказаться от предположения о равенстве этих углов и вычислить более точные значения β . При этом необходимо сделать два уточнения по сравнению с работой [205].

1) В [205] использовано соотношение (4), а постоянная A была определена по нижней границе диаграммы $W_{10}(P)$. Однако, если в [203] отличие наблюдаемой ширины профиля от реальной ширины конуса излучения по сделанному там предположению полностью определялось видимым уширением диаграммы вследствие её приближения к полюсу вращения, то здесь кроме эффекта уширения следует учитывать уменьшение ширины из-за того, что луч зрения проходит не по центру конуса, а сечёт его по краю. Поскольку заранее не известно, каков вклад этих эффектов, будем считать их равными и определим зависимость $\theta(P)$ прямой, вписанной в массив $W_{10}(P)$ по методу наименьших квадратов. Для частоты 400 МГц это даёт [204]

$$\bar{\theta} = \frac{\bar{W}_{10}}{2} = 9,3^\circ P^{-0,36}. \quad (12)$$

Оценки углов, полученные в [205], в силу указанных причин следует рассматривать как нижние пределы для этих углов.

2) Значения $(d\psi/d\Phi)_{\max}$ в [205] вычислялись по данным на разных частотах. Однако они, вообще говоря, могут изменяться с частотой [204, 206].

Здесь мы будем вычислять β только по приведённым в работах [206, 207] уточнённым значениям $(d\psi/d\Phi)_{\max}$ на частоте 400 МГц. Введём обозначения

$$(d\psi/d\Phi)_{\max} = C, \quad \cos\bar{\theta} = B, \quad \cos(W_{10}/2) = D \quad (13)$$

и запишем исходную систему уравнений в виде

$$\sin\beta = C \sin(\zeta - \beta),$$

$$B = \cos\beta \cos\zeta + D \sin\beta \sin\zeta. \quad (14)$$

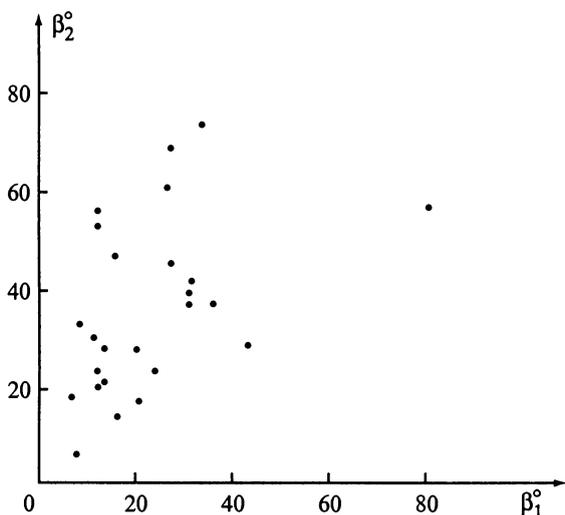


Рис. 51. Сравнение углов β_1 и β_2 для 25 пульсаров

После преобразований получим

$$C^2(1-D^2)y^4 + 2C(1-D)y^3 + [1+2DC^2(1-D)]y^2 + 2C(D-B^2)y + D^2C^2 - B^2(1+C^2) = 0, \quad (15)$$

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{C\sqrt{1-y^2}}{1+Cy},$$

где $y = \cos \zeta$.

Как отмечено в работе [204], знак производной $(d\psi/d\Phi)_{\max}$ по одним наблюдениям в пределах главного импульса определить нельзя. Поэтому необходимо решать систему уравнений (15) при $C > 0$ и при $C < 0$ (заменив в последнем случае в обоих уравнениях C на $-C$). Вычисленные таким способом значения β_2 и ζ_2 приведены в табл. 6. Величины, полученные при $C < 0$, указаны в таблице в скобках. Следует подчеркнуть, что решение системы (15) существует не при любых значениях B , C и D , полученных из наблюдений. Это может означать, что в ряде пульсаров рассмотренная здесь модель, описывающая поведение позиционного угла, не работает. Что касается вычисленных значений угла β_2 , то для большей части пульсаров они превышают значения β_1 (рис. 51). Так и должно быть, поскольку, как уже отмечалось, β_1 – нижние оценки реального угла наклона. Для двух пульсаров PSR B0959–54 и 1933+16 полученные значения β_2 свидетельствуют о больших углах наклона, а пульсар PSR B0031-07 представляет собой почти соосный ротатор. У двух пульсаров

Таблица 6

Значения углов β_2 и ζ_2 (в градусах) для 65 пульсаров (ПСР)

ПСР	β_2				ζ_2				$\bar{\beta}_2$
	400 МГц	640 МГц	1600 МГц	2700 МГц	400 МГц	640 МГц	1600 МГц	2700 МГц	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0031-07	2,8		0,4		5,6		2,3		1,6
0301+19	54,7 (53,6)		51,8 (52,8)	11,8 (25,1)	57,4 (50,9)		55,8 (48,7)	13,0 (22,5)	53,2
0525+21	34,5 (34,0)		46,9 (46,7)	18,4 (24,3)	35,6 (33,0)		48,5 (45,2)	19,2 (23,2)	40,7
0540+23	21,1		14,2	0,1	34,2		20,6	0,5	17,6
0611+22	45,7 (29,9)		55,4 (52,1)	11,1 (20,7)	58,2 (21,2)		62,3 (45,5)	14,0 (15,2)	50,6
0628-28	10,7	8,2	10,8		13,8	10,4	13,7		9,9
0740-28		24,2 (28,0)	60,0 (52,2)	19,5 (29,1)		36,0 (14,4)	66,1 (46,6)	22,4 (25,0)	42,1
0809+74			9,8				13,6		9,8
0818-13		50,6 (51,2)				56,6 (45,3)			50,6
0823+26				57,6 (58,2)				59,8 (56,0)	
0833-45	12,7 (5,1)		62,5 (42,5)		34,3 (3,4)		69,9 (36,8)		37,6
0835-41	60,5 (31,4)				70,3 (30,2)				60,5
0940-55			8,4				12,8		8,4
0943+10	21,0				27,8				21,0
0950+08	21,1		6,4		33,3		11,7		13,8
1055-52		14,3				23,2			14,3
1112+50			29,7 (30,3)				36,7 (23,2)		29,7
1133+16	67,6 (75,2)	59,6 (55,3)	64,4 (51,2)		73,8 (68,7)	65,3 (49,8)	70,6 (45,9)		63,9
1154-62		19,0				26,5			19,0
1221-63		66,2 (70,0)	61,8 (57,4)			75,0 (61,0)	64,9 (54,4)		64,0
1237+25		73,8 (61,9)				76,1 (59,8)			73,8
1240-64		40,2 (43,2)				48,3 (34,7)			40,2
1323-62			78,3 (67,5)				80,0 (65,9)		78,3

Таблица 6 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1353-62			25,0 (33,2)				28,4 (28,7)		25,0
1426-66			66,8 (43,1)				72,9 (38,6)		66,8
1449-64	11,6 (10,0)	37,2 (33,4)			28,2 (4,4)	48,8 (22,8)			24,4
1451-68	31,3 (39,7)	28,7 (35,8)			40,4 (28,6)	34,2 (29,1)			30,0
1508+55			70,7 (16,8)	23,7 (30,3)			76,5 (15,0)	26,9 (27,6)	70,7
1530-53		77,3 (63,1)				79,2 (61,3)			77,3
1556-44		51,8 (45,8)				60,8 (37,5)			51,8
1558-50		63,0 (55,2)				57,8 (50,8)			63,0
1557-50			44,8 (44,8)			52,8 (36,8)			44,8
1642-03	50,7 (11,0)	59,8 (32,0)	27,9 (31,0)		63,5 (7,9)	69,7 (25,9)	35,6 (22,6)		46,1
1700-32		52,2 (51,2)				54,0 (49,4)			52,2
1706-16	60,7 (27,1)				70,3 (22,1)				60,7
1727-47		67,4 (40,1)	72,6 (75,3)			73,4 (35,9)	77,6 (70,2)		70,0
1742-30		36,4 (33,4)				39,8 (30,3)			36,4
1747-46		49,9 (61,1)	49,4 (49,7)			54,7 (55,6)	55,9 (43,2)		49,6
1749-28	58,7 (15,3)	31,7 (29,4)	36,0 (47,9)		69,7 (11,9)	40,8 (20,9)	40,2 (42,6)		40,1
1822-09		7,4	12,4			13,6	17,7		9,9
1845-01		21,8 (37,1)	35,6 (41,4)			26,7 (29,0)	39,9 (36,6)		28,7
1853+03		17,0 (37,6)				21,8 (27,6)			17,0
1900+01	22,8 (24,3)	66,6 (31,7)	29,5 (30,8)		32,5 (14,0)	73,5 (27,6)	37,6 (23,0)		39,6
1907+02		35,7				27,3			35,7
1907+10	41,6 (19,4)					55,3 (12,6)			41,6

Таблица 6 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1911-04				23,8 (29,0)				26,4 (25,8)	
1915+13			30,2 (38,6)				34,9 (32,8)		30,2
1919+14	44,4 (40,3)				36,4 (47,7)				44,4
1919+21	26,1 (28,4)				33,8 (20,1)				26,1
1920+21	65,7 (35,6)				72,8 (31,1)				65,7
1924+16	16,8				27,1				16,8
1929+10	22,9		13,1	2,4	37,0		21,2	4,2	18,0
1933+16	51,4 (19,3)				63,9 (14,0)				51,4
1944+17			0,4 (3,0)				2,1 (12,3)		0,4
1946+35			26,6 (30,1)	14,5 (26,2)			29,4 (27,0)	15,9 (23,7)	26,6
1952+29			16,2 (34,1)				22,0 (22,6)		16,2
2016+28	42,6 (57,4)				49,0 (49,3)				42,6
2021+51	46,9 (46,6)		29,8 (34,6)	8,9 (21,3)	55,1 (38,4)		36,8 (25,7)	11,2 (15,8)	38,4
2045-16	57,6 (56,1)	53,6 (53,3)	62,7 (60,4)	20,7 (26,7)	59,0 (54,4)	55,5 (51,4)	64,4 (58,8)	21,8 (25,3)	58,0
2148+63			46,1 (48,7)				51,1 (43,5)		46,1
2154+40			29,7 (36,6)				32,2 (32,3)		29,7
2217+47			69,8 (11,5)	24,2 (30,6)			76,1 (10,2)	25,9 (28,5)	69,8
2303+30	66,8 (35,9)		65,6 (48,2)		74,0 (31,3)		72,5 (42,6)		66,2
2319+60			30,1 (37,9)				33,9 (33,2)		30,1
2324+60			26,6 (37,3)				31,3 (31,0)		26,6

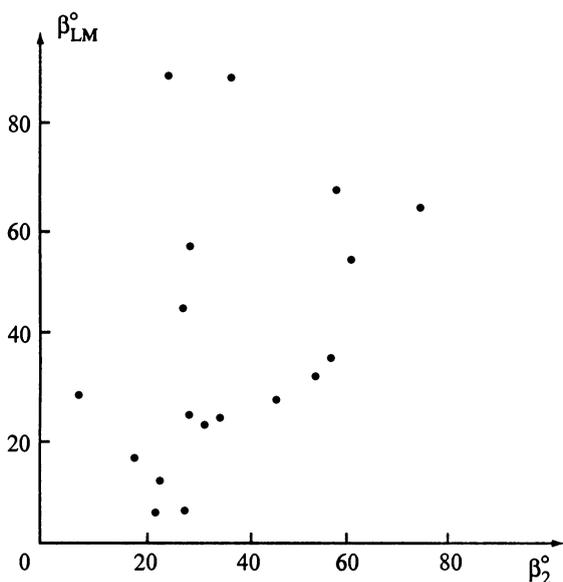


Рис. 52. Сравнение углов β , полученных Лайном и Манчестером [151], с углами β_2

(PSR B1642-03 и 1749-28) $\beta_2 < \beta_1$. Этот результат может объясняться тем обстоятельством, что эффект от прохождения луча зрения вне оси конуса излучения в этих пульсарах, по-видимому, меньше, чем эффект приближения всего конуса к оси вращения, и значение константы в соотношении (12), вероятно, меньше, чем принятая величина $9,3^\circ$.

В работе [151] использована методика, аналогичная описанной в работе [205]. На основе уравнений (11) и (1), которые могут быть переписаны в используемых здесь обозначениях в виде

$$\sin^2 \frac{\theta}{2} = \sin^2 \frac{\Phi_p}{2} \sin \beta \sin \zeta + \sin^2 \frac{\zeta - \beta}{2}, \quad (16)$$

$$\theta = 6,5^\circ P^{-1/3}, \quad (17)$$

в этой работе вычислены значения β и $\zeta - \beta$. Уравнение (17) описывает положение нижней границы на диаграмме $\theta_{90}(P)$, где значения θ_{90} получены из (1) и (11) в предположении $\beta = 90^\circ$. При вычислениях и анализе полагалось, что $(d\psi/d\Phi)_{\max}$ и ширина конуса θ не зависят от частоты. Ни то, ни другое, вообще говоря, не соответствует наблюдательным данным (по крайней мере, для части пульсаров [206, 207]). Поэтому определённые в [151] значения углов нуждаются в коррекции. Тем не менее эти значения показывают заметную корреляцию с величинами β_2 из [204] (рис. 52).

3. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПОЛНОЙ ИНФОРМАЦИИ О ХОДЕ ПОЗИЦИОННОГО УГЛА В СРЕДНЕМ ПРОФИЛЕ

Для уточнения метода, описанного в предыдущем разделе, можно использовать всю информацию о ходе позиционного угла $\psi(\Phi)$ в среднем профиле вместо привлечения максимальной производной ($d\psi/d\Phi$). Сначала ищется совокупность углов β и ζ , для которых сумма уклонений наблюдаемых значений $\psi_i(\Phi_i)$ от величин $\psi(\Phi)$, вычисленных на основе соотношения (10), минимальна. Затем из этой совокупности находится та пара углов β и ζ , для которой равна нулю величина

$$S = B - (\cos \beta \cos \zeta + D \sin \beta \sin \zeta). \quad (18)$$

Продemonстрируем работу этого алгоритма на примере пульсара PSR B0525+21. На частоте 400 МГц у этого пульсара $W_{10} = 210$ мс [208] и, следовательно, $B = 0,9949$, $D = 0,9845$. Используя данные о позиционном угле из [208], получим представленную на рис. 53¹⁶ зависимость $(\zeta - \beta)$ (β) для значений, соответствующую-

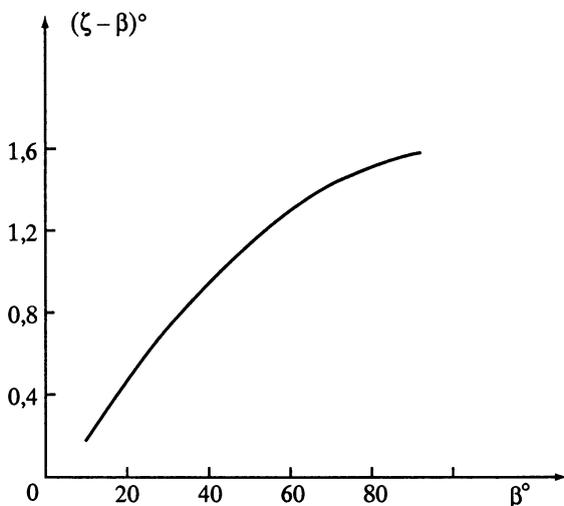


Рис. 53. Зависимость между расстоянием луча зрения от центра конуса излучения и углом β при наилучшем согласии наблюдаемых и вычисленных значений $\psi(\Phi)$ для пульсара PSR B0525+21

¹⁶ Из этого рисунка видно, что решение, полученное по одним поляризационным данным, неоднозначно (существует множество решений). На это уже указывалось в монографии [38].

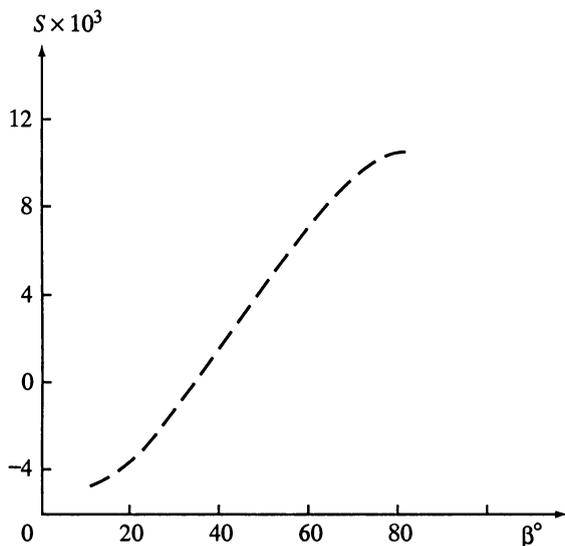


Рис. 54. Зависимость $S(\beta)$ (соотношение (18)) для пульсара PSR B0525+21

щих минимальной величине суммы $\sum [\psi_i(\Phi_i) - \psi(\Phi)]^2$. На рис. 54 приведена диаграмма $S(\beta)$ для пар углов β и ζ , которые определяются кривой, изображённой на предыдущем рисунке. Оказывается, что $S = 0$ при $\beta = 34,0^\circ$ и $\zeta - \beta = 0,8^\circ$. Сравнение с данными табл. 6 показывает, что полученные здесь оценки β и $\zeta - \beta$ практически совпадают с величинами β ($33,8^\circ$) и $\zeta - \beta$ ($1,1^\circ$) из таблицы. Следовательно, в рамках рассматриваемой модели достаточно использовать значение максимальной производной $(d\psi/d\Phi)_{\max}$, а не ход $\psi_i(\Phi_i)$, так как возникающая при этом погрешность меньше, чем ошибка использования соотношения (12).

Подчеркнём, что полученные в первых трёх разделах величины углов β и ζ являются статистическими оценками, поскольку при их вычислениях использована статистическая зависимость $\theta(P)$. Для конкретного пульсара реальный угол β может отличаться от β_1 и β_2 . Чтобы оценить β более точно, необходимо привлекать дополнительную информацию, позволяющую отказаться от использования статистических закономерностей.

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ УГЛА β ПО ТРЕМ УРАВНЕНИЯМ

Одна из возможностей определения углов β и ζ для конкретных пульсаров с использованием их наблюдаемых параметров подробно исследовалась в работах [100, 136, 209]. В них была принята модель полярной шапки с дипольным магнитным полем, в котором релятивистские электроны, движущиеся вдоль открытых силовых линий, испускают излучение кривизны и формируют профиль импульса. Сравнение этого профиля с наблюдаемым даёт возможность оценить положение луча зрения относительно центра конуса излучения. Для вычислений использовалось уравнение (18) главы III. В рамках принятой геометрии (рис. 55) можно записать приближенные соотношения

$$\zeta - \beta = \theta_c \sin \alpha, \quad (19)$$

$$\theta_c = \frac{W_{10}}{3 \cos \alpha}. \quad (20)$$

Сравнение наблюдаемых и вычисленных профилей позволяет определить значения α и лоренц-фактора γ , при которых сумма квадратичных уклонений этих профилей друг от друга минимальна. У двухкомпонентных профилей эта сумма достигает минимума при некоторых значениях α и γ (рис. 56, а), у одноком-

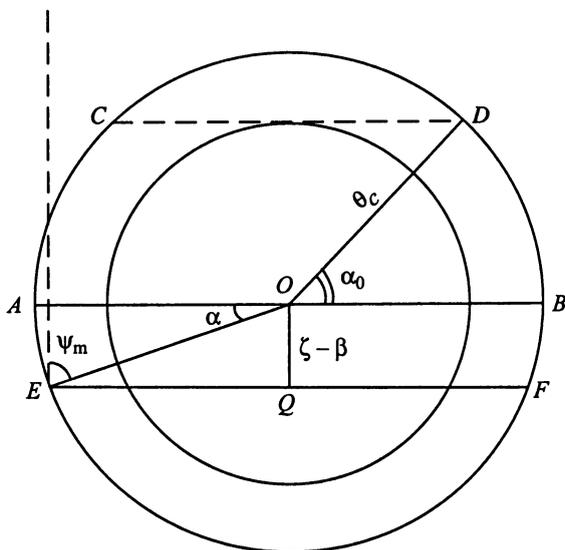


Рис. 55. Геометрия конуса излучения

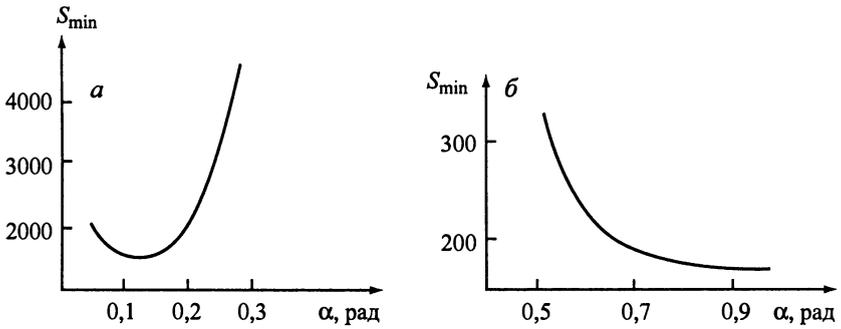


Рис. 56. Зависимость S_{\min} от α для PSR B0301+19 с двухкомпонентным импульсом (а) и PSR B0611+22 с простым импульсом (б)

понентных она с увеличением α сначала уменьшается, а затем остаётся практически постоянной (рис. 56, б). В этом случае использовалась приближённая оценка (см. рис. 55)

$$\alpha_m \approx 90^\circ - \psi_m \quad (21)$$

Анализ наблюдательных данных показывает, что таким путём в некоторых случаях можно определить только верхний предел для α , поскольку значения ψ известны лишь в ограниченном интервале долгот ϕ . В табл. 7 приведены значения α для 22 пульсаров. В случае двухкомпонентных импульсов эти значения соответствуют минимуму в S_{\min} . Интервал значений α для однокомпонентных профилей соответствует плато на кривой $S_{\min}(\alpha)$. Учёт соотношения (21) во многих случаях позволяет выбрать из этого интервала единственное значение α . Зная величину α , можно вычислить $\zeta - \beta$ из выражений (19) и (20) [100, 136, 209]. В качестве второго уравнения для β и ζ использовалось соотношение (10). Как вытекает из табл. 7, больше половины вошедших в неё пульсаров имеет $\beta_3 > 30^\circ$, т.е. нет преобладания малых значений β .

Чтобы эффективно использовать этот метод, нужно хорошо знать структуру магнитосферы и распределение электронов по энергиям и углам. Иначе ошибки, связанные с неправильным выбором модели, приведут к неверным значениям углов. Действительно, изменение однородного электрического поля на спадающее к краям полярной шапки приводит к изменению вычисленного значения β_3 от 25° до 34° у PSR B0525+21 и от 48° до 22° у PSR B1133+16 [136, 210]. Поэтому прежде, чем уточнять саму методику, нужно быть уверенными в правильности используемой модели.

Таблица 7

Значения углов, полученные из модельных расчётов

PSR	v МГц	α°	β_3^0	ζ_3^0	α_m^0
0301+19	430	7,4	18	17	0
0525+21	410	5,7	34	35	15
0531+21	1664	<76,8	85	69	<76,6
0540+23	430	34,4–74,5	29	5	74,5
0611+22	430	56,4–74,5	32	43	64,5
0628–28	649	>28,6	36	28	28,6
0740–28	631	45,8–70,5	45	26	64
0823+26	421	36,4	85	88	<69,3
	1665	36,1	85	88	<65,6
0950+08	410	5,7	2	1	19,7
	1665	6,8	3	1	27,3
1055–52	631	17,2	9	15	<67,8
1133+16	410	17,2	21	23	<26,5
	638	11,5	21	23	<29,8
	1665	12,6	19	23	<59,4
1154–62	631	40,1–68,8 (40,1)	<60 (16)	<39 (9)	68,5
1240–64	631	34,4–53,3	>25	>30	<55,6
1449–64	631	34,4–60,7	>20	>26	<64,2
1556–44	631	22,9–51,1	20	16	24
1700–32	631	15,2	85	88	21,4
1747–46	631	23,5	85	82	25,5
1818–04	631	28,6–44,1	38	41	28,4
1822–09	631	34,4–80,2 (34,4)	<40 (7)	<57 (3)	<82,4
1929+10	392	34,4–74,5 (34,4)	<34 (7)	<16 (3)	<70,4
	1665	28,6–57,3 (28,6)	<28 (8)	<11 (3)	<66,2
2021+51	392	17,2	9	12	<63,8
2327–20	648	14,3	80	81	0

5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ УГЛОВ БЕЗ ПРИВЛЕЧЕНИЯ МОДЕЛЬНЫХ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ

В работе [131] было предложено определять значения углов β и ζ без привлечения модельных представлений, а только на основе наблюдаемых значений $(d\psi/d\Phi)_{\max}$ и вида среднего профиля. При этом предполагалось

$$|\zeta - \beta| = \begin{cases} \theta/10 & \text{при } \delta = I_0 / I_{\max} < 0,1, \\ \theta/4 & \text{при } 0,1 \leq \delta < 0,3, \\ \theta/2 & \text{при } 0,3 \leq \delta < 0,7, \\ 3\theta/4 & \text{при } 0,7 \leq \delta < 0,1, \end{cases} \quad (22)$$

где δ – отношение интенсивности I_0 в центре среднего профиля к максимальной интенсивности I_{\max} .

Совершенно очевидно, что предложенное представление $|\zeta - \beta|$ через некую часть угла θ в зависимости от δ произвольно. Возможно дробление интервала $\delta = 0 \div 1$ и на большее число частей. Можно также по наблюдаемому виду профиля оценить значение угла α :

$$\alpha = \begin{cases} 10^\circ & \text{при } \delta < 0,1, \\ 30^\circ & \text{при } 0,1 \leq \delta < 0,3, \\ 50^\circ & \text{при } 0,3 \leq \delta < 0,7, \\ 75^\circ & \text{при } 0,7 \leq \delta \leq 0,1. \end{cases} \quad (23)$$

Тогда, как следует из рис. 55,

$$\zeta - \beta = \theta \sin \alpha. \quad (24)$$

Это соотношение аналогично соотношениям (22) с другими значениями коэффициента x в выражении

$$\zeta - \beta = x \theta \quad (25)$$

(x в обоих случаях зависит только от δ). Поэтому в дальнейшем исследуем процедуру оценки углов β , ζ и θ на основе представлений (22).

Уравнения (1), (11) и (22) составляют замкнутую систему для определения β , ζ и θ . Например, при $\zeta - \beta = \theta/2$ эта система имеет вид

$$\begin{aligned}\sin\beta &= C\sin(\zeta - \beta), \\ \cos\theta &= \cos\zeta\cos\beta + D\sin\beta\sin\zeta, \\ \theta &= 2(\zeta - \beta),\end{aligned}\tag{26}$$

а её решение сводится к поиску корней уравнения

$$a_5y^5 + a_4y^4 + a_3y^3 + a_2y^2 + a_1y + a_0 = 0,\tag{27}$$

где

$$\begin{aligned}a_5 &= 2C^3(1 - D)^2, \\ a_4 &= C^4(1 - D)^2 + C^2(D^2 - 6D + 5) - 4, \\ a_3 &= 2C[C^2(1 + D - 2D^2) - 2 - D], \\ a_2 &= 2DC^4(1 - D) - C^2(2D^2 - 6D + 7) + 5, \\ a_1 &= 2C[C^2D^2 + D(1 + C^2) - 2(C^2 - 1)], \\ a_0 &= C^2D^2(1 + C^2) = (C^2 - 1)^2.\end{aligned}\tag{28}$$

Здесь, как и раньше, $y = \cos\zeta$.

Анализ системы (26) показывает, что у неё есть два тривиальных решения:

$$\begin{aligned}1) \theta &= \zeta = \beta = 0, \\ 2) \zeta &= \beta = \pi, \theta = 0,\end{aligned}\tag{29}$$

которые соответствуют $y = \pm 1$. Разделив уравнение (27) на $y^2 - 1$, получим кубическое уравнение

$$b_3y^3 + b_2y^2 + b_1y + b_0 = 0,\tag{30}$$

где

$$\begin{aligned}b_3 &= a_5, \\ b_2 &= a_4, \\ b_1 &= a_3 + a_5 = 2C[C^2(2 - D - D^2) - 2 - D], \\ b_0 &= a_2 + a_4 = C^4(1 - D^2) - C^2(2 + D^2) + 1.\end{aligned}\tag{31}$$

Это уравнение может иметь нетривиальные решения. Возьмём для примера пульсар PSR B0834+06, у которого на частоте 1612 МГц $C = 23,1$ и $D = 0,9972$. Решение уравнения (30) при этих значениях параметров даёт $\zeta = 86,48^\circ$. Затем из системы (26) получаем $\beta = 84,01$ и $\theta = 4,93^\circ$. При $C < 0$ изменится знак у b_1 и b_3 ,

Таблица 8

Отношения радиуса конуса излучения к минимальному расстоянию
луча зрения относительно центра конуса

PSR	C	W ₁₀ , град	1 : n		N
			C > 0	C < 0	
0031-07	1,0	36	1,093-1,063	0,949-0,354	1
0301+19	17,1	18,4	2,993-2,923	2,843-2,917	2
0355+54	2,5	21	1,137-1,105	1,061-1,089	1
0525+21	30,5	22	6,024-5,941	5,836-5,933	2
0540+23	1,6	22	1,074-1,051	1,018-1,033	1
0611+22	3,3	14,2	1,103-1,083	1,057-1,075	1
0628-28	3,4	35	1,544-1,452	1,325-1,414	1
0823+26	21,9	10	2,196-2,157	2,116-2,154	3
0833-45	1,7	86	1,861-1,671	1,283-1,470	1
0834+06	26,1	9,4	2,400-2,363	2,326-2,360	2
0835-41	19	10	1,973-1,937	1,897-1,934	1
0950+08	2,1	27,6	1,173-1,129	1,064-1,101	1
0959-54	8,8	11,4	1,359-1,328	1,294-1,319	1
0943+10	3,0	27	1,289-1,232	1,154-1,208	1
1133+16	10	11,8	1,471-1,437	1,398-1,430	2
1449-64	4,8	14	1,189-1,161	1,128-1,153	1
1451-68	3,3	43	1,724-1,606	1,435-1,555	3
1508+55	16,7	12,6	2,138-2,092	2,041-2,088	3
1642-03	7,7	8	1,152-1,136	1,118-1,133	1
1706-16	5,5	13	1,208-1,180	1,148-1,173	1
1747-46	29,3	12	3,274-3,228	3,176-3,223	2
1749-28	7,3	8	1,138-1,123	1,107-1,120	1
1818-04	11,3	10,3	1,457-1,426	1,393-1,421	1
1900+01	2,3	17	1,080-1,060	1,032-1,048	1
1907+02	4	20	1,268-1,224	1,168-1,211	1
1907+10	2,8	14	1,076-1,059	1,037-1,051	1
1919+14	3	25	1,252-1,202	1,134-1,181	1
1920+21	13,5	14	1,979-1,930	1,875-1,925	2
1924+16	1,6	17	1,045-1,031	1,011-1,020	1
1933+16	5	12	1,153-1,130	1,104-1,124	1
1929+10	1,9	23,5	1,109-1,079	1,035-1,057	1
2021+51	5,1	17,7	1,319-1,276	1,224-1,264	2
2045-16	34	19	5,800-5,726	5,636-5,719	3
2016+28	9	13,5	1,499-1,459	1,414-1,452	2
2303+30	10	7,7	1,223-1,208	1,185-1,202	1

Примечание. N – число компонентов профиля импульса.

и решение уравнения (30) будет иным: $\zeta = 29,64$, $\beta = 30,92^\circ$ и $\theta = 2,56^\circ$.

Уравнения, аналогичные уравнению (22), могут быть записаны для $x = 1/10$, $1/4$, $3/4$ и других. Однако можно указать универсальный метод решения системы (26) при любом значении x . Алгоритм его таков. Сначала строится зависимость $\beta(\zeta)$, определяемая первым уравнением системы (26). Затем строятся кривые $\theta(\zeta, \beta)$, соответствующие второму и третьему уравнению этой системы при парах значений β и ζ из первого уравнения, и ищется точка их пересечения, которая и определит решение, т.е. значения β , ζ и θ , удовлетворяющие всем трём уравнениям. Например, для пульсара PSR B0834+06 получим решение $\theta = 4,9^\circ$, $\beta = 83,7^\circ$ и $\zeta = 86,2^\circ$, которое практически совпадает с полученным выше.

Для того, чтобы применять описанную в этом разделе методику, необходимо точно знать значение x (не при любом x исследуемая система имеет решение). Как показал дополнительный анализ, для существования решения значение x должно быть известно с большой точностью. Поэтому можно решить обратную задачу: по наблюдаемым величинам C и D определить то угловое расстояние, на котором луч зрения проходит относительно центра конуса излучения. В табл. 8 приведены вычисленные значения $n = 1/x$ для $C > 0$ и $C < 0$ при $\zeta = 5^\circ \div 90^\circ$. Как и следовало ожидать, у пульсаров с однокомпонентными профилями луч зрения проходит по краю конуса излучения ($x \geq 0,5$), а у пульсаров со сложными импульсами $x < 0,5$. Табл. 8 показывает также, что при изменении ζ от 5° до 90° значение n изменяется очень мало (не более чем на несколько процентов). Следовательно, в рамках принятой модели с такой точностью описанная методика даёт возможность определить минимальное расстояние луча зрения от центра конуса излучения в долях радиуса полярной шапки на данном уровне.

6. ОПРЕДЕЛЕНИЕ УГЛА β ДЛЯ ПУЛЬСАРОВ С ПОЛЯРИЗАЦИОННЫМИ ИЗМЕРЕНИЯМИ В ШИРОКОМ ИНТЕРВАЛЕ ДОЛГОТ

Для большей части пульсаров радиоизлучение наблюдается в течение малой доли периода ($W \leq 0,1P$), т.е. в градусной мере оно занимает по долготе Φ не более 30° . Однако есть пульсары с широкими профилями, протяжённость которых сравнима с периодом (например, PSR B0826–34), а также пульсары с интер-

импульсами, отстоящими от главного импульса приблизительно на полпериода (180° по долготе). Если у таких пульсаров проведены поляризационные измерения в интеримпульсе, для них угол β может быть оценён непосредственным вписыванием зависимости $\psi(\Phi)$ (уравнение (10)) в наблюдательные данные [52]. В частности, по знаку производной позиционного угла в главном импульсе ($\Phi = 0^\circ$) и в интеримпульсе ($\Phi = 180^\circ$) можно определённо сказать, расположен ли луч зрения наблюдателя ближе к оси вращения или дальше от неё, чем ось магнитного диполя. Действительно, из соотношения (10) следует, что

$$C_1 = d\psi / d\Phi \Big|_{\Phi=0^\circ} = \frac{\sin\beta}{\sin(\zeta - \beta)}, \quad (32)$$

$$C_2 = d\psi / d\Phi \Big|_{\Phi=180^\circ} = \frac{-\sin\beta}{\sin(\zeta + \beta)}, \quad (33)$$

т.е. при $d\Phi > 0$

$$\left. \begin{array}{l} C_1 > 0 \\ C_2 < 0 \end{array} \right\} (\zeta - \beta) > 0, \quad \left. \begin{array}{l} C_1 < 0 \\ C_2 < 0 \end{array} \right\} (\zeta - \beta) < 0, \quad (34)$$

а при $d\Phi < 0$

$$\left. \begin{array}{l} C_1 < 0 \\ C_2 > 0 \end{array} \right\} (\zeta - \beta) > 0, \quad \left. \begin{array}{l} C_1 > 0 \\ C_2 > 0 \end{array} \right\} (\zeta - \beta) < 0. \quad (35)$$

Соотношения (34), (35) показывают, что независимо от направления вращения нейтронной звезды, если знаки производных C_1 и C_2 одинаковы, то $\zeta < \beta$, т.е. луч зрения ближе к оси вращения, и, наоборот, при $\zeta > \beta$ знаки у C_1 и C_2 будут различными.

В работе [204] проведено сравнение наблюдаемой и модельной зависимостей $\psi(\Phi)$ для пульсара PSR B1937+21 и ряда других пульсаров с интеримпульсами. Аналогичные построения выполнены в работе Лайна и Манчестера [151] для пульсаров PSR B0823+26, 0826-34, 0950+08, 1055-52, 1702-19 и 1929+10. Сравнение результатов, полученных в [204] и в [151], проводится в табл. 9.

За исключением пульсара PSR B1055-52 оценки угла β , полученные в этих двух работах, очень близки друг к другу. Что касается данного пульсара, то для него угол β должен быть малым по следующим соображениям. Во-первых, сами авторы работы [151] в их табл. 1 дают определённое по производной $(d\psi/d\Phi)_{\max}$ в главном импульсе значение $\beta = 17,9^\circ$. Во-вторых,

Таблица 9

Углы β (в градусах) для пульсаров с интеримпульсами

PSR	β		PSR	β	
	[204]	[151]		[204]	[151]
0531+21	85	–	1702–19	85*	80
0823+26	85	80	1822–09	7	–
0826–34	<10	10	1929+10	8	15
0950+08	7	10	1937+21	79	–
1055–52	9	75			

* Эта оценка β получена нами независимо по той же методике.

профиль PSR B1055–52 имеет ярко выраженную двухкомпонентную структуру, что означает близость луча зрения к центру конуса излучения. Для таких пульсаров из табл. 8 следует:

$$(\zeta - \beta) = (1/3 \approx 1/6)\theta. \quad (36)$$

При $\theta \approx \Delta\Phi \approx 23,5^\circ$ [151] это даёт $(\zeta - \beta) = 4^\circ \div 8^\circ$ и

$$\beta = \arcsin[C \sin(\zeta - \beta)] < 25^\circ.$$

Среднее значение β по всем методам (см. ниже) равно $22,6^\circ$.

В работе Биггса [211] показано, что у этого пульсара наблюдается заметная корреляция изменений интенсивности главного импульса и интеримпульса. Такая корреляция также свидетельствует о близости областей излучения, т.е. говорит в пользу модели образования главного импульса и интеримпульса в этом объекте на одном полюсе.

Косвенным аргументом в пользу малости угла β у PSR B1055–52 может служить наличие у него мощного рентгеновского излучения [212].

7. ПУЛЬСАРЫ С МАЛЫМИ УГЛАМИ НАКЛОНА МАГНИТНОГО ПОЛЯ К ОСИ ВРАЩЕНИЯ

Анализ соотношения (11) показывает, что для частот, генерируемых на расстоянии от поверхности нейтронной звезды $r \ll r_{LC}$, т.е. там, где

$$\theta = \sqrt{(r/r_{LC})} \leq 18^\circ \quad (37)$$

и

$$\zeta - \beta \leq \theta \leq 18^\circ,$$

Таблица 10

Пульсары с малыми значениями C

PSR	C	β_4 , град	β_1 , град	$\hat{\beta}$, град
0031-07	0,6-1,6	19,9	7,5	13,7
0149-16	1,6	29,6	28,2	28,9
0540+23	1,0-3,0	38,1	16,1	27,1
0740-28	2,0	38,1	27,2	32,6
0818-13	1,3	23,7	21,0	22,4
0826-34	1,5	27,6	1,2	14,4
0833-45	1,7	31,6	35,6	33,6
0940-55	0-1,9	17,1	19,1	18,1
0943+10	2,5-3,0	58,1	12,1	35,1
0950+08	1,5-2,9	42,8	13,9	28,4
1055-52	1,6-1,9	32,7	2,7	17,7
1154-62	0-2,5	22,7	13,7	18,2
1449-64	0-3,4	31,7	30,1	30,9
1451-68	0-3,0	27,6	10,8	19,2
1749-28	0-2,5	22,7	42,7	32,7
1900+01	2,5	50,5	23,7	37,1
1907+10	2,8	59,8	31,0	45,4
1915+13	2,7	56,4	32,2	44,3
1919+14	3,0	67,8	13,6	40,7
1924+16	1,4-1,6	27,6	20,3	24,0
1929+10	1,0-1,9	26,6	19,5	23,0
1944+17	0,3-1,0	11,6	9,7	10,6
1952+29	3,2	81,0	10,8	45,9
2111+46	2,1-2,5	45,2	4,8	25,0

значение максимальной производной

$$C = |d\psi / d\Phi|_{\max} \geq 3,24 \sin \beta. \quad (38)$$

Из этого выражения можно получить верхнюю оценку угла β . В частности, для всех пульсаров с $C < 1,62$ $\beta < 30^\circ$ [212]. Табл. 10 содержит верхние оценки угла β_4 для пульсаров с малой производной C . В тех случаях, когда значения C измерены на разных частотах, указаны значения для крайних частот, а β оценивалось по среднему значению.

Можно ожидать, что у пульсаров с малыми углами β будет наблюдаться интеримпульсное излучение. В результате специальных исследований обнаружено заметное излучение в межимпульсном пространстве у трёх достаточно мощных пульсаров из табл. 10 [54, 55]: PSR B0031-07, 0950+08 и 1929+10. В работе

[53] исследовался также пульсар PSR B1944+17. У него обнаружено излучение между импульсами, превышающее уровень шумов ($S_n/S_0 = 0,049 \pm 0,035$), но ошибка очень велика. Здесь S_n – средний поток межимпульсного излучения, S_0 – средний поток для данного пульсара.

В табл. 10 приведены также значения угла β_1 , которые получены по методике, описанной в разделе 1 главы. Эти значения, как уже отмечалось, могут рассматриваться в качестве минимальных оценок. Данные таблицы показывают, что для большей части пульсаров β_4 действительно выше, чем β_1 , и можно думать, что реальные величины угла β заключены между β_1 и β_4 . В последнем столбце приведены значения $\hat{\beta} = (\beta_1 + \beta_4)/2$.

8. ОЦЕНКА УГЛА β В ПРЕДПОЛОЖЕНИИ О ПОСТОЯННОЙ ВЕЛИЧИНЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

До сих пор рассматривались оценки угла β , полученные на основе поляризационных данных и сведениях о ширине и структуре среднего профиля. В этом разделе предлагается другой метод определения β , основанный на следующих представлениях.

При образовании нейтронной звезды в случае сохранения магнитного потока её магнитный момент может достигать величины порядка 10^{30} Гс · см³, а его направление, вообще говоря, произвольно. Со временем первоначальное магнитное поле будет затухать (например, вследствие токовых потерь в коре). С другой стороны, в нейтронной звезде за счёт увлечения сверхпроводящих протонов генерируется магнитное поле порядка 10^{12} Гс с магнитным моментом, параллельным оси вращения звезды [173]. Его генерация при затухании первичного поля приведёт к тому, что в процессе эволюции величина поля будет приблизительно постоянной, а угол между магнитным моментом и осью вращения будет уменьшаться. Приняв такое предположение, будем считать, что

$$B_0^2 R^6 = 2 \cdot 10^{60} \text{ Гс} \cdot \text{см}^6. \quad (39)$$

Если потеря вращательной энергии нейтронной звезды связана с магнитодипольным излучением, имеем

$$-I \Omega d\Omega / dt = \frac{2B^2 \Omega^4 R^6 \sin^2 \beta}{3c^3}, \quad (40)$$

Таблица 11

Значения угла $\beta_{\text{мп}}$ и величин β , полученных другими методами

№ п/п	PSR	β_1	$\hat{\beta}$	β_2	β_3	$\beta_{\text{мп}}$	$\bar{\beta}$	$\lg \tau_{\text{лет}}$	$P, \text{с}$
1	0031-07		13,7	1,6	–	26,0	13,8	7,56	0,94
2	0149-16		28,9	–	–	47,4	38,2	7,01	0,83
3	0203-40	23,4	–	–	–	37,9	30,6	6,92	0,63
4	0254-53	39,7	–	–	–	4,8	22,2	8,36	0,45
5	0301+19	12,3	–	53,2	18	71,5	38,8	7,23	1,39
6	0329+54	18,7	–	–	–	58,8	38,8	6,74	0,71
7	0355+54	–	31,6	–	–	35,9	33,8	5,75	0,16
8	0403-76	14,0	–	–	–	40,4	27,2	6,75	0,54
9	0447-12	14,6	–	–	–	8,6	11,6	7,83	0,44
10	0450+55	13,3	–	–	–	39,4	26,4	6,36	0,34
11	0523+11	19,1	–	–	–	6,4	12,8	7,90	0,35
12	0525+21	8,2	–	40,7	34	–	27,6	6,17	3,75
13	0538-75	7,7	–	–	–	36,6	22,2	7,54	1,25
14	0540+23		27,1	17,6	29	–	24,6	5,40	0,25
15	0559-05	17,2	–	–	–	30,6	23,9	6,68	0,40
16	0611+22	26,7	–	50,6	32	–	36,4	4,95	0,34
17	0621-04	8,4	–	–	–	41,5	25,0	7,29	1,04
18	0626+24	19,5	–	–	–	43,4	31,4	6,58	0,48
19	0628-28	6,5	–	9,9	36	–	17,5	6,44	1,24
20	0656+14	13,3	–	–	–	33,7	23,5	6,58	0,38
21	0740-28		32,6	42,1	45	–	39,9	5,20	0,17
22	0751+32	10,0	–	–	–	61,7	35,8	7,33	1,44
23	0756-15	36,0	–	–	–	48,0	42,0	6,83	0,68
24	0808-47	4,6	–	–	–	66,7	35,6	6,45	0,55
25	0809+74	9,2	–	9,8	–	19,2	12,7	8,09	1,29
26	0818-13		22,4	50,6	–	–	36,5	6,97	1,24
27	0818-41	2,5	–	–	–	4,9	3,7	8,51	0,54
28	0820+02	16,4	–	–	–	12,0	14,2	8,14	0,86
29	0833-45		33,6	37,6	–	–	35,6	4,05	0,09
30	0835-41	41,6	–	60,5	–	–	51,0	6,53	0,75
31	0839-53	7,0	–	–	–	50,5	28,8	6,84	0,72
32	0844-35	9,9	–	–	–	69,4	39,6	7,05	1,12
33	0855-61	15,0	–	–	–	63,9	39,4	6,96	0,96
34	0901-63	15,0	–	–	–	10,8	12,9	7,99	0,66
35	0903-42	15,8	–	–	–	72,6	44,2	6,91	0,96

Таблица 11 (продолжение)

№ п/п	PSR	β_1	$\hat{\beta}$	β_2	β_3	$\beta_{мп}$	$\bar{\beta}$	$\lg \tau_{лет}$	$P, с$
36	0904–74	12,0	–	–	–	20,9	16,4	7,27	0,55
37	0905–51	5,2	–	–	–	28,8	17,0	6,34	0,25
38	0906–17	18,9	–	–	–	21,5	20,2	6,98	0,40
39	0909–71	9,4	–	–	–	28,4	18,9	7,81	1,36
40	0940+16	6,1	–	–	–	44,4	25,2	7,28	1,09
41	0940–55	–	18,1	8,4	–	–	13,2	5,67	0,66
42	0942–13	48,0	–	–	–	6,6	27,3	8,29	0,57
43	0943+10		35,1	21,0	–	–	28,0	6,69	1,10
44	0950–38	12,0	–	–	–	39,1	25,6	7,57	1,37
45	0957–47	4,4	–	–	–	9,5	7,0	8,11	0,67
46	1014–53	22,7	–	–	–	59,4	41,0	6,80	0,77
47	1015–56	9,9	–	–	–	62,6	36,2	6,41	0,50
48	1039–19	13,0	–	–	–	60,8	36,9	7,30	1,39
49	1044–57	10,3	–	–	–	27,4	18,8	6,71	0,37
50	1054–62	6,5	–	–	–	60,3	33,4	6,27	0,42
51	1056–78	20,8	–	–	–	71,0	45,9	7,21	1,35
52	1105–59	12,1	–	–	–	30,5	21,3	7,85	1,52
53	1110–65	10,1	–	–	–	21,8	16,0	6,81	0,33
54	1112+50	24,9	–	29,7	–	–	27,3	7,02	1,66
55	1119–54	14,7	–	–	–	59,4	37,0	6,49	0,54
56	1133+16	22,1	–	63,9	20	–	35,3	6,70	1,19
57	1143–60	12,3	–	–	–	29,7	21,0	6,38	0,27
58	1154–62		18,2	19,0	16	65,0	29,5	6,21	0,40
59	1159–58	19,5	–	–	–	43,9	31,7	6,53	0,45
60	1221–63	26,2	–	64,0	–	47,1	45,8	5,84	0,22
61	1222–63	10,1	–	–	–	26,5	18,3	6,85	0,42
62	1237+25	15,7	–	73,8	–	54,5	48,0	7,36	1,38
63	1237–41	24,6	–	–	–	41,9	33,2	6,67	0,51
64	1240–64	19,5	–	40,2	>25	69,2	>38,5	6,14	0,39
65	1256–67	16,3	–	–	–	39,3	27,8	6,94	0,66
66	1309–53	11,6	–	–	–	13,4	12,5	7,89	0,73
67	1323–62	19,9	–	78,3	–	49,1	49,1	5,65	0,53
68	1325–43	17,7	–	–	–	63,6	40,6	6,45	0,53
69	1325–49	11,9	–	–	–	42,2	27,0	7,58	1,48
70	1336–64	15,4	–	–	–	77,9	46,6	6,07	0,38
71	1352–51	25,9	–	–	–	72,2	49,0	6,56	0,64

Таблица 11 (продолжение)

№ п/п	PSR	β_1	$\hat{\beta}$	β_2	β_3	$\beta_{\text{мп}}$	$\bar{\beta}$	$\lg \tau_{\text{лет}}$	$P, \text{ с}$
72	1353-62	11,2	—	25,0	—	—	18,1	6,36	0,46
73	1417-54	17,0	—	—	—	19,5	18,2	7,80	0,94
74	1424-55	17,3	—	—	—	50,5	33,9	6,64	0,57
75	1426-66	20,8	—	66,8	—	—	43,8	6,65	0,78
76	1436-63	18,1	—	—	—	30,5	24,3	6,81	0,46
77	1449-64		30,9	24,4	>20	29,8	>26,3	6,01	0,18
78	1451-68		19,2	30,0	—	6,6	18,6	7,63	0,26
79	1503-66	18,5	—	—	—	27,0	22,8	6,69	0,36
80	1504-43	17,8	—	—	—	28,7	23,2	6,45	0,29
81	1507-44	7,1	—	—	—	32,5	19,8	7,39	0,94
82	1510-48	19,5	—	—	—	27,3	23,4	6,89	0,46
83	1530+27	20,1	—	—	—	42,8	31,4	7,34	1,12
84	1530-53	16,5	—	77,3	—	81,3	58,4	7,18	1,37
85	1540-06	32,7	—	—	—	34,0	33,4	7,10	0,71
86	1541-52	12,4	—	—	—	4,2	8,3	7,67	0,18
87	1541+09	2,4	—	—	—	23,7	13,0	7,44	0,75
88	1552-31	15,3	—	—	—	6,5	10,9	8,22	0,52
89	1552-23	17,7	—	—	—	25,6	21,6	7,08	0,53
90	1556-44	22,7	—	51,8	20	21,2	28,9	6,60	0,26
91	1556-57	8,0	—	—	—	27,0	17,5	6,16	0,19
92	1557-50	—	—	44,8	—	44,3	44,6	5,78	0,19
93	1558-50	17,8	—	63,0	—	—	40,4	5,29	0,86
94	1600-49	15,9	—	—	—	24,0	20,0	6,71	0,33
95	1601-52	5,7	—	—	—	16,9	11,3	7,61	0,66
96	1604-00	21,5	—	—	—	14,7	18,1	7,34	0,42
97	1609-47	14,8	—	—	—	20,3	17,6	6,98	0,38
98	1630-59	14,1	—	—	—	37,0	25,6	6,79	0,53
99	1647-528	10,5	—	—	—	73,8	42,2	6,83	0,89
100	1647-52	16,4	—	—	—	49,3	32,8	6,74	0,64
101	1659-60	2,9	—	—	—	21,9	12,4	6,73	0,31
102	1700-32	13,0	—	52,2	85	40,6	47,7	7,44	1,21
103	1706-16	26,2	—	60,7	—	—	43,4	6,21	0,65
104	1717-29	11,3	—	—	—	29,9	20,6	7,09	0,62
105	1718-02	5,8	—	—	—	8,3	7,0	7,94	0,48
106	1718-32	22,4	—	—	—	24,1	23,2	7,03	0,48
107	1727-47	20,8	—	70,0	—	—	45,4	4,90	0,83

Таблица 11 (продолжение)

№ п/п	PSR	β_1	$\hat{\beta}$	β_2	β_3	$\beta_{мп}$	$\bar{\beta}$	$\lg \tau_{лет}$	P, c
108	1737+13	15,3	–	–	–	49,8	32,6	6,94	0,80
109	1737–39	11,4	–	–	–	42,9	27,2	6,65	0,51
110	1740–03	20,1	–	–	–	57,1	38,6	6,35	0,44
111	1742–30	10,9	–	36,4	–	–	23,6	5,74	0,37
112	1745–12	18,6	–	–	–	29,2	23,9	6,71	0,39
113	1747–46	21,3	–	49,6	85	43,9	50,0	6,96	0,74
114	1749–28		32,7	40,1	–	–	36,4	6,04	0,56
115	1804–08	16,5	–	–	–	2,8	9,6	7,96	0,16
116	1806–53	10,4	–	–	–	12,9	11,6	7,03	0,26
117	1813–36	16,3	–	–	–	39,0	27,6	6,48	0,39
118	1818–04	30,8	–	–	38	–	34,4	6,17	0,60
119	1819–22	10,0	–	–	–	48,6	29,3	7,69	1,87
120	1820–31	25,8	–	–	–	40,1	33,0	6,19	0,28
121	1821+05	14,7	–	–	–	16,9	15,8	7,72	0,75
122	1826–17	3,8	–	–	–	67,9	33,2	5,94	0,31
123	1828–60	13,9	–	–	–	30,3	22,1	8,04	1,89
124	1831–04	3,3	–	–	–	9,7	6,5	7,37	0,29
125	1839+09	27,3	–	–	–	27,1	27,2	6,74	0,38
126	1842+14	27,3	–	–	–	36,3	31,8	6,50	0,38
127	1845–01	10,3	–	28,7	–	–	19,5	6,30	0,66
128	1857–26	7,6	–	–	–	12,8	10,2	7,78	0,61
129	1859–03	9,7	–	17,0	–	–	13,4	6,14	0,66
130	1900+01		37,1	39,6	–	–	38,4	6,46	0,73
131	1900–06	10,8	–	–	–	59,0	34,9	6,30	0,43
132	1905+39	13,0	–	–	–	34,9	24,0	7,57	1,24
133	1907+02	30,5	–	35,7	–	–	33,1	6,75	0,99
134	1907+10		45,4	41,6	–	–	43,5	6,23	0,28
135	1907–03	24,2	–	–	–	48,0	36,1	6,56	0,50
136	1911+13	20,5	–	–	–	27,3	23,9	7,01	0,52
137	1911–04	60,7	–	>23,8	–	–	>42,2	6,51	0,83
138	1913+167	20,4	–	–	–	35,0	27,7	7,80	1,62
139	1913+16	12,3	–	–	–	0,9	6,6	8,03	0,06
140	1914+09	19,0	–	–	–	35,7	27,4	6,23	0,27
141	1915+13		44,3	30,2	–	56,8	43,8	5,63	0,20
142	1918+19	5,9	–	–	–	37,3	21,6	7,16	0,82
143	1919+14		40,7	44,4	–	–	42,6	6,24	0,62
144	1919+21	21,5	–	26,1	–	71,7	39,8	7,20	1,34

Таблица 11 (окончание)

№ п/п	PSR	β_1	$\hat{\beta}$	β_2	β_3	$\beta_{мп}$	$\bar{\beta}$	$\lg \tau_{лет}$	$P, с$
145	1920+21	19,6	—	65,7	—	—	42,6	6,32	1,08
146	1922+20	10,6	—	—	—	29,9	20,2	6,26	0,24
147	1924+16		24,0	16,8	—	—	20,4	5,71	0,58
148	1924+14	13,6	—	—	—	22,6	18,1	7,97	1,32
149	1925+22	7,1	—	—	—	48,0	27,6	7,47	1,43
150	1929+20	14,6	—	—	—	48,5	31,6	6,01	0,27
151	1933+16	33,6	—	51,4	—	—	42,5	5,98	0,36
152	1937–26	36,3	—	—	—	26,1	31,2	6,82	0,40
153	1940–12	34,7	—	—	—	63,9	49,3	6,97	0,97
154	1941–17	16,6	—	—	—	39,9	28,2	7,13	0,84
155	1942–00	11,6	—	—	—	17,9	14,8	7,97	1,05
156	1943–29	31,2	—	—	—	64,6	47,9	6,95	0,96
157	1944+17		10,6	0,4	—	4,2	5,1	8,46	0,44
158	1944+22	16,2	—	—	—	50,4	33,3	7,38	1,33
159	1946+35	12,5	—	26,6	—	—	19,6	6,21	0,72
160	1952+29	10,8	—	16,2	—	1,2	9,4	9,53	0,43
161	1953+50	36,9	—	—	—	36,5	36,7	6,78	0,52
162	2003–08	5,2	—	—	—	6,2	5,7	8,36	0,58
163	2016+28	24,8	—	42,6	—	11,8	26,4	7,77	0,56
164	2020+28	22,2	—	—	—	34,8	28,5	6,46	0,34
165	2021+51	15,4	—	38,4	9	64,0	31,7	6,44	0,53
166	2028+22	16,3	—	—	—	31,9	24,1	7,05	0,63
167	2044+15	16,2	—	—	—	18,9	17,6	7,99	1,14
168	2045–16	12,2	—	58,0	—	—	35,1	6,45	1,96
169	2048–72	8,2	—	—	—	10,5	9,4	7,44	0,34
170	2053+36	9,7	—	—	—	11,6	10,6	6,98	0,22
171	2111+46		25,0	—	—	37,2	31,1	7,35	1,02
172	2113+14	26,4	—	—	—	14,6	20,5	7,38	0,44
173	2123–67	9,1	—	—	—	11,1	10,1	7,36	0,33
174	2148+63		—	46,1	—	10,3	28,2	7,55	0,38
175	2152–31	21,8	—	—	—	52,9	37,4	7,12	1,03
176	2154+40	8,8	—	29,7	—	—	19,2	6,85	1,52
177	2217+47	32,6	—	69,8	—	59,6	54,0	6,49	0,54
178	2303+30	30,2	—	66,2	—	—	48,2	6,94	1,58
179	2310+42	24,1	—	—	—	8,2	16,2	7,68	0,35
180	2315+21	26,6	—	—	—	60,6	43,6	7,34	1,44
181	2319+60	8,0	—	30,1	—	—	19,0	6,71	2,26
182	2324+60	9,6	—	26,6	—	11,0	15,7	7,08	0,23
183	2327–20	28,3	—	—	80	—	54,2	6,75	1,64

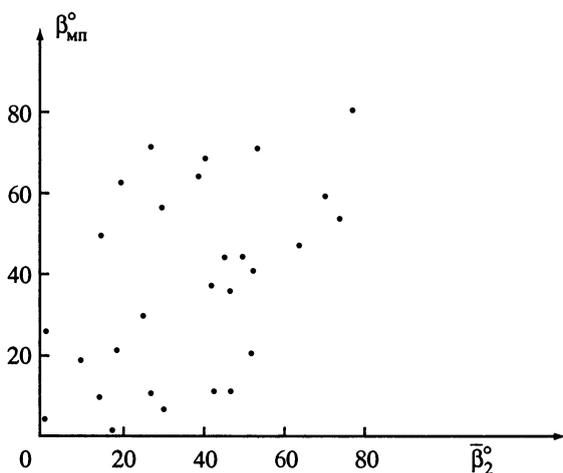


Рис. 57. Сравнение углов β_{MP} и $\bar{\beta}_2$ для 28 пульсаров

а с учётом (39) получим

$$PdP/dt = \frac{16\pi^2 B_0^2 R^6 \sin^2 \beta}{3c^3 I}. \quad (41)$$

При $I = 10^{45}$ г · см² и $(dP/dt)_{-15} = (dP/dt)/10^{-15}$ приходим к окончательному выражению

$$\sin \beta = \left(\frac{P}{2} \dot{P}_{-15} \right)^{1/2}. \quad (42)$$

Это соотношение позволяет оценить угол между осями на основе известных из наблюдений величин P и dP/dt . Если при этом оказывается, что $\sin \beta > 1$, то или магнитный момент в этих пульсарах превышает принятое в (39) значение, или $I_{45} < 1$, или неверно предположение о магнитодипольном механизме.

Определённые с помощью выражения (42) углы β_{MP} приведены в табл. 11. Значения P и dP/dt взяты из работы [16].

Как и в разделах 1–3, полученные здесь оценки являются статистическими, так как для всех пульсаров принято одно и то же значение магнитного момента. Интересен тот факт, что величины β_{MP} коррелируют с углами β_2 из работы [204] (рис. 57), полученными по совершенно другой, независимой методике и по другим параметрам, и, следовательно, эти два способа определения могут существенно дополнять друг друга. Кроме того, такая корреляция свидетельствует о правильности, в среднем, предположения о сохранении величины магнитного поля в течение основного времени жизни пульсара.

9. СРАВНЕНИЕ УГЛОВ β , ПОЛУЧЕННЫХ С ПОМОЩЬЮ РАЗЛИЧНЫХ МЕТОДОВ

Сравнение полученных в этой главе значений угла β с результатами работ [151, 213] показывает, что для целого ряда пульсаров соответствующие величины близки друг к другу [214]. Средние оценки углов β приведены в табл. 12.

Метод, использованный в работе [213], отличается от описанных выше и применим только к пульсарам с центральным излучением (core emission) [146]. Считая, что в пульсарах с интеримпульсами существенная часть профиля связана с центральным излучением, для ширины W_{50} этой части можно получить зависимость

$$W_{50} = 2,45^\circ / \sqrt{P}, \quad (43)$$

если эти пульсары являются ортогональными ротаторами. Для пульсаров с произвольным наклоном осей должно выполняться соотношение

$$W_{\text{core}} = 2,45^\circ P^{-1/2} / \sin\beta, \quad (44)$$

которое и даёт возможность оценить угол β .

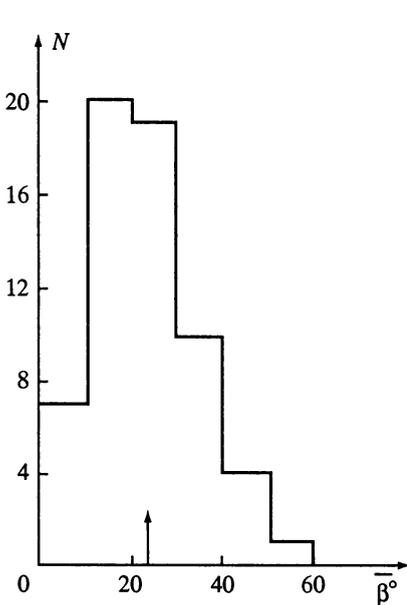


Рис. 58. Распределение средних углов $\bar{\beta}$ для 61 пульсара

Средние значения $\bar{\beta}$, приведенные в табл. 12, могут рассматриваться в настоящее время как наиболее вероятные оценки угла β в указанных пульсарах. Сопоставление этих углов с периодом пульсаров показывает, что корреляция между β и P отсутствует. Такой результат может означать, что пульсары образуются с произвольными периодами, на что уже обращалось внимание ранее, и с произвольными наклонами магнитного момента к оси вращения, т.е. в каждый момент времени отражается эта первоначальная произвольность параметров β и P .

Гистограмма распределения углов $\bar{\beta}$ для 61 пульсара представлена на рис. 58. Пока-

Таблица 12
Средние значения угла β (в градусах)

PSR	$\bar{\beta}$	lg τ	PSR	$\bar{\beta}$	lg τ
0031-07	14	7,56	1541+09	9	7,44
0203-40	31	6,92	1552-23	22	7,08
0447-12	16	7,83	1556-44	30	6,60
0525+21	26	6,17	1557-50	47	5,78
0540+23	27	5,40	1600-49	20	6,71
0740-28	39	5,20	1609-47	18	6,98
0756-15	42	6,83	1718-02	9	7,94
0809+74	13	8,09	1737+13	37	6,94
0818-41	4	8,51	1745-12	24	6,71
0820+02	14	8,14	1820-31	40	6,19
0835-41	52	6,53	1821+05	21	7,72
0901-63	13	7,99	1831-04	8	7,37
0906-17	20	6,98	1842+14	31	6,50
0940-55	18	5,67	1845-01	25	6,30
0943+10	23	6,69	1857-26	16	7,78
0957-47	7	8,11	1922+20	20	6,26
1112+50	26	7,02	1924+14	16	7,97
1143-60	21	6,38	1924+16	25	5,71
1222-63	18	6,85	1933+16	50	5,98
1237+25	49	7,36	1941-17	28	7,13
1240-64	37	6,14	1942-00	20	7,97
1309-53	12	7,89	1944+17	5	8,46
1353-62	18	6,36	1946+35	29	6,21
1417-54	18	7,80	1953+50	36	6,78
1436-63	24	6,81	2003-08	11	8,36
1449-64	30	6,01	2016+28	36	7,77
1451-68	21	7,63	2045-16	36	6,45
1503-66	23	6,69	2048-72	16	7,44
1504-43	23	6,45	2123-67	10	7,36
1510-48	23	6,89	2319+60	18	6,71
1540-06	33	7,10			

зательно, что в этом распределении преобладают углы от 10° до 30° . Среднее значение равно $\langle \beta \rangle = 23^\circ$. Если учесть, что средний характеристический возраст выбранных объектов равен 10 млн лет ($\langle \lg t \rangle = 6,99$), то это может служить указанием на приближение магнитной оси к оси вращения в течение эволюции пульсара.

10. ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ УГЛОВЫЕ РАССТОЯНИЯ ЛУЧА ЗРЕНИЯ ОТ ЦЕНТРА КОНУСА ИЗЛУЧЕНИЯ

В разделе 5 данной главы описан способ достаточно точного определения величины

$$n = \frac{\theta}{\zeta - \beta}, \quad (45)$$

характеризующей отношение радиуса конуса излучения к наименьшему расстоянию луча зрения от центра конуса. Вычисление величины n на разных частотах позволяет оценить уровни генерации излучения на этих частотах и сделать заключения о структуре магнитного поля в магнитосфере пульсара. Используем для расчётов следующую систему уравнений [131]:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \beta &= \frac{C \sin \zeta}{1 + C \cos \zeta}, \\ \cos \theta &= \cos \beta \cos \zeta + \sin \beta \sin \zeta \cos(W_{10} / 2), \\ \theta &= n(\zeta - \beta). \end{aligned} \quad (46)$$

Измерения C и W_{10} проводились по профилям, опубликованным в работах [11, 206, 215, 216]. Результаты вычислений приведены в табл. 13. Вычисления выполнены при $C > 0$, так как значения n , полученные при $C < 0$, близки к приведённым в таблице. Кроме того, как уже отмечалось, при всех β и ζ величины n отличаются только на проценты, поэтому в таблице указаны средние значения \bar{n} . Из таблицы следует, что в соответствии с ожидаемым уменьшением n при увеличении частоты, т.е. при уменьшении высоты области генерации в магнитосфере, значение \bar{n} действительно больше на низких частотах для большей части пульсаров. У 27 пульсаров существуют оценки n на частотах 400 и 1600 МГц. Рис. 59 демонстрирует совокупность этих оценок, которая может быть описана следующей зависимостью:

$$\bar{n}_{400} = -0,52 \pm 0,23 + (1,58 \pm 0,14)n_{1600} \quad (47)$$

Таблица 13
Значения n на разных частотах

PSR	P, c	n					
		100 МГц	170 МГц	400 МГц	640 МГц	1,6 ГГц	2,7 ГГц
0031-07	0,94	1,10	1,09	1,08		1,16	
0301+19	1,39			2,96		1,87	1,83
0355+54	0,16			1,12		1,10	
0525+21	3,75			5,98		4,44	3,22
0540+23	0,25			1,06		1,13	1,08
0611+22	0,33			1,09		1,07	1,14
0628-28	1,24	1,71	1,58	1,50	1,57	1,43	1,37
0823+26	0,53			2,18			1,79
0834+06	1,27			2,38		2,11	
0833-45	0,09			1,77		1,40	
0835-41	0,75			1,96		1,81	
0943+10	1,10	1,83		1,26			
0950+08	0,25		1,25	1,15		1,09	1,15
1133+16	1,19		1,57	1,45	1,36	1,22	1,13
1149-64	0,18			1,18	1,11	1,17	
1451-68	0,26			2,21	2,04	2,08	
1508+55	0,74			2,12		1,87	1,49
1642-03	0,39			1,14	1,06	1,11	
1706-17	0,65			1,19		1,17	
1747-46	0,74		1,87	3,25	2,74	1,32	
1818-04	0,60			1,44	1,70	1,12	
1749-28	0,56			1,13	1,03	1,24	
1900+01	0,73			1,07		1,10	
1919+14	0,62			1,23		1,12	
1929+10	0,23		1,09	1,09		1,04	1,04
1933+16	0,36			1,14		1,04	
1946+35	0,72					1,68	1,91
2021+51	0,53			1,30		1,11	1,16
2045-16	1,96		7,07	5,76	3,58	3,08	2,44
2303+30	1,58			1,22		1,28	

при коэффициенте корреляции между \bar{n}_{400} и \bar{n}_{1600} $K = 0,91 \pm 0,08$. У ряда пульсаров можно получить оценки \bar{n} в широком диапазоне волн. При этом обнаруживается различие зависимости $\bar{n}(v)$ (рис. 60) в пульсарах с большими и малыми периодами. Оказалось, что у четырёх пульсаров со средним периодом $P = 1,96$ с наблюдается очень крутой наклон кривой $\bar{n}(\lg v)$, в то время как у девяти пульсаров с $\bar{P} = 0,83$ с наклон этой кривой очень сла-

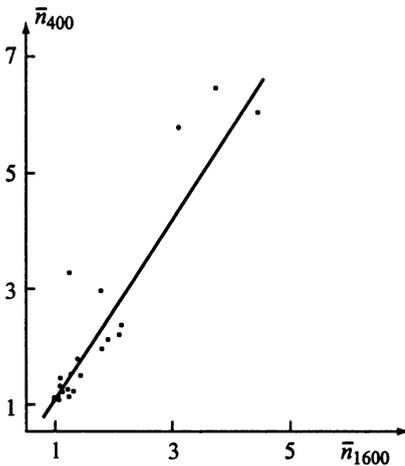


Рис. 59. Диаграмма сравнения величин \bar{n} на двух частотах

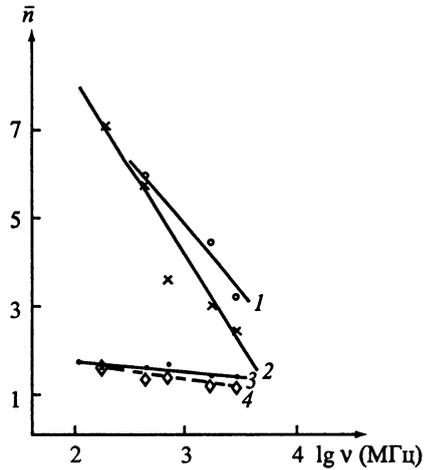


Рис. 60. Зависимость \bar{n} от частоты для четырёх пульсаров: PSR B0525+21 (1), PSR B2045-16 (2), PSR B0628-28 (3) и PSR B1133+16 (4)

бый. Наконец, для 12 пульсаров с $\bar{P} = 0,42$ с значение \bar{n} близко к единице и не зависит от частоты. Такое поведение n в рамках традиционной модели означает, что луч зрения проходит по самому краю конуса излучения, и кроме того, что излучение на всех частотах генерируется в узком слое магнитосферы. При случайной ориентации конусов излучения в пространстве нельзя ожидать такого преобладания объектов с крайним расположением луча зрения. Как уже подчеркивалось в предыдущей главе, в пульсарах с короткими периодами всё излучение генерируется вблизи светового цилиндра, и для них действительно на всех частотах должна быть одинаковая геометрия. Далее мы будем делать оценки лишь для пульсаров, к которым применима модель полого конуса.

Из третьего уравнения системы (46) следует

$$\frac{\theta_1}{\theta_2} = \frac{n_1}{n_2} \quad (48)$$

и так как в дипольном поле последней открытой силовой линии соответствует угол раскрыва

$$\theta = \sqrt{(r/r_{LC})} = \sqrt{(2\pi r/cP)}, \quad (49)$$

Таблица 14

Зависимость частоты от уровня её генерации

PSR	r/R						$\alpha = -\frac{d \lg v}{d \lg r}$	β , град
	100 МГц	170 МГц	400 МГц	640 МГц	1600 МГц	2700 МГц		
0301+19	–	–	138	–	55	53	1,77±0,42	39
0525+21	–	–	182	–	100	53	1,54±0,43	28
1747–46	–	–	116	82	19	–	0,73±0,12	50
2045–16	–	229	152	59	43	27	1,20±0,17	35
0628–28	174	149	134	147	122	112	7,54±1,46	17,5
1133+16	–	155	132	116	–	80	4,13±0,17	35

то для данного пульсара

$$r_1 / r_2 = (n_1 / n_2)^2. \quad (50)$$

Если уровень генерации излучения на какой-либо частоте определен, то уровни, соответствующие другим частотам, легко находятся из соотношения (50) по вычисленным значениям n .

Для оценки опорного уровня можно использовать статистическую зависимость ширины среднего профиля от периода на частоте 400 МГц [204]:

$$\theta^\circ = 9,3^\circ P^{-0,36}. \quad (51)$$

Из соотношений (49) и (51) можно получить

$$r_{400}(\text{см}) = 1,26 \cdot 10^8 P^{0,28}. \quad (52)$$

Вычисленные на основе выражений (50) и (52) относительные расстояния r/R , на которых генерируются соответствующие частоты, приведены в табл. 14. Из этой таблицы видно, что зависимость частоты излучения от расстояния, на котором она генерируется, различна для разных пульсаров. Приведённые значения тангенса угла наклона α прямой $\lg v$ ($\lg r$) можно разделить на три группы. В первой α близко к единице (PSR B1747–46 и 2045–16), во второй $\alpha \approx 1,5$ (PSR B0301+19 и 0525+21) и в третьей $\alpha \geq 4$ (PSR B0628–28 и 1133+16). Такое поведение зависимости $v(r)$ может быть объяснено следующим образом.

В ряде моделей генерация излучения происходит на локальной плазменной частоте

$$v_p = \sqrt{(n_p e^2 / \pi m \gamma_p)} \quad (53)$$

или на первой циклотронной гармонике

$$\nu_c = e B / mc. \quad (54)$$

Поскольку в областях, удалённых от поверхности нейтронной звезды на умеренные расстояния ($r \ll r_{LC}$), все частицы привязаны к силовым линиям магнитного поля, плотность плазмы n_p зависит от r так же, как и величина B . Следовательно, зависимость частоты генерируемого излучения от r , как следует из соотношений (53) и (54), будет целиком определяться структурой магнитного поля. В дипольном поле

$$\begin{aligned} B &\propto r^{-3}, \\ \nu_p &\propto r^{-3/2}. \end{aligned} \quad (55)$$

Пульсары PSR B0301+19 и 0525+21 имеют $\alpha \approx 1,5$ и могут быть описаны моделями генерации излучения на плазменной частоте. Что касается пульсаров PSR B1747-46 и 2045-16, то для объяснения наблюдаемой зависимости $\nu(r)$ в этих объектах нужно предположить более слабую зависимость магнитного поля от расстояния,

$$B \propto r^{-2}, \quad (56)$$

что обеспечивает выполнение зависимости $\nu_p \propto r^{-1}$. Соотношение (56) может быть обусловлено, в частности, большой ролью центробежных сил, которые оказываются существенными на больших расстояниях от поверхности и при больших углах наклона β . Для PSR B1747-46 $\beta = 50^\circ$, а у пульсара PSR B2045-16 существует одно определение величины $\beta = 58^\circ$. Если приведённые рассуждения справедливы, нужно ожидать аналогичной зависимости $\nu(r)$ у всех пульсаров с достаточно большим периодом и с большим углом β .

И, наконец, у пульсаров PSR B0628-28 и 1133+16 зависимость магнитного поля от r должна быть более сильной, чем в дипольном случае. Так, в квадрупольном поле

$$\nu_c \propto B \propto r^{-4}, \quad (57)$$

а у высших мультипольных составляющих зависимость более сильная.

Интересно отметить, что наблюдается тенденция уменьшения величины $|\alpha|$ с увеличением угла β (рис. 61), подразумеваю-

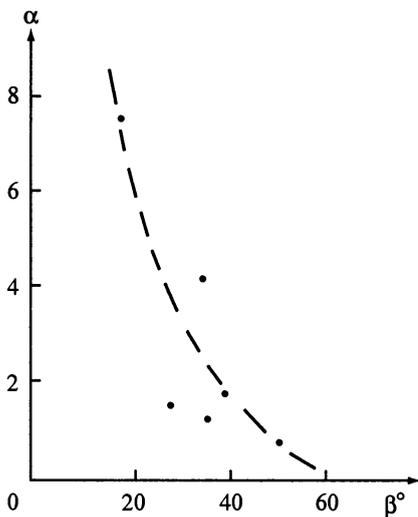


Рис. 61. Зависимость тангенса угла наклона прямых $\lg v(lgr)$ от угла β

Следует подчеркнуть, что полученные оценки расстояний (табл. 14) верны только для дипольного поля. В случае заметных его искажений может не выполняться предположение о постоянстве величины $(\zeta - \beta)$ с удалением от поверхности пульсара. Кроме того, отличный от соотношения (49) вид будет иметь зависимость размера конуса от расстояния. Тем не менее из проведённого анализа можно сделать следующие выводы:

1. Раскрыв конуса излучения уменьшается с ростом частоты, что ещё раз подтверждает общепринятую точку зрения о том, что излучение на более низких частотах генерируется дальше от поверхности нейтронной звезды.

2. Зависимость $n(r)$ ярче выражена у долгопериодических пульсаров. У пульсаров с короткими периодами $n \approx 1$ и не зависит от частоты, т.е. в этих объектах генерация излучения происходит в узком слое ($\Delta r \ll r$).

3. В диапазоне 100÷1000 МГц излучение генерируется на умеренных расстояниях ($r/R_* = 20 \div 300$).

4. В некоторых пульсарах в области генерации излучения магнитное поле может заметно отличаться от дипольного.

щая генерацию излучения ближе к поверхности у пульсаров, близких к соосным. Здесь могут быть существенными мультипольные составляющие магнитного поля. Напротив, в пульсарах с большими значениями β область генерации расположена дальше от поверхности, где могут быть важны центробежные эффекты. У пульсаров с промежуточными наклонами магнитного момента к оси вращения генерация излучения происходит на умеренных расстояниях от поверхности, где отклонения магнитного поля от дипольного малы.

11. СТРУКТУРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ОБЛАСТИ ГЕНЕРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Очень важным с точки зрения понимания процессов, протекающих в магнитосфере пульсара, представляется знание величины и структуры его магнитного поля. Действительно, от характера поля зависят фактор множественности рождения частиц вторичной плазмы и их энергия, типы плазменных волн, уровни генерации излучения, его диапазон, условия распространения и выхода из магнитосферы. Поэтому первостепенное значение имеет любая информация о магнитном поле пульсара, почерпнутая из наблюдательных данных. В настоящее время в большей части работ по пульсарам их магнитное поле считается дипольным. Рассмотрим наблюдательные возможности для проверки этого фундаментального предположения.

1) *Анализ наблюдаемых профилей.* Вследствие вращения нейтронной звезды кривизна силовых линий магнитного поля будет изменяться таким образом, что «фронтальные» силовые линии будут выпрямляться (уменьшать кривизну по сравнению с силовыми линиями дипольного поля), а «хвостовые» линии будут кривизну увеличивать (рис. 62). Поскольку полная мощность излучения кривизны для единичного заряда равна

$$q = \frac{2e^2 c \gamma^4}{3\rho^2}, \quad (58)$$

указанное искажение силовых линий вызовет уменьшение интенсивности первого (по времени прохождения) компонента, образующегося на выпрямленной линии, и усиления второго компонента по сравнению с дипольным случаем. Поэтому, если вращение заметно искажает магнитное поле, то в наблюдаемых двухкомпонентных профилях второй компонент должен быть сильнее первого. В табл. 15 приведены данные из работ, в каждой из которых исследуется не менее 30 профилей [11, 32, 215–217]. Как следует из этих данных, случаи преобладания первого (левого) компонента столь же часты, как и второго (правого).

В рамках той же модели описанный эффект преобладания «хвостового» компонента должен быть заметнее на более низких частотах, которые генерируются в более высоких слоях магнитосферы с более сильными искажениями магнитного поля. Как видно из таблицы, этот эффект отсутствует. К такому же выводу приводит детальное изучение профилей конкретных пульсаров. Так, по данным работы [217] у четырёх пульсаров левый компо-

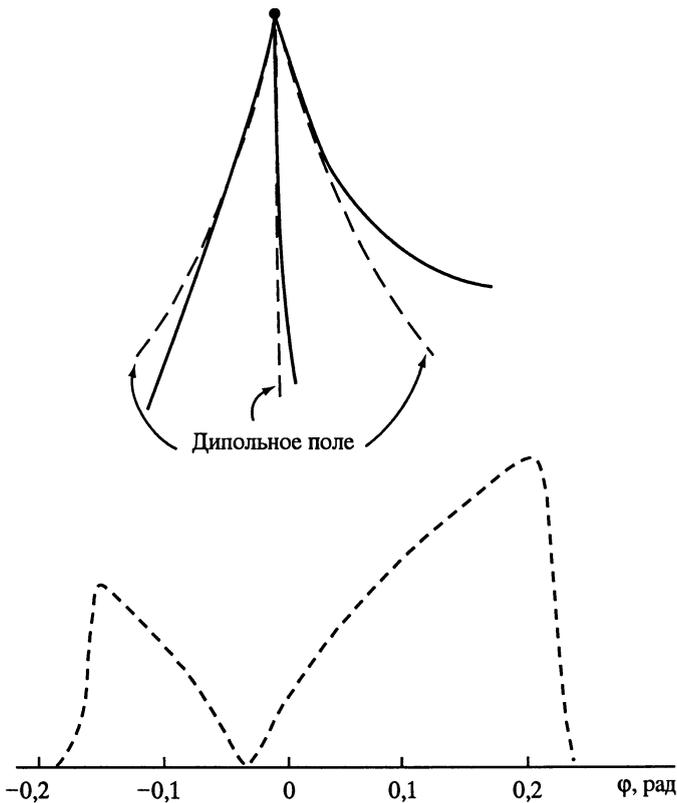


Рис. 62. Характерный вид импульса в магнитном поле, искажённом вращением. Модельный профиль вычислен при $P = 1$ с, $\gamma = 1000$, $\nu = 100$ МГц [209]

нент усиливается при переходе к более низким частотам, у четырёх ослабевает и у четырёх остается примерно одинаковым.

Для иллюстрации того, насколько сложнее реальное поведение профилей, чем простое ослабевание «фронтального» компонента, опишем двухкомпонентные профили пульсаров по данным работы [215].

У PSR B0301+19 и 0525+21 компоненты примерно равны, но при переходе от 2650 МГц к 1720 МГц у первого пульсара левый компонент ослабевает, а у второго усиливается. В PSR B0740–28 и 1133+16 при изменении частоты от 8,7 до 1,7 ГГц левый компонент ослабевает, но при этом остаётся сильнее, чем правый.

У PSR B1604–00 и 2319+60 компоненты одинаковы как на 2,65 ГГц, так и на 1,72 ГГц. У PSR B1508+55, 1541+09, 1944+17 и

Таблица 15

Соотношение компонентов профилей

№ п/п	Частота, ГГц	Число пульсаров	Число пульсаров с двухкомпонентным профилем	Число пульсаров, у которых		
				левый компонент слаб	интенсивности компонент равны	правый компонент слаб
1	0,408	33	6	1	1	4
2	0,43	13	9	5	–	4
	2,7	33	10	5	2	3
	4,9	30	9	4	2	3
3	0,64	43	9	3	–	6
4	1,612	38	12	5	1	6
5	1,612–1,72	58	18	9	2	7
	2,65–2,7	62	15	8	3	4
	8,7	16	5	1	–	4

1952+29 при переходе от 2,65 к 1,7 ГГц левый компонент усиливается, а у PSR B1112+50 и 1822–09 ослабевает.

Наконец, у PSR B2020+28 левый компонент ослабевает при изменении частоты от 8,7 к 2,7 ГГц, а затем снова усиливается на частоте 1,72 ГГц.

Этот анализ показывает, что в рамках принятых представлений наблюдаемый вид профилей и их изменение с частотой не подтверждает предположение о заметном искажении силовых линий магнитного поля за счёт вращения пульсара в областях генерации частот от 400 до 5÷8 ГГц.

2) *Анализ углов β на разных уровнях магнитосферы.* В разделе 4 этой главы описан способ оценки угла β на основе сравнения вычисленных профилей с наблюдаемыми. Само значение β зависит от выбора модели. Однако в рамках выбранной модели изменение β с частотой (или уровнем генерации излучения) будет отражать его реальную зависимость для данного пульсара. В случае дипольного магнитного поля ось конуса излучения остаётся прямой на любых расстояниях от поверхности, и угол β должен оставаться постоянным на всех частотах. Напротив, изменение β с частотой будет свидетельствовать об отклонениях магнитного поля от дипольного. Сравнение углов β , вычисленных по данным на частотах 410, 630 и 1665 МГц, было впервые выполнено в работе [218] для четырёх пульсаров (табл. 16). Определив из сравнения модельных и наблюдаемых профилей

Таблица 16

Значения угла β на разных частотах

PSR	ν , МГц	β , град.	$(\zeta-\beta)$, град.
0823+26	421	$81,2 \pm 15,8$	3,2
	1665	$81,1 \pm 12,8$	3,3
0950+08	410	$1,8 \pm 0,3$	-0,8
		$(13,2 \pm 1,0)$	$(-7,0)$
	1665	$3,0 \pm 0,3$	-2,0
		$(38,0 \pm 2,4)$	$(-31,8)$
1133+16	410	$21,2 \pm 1,5$	1,7
	638	$21,0 \pm 1,4$	1,9
	1665	$19,4 \pm 0,9$	3,5
1929+10	392	$6,7 \pm 0,5(7,5)$	$-3,8(-4,6)$
	1665	$8,1 \pm 0,7(7,5)$	$-5,2(-4,6)$

величину $(\zeta-\beta)$ и используя уравнение (10), можно вычислить соответствующие значения β . Для оценки ошибки угла β используем максимальную производную позиционного угла

$$C = \frac{\sin \beta}{\sin(\zeta - \beta)}. \quad (59)$$

Из этого выражения следует

$$\Delta \beta = \operatorname{tg} \left[57,3^\circ \frac{\Delta C}{C} + \frac{\Delta(\zeta - \beta)^\circ}{\operatorname{tg}(\zeta - \beta)} \right]. \quad (60)$$

Величина $\Delta(\zeta-\beta)$ принималась равной $0,1^\circ$, значение ΔC полагалось равным 0,1. Из полученных данных следует, что в пульсарах PSR B0823+26 и 1133+16 наклон магнитного момента к оси вращения нейтронной звезды в пределах ошибок остаётся неизменным при переходе от уровня генерации излучения с частотой 400 МГц к уровню, соответствующему частоте 1665 МГц. У пульсаров PSR B0950+08 и 1929+10 изменение наклона несколько больше указанных ошибок. Однако, как показывает дополнительный анализ, сумма квадратов уклонений вблизи её минимума изменяется очень медленно, и наблюдаемый ход позиционного угла может быть хорошо описан одним значением β , указанным в таблице в скобках. Проведённый анализ позволяет сделать вывод о том, что в области генерации частот от 410 до 1665 МГц магнитное поле рассмотренных пульсаров можно считать дипольным (отклонения оси конуса от прямой не превышают $1, 5^\circ$).

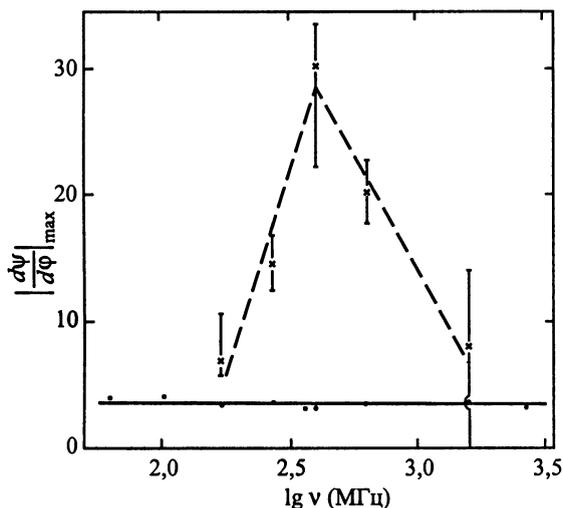


Рис. 63. Зависимость $|\frac{d\psi}{d\phi}|_{\max}$ от частоты для PSR B1727-46 (крестики, штриховая линия, указаны максимальные ошибки измерений) и PSR B0628-28 (точки, сплошная линия)

Блашкевич с соавторами [219] также не обнаружил изменений хода позиционного угла с частотой. Однако в работе [204] было показано, что на частоте 2,7 ГГц значение C для выборки из 17 пульсаров систематически меньше, чем на 1,6 ГГц. Затем был проведён более детальный анализ пульсаров с монотонным поведением $\psi(\Phi)$ [206]. Оказалось, что у многих объектов величина C не изменяется с изменением частоты, но у ряда пульсаров наблюдается зависимость C от частоты. Наиболее ярко такие изменения наблюдаются у PSR B1727-46 (рис. 63). Они свидетельствуют о существенном отклонении магнитного поля от дипольного у этого пульсара. Следует подчеркнуть, что измерения максимальной производной не всегда можно провести достаточно точно. Кроме того, оценки угла β проводились в рамках определённой модели. Поэтому полученные результаты следует рассматривать как указание на несправедливость предположения о дипольности магнитного поля у ряда пульсаров, но окончательный вывод можно будет сделать после построения уверенной модели магнитосферы.

ИЗЛУЧЕНИЕ РАДИОПУЛЬСАРОВ ВНЕ РАДИОДИАПАЗОНА

1. «НОРМАЛЬНЫЕ» РАДИОПУЛЬСАРЫ

Число обнаруженных радиопульсаров в настоящее время приближается к полутора тысячам, однако только от девяти из них зарегистрировано оптическое излучение [220], от 41 рентгеновское [31] и от семи гамма-излучение [221]. Жёсткое излучение от этих объектов, как мы видим, наблюдается достаточно редко. Тем не менее понимание природы такого излучения также важно для более ясного представления о процессах, протекающих в магнитосфере пульсара, о структуре магнитосферы и об основных механизмах излучения пульсаров. В табл. 17 приводятся данные о жёстком излучении радиопульсаров.

Как следует из этой таблицы, средний период пульсара с зарегистрированным рентгеновским излучением равен 128 мс, и для большей части объектов в таблице $P \approx 0,1$ с. В гл. IV было показано, что генерация излучения в таких пульсарах происходит вблизи светового цилиндра, и основным механизмом генерации является синхротронный механизм. Сразу же после открытия импульсного оптического излучения от пульсара в Крабовидной туманности [222] Гинзбург, Железняков и Зайцев [223], а также Шкловский [224] и Пачини [225] предложили использовать для его объяснения синхротронный механизм. Они также предполагали, что область генерации расположена около светового цилиндра. Железняков и Шапошников [226] разработали детальную модель синхротронного излучения пульсара PSR B0531+21 от оптического до гамма-диапазона при степенном или кусочно-степенном распределении излучающих электронов по энергиям при величине питч-угла этих частиц $\psi \sim 1$. В дальнейшем Пачини и Сальвати [227, 228] получили оценки оптической светимости, которая может быть обеспечена синхротронным излучением вторичной электронно-позитронной плазмы в пульсарах с короткими периодами. Следует подчеркнуть, что при получении формул для синхротронной светимости одним из основных

Таблица 17

Данные о жёстком излучении радиопульсаров

PSR	P (с)	$(dP/dt)_{-15}$	Расстояние (кпк)	$f(2+10 \text{ кЭВ})$ (эрг/(с · см ²))	$\lg L_x$ (эрг/с)
J0030+0451	4,87	$1,00 \cdot 10^{-5}$	$0,230 \pm 0,092$	$(1,27^{+0,95}_{-0,61}) \cdot 10^{-13}$	$29,88^{+0,54}_{-0,73}$
J0218+4232	2,32	$7,50 \cdot 10^{-5}$	$5,70 \pm 2,28$	$(4,30^{+0,28}_{-0,22}) \cdot 10^{-13}$	$33,20^{+0,32}_{-0,47}$
J0437-4715	5,76	$1,86 \cdot 10^{-5}$	$0,178 \pm 0,026$	$(4,30^{+1}_{-1}) \cdot 10^{-13}$	$30,19^{+0,21}_{-0,25}$
J0751+1807	3,48	$8,00 \cdot 10^{-6}$	$2 \pm 0,8$	$(4,29^{+3,54}_{-1,44}) \cdot 10^{-14}$	$31,29^{+0,55}_{-0,67}$
J1012+5307	5,26	$1,46 \cdot 10^{-5}$	$0,520 \pm 0,208$	$(1,25^{+0,89}_{-0,61}) \cdot 10^{-14}$	$29,58^{+0,54}_{-0,73}$
J1024-0719	5,16	$2,99 \cdot 10^{-6}$	$0,350 \pm 0,140$	$(8,86^{+4,70}_{-3,56}) \cdot 10^{-15}$	$29,09^{+0,50}_{-0,79}$
J1744-1134	4,07	$7,13 \cdot 10^{-6}$	$0,357^{+0,043}_{-0,035}$	$(6,44^{+4,08}_{-2,86}) \cdot 10^{-15}$	$28,97^{+0,32}_{-0,40}$
B1821-24	3,05	$1,62 \cdot 10^{-3}$	$5,1 \pm 0,5$	$(1,25^{+0,33}_{-0,69}) \cdot 10^{-12}$	$33,56^{+0,18}_{-0,44}$
B1937+21	1,56	$1,06 \cdot 10^{-4}$	$3,60 \pm 1,44$	$(3,70^{+0,40}_{-0,40}) \cdot 10^{-13}$	$32,73^{+0,39}_{-0,55}$
J2124-3358	4,93	$1,30 \cdot 10^{-5}$	$0,255 \pm 0,10$	$(8,26^{+0,45}_{-3,48}) \cdot 10^{-14}$	$29,77^{+0,32}_{-0,68}$
B0950+08	253,07	0,229	$0,127 \pm 0,013$	$(2,3^{+0,7}_{-0,7}) \cdot 10^{-14}$	$28,62^{+0,42}_{-0,62}$
B1929+10	226,52	1,16	$0,25 \pm 0,08$	$(5,6^{+1,5}_{-1,4}) \cdot 10^{-14}$	$29,60^{+0,34}_{-0,46}$
B0823+26	530,66	1,71	$0,380 \pm 0,152$	$(0,6^{+0,2}_{-0,2}) \cdot 10^{-14}$	$28,99^{+0,42}_{-0,62}$

Таблица 17 (продолжение)

PSR	P (с)	$(dP/dt)_{-15}$	Расстояние (кпк)	$f(2+10 \text{ кэВ})$ (эрг/(с · см ²))	$lg L_x$ (эрг/с)
B0114+58	101,44	5,85	2,14±0,856	$(4,25^{+4,25}_{-0,??}) \cdot 10^{-15}$	30,34 ^{+0,59} -0,??
B0355+54	156,38	4,40	2,10±0,84	$(1,16^{+3,04}_{-0,94}) \cdot 10^{-13}$	31,76 ^{+0,85} -1,17
J0538+2817	143,16	3,67	1,5±0,6	$(8,00^{+8,00}_{-0,??}) \cdot 10^{-16}$	29,31 ^{+0,59} -0,??
B0633+17	237,09	11,0	0,154 ^{+0,059} -0,034	$(7,94^{+3,0}_{-2,2}) \cdot 10^{-14}$	29,33 ^{+0,42} -0,36
B0656+14	384,89	55,0	0,28 ^{+0,20} -0,40	$(2,05^{+1,72}_{-0,74}) \cdot 10^{-13}$	30,26 ^{+0,73} -0,58
B1055-52	197,11	5,83	0,5±0,2	$(1,06^{+0,10}_{-0,09}) \cdot 10^{-14}$	29,48 ^{+0,33} -0,48
B1951+32	39,53	5,84	2,5±0,2	$(2,04^{+0,85}_{-0,79}) \cdot 10^{-12}$	33,16 ^{+0,22} -0,28
B0833-45	89,33	1,25 · 10 ²	0,25±0,03	$(1,03^{+1,04}_{-0,55}) \cdot 10^{-11}$	31,86 ^{+0,40} -0,44
B1046-58	123,67	96,3	2,98±1,19	$(2,50^{+0,66}_{-0,58}) \cdot 10^{-13}$	32,40 ^{+0,39} -0,56
J1105-6107	63,19	15,8	7,0±2,8	$(6,47^{+1,18}_{-1,04}) \cdot 10^{-13}$	33,55 ^{+0,37} -0,52
J1420-6048	68,18	83,2	2,0±0,8	$(4,70^{+0,77}_{-0,74}) \cdot 10^{-12}$	33,33 ^{+0,36} -0,52
B1706-44	102,46	93,0	1,80±0,72	$(1,03^{+0,38}_{-0,24}) \cdot 10^{-12}$	32,58 ^{+0,43} -0,56
B1757-24	124,90	1,28 · 10 ²	5,0 ^{+2,0} -0,7	$(7,9^{+0,6}_{-0,6}) \cdot 10^{-13}$	33,37 ^{+0,20} -0,10
B1800-21	133,63	1,34 · 10 ²	5,30±2,12	$(1,78^{+0,70}_{-0,59}) \cdot 10^{-13}$	32,75 ^{+0,45} -0,70

Таблица 17 (окончание)

PSR	P (с)	$(dP/dt)_{-15}$	Расстояние (кпк)	$f(2+10 \text{ кэВ})$ (эрг/(с · см ²))	$\lg L_x$ (эрг/с)
J1811–1926	64,67	44,0	7,8±2,5	$(1,23^{+0,07}_{-0,11}) \cdot 10^{-11}$	34,93 ^{+0,27} _{-0,38}
B1823–13	101,45	75,5	4,12±1,65	$(1,70^{+4,4}_{-1,4}) \cdot 10^{-11}$	34,51 ^{+0,86} _{-1,20}
B1853+01	267,40	2,08 · 10 ²	3,2±1,3	$(1,2^{+0,3}_{-0,3}) \cdot 10^{-12}$	33,14 ^{+0,39} _{-0,57}
J2229+6114	51,62	78,0	3±1	$(1,30^{+0,09}_{-0,08}) \cdot 10^{-12}$	33,12 ^{+0,28} _{-0,38}
B2334+61	495,28	1,92 · 10 ²	2,5±1	$(4,05^{+2,6}_{-1,7}) \cdot 10^{-14}$	31,46 ^{+0,52} _{-0,80}
J0205+6449	65,68	1,93 · 10 ²	2,6±0,6	$(1,5^{+0,3}_{-0,3}) \cdot 10^{-11}$	34,08 ^{+0,14} _{-0,21}
B0531+21	33,52	4,21 · 10 ²	2±0,5	$(9,93^{+0,09}_{-0,43}) \cdot 10^{-9}$	36,65 ^{+0,20} _{-0,27}
J0537–6910	16,11	51,0	47,3±0,8	$(5,13^{+1,38}_{-1,37}) \cdot 10^{-12}$	36,11 ^{+0,12} _{-0,15}
B0540–69	50,53	4,73 · 10 ²	47,3±0,8	$(3,33^{+0,97}_{-1,29}) \cdot 10^{-11}$	36,93 ^{+0,13} _{-0,23}
J1119–6127	407,75	4,02 · 10 ³	5±3	$(4,74^{+0,8}_{-2,7}) \cdot 10^{-13}$	33,13 ^{+0,80} _{-1,16}
J1124–5916	135,31	7,45 · 10 ²	4,8±1,6	$(1,1^{+0,2}_{-0,2}) \cdot 10^{-11}$	34,48 ^{+0,18} _{-0,31}
B1509–58	150,66	1,54 · 10 ³	4,2±0,5	$(1,05^{+0,08}_{-0,33}) \cdot 10^{-10}$	35,32 ^{+0,12} _{-0,27}
J1617–5055	69,36	1,37 · 10 ²	4,5±0,9	$(8,86^{+0,49}_{-0,34}) \cdot 10^{-12}$	34,31 ^{+0,18} _{-0,21}
J1846–0258	323,60	7,10 · 10 ³	19±5	$(3,90^{+0,4}_{-0,4}) \cdot 10^{-11}$	36,22 ^{+0,28} _{-0,32}

параметров является питч-угол излучающих зарядов ψ . Во всех указанных работах считалось, что этот угол достаточно велик. Однако, как уже отмечалось выше, вблизи поверхности нейтронной звезды любая поперечная составляющая импульса теряется за счёт синхротронного высвечивания практически мгновенно, и в этой области $\psi = 0$. Только на больших расстояниях от поверхности взаимодействие волн с частицами плазмы может приводить к появлению у этих частиц заметного питч-угла.

В гл. II рассмотрена возможность возбуждения связанных с циклотронной неустойчивостью поперечных волн, частоты которых попадают в радиодиапазон и которые могут свободно выходить из магнитосферы [106]. Эти волны взаимодействуют с частицами, вытекающими с поверхности и ускоренными до релятивистских энергий в близповерхностных слоях. При этом частицам передается часть энергии волн, и такой процесс можно описать следующим кинетическим уравнением [229]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial[(G_{\parallel} + F_{\parallel} + Q_{\parallel})f]}{\partial p_{\parallel}} + \frac{1}{p_{\parallel}\psi} \frac{\partial[\psi(G_{\perp}F_{\perp})f]}{\partial \psi} = \\ = \frac{1}{\psi} \frac{\partial}{\partial \psi} \left[\psi \left(D_{\perp\perp} \frac{\partial}{\partial \psi} + D_{\perp\parallel} \frac{\partial}{\partial p_{\parallel}} \right) f(p_{\parallel}, \psi) + \right. \\ \left. + \frac{\partial}{\partial p_{\parallel}} \left(D_{\parallel\perp} \frac{\partial}{\partial \psi} + D_{\parallel\parallel} \frac{\partial}{\partial p_{\parallel}} \right) f(p_{\parallel}, \psi) \right], \end{aligned} \quad (1)$$

где G – сила, обеспечивающая сохранение адиабатического инварианта $I = 3cp_{\perp}^2 / 2eB$ [164], F – сила торможения синхротронным излучением, Q – сила торможения излучением кривизны. Тип решения уравнения (1) зависит от соотношения сил G , F и Q :

$$G_{\perp} = -\frac{mc^2}{\rho} \gamma_r \psi, \quad G_{\parallel} = \frac{mc^2}{\rho} \gamma_r \psi^2, \quad (2)$$

$$F_{\perp} = -\frac{2e^2 \omega_B^2}{3c^2} \psi(1 + \gamma_r^2 \psi^2), \quad F_{\parallel} = -\alpha_s \gamma_r^2 \psi^2, \quad (3)$$

$$Q_{\parallel} = -\frac{2e^2}{3\rho^2} \gamma_r^4 = -\alpha_c \gamma_r^4, \quad (4)$$

$$\alpha_s = \frac{2e^2 \omega_B^2}{3c^2}, \quad (5)$$

ρ – радиус кривизны силовых линий, γ_r – лоренц-фактор резонансных частиц.

Используя определение для функции распределения

$$f_{\parallel}(p_{\parallel}) = \int_{\pi/2}^0 \psi f(p_{\parallel}, \psi) d\psi \quad (6)$$

и выражения для коэффициентов диффузии [105, 230]

$$D_{\parallel\perp} = D_{\perp\parallel} = -D \frac{\psi mc}{\gamma} |E_k|^2, \quad (7)$$

$$D_{\parallel} = D \frac{\psi^2 m^2 c^2}{\delta} |E_k|^2, \quad (8)$$

$$D_{\perp\perp} = D \frac{\delta}{\gamma^2} |E_k|^2, \quad (9)$$

где

$$D = \frac{\pi^2 e^2}{m^2 c^3}, \quad (10)$$

$$|E_k|^2 = \frac{mc^2 n_b c \gamma_b}{2\omega}, \quad (11)$$

получим для стационарного случая

$$\frac{\partial}{\partial p_{\parallel}} \left\{ \left[\alpha_s \psi_0^2 \left(\frac{p_{\parallel}}{mc} \right)^2 + \alpha_c \left(\frac{p_{\parallel}}{mc} \right)^4 - 2\pi^2 \psi_0 \frac{mc}{p_{\parallel}} r_e \omega_k n_k \right] \right\} = 0. \quad (12)$$

Характер спектра излучения будет определяться видом функции распределения, которая является решением уравнения (12). Величина ψ_0 здесь – это характерное значение питч-угла излучающих электронов, а $r_e = e^2/mc^2$ – классический радиус электрона.

Для случая, когда $|G_{\perp}| \gg |F_{\perp}|$ и $|G_{\parallel}| \ll |F_{\parallel}|$, функция распределения описывается уравнением [231]

$$\begin{aligned} & \frac{1}{mc\gamma_b\psi} \frac{\partial(\psi G_{\perp} f^0)}{\partial\psi} + \frac{1}{mc} \frac{\partial(F_{\parallel} f^0)}{\partial\gamma_b} + v \frac{\partial f^0}{\partial r} = \\ & = \frac{1}{m^2 c^2 \gamma_b^2 \psi} \frac{\partial(\psi D_{\perp\perp} \partial f^0 / \partial\psi)}{\partial\psi}. \end{aligned} \quad (13)$$

Будем искать решение в виде

$$f(\mathbf{p}) = \chi(\psi)f(p) \quad (14)$$

и считать, что $\partial/\partial\psi \gg \partial/\partial\gamma$. При этих предположениях получим

$$\chi(\psi) = C_1 \exp(-C_2\psi^2), \quad (15)$$

где $C_1 = \chi(0)$, а

$$C_2 = \frac{2m^2 c^4 \gamma_b^2 (\omega_B / \omega_p)^2}{\pi e^2 \rho |E_k|^2 \gamma_p}. \quad (16)$$

Используя для плотности первичного пучка значение

$$n_b = \frac{B}{Pc e}, \quad (17)$$

получим для среднего значения питч-угла

$$\begin{aligned} \psi_0 &= \frac{\int_0^\infty C_1 \psi e^{-C_2 \psi^2} d\psi}{\int_0^\infty C_1 e^{-C_2 \psi^2} d\psi} = \frac{1}{\sqrt{\pi C_2}} = \frac{\sqrt{\pi} m c \gamma_b}{2\sqrt{2} e B P \gamma_p^2} = \\ &= 3,88 \cdot 10^3 \frac{P^2 \gamma_b}{B_s \gamma_p^2} = 4,31 \cdot 10^8 \frac{P^2}{B_s}. \end{aligned} \quad (18)$$

При получении численных оценок приняты значения $R_* = 10^6$ см, $\gamma_b = 10^6$, $\gamma_p = 3$. Для нормальных пульсаров $P \sim 1$ с, $B_s \sim 10^{12}$ Гс, для миллисекундных пульсаров $P \sim 10$ мс, $B_s \sim 10^8$ Гс и в обоих случаях $\psi_0 \sim 10^{-4}$. Следовательно, использовавшееся в ранних работах предположение о $\psi_0 \sim 1$ оказывается неверным.

Оценим относительные величины всех трёх членов в левой части уравнения (12), обозначив их соответственно A_1 , A_2 и A_3 . Для отношения

$$\frac{A_2}{A_1} = \frac{8c^2 \gamma_p^4 P^2}{\pi r^2}, \quad (19)$$

принимая радиус кривизны силовой линии равным радиусу светового цилиндра, получим

$$\frac{A_2}{A_1} = 32\pi\gamma_p^4, \quad (20)$$

что при любых значениях лоренц-факторов вторичной плазмы всегда больше единицы. Отношение

$$\frac{A_3}{A_1} = \frac{3\pi\sqrt{\pi}m^3c^5}{32\sqrt{2}e^4B^2P\gamma_b\gamma_p^6} = \frac{10^8}{PB^2\gamma_b\gamma_p^6} \quad (21)$$

можно оценить, предположив, что поле дипольно, а генерация наблюдаемого излучения происходит на расстоянии $r = r_{LC}/\sin\beta$ (рис. 64):

$$\frac{|A_3|}{A_2} = \frac{10^6 P^5}{B_{12}^2 \sin^6 \beta \gamma_b \gamma_p^6}, \quad (22)$$

где $B_{12} = B/10^{12}$, а B_s – величина магнитного поля на поверхности нейтронной звезды.

Средние значения параметров пульсаров с излучением вне радиодиапазона по данным из табл. 17 равны

$$\overline{\lg B_s} = 11,75, \quad \overline{P} = 128 \text{ мс}, \quad \overline{\beta} = 38^\circ.$$

Принимая для лоренц-факторов значения $\gamma_b = 10^6$ и $\gamma_p = 3$ [127], получим $|A_3|/A_2 \approx 1,8 \cdot 10^{-6}$. Проведённые оценки показывают, что вклад первого и третьего членов в уравнение (12) в среднем очень мал. Следовательно, основная часть спектра будет определяться частицами с функцией распределения

$$f_{\parallel} = C_2 \frac{\rho^2}{e^2 \gamma^4}. \quad (23)$$

Такая функция распределения соответствует синхротронному степенному спектру

$$I(\nu) \propto \nu^{-\alpha} \quad (24)$$

с наклоном $\alpha = 3/2$.

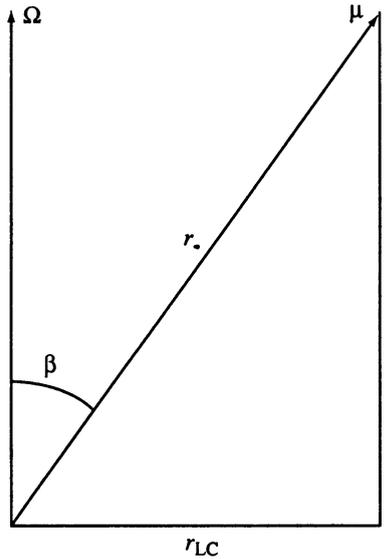


Рис. 64. Схема, поясняющая уменьшение магнитного поля в области генерации излучения

Из выражения (22) следует, что в случае пульсаров с $P \sim 10$ мс и $B_{12} \sim 10^{-4}$ отношение $|A_3|/A_2 \sim 1$ лишь для $\beta \approx 8,9^\circ$. При таких углах между осью вращения и магнитным полем должны были бы наблюдаться почти непрерывное излучение во всех диапазонах волн и очень широкие импульсы. Реально же в этих пульсарах регистрируется импульсное излучение с длительностью импульсов значительно короче их периодов. Следовательно, и в короткопериодических пульсарах второй член в уравнении (12) преобладает, и в них должен формироваться синхротронный спектр с $\alpha = 3/2$.

Описанное приближение реализуется в случае циклотронного резонанса на частицах первичного пучка. Рассмотрим теперь случай, когда резонансными частицами являются вторичные электроны или позитроны с $\gamma_r \sim 10^4 + 10^5$ (хвост функции распределения вторичной плазмы), и будем считать, что $\gamma_r \psi_0 \gg 1$. Из формул (2) и (3) при этом следует

$$\frac{G_{\perp}}{F_{\perp}} = \frac{3m^3 c^6 \gamma_p}{2e^4 B_s^2 \rho} \left(\frac{r}{R_*} \right)^6 \frac{1}{\gamma_r^2 \psi^2}. \quad (25)$$

При $\gamma\psi > 10^3$ $G_{\perp} < F_{\perp}$. Как будет видно из дальнейшего, полученное решение удовлетворяет такому условию. В данном случае $|G_{\parallel}|$ также меньше, чем $|F_{\parallel}|$. Следовательно, силой G в кинетическом уравнении можно пренебречь, а величину питч-угла можно найти из уравнения

$$\frac{1}{mc\gamma_r\psi} \frac{\partial(\psi F_{\perp} f^0)}{\partial\psi} + \frac{1}{mc} \frac{\partial(F_{\parallel} f^0)}{\partial\gamma_b} = \frac{1}{m^2 c^2 \gamma_r^2 \psi} \frac{\partial(\psi D_{\perp\perp} \partial f^0 / \partial\psi)}{\partial\psi}. \quad (26)$$

При сделанных выше предположениях получим

$$\chi(\psi) = C_3 \exp(-C_4 \psi^4), \quad (27)$$

где

$$C_4 = \frac{4e^6 B^4 P^3 \gamma_p^4 \gamma_r^2}{3\pi^3 m^5 c^7 \gamma_b^3}. \quad (28)$$

Среднее значение питч-угла для этого случая равно

$$\psi_0 = \frac{\int_0^{\infty} \psi \exp(-C_4 \psi^4) d\psi}{\int_0^{\infty} \exp(-C_4 \psi^4) d\psi} = \frac{\Gamma(0,5)}{\sqrt[4]{4\Gamma(0,25)}} \approx \frac{0,5}{\sqrt[4]{C_4}}, \quad (29)$$

что при $\gamma_r = 10^5$ даёт

$$\psi_0 = \frac{2,37}{BP^{3/4}} = \frac{0,26P^{9/4}}{B_{12} \sin^3 \beta}. \quad (30)$$

Для приведённых средних значений B , P и β $\psi_0 = 1,95 \cdot 10^{-2}$. Мы видим, что действительно $\gamma_r \psi_0 > 10^3$, т.е. полученное решение не противоречит исходному предположению. С другой стороны, по-прежнему $\psi_0 \ll 1$, т.е. и для этого случая предположение о $\psi \sim 1$ неверно.

Оценим вклад различных членов в уравнении (12) при значении ψ_0 из выражения (29):

$$\frac{A_2}{A_1} \approx \frac{32\sqrt{\pi} e \gamma_r^3 \gamma_p^2}{\sqrt{3mc^3 \gamma_b^{3/2} P^{1/2}}} = 10^{-10} \frac{\gamma_r^3 \gamma_p^2}{\gamma_b^{3/2} P^{1/2}}. \quad (31)$$

При указанных выше значениях параметров это даёт $A_2/A_1 = 2,5 \cdot 10^{-3}$, т.е. соотношение первых двух членов оказывается противоположным по сравнению с предыдущим случаем. Сравним теперь A_2 и A_3 :

$$\begin{aligned} \frac{A_3}{A_2} &= \frac{3\pi^{7/4} m^{13/4} c^{23/4} \gamma_b^{11/4}}{2^{11/2} e^{9/2} B^2 P^{3/4} \gamma_p^5 \gamma_r^{9/2}} = 1,3 \cdot 10^{14} \frac{\gamma_b^{11/4}}{B^2 P^{3/4} \gamma_p^5 \gamma_r^{9/2}} = \\ &= 6 \cdot 10^3 \frac{P^{21/4}}{B_{12}^2 \sin^6 \beta}. \end{aligned} \quad (32)$$

При указанных выше средних значениях параметров A_3 оказывается примерно на порядок выше, чем A_2 .

И, наконец, сравнение первого и третьего членов даёт

$$\frac{A_3}{A_1} = \frac{3^{3/4} \pi^{9/4} c^{17/4} m^{11/4} \gamma_b^{5/4}}{\sqrt{2} e^{7/2} B^2 P^{5/4} \gamma_p^3 \gamma_r^{3/2}} = 151 \frac{\gamma_b^{5/4} P^{19/4}}{B_{12}^2 \gamma_p^3 \gamma_r^{3/2} \sin^6 \beta}. \quad (33)$$

При использованных выше значениях параметров $A_3 = 0,02A_1$. Однако среди резонансных частиц «хвоста» присутствуют такие, у которых $\gamma_r = 10^4$. Для них $A_3 = 0,6A_1$, т.е. третий член может играть заметную роль в формировании спектра. В этом случае спектр будет определяться двумя функциями распределения: $f_{\parallel} \propto \gamma$ и $f_{\parallel} \propto \gamma^{-2}$, которые соответствуют спектральным индексам $\alpha_1 = +1$ и $\alpha_2 = -0,5$.

Оценим характерные частоты синхротронного излучения, считая их близкими к частоте максимума синхротронного спек-

ра, определяемой выражением [103]

$$v_m \approx \frac{0,9}{4\pi} \omega_B \gamma_r^2 \sin \psi, \quad (34)$$

которое в нашем случае принимает вид

$$v_m \approx \frac{3^{9/4}}{80\pi^{1/4} \sqrt{2}} \left(\frac{mc^3}{e^2} \right)^{1/4} \frac{\gamma_r^{3/2} \gamma_b^{3/4}}{P^{3/4} \gamma_p} = 4,5 \cdot 10^4 \frac{\gamma_r^{3/2} \gamma_b^{3/4}}{P^{3/4} \gamma_p}. \quad (35)$$

При использованных значениях параметров получается $v_m = 7 \cdot 10^{16}$ Гц, что соответствует энергии кванта $\sim 0,3$ кэВ и совпадает с максимумом в спектре хорошо изученного в этом диапазоне пульсара PSR B0656+14 [220]. Если резонансными частицами будут частицы пучка, то использование выражения (18) приводит к значению частоты максимума

$$v_m = \frac{0,9\gamma_b^3}{8(2\pi)^{1/2} P \gamma_p^2} = 4,49 \cdot 10^{-2} \frac{\gamma_b^3}{P \gamma_p^2}, \quad (36)$$

которое при указанных выше значениях параметров равно $4 \cdot 10^{16}$ Гц, т.е. тоже попадает в мягкий рентгеновский диапазон. Хвост этого излучения в области более низких частот вполне может объяснить наблюдаемое в нескольких радиопулсарах оптическое излучение.

Полученные распределения частиц по энергиям и питч-углам дают возможность вычислить полную синхротронную светимость пульсара:

$$L = \frac{2e^2}{3c} \left(\frac{eB}{mc} \right)^2 \int_1^\infty \int_V \Psi_r^2 N(\gamma_r) \gamma_r^2 d\gamma_r dV. \quad (37)$$

Будем считать, что излучает четвертая часть тора на световом цилиндре [232] с объёмом

$$V = \frac{2\pi^2 r_{LC}^3}{4}. \quad (38)$$

Кроме того предположим, что половина потерь энергии вращения передаётся резонансным частицам:

$$n_r mc^2 \gamma_r \frac{\pi^2 r_{LC}^3}{2} \frac{c}{r_{LC}} = \frac{1}{2} I \Omega d\Omega / dt. \quad (39)$$

Пусть резонансными частицами будут электроны на хвосте функции распределения вторичной плазмы с $\gamma_r = 10^4 \div 10^5$. В этом

случае можно ограничиться вкладом A_2 и считать, что

$$N(\gamma) = C_5 \gamma^{-2}, \quad (40)$$

а константа C_5 определяется из условия

$$\int N(\gamma) d\gamma = n_r. \quad (41)$$

Взяв в качестве ψ_r значение питч-угла из выражения (29), получим

$$L = \frac{\pi^{5/2} e I \gamma_b^{3/2} dP/dt}{4\sqrt{3} m^{1/2} c^{3/2} P^{7/2} \gamma_p^2} = 7,73 \cdot 10^{18} \frac{(dP/dt)_{-15} \gamma_b^{3/2}}{P^{7/2} \gamma_p^2}. \quad (42)$$

Здесь принято, что $I = 10^{45}$ г · см² и $(dP/dt)_{-15} = (dP/dt)/10^{-15}$.

Из формулы (42) следует, что при фиксированном отношении $\gamma_b^{3/2} / \gamma_p^2$ должна быть прямая зависимость между светимостью L и параметром $(dP/dt)/P^{7/2}$. Сравнение рентгеновской светимости L_x с наблюдаемой величиной $(dP/dt)/P^{3,5}$ для 41 радиопульсара с зарегистрированным рентгеновским излучением (рис. 65) даёт выражение

$$\lg L_x = (1,32 \pm 0,10) \lg \frac{(dP/dt)_{-15}}{P^{3,5}} + 26,12 \pm 0,18 \quad (43)$$

при коэффициенте корреляции $K = 0,91 \pm 0,07$. Такая высокая корреляция L_x с наблюдаемыми параметрами означает, что рассмотренная синхротронная модель хорошо описывает природу рентгеновского излучения радиопульсаров. Кроме того, можно сделать вывод о малом вкладе тепловой составляющей в это излучение.

Коэффициент при $\lg[(dP/dt)/P^{3,5}]$ близок к единице, и положив его равным 1, можно вычислить величину $\gamma_b^{3/2} / \gamma_p^2$ из наблюдаемой зависимости:

$$\lg L_x = \lg C_6 + \lg(dP/dt)_{-15} / P^{3,5}. \quad (44)$$

По данным наблюдений получаем наиболее вероятное значение $\lg C_6 = 27,6$, что соответствует значению параметра

$$\frac{\gamma_b^{3/2}}{\gamma_p^2} = 5,15 \cdot 10^8. \quad (45)$$

Для обычно принимаемого диапазона лоренц-факторов первичного пучка $\gamma_b = 10^6 \div 10^7$ получаем $\gamma_p = 1,4 \div 7,8$. Такие лоренц-факторы вторичной плазмы могут быть сформированы, если магнитное поле вблизи поверхности нейтронной звезды имеет недипольную структуру [127].

Минимальный поток F в диапазоне $2 \div 10$ кэВ для рассмотренной выборки из 41 пульсара равен $8 \cdot 10^{-16}$ эрг/(с · см²). Используя это значение, можно предсказать обнаружение рентгеновского излучения от других радиопульсаров, вошедших в каталоги [68, 233, 234]. Из соотношений (42) и (45) получим

$$F = \frac{L}{4\pi d^2} = 3,34 \cdot 10^{-17} \frac{(dP/dt)_{-15}}{P^{3,5} d_{\text{кпк}}^2}, \quad (46)$$

что соответствует следующему условию:

$$\eta = \frac{(dP/dt)_{-15}}{P^{3,5} d_{\text{кпк}}^2} \geq 24. \quad (47)$$

В табл. 18 перечислены пульсары, для которых выполнено это условие. Чувствительность современных аппаратов позволяет обнаружить рентгеновское излучение по крайней мере ещё от 100 радиопульсаров. Для полноты картины в таблицу внесены объекты с зарегистрированным рентгеновским потоком (они отмечены звёздочками), но приведены также и ожидаемые согласно формуле (46) потоки. Эта формула даёт возможность предсказывать наличие рентгеновского излучения как у известных, так и у вновь открываемых радиопульсаров по их периодам, производным периодов и расстояниям.

Синхротронная модель не позволяет объяснить наблюдаемое гамма-излучение радиопульсаров. Самое жёсткое излучение может быть в принципе связано с процессами излучения кривизны первичного пучка во внутреннем зазоре, с дополнительным ускорением частиц во внешнем зазоре и с комптоновским рассеянием рассмотренного синхротронного излучения на частицах первич-

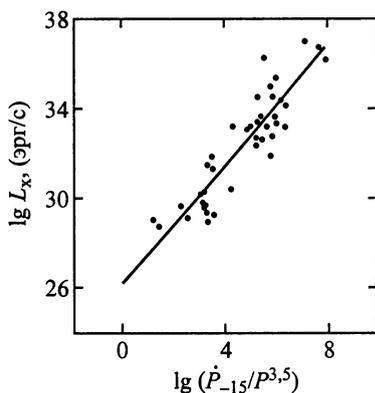


Рис. 65. Наблюдаемая зависимость рентгеновской светимости радиопульсара от параметра $(dP/dt)/P^{3,5}$

Таблица 18

**Пульсары с ожидаемым рентгеновским потоком,
доступным современным инструментам**

<i>N</i>	PSR	$\lg\eta$	$-\lg F$
1	J0024-0534	4,38	12,10
2*	J0030+0451	4,37	12,11
3	B0053+47	1,69	14,79
4*	B0114+58	<3,59	<12,89
5	B0136+57	2,09	14,39
6*	J0205+6449	5,59	10,89
7*	J0218+4232	3,56	12,92
8*	B0355+54	2,84	13,64
9*	J0437-4715	2,52	13,96
10	B0450+55	2,21	14,27
11*	B0531+21	7,21	9,27
12*	J0537-6910	4,63	11,85
13*	J0538+2817	3,02	13,46
14*	B0540-69	3,85	12,63
15	B0540+23	2,22	14,26
16	J0613-0200	3,20	13,28
17	B0611+22	2,14	14,34
18	J0631+1036	2,28	14,20
19*	B0633+17	4,85	11,63
20*	B056+14	3,44	13,04
21	J0729-1448	2,88	13,60
22	B0740-28	3,39	13,09
23*	J0751+1807	2,90	13,58
24*	B0823+26	2,04	14,44
25*	B0833-45	6,38	10,10
26	J0901-4624	1,43	15,05
27	B0905-51	1,51	14,97
28	B0906-17	1,61	14,87
29	B0906-49	2,94	13,54
30	B0919+06	<1,47	<15,01
31	J0940-5428	3,95	12,53
32*	B0950+08	3,29	13,19
33*	J1012+5307	3,71	12,77
34*	J1016-5819	2,22	14,26
35*	J1024-0719	3,39	13,09
36	J1045-4509	1,70	14,78
37*	B1046-58	4,21	12,27
38*	B1055-52	2,87	13,61
39*	J1105-6107	3,71	12,77
40	J1112-6103	<2,70	<13,78
41*	J1119-6127	<3,57	<12,91

Таблица 18 (продолжение)

<i>N</i>	PSR	$\lg\eta$	$-\lg F$
42*	J1124-5916	4,55	11,93
43	B1133+16	1,45	15,03
44	B1133-55	1,62	14,86
45	J1138-6207	1,57	14,91
46	B1143-60	1,39	15,09
47	B1257+12	8,19	8,29
48	B1259-63	3,65	12,83
49	J1301-6305	2,59	13,89
50	B1317-53	1,65	14,83
51	B1336-64	1,61	14,87
52	B1338-62	3,03	13,45
53	B1356-60	2,39	14,09
54	J1406-6121	2,17	14,31
55	J1412-6145	1,81	14,67
56*	J1420-6048	5,40	11,08
57*	J1435-6100	1,43	15,05
58	B1449-64	2,52	13,96
59	B1508-57	1,78	14,70
60*	B1509-58	4,77	11,71
61	B1516+02A	1,98	14,50
62	J1530-5327	2,26	14,22
63	B1534+12	2,70	13,78
64	B1535-56	1,63	14,85
65	J1548-5607	2,03	14,45
66	B1556-44	1,65	14,83
67	B1557-50	1,61	14,87
68	J1601-5335	2,48	14,00
69	B1607-52	2,56	13,92
70	B1610-50	3,19	13,29
71*	J1617-5055	4,88	11,60
72	B1620-26	3,24	13,24
73	B1634-45	2,57	13,91
74	J1640+2224	3,07	13,41
75	J1643-1224	<2,32	<14,16
76	B1643-43	2,60	13,88
77	B1702-19	2,31	14,17
78*	B1706-44	4,92	11,56
79	J1713+0747	3,04	13,44
80	B1718-35	1,73	14,75
81	J1718-3825	3,25	13,23
82	B1719-37	2,43	14,05
83	J1723-3659	2,06	14,42

Таблица 18 (продолжение)

<i>N</i>	PSR	$\lg\eta$	$-\lg F$
84	B1727–33	3,67	12,81
85	J1730–2304	3,18	13,30
86	B1730–37	1,75	14,73
87	B1734–35	1,48	15,00
88	B1736–29	1,60	14,88
89	B1737–30	2,39	14,09
90	J1737–3137	1,83	14,65
91	J1738–2955	1,98	14,50
92	J1739–3023	3,29	13,19
93	B1742–30	1,92	14,56
94	J1743–3153	1,72	14,76
95*	J1744–1134	4,11	12,37
96	B1749–28	1,41	15,07
97	B1754–24	2,23	14,25
98*	B1757–24	3,87	12,61
99*	B1800–21	3,99	12,49
100	B1802–07	1,43	15,05
101	J1809–1917	4,06	12,42
102*	J1811–1926	4,02	12,46
103	B1820–30A	3,65	12,83
104	B1820–31	1,94	14,54
105*	B1821–19	1,82	14,66
106	B1821–24	4,53	11,95
107	B1822–09	2,11	14,37
108	B1822–14	1,83	14,65
109*	B1823–13	4,13	12,35
110	B1828–10	2,03	14,45
111	J1828–1101	3,45	13,03
112	B1830–08	3,20	13,28
113	B1832–06	1,80	14,68
114	J1835–1020	1,76	14,72
115	J1837–0559	1,56	14,92
116	J1837–0604	3,63	12,85
117	B1838–04	1,94	14,54
118	J1838–0453	1,70	14,78
119	J1839–0321	1,60	14,88
120	J1841–0348	2,93	13,55
121	B1841–05	1,48	15,00
122	B1842–04	2,00	14,48
123	B1844–04	1,50	14,98
124*	J1846–0258	3,01	13,47
125	J1849–0317	1,45	15,03

Таблица 18 (окончание)

<i>N</i>	PSR	$\lg\eta$	$-\lg F$
126	J1853+0056	2,10	14,38
127*	B1853+01	3,29	13,19
128	B1855+09	3,29	13,19
129	J1900+0227	2,00	14,48
130	J1908+0734	2,75	13,73
131	J1909+0912	2,01	14,47
132	J1913+0832	1,93	14,55
133	J1913+1011	4,27	12,21
134	B1914+09	1,47	15,01
135	B1915+13	2,12	14,36
136	B1916+14	1,69	14,79
137	J1918+1541	2,25	14,23
138*	B1929+10	3,86	12,62
139	B1930+22	2,72	13,76
140*	B1937+21	4,73	11,75
141*	B1951+32	4,88	11,60
142	B1953+29	1,74	14,74
143	B1957+20	4,63	11,85
144	J2010+2425	3,36	13,12
145	B2020+28	1,68	14,80
146	B2022+50	1,39	15,09
147	J2043+2740	3,59	12,89
148	B2127+11E	2,41	14,07
149	B2127+11F	1,89	14,59
150*	J2124+3358	4,39	12,09
151	J2229+2643	2,81	13,67
152*	J2229+6114	5,44	11,04
153	J2317+1439	2,45	14,03
154	J2322+2057	3,32	13,16
155*	B2334+61	2,57	13,91

ного пучка. Действительно, в последнем случае частота излучения может увеличиваться до значений

$$v_c \sim v_0 \gamma. \quad (48)$$

Подставляя сюда значения $v_0 = 7 \cdot 10^{16}$ Гц и $\gamma = \gamma_b = 10^6$, получим $v_c = 7 \cdot 10^{22}$ Гц. Излучение в этом диапазоне действительно наблюдается в целом ряде пульсаров [221]. Потери энергии вращения dE/dt , передаваемые релятивистским частицам первичного пучка, вполне достаточны, чтобы объяснить наблюдаемое жёст-

кое излучение радиопульсаров. Например, для пульсара в Крабе $dE/dt = 4,6 \cdot 10^{38}$ эрг/с, а мощность эмиссии высокоэнергичных квантов $L = 5 \cdot 10^{35}$ эрг/с.

2. «МАГНЕТАРЫ»

Наряду с нормальными радиопульсарами, которые были открыты в радиодиапазоне и обладают всеми характерными особенностями, присущими этим объектам, известно более 10 источников, обладающих импульсным рентгеновским излучением и принадлежащих к двум условным группам: Аномальным Рентгеновским Пульсарам (Anomalous X-Ray Pulsars – AXP) и Источникам с Повторяющимся Мягким Гамма-излучением (Soft Gamma-Repeater – SGR) (табл. 19) [235–242]. Они отличаются от обычных рентгеновских пульсаров, которые представляют собой нейтронные звёзды в двойных системах и излучают за счёт аккреции вещества, истекающего из второго компаньона. При этом наблюдаемый период между импульсами периодически изменяется вследствие эффекта Доплера, вызванного движением нейтронной звезды в двойной системе, и уменьшается со временем благодаря передаче углового момента от падающего вещества. Отличие AXP и SGR от этих объектов заключается в том, что их периоды не показывают периодических колебаний и нет никаких других свидетельств об их вхождении в двойные системы. В то же время наблюдается вековое увеличение периода, характерное для обычных радиопульсаров.

AXP и SGR очень близки по своим характеристикам друг к другу. В обеих группах периоды следования импульсов заключены в интервале $5 \div 12$ с, производные периодов составляют $10^{-13} \div 10^{-10}$, рентгеновские светимости изменяются в узких пределах от 10^{34} до 10^{36} эрг/с, во многих случаях вероятно связь с остатками сверхновых, что свидетельствует о молодости этих объектов. Основное отличие двух групп состоит в том, что в SGR эпизодически наблюдаются гамма-вспышки с полной энергией отдельной вспышки до 10^{44} эрг.

Если использовать формулу магнитодипольного механизма торможения

$$B = 6,4 \cdot 10^{19} (PdP / dt)^{1/2}, \quad (49)$$

то магнитные поля AXP и SGR окажутся равными $10^{14} \div 10^{15}$ Гс, что на два-три порядка выше, чем магнитные поля «нормаль-

Таблица 19
Известные АХР и SGR

Источник	P, c	$\frac{dP}{dt}$	$\lg L_x$	$\lg \frac{dE}{dt}$
АХР				
1E1048.1–5937	6,45	$12,2 \cdot 10^{-11}$	34,30	33,51
1E2259+58,6	6,98	$7,3 \cdot 10^{-13}$	34,90	31,93
4U0142+61	8,69	$3 \cdot 10^{-12}$	34,90	32,26
RXSJ170849–4009	11,00	$3 \cdot 10^{-11}$	35,95	32,95
1E1841–045	11,77	$4,7 \cdot 10^{-11}$	35,48	33,06
1RXSJ130848.6+212708	5,16	$(07 + 2,0) \cdot 10^{-11}$	32,61	$33,30 + 33,7$
AXJ1845.0–0258	6,97		34,70	
0720–3125	8,39		31,48	
SGR				
SGR0526–66	8,1		$36 + 37$	
SGR1806–20	7,48	$8,3 + 10^{-12}$	35,30	33,79
SGR1900+14	5,16	$1,1 \cdot 10^{-10}$	34,48	34,50
SGR1627–41	6,4?		~35	
SGR1801–23				

ных» пульсаров. По этой причине им дали общее название «магнетары». Вторая причина для такого названия может быть понята из данных таблицы 19. Как уже неоднократно отмечалось в разных главах книги, основным источником энергии для всех процессов, протекающих в радиопульсарах, считается уменьшение энергии вращения нейтронной звезды со скоростью $dE/dt = I\Omega d\Omega/dt$. При стандартном значении $I = 10^{45} \text{ г} \cdot \text{см}^2$ и для наблюдаемых в АХР и SGR периодов и их производных $dE/dt \sim 10^{33} \text{ эрг/с}$, что значительно меньше, чем приведённые в таблице рентгеновские светимости. Чтобы разрешить энергетическую проблему, предположили, что основным источником энергии является магнитная энергия нейтронной звезды. Рассмотрим такую возможность.

Полная энергия магнитного резервуара при $B \sim 10^{14} + 10^{15} \text{ Гс}$ равна

$$E = \frac{4\pi R_*^3}{3} \frac{B^2}{8\pi} = 1,7 \cdot 10^{45} + 1,7 \cdot 10^{47} \text{ эрг.} \quad (50)$$

Рентгеновская светимость источника типа SGR1806–20 равна $2 \cdot 10^{35} \text{ эрг/с}$. При $E \sim 10^{47} \text{ эрг}$ магнитный резервуар будет истощён за время порядка 10^4 лет. Время жизни нормальных радио-

пульсаров $\sim 10^7$ лет. Поэтому на 1000 известных радиопульсаров должен быть только один магнетар, если предположить, что относительное число видимых объектов обоих классов одинаково. Энергетические трудности становятся более серьёзными, если принять во внимание, что SGR 1806–20 подпитывает окружающий SNR релятивистскими частицами со скоростью $\sim 10^{37}$ эрг/с [243]. В этом случае магнитный резервуар исчерпывается за 360 лет. Однако возраст SGR 1806–20 оценивается в 1400 лет.

Чтобы избежать энергетических трудностей, необходимо постулировать существование внутри нейтронных звёзд более высоких магнитных полей $B \sim 10^{16}$ Гс [244].

В гл. II говорилось о том, что один из основных процессов, необходимых для генерации радиоизлучения пульсаров, – это формирование электрон-позитронных пар в их магнитосферах вследствие распада гамма-квантов. Однако в очень сильных магнитных полях ($B > 10^{13}$ Гс) более вероятным становится процесс распада гамма-кванта на два менее энергичных кванта [236]. В этом случае нейтронные звёзды должны становиться «радиотихими», т.е. перестанут излучать в радиодиапазоне, и радиоизлучение в AXP и SGR не будет генерироваться. Однако от обоих типов объектов было зарегистрировано излучение на частоте порядка 100 МГц – от SGR 1900+14 [245] и AXP 1E2259+586 [246]. Возникла проблема выбора: или мы не понимаем природу радиоизлучения пульсаров или в «магнетарах» нет сверхвысоких магнитных полей.

Ряд сомнений в правильности определения dP/dt у «магнетаров», реальности их связи с остатками сверхновых, а также их высоких светимостей и магнитных полей был высказан в работе Бисноватого-Когана [247].

Эти трудности заставили ряд авторов обратиться к модели аккреции и на её основе попытаться объяснить основные особенности AXP и SGR (см., например, работу [248]). В этой модели необходимый источник энергии связывается с аккрецией окружающей плазмы на нейтронную звезду, обладающую стандартным магнитным полем $B \sim 10^{12}$ Гс. Кроме того, может работать другой механизм замедления вращения, и наблюдаемые изменения периода не связаны с магнито-дипольным излучением. При этом индекс торможения будет отличаться от значения $n = 3$, характерного для магнито-дипольной модели [249]. И действительно, по наблюдаемым параметрам [245] получается $n = 0,19$. Однако, как показывают оценки, аккреция из межзвёздной среды может обеспечить лишь светимость порядка 10^{32} эрг/с, а если аккреция связана с реликтовым диском, то его

время существования очень мало [250]. Ветер из второго компаньона мог бы объяснить наблюдаемую светимость при скорости аккреции порядка $10^{-11} M_{\odot}/\text{год}$ [237], однако, как уже говорилось, нет никаких указаний на существование компаньонов у АХР и SGR. Окружающая плазма безусловно существует около этих объектов и играет определённую роль в их замедлении и эволюции, но модель аккреции не может объяснить основные особенности «магнетаров»

Возможно, однако, описать наблюдаемый характер излучения АХР и SGR на основе предположения об одиночной нейтронной звезде с обычным магнитным полем [251].

Казбеги, Мачабели и Меликидзе [252] показали, что кроме поперечных электромагнитных волн в магнитосфере пульсара могут генерироваться дрейфовые волны. Они распространяются почти перпендикулярно к магнитному полю ($k_{\phi}/k_x \ll 1$). При малости параметров $\gamma\omega/\omega_B \ll 1$ и $u_x/c \ll 1$ и предположении $k_r = 0$ дисперсионное уравнение для этих волн имеет вид

$$\epsilon_{\phi\phi} = \frac{k_x^2 c^2}{\omega^2 - k_{\phi}^2 c^2}, \quad (51)$$

где

$$\epsilon_{\phi\phi} = 1 + \sum_i \frac{\omega_{pi}^2}{\omega} \int \frac{v_{\phi}/c}{\omega - k_{\phi} v_{\phi} - k_x u_x} \frac{df}{d\gamma} d\left(\frac{p_{\phi}}{mc}\right) \quad (52)$$

– продольно-продольный компонент диэлектрической проницаемости, а

$$u_x = \frac{v_{\phi} \gamma_r c}{\omega_B \rho} \quad (53)$$

– дрейфовая скорость. Суммирование по индексу i в уравнении (52) проводится по различным сортам частиц: электронам первичного пучка, а также позитронам и электронам вторичной плазмы. Анализ показал [252], что при условии $u_x^b/c \gg k_{\phi}/k_x$ основная частота, на которой генерируются дрейфовые волны, равна

$$\omega_0 = k_x u_x^b, \quad (54)$$

и, если $k_x^2 \ll \frac{\omega_p^2}{c^2 \gamma_p^3}$, инкремент этих волн описывается выражением

$$\Gamma = \text{Im} \omega \approx \left(\frac{n_b}{n_p} \right)^{1/2} \frac{\gamma_p^{3/2}}{\gamma_b^{1/2}} k_x u_x. \quad (55)$$

Величина инкремента очень мала. Действительно, если $\gamma_b \sim 10^6$ и $\gamma_p \sim 10$, то $\Gamma \sim 10^{-4} \omega_0$. Несмотря на это, дрейфовые волны, двигаясь поперёк магнитных силовых линий и находясь в резонансной области в течение длительного времени, за счёт взаимодействия с релятивистскими частицами достигают значительной амплитуды. Хотя такие частицы проходят через область взаимодействия очень быстро (за $10^{-3} + 10^{-2}$ с), им на смену постоянно приходят новые частицы, которые передают часть своей энергии волнам. Амплитуда волн увеличивается до тех пор, пока нелинейные процессы (например, индуцированное рассеяние волн на частицах плазмы) не начнут перераспределять энергию по спектру. При этом энергия волн перекачивается в область спектра, близкую к максимальной длине волны λ_{max} . Эта длина определяется поперечными размерами магнитосферы в области генерации волн. Оценки показывают, что этот процесс может протекать на периферии магнитосферы, и можно положить $\lambda_{\text{max}} \sim r_{\text{LC}} = cP/2\pi$.

Вектор электрического поля \mathbf{E} ($E_\varphi, 0, 0$) волны, распространяющейся поперёк магнитного поля пульсара, направлен вдоль этого поля, в то время как направление магнитного поля волны \mathbf{B} ($0, 0, B_r$) совпадает с осью r . Из уравнения Максвелла

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (56)$$

следует, что

$$B_r = E_\varphi \frac{kc}{\omega}. \quad (57)$$

Так как $kc/\omega \approx kc/k_x u_x \gg 1$, то $B_r \gg E_\varphi$. Таким образом, в этой области в основном возмущается r -компонент магнитного поля, что приводит к изменению кривизны магнитной силовой линии. В декартовой системе координат

$$\frac{dy}{dx} = \frac{B_y}{B_x}, \quad (58)$$

а кривизна силовой линии определяется формулой

$$K = \frac{1}{\rho} \left[1 + \left(\frac{dy}{dx} \right)^2 \right]^{-3/2} \frac{d^2y}{dx^2}. \quad (59)$$

Используя уравнение

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0 \quad (60)$$

и условие $k_r = 0$, в цилиндрической системе координат получим

$$K = \frac{B_\phi}{B} \frac{1}{r} - \frac{B_\phi^2}{B^2} \frac{1}{r} \frac{1}{B} \frac{\partial B}{\partial \phi}. \quad (61)$$

Изменение магнитного поля

$$B = (B_\phi^2 + B_r^2)^{1/2} \approx B_\phi \left(1 + \frac{B_r^2}{2B_\phi^2} \right) \quad (62)$$

пренебрежимо мало. Однако кривизна в данном случае равна

$$K \approx \frac{1}{r} \left(1 - k_\phi r \frac{B_r}{B_\phi} \right). \quad (63)$$

Если $k_\phi r \gg 1$, изменения K могут быть существенными. Поскольку излучение испускается вдоль касательной к локальному направлению магнитного поля, изменение его кривизны приводит к изменению направления распространения излучения.

Рассмотрим нейтронную звезду с малым углом β между осью её вращения и вектором магнитного момента μ (рис. 66). Излучение от такого объекта должно регистрироваться в течение почти всего периода. Если вследствие взаимодействия дрейфовых волн с релятивистскими частицами силовые линии возмущаются, дополнительно может появиться импульсный компонент. Эта часть излучения прежде проходила мимо наблюдателя (штриховая линия на рис. 66). Теперь она достигает наблюдателя (сплошная линия на том же рисунке). Период такого импульсного излучения равен периоду дрейфовых волн, и с помощью этого процесса можно объяснить явление «магнетара».

Тепловое излучение поверхности нейтронной звезды или её полярной шапки может давать вклад в наблюдаемый непрерывный компонент. Если распределение этого излучения имеет пространственный максимум, должна наблюдаться модуляция принимаемого излучения с периодом вращения нейтронной звезды, и такая модуляция была бы однозначным свидетельством в пользу рассматриваемой модели.

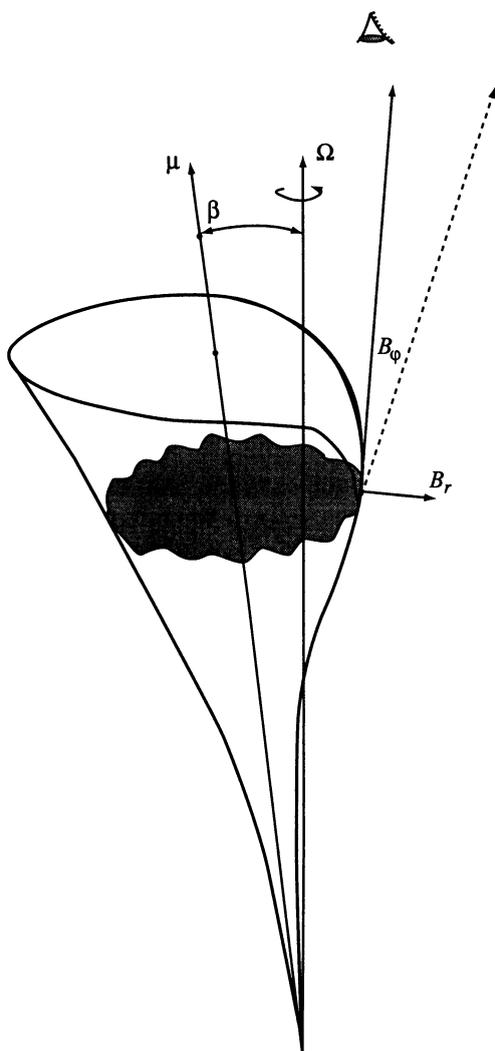


Рис. 66. Схема модели «магнетара»

Оценим тепловую и нетепловую светимости описанной звезды. Примем температуру её полярной шапки $T = 10^7$ К, что может быть связано с бомбардировкой поверхности вторичными позитронами. Светимость можно вычислить по формуле

$$L_T = \pi r_p^2 \sigma T^4 = \frac{2\pi^2 \sigma R^3 T^4}{cP}. \quad (64)$$

Здесь r_p – радиус полярной шапки, σ – постоянная Больцмана.

При $P = 0,1$ с $L_T = 3,8 \cdot 10^{33}$ эрг/с. Для оценки синхротронной светимости воспользуемся формулой (42) и при $\gamma_b \sim 10^6 \div 10^7$, $P = 0,1 \div 0,2$, производной периода порядка $10^{-13} \div 10^{-12}$ и $\gamma_p = 3$ получим $L_s \sim 10^{30} \div 10^{35}$ эрг/с.

Наблюдатель может принимать или только непрерывное излучение или кроме него также импульсную составляющую, обусловленную дрейфовыми волнами. Проведём теперь оценки для этой модулированной части излучения.

Период следования наблюдаемых импульсов будет определяться в рассматриваемой модели периодом дрейфовых волн:

$$P_{dr} = \frac{2\pi}{\omega_{dr}} = \frac{2\pi}{k_x u_x^b} = \frac{\lambda_{dr}}{u_x^b}. \quad (65)$$

Как уже отмечалось, максимальное значение длины волны определяется поперечным размером магнитосферы и может быть положено равным $\lambda_{max} = cP/2\pi$. Принимая для радиуса кривизны величину $\rho = cP/2\pi$ и используя уравнения (53) и (54), получим

$$P_{dr} = \frac{eBP^2}{4\pi^2 mc\gamma_b}. \quad (66)$$

Для обеспечения наблюдаемого значения периода импульсов порядка 10 с необходимо выполнить следующее условие:

$$BP^2 = 22,45 \text{ Гс} \cdot \text{с}^2. \quad (67)$$

Здесь принято $\gamma_b = 10^6$. Если магнитное поле имеет дипольную структуру и величину на поверхности нейтронной звезды $B \sim 10^{12}$ Гс, то на расстояниях порядка 1000 R_* оно будет порядка 1000 Гс. Период вращения такой звезды согласно условию (67) должен быть равен $P = 0,15$ с. Следовательно, явление «магнетара» можно объяснить «нормальным» магнитным полем, если в этом объекте существуют дрейфовые волны на периферии магнитосферы. При периоде вращения нейтронной звезды порядка 2 с период дрейфовых волн будет того же порядка. В этом случае может наблюдаться дрейф субимпульсов [252].

Вычисления были проведены для максимального значения длины дрейфовой волны. Однако спектральная энергия дрейфовых волн с меньшими длинами оказывается намного меньше, чем энергия моды с $P = P_{dr}^{max}$.

Равенство (66) позволяет также связать наблюдаемую производную периода dP_{dr}/dt с реальной скоростью увеличения периода вращений dP/dt :

$$dP_{dr} / dt = \frac{eBPdP/dt}{2\pi^2 mc\gamma_b}. \quad (68)$$

Для принятых значений параметров

$$dP/dt = 7,48 \cdot 10^{-3} dP_{dr} / dt. \quad (69)$$

Наблюдаемая величина $dP_{dr}/dt \sim 10^{-10}$ будет достигаться при $dP/dt = 7,48 \cdot 10^{-13}$. Такие производные периода характерны для ряда молодых пульсаров типа пульсара в Крабе.

Оценим индекс торможения «магнетаров» в рамках описанной модели. Этот параметр может быть вычислен по наблюдаемым характеристикам:

$$n = 2 - \frac{Pd^2P/dt^2}{(dP/dt)^2}. \quad (70)$$

Используя равенство (66) для вычисления периода вращения и его производных, получим

$$n = 3 - 2 \frac{P_{dr} d^2 P_{dr} / dt^2}{(dP_{dr} / dt)^2}. \quad (71)$$

Известен только один «магнетар» (SGR 1900+14) с измеренным значением d^2P/dt^2 [245]¹⁷. По данным наблюдений с 12 декабря 1998 г. по июль 1999 г. получено:

$$\begin{aligned} P &= 5,16 \text{ с}, \\ dP/dt &= 1,23 \cdot 10^{-10} \text{ с/с}, \\ d^2P/dt^2 &= 0,53 \cdot 10^{-20} \text{ с/с}^2. \end{aligned}$$

Эти параметры приводят к значению $n = -0,61$. Отрицательное значение n было получено также и для короткопериодических пульсаров [172] с $P < 0,1$ с. Для них требуется механизм торможения, отличный от магнито-дипольного, дающего $n = 3$.

Потери вращательной энергии нейтронной звезды

$$dE/dt = \frac{4\pi^2 I dP/dt}{P^3} \quad (72)$$

¹⁷ Величины d^2v/dt^2 , полученные для 1RXS1708–4009 и 1E2259,1+586 [253], не описывают вековые изменения периода вращения, а характеризуют его восстановление после скачка периода.

при $P = 0,15$ с и $dP/dt = 7,5 \cdot 10^{-13}$ составляют порядка 10^{37} эрг/с. Эти потери вполне достаточны, чтобы обеспечить рентгеновские светимости AXP и SGR и снабжение релятивистскими частицами окружающих остатков сверхновых.

Для тех же значений параметров полная энергия вращения

$$E = \frac{I\Omega^2}{2} \quad (73)$$

оказывается порядка 10^{48} эрг. Такой резервуар способен произвести 10^4 гамма-всплесков со средней энергией $\sim 10^{44}$ эрг.

Из формулы (47) следует, что при $P = 0,15$ с и $(dP/dt)_{-15} = 748$ все нейтронные звёзды, доступные наблюдателю, будут давать обнаружимое рентгеновское излучение с расстояний до 100 кпк.

Стабильность дрейфовых волн, конечно, будет намного хуже, чем стабильность вращения нейтронной звезды. Поэтому следует ожидать ббльших фазовых флуктуаций у AXP и SGR, чем у нормальных пульсаров. Существует ряд наблюдений, подтверждающих это предсказание (см., например, результаты исследований AXP IRXS J170849,0–4009 и 1E 2259+586 [254]). Спектральная деталь в RBS 1223 [242], соответствующая основному периоду импульсов 5,16 с, в согласии с предсказаниями описанной модели также оказывается размытой и изрезанной.

Радиоизлучение исследуемых объектов должно генерироваться вблизи светового цилиндра рассмотренными выше механизмами. Радиопульсары с $P > 5$ с, в частности PSR J2144–3983 [255], по-видимому также описываются предложенной моделью, т.е. их наблюдаемые периоды являются «фиктивными» P_{dr} , а период вращения нейтронной звезды в них $P \ll P_{dr}$.

Условие малости угла β объясняет малое количество пульсирующих объектов с $P_{obs} > 5$ с. Действительно, из тысячи с лишним радиопульсаров примерно 1/9 должна иметь $\beta < 10^\circ$ (при равномерном распределении образующихся пульсаров по углу β), из них около 10% будет обладать периодом $P \approx 0,1$ с. Следовательно, на 1400 известных радиопульсаров должно приходиться примерно 15 объектов со свойствами «магнетаров», что хорошо согласуется с современными наблюдательными данными.

Проведённые в этом разделе оценки действительно показывают, что предложенная модель описывает в общих чертах явление «магнетара».

ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Проведённые исследования позволяют в общих чертах описать радиопульсар.

В его основании находится нейтронная звезда с сильным магнитным полем (порядка 10^{12} Гс в пульсарах с периодами вращения $P \geq 0,1$ с и $\sim 10^8$ Гс в раскрученных пульсарах с $P < 0,1$ с). Торможение вращения за счёт различных механизмов приводит к высвобождению энергии, которая обеспечивает все процессы, протекающие внутри звезды и в её магнитосфере, включая развитие плазменных неустойчивостей и излучение во всех диапазонах электромагнитного спектра. Этот источник энергии одинаков для всех радиопульсаров. Он приводит к генерации мощных электрических полей, вызывающих вырывание заряженных частиц с поверхности нейтронной звезды и их ускорение до релятивистских скоростей. Анализ наблюдаемых профилей свидетельствует о неоднородном (уменьшающемся к краям полярной шапки) электрическом поле в зоне ускорения. Действительно, численные расчёты показывают (рис. 67 [100, 136]), что при однородном в пределах полярной шапки электрическом поле профили получаются с очень крутыми внешними крыльями, в то время как при спадающем к краям шапки поле они имеют вид, близкий к наблюдаемым формам.

Релятивистские заряды испускают в искривлённом магнитном поле гамма-кванты, которые, распадаясь в таком поле на электрон и позитрон, приводят к появлению вторичной плазмы. Этот процесс считается базовым во всех рассматривавшихся до сих пор моделях радиопульсаров. В результате образуется двухкомпонентная плазма, и именно она определяет специфику магнитосферы пульсара. В частности, перестройка функции распределения может обеспечить переключение мод [256], а выключение основного процесса образования пар приводит к нуллингу – замиранию наблюдаемого радиоизлучения.

Микроструктура наблюдаемого профиля может быть связана с микрорельефом поверхности нейтронной звезды [140] или

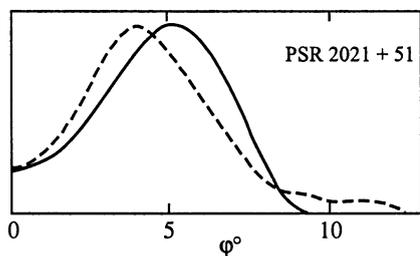
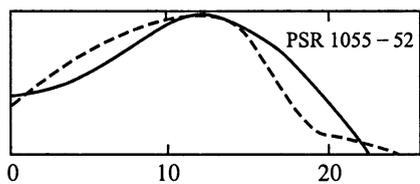
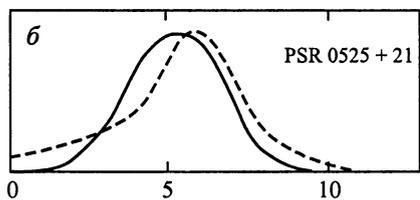
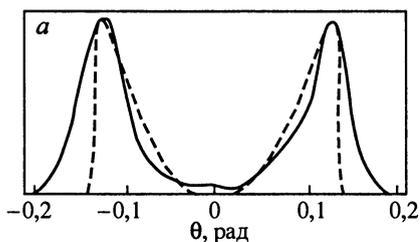


Рис. 67. Сравнение наблюдаемых (сплошные линии) профилей с модельными (штриховые линии), вычисленными в предположении об однородном в пределах полярной шапки электрическом поле [136] (а) и для поля, спадающего к краям шапки [100] (б)

к поверхности нейтронной звезды. В этом случае должно наблюдаться запаздывание высокочастотного импульса по отношению к импульсу на низких частотах. Эффект абберации и ретардации действительно был нами обнаружен у пульсара PSR B0329+54 [259]. Центр тяжести среднего профиля этого пульсара смещает-

с тонкой структурой плазменных неоднородностей. Дрейф субимпульсов можно объяснить вращением неоднородной области формирования излучения относительно нейтронной звезды [91] или дрейфовыми волнами в магнитосфере пульсара [252].

Образовавшаяся вблизи поверхности анизотропная плазма, распространяясь в магнитосфере пульсара, инициирует развитие плазменных неустойчивостей. В известных нам работах исследованы ленгмюровская [91, 132, 257, 258], изгибно-плазменная [126], циклотронная и черенковская [106] неустойчивости. Каждая из них может вносить свой вклад в генерацию наблюдаемого излучения. Общей особенностью для всех типов неустойчивостей является то, что их развитие, достаточное для наблюдаемых проявлений, происходит на расстояниях от поверхности нейтронной звезды $r \sim 10^8 + 10^9$ см.

В пульсарах с $P \sim 1$ с соответствующие уровни находятся глубоко в магнитосфере ($r \ll \ll r_{LC}$). Такие объекты описываются моделью полярной шапки, и в них генерация излучения с более высокими частотами происходит ближе

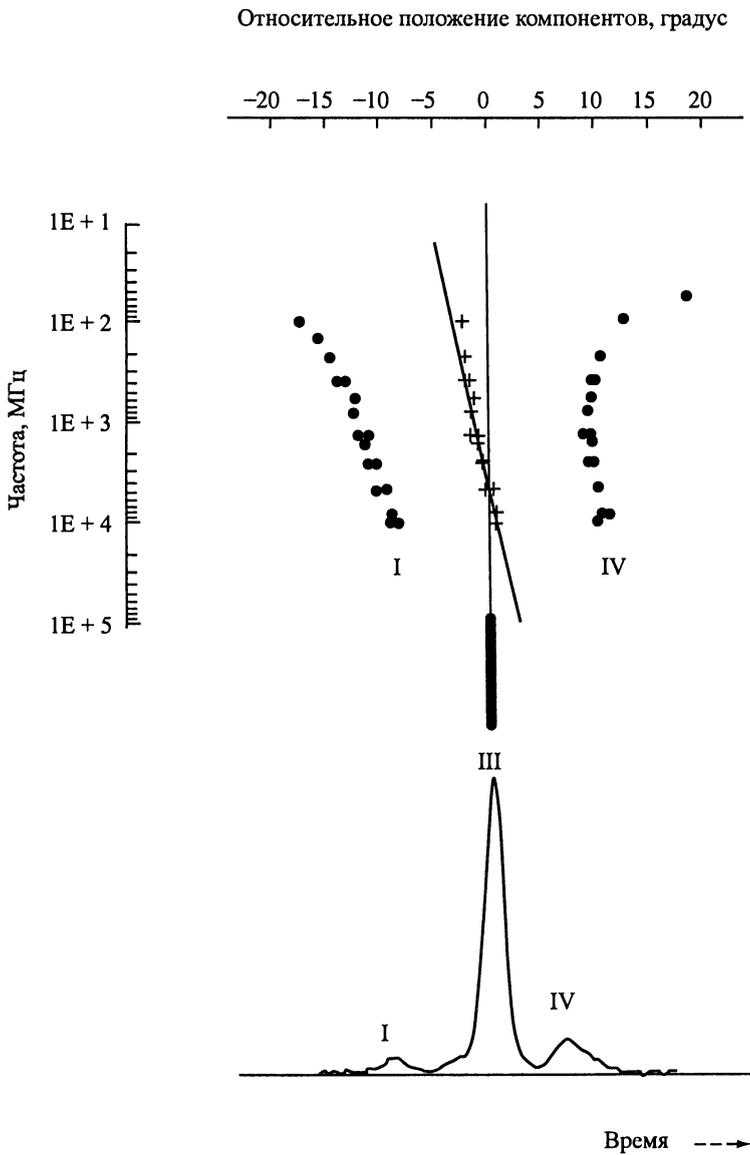


Рис. 68. Положение боковых компонентов I и IV (кружки) и их центра симметрии (крестики) относительно центрального компонента на разных частотах в среднем профиле пульсара PSR B0329+54. Схематично показано более низкое расположение области генерации центрального компонента. Представлен средний профиль импульса на частоте 103 МГц

ся с изменением частоты, указывая на формирование низкочастотных импульсов на больших высотах в магнитосфере (рис. 68).

В быстрых пульсарах ($P < 0,1$ с) развитие неустойчивостей происходит вблизи границы магнитосферы ($r \sim r_{LC}$). В отличие от долгопериодических пульсаров в этих объектах не должно быть эффекта ретардации. Действительно, как показали наблюдения PSR B1937+21, временное запаздывание импульсов на частотах от 0,3 до 1,4 ГГц отсутствует [260]. При этом всё излучение на этих частотах должно генерироваться вблизи светового цилиндра при различии уровней генерации крайних частот $\Delta r \leq 2$ км. Генерируемое в этих областях радиоизлучение может свободно выходить из пульсара.

Взаимодействие возбуждаемых волн с релятивистскими частицами во внешних слоях магнитосферы приводит к появлению у частиц заметного питч-угла и испусканию ими синхротронного излучения. Вычисления показывают, что соответствующие частоты попадают в оптический [261] и рентгеновский [229] диапазоны. Таким способом естественно объясняется наблюдаемое в пульсарах с короткими периодами излучение вне радиодиапазона и ряд их других особенностей.

Синхротронная модель позволяет также описать пекулярные объекты типа Геминги [262] и пульсары с уплощением спектра на высоких радиочастотах [49], а также понять различия объектов внутри популяции быстрых пульсаров.

Вблизи светового цилиндра может играть роль синхротронная неустойчивость [263], приложение которой к физике пульсаров остаётся неисследованным, а также может проявляться специфика синхротронного механизма, свойственная случаю малых питч-углов [264].

* * *

Важнейшим параметром, определяющим свойства радиопулсара, помимо его периода, оказывается угол β между осью вращения и магнитным моментом нейтронной звезды. Для углов $\beta \sim 90^\circ$ при одинаковой активности областей вблизи магнитных полюсов должен наблюдаться интеримпульс, а в случае малых углов $\beta (< 10^\circ)$ кроме возможного интеримпульса следует ожидать появления межимпульсного излучения и заметного уширения главного импульса. К таким пульсарам относится по-видимому PSR B0826-34.

В пульсарах с короткими периодами ($P \leq 0,1$ с) и малыми углами $\beta (< 10^\circ)$ возможно проявление дрейфовых волн на периферии магнитосферы, что приводит к феномену «магнетара».

* * *

В ряде мест отдельные формулы и выражения повторяются, чтобы не вынуждать читателя обращаться к другим главам книги и сделать восприятие приводимой информации более удобным.

* * *

В предисловии подчеркивалось, что предлагаемую книгу следует рассматривать как избранные главы из науки о пульсарах. Помимо уже упоминавшихся и оставшихся за пределами книги вопросов, в ней вообще не обсуждались проблемы ускорения частиц за границей магнитосферы, не затрагивалось происхождение туманностей, связанных с пульсарным ветром, взаимодействие нейтронных звёзд с окружающими их остатками сверхновых. Автор сознательно не касался вопросов рассеяния импульса в межзвёздной среде и мерцаний пульсаров на неоднородностях плазмы между источником и наблюдателем. Выпало из книги рассмотрение обычных рентгеновских пульсаров и вообще двойных систем, включающих в себя нейтронные звёзды. Обсуждение этих проблем предполагает привлечение других областей физики (в частности, гидродинамики, взаимодействия излучения с веществом, распространения волн в случайных средах и др.), что, во-первых, сделало бы объём книги непомерно большим, а, во-вторых, заставило бы автора пересказывать результаты, полученные в сферах, где его вклад отсутствует или является минимальным. Поэтому здесь он ограничился рассмотрением основных физических процессов внутри магнитосферы пульсара и описанием её геометрии в свете собственных работ и тех результатов, что делают изложение в какой-то мере полным и законченным.

Следует однако подчеркнуть, что исследование двойных систем, представляющее собой самостоятельную задачу, очень важно и для понимания природы и эволюции радиопулсаров. Действительно, для решения проблемы пульсара необходимо знать распределения начальных периодов, скоростей, магнитных полей и углов между осью вращения и магнитным моментом, которые могут быть получены в результате изучения двойных систем. Кроме того, как было показано в гл. IV, процессы аккреции, протекавшие на стадии двойственности, могут быть существенными для замедления вращения нейтронной звезды и после распада системы. В связи с этим отметим одну из пионерских работ Бисноватого-Когана и Комберга [265], в которой анализируются процессы раскрутки нейтронной

звезды, входящей в двойную систему, и ослабления её магнитного поля вследствие аккреции вещества из второго компаньона. Авторы сделали, в частности, вывод о том, что рассмотренная модель допускает образование системы, состоящей из двух нейтронных звёзд. Недавно открытый двойной пульсар J0737–3039 [266] свидетельствует о правильности основных выводов, следующих из этой модели.

* * *

Здесь уместно упомянуть, что кроме двух компактных звёздных конфигураций – белых карликов и нейтронных звёзд, в последнее время для описания некоторых особенностей пульсаров привлекаются «странные звезды» – объекты, внутри которых или на их поверхности присутствует кварковая материя. Так, в работах [267, 268] такие звёзды использованы для объяснения феномена «магнетара». В первой из них предлагается рассмотреть гравитационный коллапс пульсара в странную звезду. Выделяемая при таком коллапсе энергия оказывается достаточной, чтобы объяснить происхождение коротких гамма-всплесков, пекулярную форму остатков сверхновых вокруг AXP и SGR и необычно большие скорости этих объектов. Усов использовал для описания гигантских гамма-всплесков в SGR 0526–66 и 1900+14 модель кварковой поверхности, разогреваемой столкновениями с массивными кометообразными объектами. Само существование свободного кваркового вещества остаётся проблематичным, а указанные выше модели слабо разработаны, и мы их не рассматривали.

* * *

Говоря о нестандартных моделях для описания пульсаров, мы должны признать, что в настоящее время, по-видимому, становится неизбежным вывод о необходимости применения новых физических принципов, по крайней мере, на космологических масштабах. Действительно, свой вызов естествоиспытателям посылает «тёмная материя» – вещество, не наблюдаемое ни в одном из электромагнитных диапазонов, но проявляющееся в динамике галактик и их скоплений. До сих пор остаётся неясной природа «тёмной энергии» (Λ -члена в уравнении Эйнштейна). Наблюдения показывают, что около 70% материи во Вселенной связано с этой составляющей, приводящей к «отрицательной гравитации». Современная физика не даёт ответа на вопрос о возможном составе тёмной материи и тёмной энергии.

В этой связи заслуживает внимания теория Ю.А. Баурова, изложенная в монографии [269]. Исходя из самых общих предпосылок, автор пришёл к выводу о существовании элементарных частиц материи (названных им бюонами) с «врождённым» векторным потенциалом A_r . Из бюонов можно сконструировать все известные микрочастицы. Оказалось, что влияние A_r проявляется в лабораторных опытах с пульсирующим излучением плазмотрона [270] и в экспериментах по измерению скорости β -распада [271]. На основе этих экспериментов можно определить направление космологического потенциала. Во второй экваториальной системе координат прямое восхождение A_r равно $293^\circ \pm 10^\circ$, склонение $36^\circ \pm 10^\circ$. Совершенно очевидно, что в пространстве, заполненном плазмой и магнитными полями, влияние векторного потенциала $A_r = 1,95 \cdot 10^{11}$ Гс · см должно быть существенным.

Первые оценки анизотропии пространственных скоростей пульсаров показали [272], что они сосредоточены в основном в конусе вокруг A_r . К сожалению, лишь у 100 из известных 1400 пульсаров есть определения тангенциальных скоростей, и эта работа должна быть продолжена в будущем. Поскольку сам радиопульсар представляет собой объект с очень сильным магнитным полем (настоящий «плазмотрон»), в нём должно быть существенным влияние A_r . Соответствующие вопросы остаются совершенно неисследованными, хотя их важность как для проверки теории Баурова, так и (в случае, если она верна) для понимания процессов, наблюдаемых в пульсарах, не вызывает сомнений.

* * *

Изложенные в книге материалы показывают, что, если в общих чертах феномен пульсара можно считать изученным, то большое число конкретных процессов и явлений остаётся в начальной стадии своего исследования и требует приложения новых творческих сил. Автор надеется на то, что его книга заинтересовала молодые умы, и, значит, можно быть уверенным в окончательном решении проблемы радиопульсаров в недалёком будущем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hewish A., Bell S.J., Pilkington J.D.H., Scott P.F., Collins R.A. Observation of a rapidly pulsating radio source // *Nature*. 1968. V. 217. P. 709–713.
2. Алексеев Ю.И., Виткевич В.В., Журавлев В.Ф., Соломин Н.С., Цыганков П.Д., Шитов Ю.П. Наблюдения за радиоизлучением пульсара в метровом диапазоне волн на ДКР-1000 // *Астрон. цирк*. 1968. № 476. С. 3–5.
3. Hobbs G., Manchester R., Teoh A., Hobbs M. The ATNF pulsar catalogue// *Astro-ph/0309219*.
4. Смит Ф.Г. Пульсары. М.: Мир, 1979.
5. Сулейманова С.А., Извекова В.А. Обнаружение двух мод излучения PSR 0943+10 на метровых волнах // *Астрон. ж*. 1984. Т. 61. С. 53–59.
6. Davies J.D., Lyne A.G., Smith F.G., Izvekova V.A., Kuzmin A.D., Shitov Yu.P. The magnetic field structure of PSR 0809+74 // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc*. 1984. V. 211. P. 57–68.
7. Gil J.A., Jessner A., Kijak J., Kramer M., Malofeev V., Malov I., Seiradakis J.H., Sieber W., Wielebinski R. Multifrequency study of PSR 1822–09 // *Astron. Astrophys*. 1994. V. 282. P. 44–53.
8. Hankins T.H., Kern J.S., Weatherall J.C., Eilek J.A. Nanosecond radio bursts from strong plasma turbulence in the Crab pulsar // *Nature*. 2003. V. 422. P. 141–143.
9. Radhakrishnan V., Cooke D.J., Komesaroff M.M., Morris D. Evidence in support of a rotational model for the pulsar PSR 0833–45// *Nature*. 1969. V. 221. P. 443–446.
10. Алексеев Ю.И. Поляризационные характеристики радиоизлучения пульсаров CP 0950 и CP 1133 на волне 3,5 м // *Изв. высш. учеб. заведений. Радиофизика*. 1973. Т. 16. С. 762–764.
11. Manchester R.N., Hamilton P.A., McCulloch P.M. Polarization characteristics of southern pulsars – III. 1612 MHz observations // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc*. 1980. V. 192. P. 153–177.
12. Manchester R.N., Taylor J.H., Huguenin G.R. Frequency dependence of pulsar polarization // *Astrophys. J*. 1973. V. 179. P. L7.
13. Алексеев Ю.И. Результаты измерения поляризации субимпульсов в радиоизлучении пульсара CP 1133 на волне 3,5 м // *Астрон. Цирк*. 1971. № 655. С. 1–2.
14. Graham D.A. Circular components of polarization in pulsar radiation// *Nature*. 1971. V. 229. P. 326–327.
15. Lyne A.G., Manchester R.N., Taylor J.H. The galactic population of pulsars// *Mon. Not. Roy. Astron. Soc*. 1985. V. 213. P. 613–639.
16. Manchester R.N., Taylor J.H. Observed and derived parameters for 330 pulsars// *Astron. J*. 1981. V. 86. P. 1953–1973.
17. Manchester R.N., Wellington K.J., McCulloch P.M. New observations of HI-absorption for pulsars// *Pulsars. IAU Symp. No. 95*. 1981. P. 445–448.
18. Weisberg J.M., Rankin J.M., Boriakoff V. Neutral hydrogen absorption measurements of ten pulsars and the electron density in the galactic plane// *Astron. Astrophys*. 1987. V. 186. P. 307–311.

19. Clifton T.R., Frail D.A., Kulkarni S.R., Weisberg J.M. Neutral hydrogen absorption observations toward high-dispersion measure pulsars// *Astrophys. J.* 1988. V. 333. P. 332–340.
20. Salter M.J., Lyne A.G., Anderson B. Measurements of the trigonometric parallax of pulsars // *Nature*. 1979. V. 280. P. 477–478.
21. Backer D.C., Sramek R.A. Pulsar astrometry// *Pulsars. IAU Symp. No. 95.* 1981. P. 205–206.
22. Taylor J.H., Gwinn C.R., Weisberg J.M., Rawley L.A. Pulsar astrometry// *Very long baseline interferometry.* 1984. IAU Symp. No. 110. P. 347–353.
23. Артюх В.С., Пынзарь А.В., Смирнова Т.В., Удадьцов В.А. Определение расстояния до пульсара 1937+214// *Астрон. ж.* 1984. Т. 61. С. 515–520.
24. Green D.A. Statistical studies of supernova remnants// *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1984. V. 209. P. 449–478.
25. McConnell D., McCulloch P.M., Hamilton P.A., Ables J.G., Hall P.J., Jacka C.E., Hunt A.G. Radio pulsars in the Magellanic Clouds // *Ibid.* 1991. V. 249. P. 654–657.
26. Lyne A.G., Anderson B., Salter M.J. The proper motions of 26 pulsars // *Ibid.* 1982. V. 201. P. 503–520.
27. Cordes J.M. Space velocities of radio pulsars from interstellar scintillations // *Astrophys. J.* 1986. V. 311. P. 183–196.
28. Tamman G.A. 1982 // *Supernovae: A survey of current research / Eds. Rees M.J., Stoneham R.J. Reidel, Dordrecht, Holland.* P. 371.
29. Clark D.H., Caswell J.L. A study of galactic supernova remnants, based on Molonglo–Parkes observational data // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1976. V. 174. P. 267–305.
30. Robinson B.J., Manchester R.N., Whiteoak J.B., Sanders D.B., Scowille N.Z., Clemens D.P., McCutcheon W.H., Solomon P.M. The distribution of CO in the Galaxy for longitudes 294° to 86° // *Astrophys. J.* 1984. V. 283. P. L31–L35.
31. Possenti A., Cerutti R., Colpi M., Mereghetti S. Re-examining the X-ray versus spin-down luminosity correlation of rotation powered pulsars// *Astron. Astrophys.* 2002. V. 387. P. 993.
32. Lyne A.G., Smith F.G., Graham D.A. Characteristics of the radio pulses from the pulsars // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1971. V. 153. P. 337–382.
33. Cole T.W., Hess H.K., Page C.G. Long term variations of pulsar intensities // *Nature*. 1970. V. 225. P. 712–713.
34. Helfand D.J., Fowler L.A., Kuhlman J.V. Pulsar flux observations: long term intensity and spectral variations // *Astron. J.* 1977. V. 82. P. 701–705.
35. Davies J.G., Horton P.W., Lyne A.G., Rickett B.J., Smith F.G. Pulsating radio source at $\alpha = 19^{\text{h}}19^{\text{m}}$, $\delta = +22^{\circ}$ // *Nature*. 1968. V. 217. P. 910–912.
36. Hankins T.H. Microsecond intensity variations in the radio emission from CP 0950 // *Astrophys. J.* 1971. V. 169. P. 487–494.
37. Hankins T.H., Boriakoff V. Submicrosecond time resolution observation of PSR 0950+08 // *Nature*. 1978. V. 276. P. 45–47.
38. Манчестер Р., Тейлор Дж. Пульсары. М.: Мир. 1980.
39. Kuzmin A.D., Malofeev V.M., Shitov Yu.P., Davies J.G., Lyne A.G., Rowson B. Spectra of nine pulsars at 61–1420 MHz // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1978. V. 185. P. 441–449.
40. Брук Ю.М., Дэвис Д.Г., Кузьмин А.Д., Лайн А.Г., Малофеев В.М., Ровсон Б., Устименко Б.Ю., Шитов Ю.П. Спектры радиоизлучения пяти пульсаров в диапазоне 17–1420 МГц // *Астрон. ж.* 1978. Т. 55. С. 1031–1039.

41. *Sutton J.M.* Scattering of pulsar radiation in the interstellar medium // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1971. V. 155. P. 51–64.
42. *Малофеев В.М.* Исследование спектров радиоизлучения пульсаров. Диссертация на соискание уч. ст. канд. ф.-м. н. М.: ФИАН, 1981.
43. *Robinson B.J., Cooper C., Gardiner F.F., Wielebinski R., Landecker T.L.* Measurements of the pulsed radio source CP 1919 // *Nature.* 1968. V. 218. P. 1143–1145.
44. *Sieber W.* Pulsar spectra: a summary // *Astron. Astrophys.* 1973. V. 28. P. 237–252.
45. *Малофеев В.М.* Каталог радиоспектров пульсаров. Пуццино. 1999.
46. *Kramer M., Xilouris K.M., Lorimer D.R., Doroshenko O., Jessner A., Wielebinski R., Wolszczan A., Camilo F.* The characteristics of millisecond pulsar emission. I. Spectra, pulse shapes, and the beaming fraction // *Astrophys. J.* 1998. V. 501. P. 270–285.
47. *Toscano M., Bailes M., Manchester R.N., Sandhu J.S.* Spectra of southern pulsars // *Ibid.* V. 506. P. 863–867.
48. *Izvekova V.A., Kuzmin A.D., Malofeev V.M., Shitov Yu.P.* Radio spectra of pulsars. I. Observations of flux densities at meter wavelengths and analysis of the spectra // *Astrophys. Space Sci.* 1981. V. 78. P. 45–72.
49. *Kramer M., Jessner A., Doroshenko O., Wielebinski R.* Observations of pulsars at 7 millimeters // *Astrophys. J.* 1997. V. 488. P. 364.
50. *Малофеев В.М.* Измерение и анализ энергетических характеристик радиоизлучения пульсаров. Диссертация на соискание уч. ст. докт. ф.-м. н. М.: ФИАН, 1999.
51. *Малофеев В.М., Малов И.Ф.* Средние спектры пульсаров и интерпретация их особенностей // *Астрон. ж.* 1980. Т. 57. С. 90–106.
52. *Narayan R., Vivekanand M.* Geometry of pulsar beams: Relative orientations of rotation axis, magnetic axis, and line of sight // *Astron. Astrophys.* 1982. V. 113. P. L3–L6.
53. *Biggs J.D.* Meridional compression of radio pulsar beams // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1990. V. 245. P. 514.
54. *Perry T.E., Lyne A.G.* Unpulsed radio emission from pulsars // *Ibid.* 1985. V. 212. P. 489–496.
55. *Смирнова Т.В., Шабанова Т.В.* Межпульсное радиоизлучение пульсаров // *Труды ФИАН.* Т. 199. Пульсары. М. 1989. С. 68–82.
56. *Manchester R.N., Taylor J.H.* Observed and derived parameters for 330 pulsars // *Astron. J.* 1981. V. 86. P. 1953–1973.
57. *Graham-Smith F.* The radio emission from pulsars // *Rep. Prog. Phys.* 2003. V. 66. P. 173–238.
58. *Malofeev V.M., Gil J.A., Jessner A., Malov I.F., Seiradakis J.H., Sieber W., Wielebinski R.* Spectra of 45 pulsars // *Astron. Astrophys.* 1994. V. 285. P. 201–208.
59. *Малов И.Ф., Малофеев В.М.* О природе высокочастотных изломов в спектрах пульсаров // *Астрон. ж.* 1991. Т. 91. С. 362–372.
60. *Kuzmin A.D., Malofeev V.M., Izvekova V.A., Sieber W., Wielebinski R.* A comparison of high-frequency and low-frequency characteristics of pulsars // *Astron. Astrophys.* 1986. V. 161. P. 183–194.
61. *Малов И.Ф., Малофеев В.М., Сень Д.С.* Наблюдаемые интегральные радиосветимости 232 пульсаров // *Астрон. ж.* 1994. Т. 71. С. 762–767.
62. *Кузьмин А.Д.* Сравнительный анализ интегральных радиосветимостей нормальных и миллисекундных пульсаров // *Астрон. ж.* 2002. Т. 79. С. 501–509.

63. *Foster R.S., Fairhead L., Backer D.C.* A spectral study of four millisecond pulsars // *Astron. Astrophys.* 1991. V. 378. P. 687–695.
64. *Kuzmin A.D., Losovsky B.Ya.* No low-frequency turn-over in the spectra of millisecond pulsars // *Ibid.* 2001. V. 368. P. 230–238.
65. *Sieber W., Seiradakis J.H.* Radio sources in the neighbourhood of the millisecond pulsar PSR 1937+214 // *Ibid.* 1984. V. 130. P. 257–268.
66. *Малов И.Ф.* Спектры короткопериодических пульсаров в свете гипотезы о двух типах пульсаров // *Астрон. ж.* 1985. Т. 62. С. 608–609.
67. *Малов И.Ф.* О синхротронных спектрах короткопериодических пульсаров // *Астрон. ж.* 2001. Т. 78. С. 165–171.
68. *Taylor J.H., Manchester R.N., Lyne A.G., Camilo F.* Catalog of 706 pulsars // 1995. Unpublished work.
69. *Sun X.H., Han J.L.* Pulsar motions in our Galaxy // *Astro-ph / 0402282.* 2004.
70. *Малов И.Ф., Сулейманова С.А.* Два типа пульсаров? // *Астрофизика.* 1982. Т. 18. С. 107–118.
71. *Srinivasan G., Dwarakanath K.S.* A new look at the birthrate of supernova remnants // *J. Astrophys. Astron.* 1982. V. 3. P. 351–361.
72. *Landau L.* Zur Sterntheorie // *Physik Zeits. Soviet Union.* 1932. V. 1. P. 285–289.
73. *Baade W., Zwicky F.* On neutron stars // *Proc. Nat. Acad. Sci.* 1934. V. 20. P. 254–271.
74. *Oppenheimer J.R., Volkoff G.M.* On massive neutron cores // *Phys. Rev.* 1939. V. 55. P. 374–381.
75. *Trumper J., Pletsch W., Reppin C. et al.* Evidence for strong cyclotron line emission in the hard X-ray spectrum of Hercules X-1 // *Astrophys. J. Lett.* 1978, V. 219, P. L105–L110.
76. *Wheaton W.A., Doty J.P., Primini P.A. et al.* An absorption feature in the spectrum of the pulsed hard X-ray flux from 4U0115+63 // *Nature* 1979. V. 282. P. 240–243.
77. *Баушев А.Н., Бисноватый-Коган Г.С.* Циклотронное излучение анизотропных релятивистских электронов в рентгеновских пульсарах // *Астрон. ж.* 1999. Т. 76. С. 283–288.
78. *Strickman M.S., Kurfess J.D., Johnson M.M.* A transient 77 keV emission feature from the Crab pulsar // *Astrophys. J.* 1982. V. 253. P. 123–127.
79. *Pacini F.* Energy emission from a neutron star // *Nature* 1967. V. 216. P. 567–568.
80. *Голд Т.* Вращающиеся нейтронные звезды как источники пульсирующего радиоизлучения // *Пульсары / Под ред. В.В. Виткевича. М.: Мир, 1971. С. 163–167.*
81. *Goldreich P., Julian W.H.* Pulsar electrodynamics // *Astrophys. J.* 1969. V. 157. P. 869–882.
82. *Holloway N.J.* P-N junctions in pulsar magnetosphere? // *Nature Phys. Sci.* 1973. V. 246. P. 6–9.
83. *Michel F.C.* Theory of pulsar magnetospheres // *Rev. Mod. Phys.* 1981. V. 54. P. 1–66.
84. *Ostriker J.P., Gunn J.E.* On the nature of pulsars // *Astrophys. J.* 1969. V. 157. P. 1395–1417.
85. *Шапиро С., Тьюколски С.* Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды. М.: Мир, 1985.
86. *Sturrock P.A.* Pulsar Radiation Mechanisms // *Nature.* 1970. V. 227. P. 465–470.

87. *Sturrock P.A.* A model of pulsar // *Astrophys. J.* 1971. V. 164. P. 529–556.
88. *Radhakrishnan V.* Fifteen months of pulsar astronomy // *Proc. Astron. Soc. Austral.* 1969. V. 1. P. 254–263.
89. *Komesaroff M.M.* Possible mechanism for the pulsar radio emission. *Nature.* 1970. V. 225. P. 612–614.
90. *Erber T.* High-energy electromagnetic conversion processes in intense magnetic fields // *Rev. Mod. Phys.* 1966. V. 38. P. 626–659.
91. *Ruderman M.A., Sutherland P.G.* Theory of pulsars: polar gaps, sparks, and coherent microwave radiation // *Astrophys. J.* 1975. V. 196. P. 51–72.
92. *Bludman S.A., Watson K.M., Rosenbluth M.M.* Statistical mechanics of relativistic streams. II // *Phys. Fluids.* 1960. V. 3. P. 747–757.
93. *Deshpande A.A., Rankin J.M.* Pulsar magnetospheric emission mapping: Images and implications of polar cap weather // *Astrophys. J.* 1999. V. 524. P. 1008–1113.
94. *Извекова В.А., Малов И.Ф., Малофеев В.М.* О применимости к пульсарам модели полого конуса // *Письма в Астрон. ж.* 1977. Т. 3. С. 442–445.
95. *Jones P.B.* Properties of condensed matter in very strong magnetic fields // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1986. V. 218. P. 477–485.
96. *Muslimov A.G., Tsygan A.I.* General relativistic electrodynamics of the magnetic polar regions of neutron stars // *Proc. IAU Colloq. No. 128.* 1992, Poland. P. 248–251.
97. *Fawley W.M., Arons J., Scharlemann E.T.* Potential drops above pulsar polar caps – Acceleration of nonneutral beams from the stellar surface // *Astrophys. J.* 1977. V. 217. P. 227.
98. *Scharlemann E.T., Fawley W.M., Arons J.* Potential drops above pulsar polar caps – Ultrarelativistic particle acceleration along the curved magnetic field // *Ibid.* 1978. V. 222. P. 297.
99. *Arons J., Scharlemann E.T.* Pair formation above pulsar polar caps – Structure of the low altitude acceleration zone // *Ibid.* 1979. V. 231. P. 854.
100. *Малов И.Ф.* Энергии излучающих электронов и углы между осью вращения и магнитным диполем в пульсарах // *Астрофизика.* 1983. Т. 19. С. 161–169.
101. *Бескин В.С.* Радиопульсары // *Успехи физ. наук.* 1999. Т. 169. С. 1169–1198.
102. *Arons J.* Pulsar theory: Particle acceleration and photon emission in the polar flux tube // *Proc. Intern. summer school and workshop on plasma physics.* 1981. ESA SP-161. P. 273
103. *Пахольчик А.* Радиоастрофизика. М.: Мир, 1973.
104. *Сагдеев Р.З., Шафранов В.Д.* О неустойчивости плазмы с анизотропным распределением скоростей в магнитном поле // *ЖЭТФ.* 1960. Т. 39. С. 181–196.
105. *Ломинадзе Д.Г., Мачабели Г.З., Михайловский А.Б.* Влияние магнитотормозного излучения на квазилинейную релаксацию релятивистской плазмы в сильном магнитном поле // *Физика плазмы.* 1979. Т. 5. С. 1337–1344.
106. *Kazbegi A.Z., Machabeli G.Z., Melikidze G.I.* On a possible mechanism of pulsar radiation // *Proc. IAU Colloq. No. 128.* 1992. Poland. P. 232–235.
107. *Волокитин А.С., Красносельских В.В., Мачабели Г.З.* Волны в релятивистской электронно-позитронной плазме пульсара // *Физика плазмы.* 1985. Т. 11. С. 310–318.
108. *Kazbegi A.Z., Machabeli G.Z., Melikidze G.I.* A model for the drifting-subpulse phenomenon // *Proc. IAU Colloq. No. 128.* 1992. Poland. P. 296–298.

109. *Kazbegi A.Z., Machabeli G.Z., Melikidze G.I.* A mechanism for circular polarization in pulsar radiation // Proc. IAU Colloq. No. 128. 1992. Poland. P. 373–374.
110. *Zheleznyakov V.V.* On the formation of pulsar radiation diagrams // *Astrophys. Space Sci.* 1971. V. 13. P. 87–99.
111. *Shibata S.* A DC-circuit model of the pulsar magnetosphere // Proc. IAU Colloq. No. 128. 1990. Poland. P. 94–95.
112. *Michel F.C.* Rotating Magnetosphere: A simple relativistic model // *Astrophys. J.* 1973. V. 180. P. 207–225.
113. *Mestel L.* Force free pulsar magnetospheres // *Astrophys. Space Sci.* 1973. V. 24. P. 289–298.
114. *Mestel L., Wang J.-M.* The axisymmetric pulsar magnetosphere // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1979. V. 188. P. 799–812.
115. *Бескин В.С., Гуревич А.В., Истомин Я.Н.* Электродинамика магнитосферы пульсара // *ЖЭТФ* 1983. Т. 85. С. 401–433.
116. *Spitkovsky A.* Electrodynamics of pulsar magnetospheres // *Astro-ph / 0310731*.
117. *Melrose D.B.* Amplified linear acceleration emission applied to pulsars // *Astrophys. J.* 1978. V. 225. P. 557–573.
118. *Davies J.G., Kuzmin A.D., Lyne A.G., Malofeev V.M., Rowson B., Shitov Yu.P.* Spectra of nine pulsars at 61–1420 MHz // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1978. V. 185. P. 441–449.
119. *Брук Ю.М., Дэвис В.Г., Кузьмин А.Д., Лайн А.Г., Малофеев В.М., Ровсон Г., Устименко Б.Ю., Шитов Ю.П.* Спектры радиоизлучения пяти пульсаров в диапазоне 17–1420 МГц // *Астрон. ж.* 1978. Т. 55. С. 1031–1039.
120. *Lou Y.-Q.* Radio pulses through a magnetized relativistic pair plasma flow // *Astrophys. J.* 2002. V. 572. P. L91–L94.
121. *Малов И.Ф.* О природе низкочастотного завала в спектрах пульсаров // *Астрон. ж.* 1979. Т. 56. С. 368–372.
122. *Ochelkov Yu.P., Usov V.V.* Curvature radiation of relativistic particles in the magnetosphere of pulsars. Theory // *Astrophys. Space Sci.* 1980. V. 69. P. 439–460.
123. *Ochelkov Yu. P., Usov V.V.* The nature of low-frequency out-offs in the radio emission spectra of pulsars // *Nature.* 1984. V. 309. P. 332–333.
124. *Кузьмин А.Д., Соловьев А.Г.* Расчет спектров и формы средних профилей радиоизлучения пульсаров // *Астрон. ж.* 1986. Т. 63. С. 62–70.
125. *Джексон Дж.* Классическая электродинамика. М.: Мир, 1965. 702 с.
126. *Beskin V.S., Gurevich A.V., Istomin Ya.N.* Theory of the radio emission of pulsars // *Astrophys. Space Sci.* 1988. V. 146. P. 205–281.
127. *Мачабели Г.З., Усов В.В.* Циклотронная неустойчивость и генерация радиоизлучения в магнитосферах пульсаров // *Письма в Астрон. ж.* 1989. Т. 15. С. 910–917.
128. *Petrova S.A., Lyubarskii Yu.E.* Propagation effects in pulsar magnetospheres // *Astron. Astrophys.* 2000. V. 355. P. 1168–1180.
129. *Малов И.Ф., Малофеев В.М.* О природе высокочастотных изломов в спектрах пульсаров // *Астрон. ж.* 1991. Т. 68. С. 362–372.
130. *Малов И.Ф.* Сравнение некоторых моделей пульсаров с данными наблюдений. Труды ФИАН. 1989. Т. 199. С. 108–117.
131. *Малов И.Ф.* Об углах между магнитным полем и осью вращения в пульсарах // *Астрон. ж.* 1990. Т. 67. С. 377–392.
132. *Усов В.В.* Пучковая неустойчивость и генерация ленгмюровских колебаний в магнитосферах пульсаров // *Астрон. цирк.* 1986. No. 1431. С. 1–3.

133. *Asseo E., Pellat R., Sol H.* Radiative or two stream instability as a source for pulsar radio emission // *Astrophys. J.* 1983. V. 266. P. 201–214.
134. *Machabeli G.Z.* On the impossibility of wave generation due to plasma motion in the weakly inhomogeneous magnetic field of pulsars // *Plasma Phys. and Controlled Fusion.* 1991. V. 33. P. 1227–1234.
135. *Малов И.Ф.* Эмпирические модели пульсаров. Диссертация на соискание уч. ст. док. ф.-м. н. М, 1991.
136. *Малов И.Ф.* О распределении интенсивности по профилю в рамках механизма излучения кривизны // *Астрофизика.* 1980. Т. 16. С. 751–756.
137. *Rickett B.J., Seiradakis J.H.* The flux of the Crab pulsar at 74 MHz from 1971 to 1981 // *Astrophys. J.* 1982. V. 56. P. 612–616.
138. *Williamson I.P.* Pulse broadening due to multiple scattering in the interstellar medium – III / *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1974. V. 166. P. 499–512.
139. *Jessner A., Kijak J., Kramer M., Malofeev V., Malov I., Seiradakis J.H., Sieber W., Wielebinski R.* Multifrequency study of PSR 1822–09 // *Astron. Astrophys.* 1994. V. 282. P. 45–53.
140. *Малов И.Ф.* Модель пульсара PSR1822–09 // *Астрон. ж.* 1995. Т. 72. С. 185–189.
141. *Шварцман В.Ф.* Два поколения пульсаров // *Изв. вузов, Радиофизика.* 1970. Т. 13. С 1852–1867.
142. *Липунов В.М.* Астрофизика нейтронных звезд. М.: Наука, 1987.
143. *Цыган А.И.* Модель радиопульсара // *Письма в Астрон. ж.* 1977. Т. 3. С. 531–535.
144. *Taylor J.H., Huguenin G.R.* Observations of rapid fluctuations of intensity and phase in pulsar emissions // *Astrophys. J.* 1971. V. 167. P. 273.
145. *Backer D.C.* Pulsar average wave forms and hollow-cone beam models // *Ibid.* 1976. V. 209. P. 895–907.
146. *Rankin J.M.* Toward an empirical theory of pulsar emission. I. Morphological taxonomy // *Ibid.* 1983. V. 274. P. 333–35
147. *Rankin J.M.* Toward an empirical theory of pulsar emission. II. On the spectral behavior of component width // *Ibid.* 1983. V. 274. P. 359–368.
148. *Rankin J.M.* Toward an empirical theory of pulsar emission. III. Mode changing, drifting subpulses, and pulse nulling // *Ibid.* 1986. V. 301. P. 901–922.
149. *Smith F.G.* Emission mechanism in pulsars // *Nature.* 1973. V. 243. P. 207–210.
150. *Rankin J.M., Ramachandran R.* Toward an empirical theory of pulsar emission. VIII. Subbeam circulation and the polarization-modal structure of conal beams // *Astrophys. J.* 2003. V. 590. P. 411–423.
151. *Lyne A.G., Manchester R.N.* The shape of pulsar radio beams // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1988. V. 234. P. 477–508.
152. *Malov I.F., Malofeev V.M.* On the connection between the radio luminosity and other parameters of pulsars // XII Young Europ. Radio Astron. Conf. 1979. Abstracts. Pushchino. P. 19.
153. *Владимирский Б.М.* О возможной классификации пульсаров и природе гамма-источников // *Изв. КрАО.* 1983. Т. 66. С. 192–205.
154. *Malov I.F.* Two types of pulsar // *Austral. J. Phys.* 1987. V. 40. P. 731–739.
155. *Налимов В.В.* Теория эксперимента. М.: Наука. 1971.
156. *Дубров А.М.* Обработка статистических данных методом главных компонент. М: Статистика. 1978.
157. *Дюран Б., Оделл П.* Кластерный анализ. М: Статистика, 1977

158. *Клякток М.А.* Применение методов математической теории эксперимента к исследованию пульсаров // Письма в Астрон. ж. 1977. Т. 3. С. 129–132.
159. *Эйгенсон А.М., Керницкий Б.С.* О классификации пульсаров методом главных компонент // Вестник Львовского гос. ун-та. 1980. Т. 55. С. 29–33.
160. *Fracassini M., Pasinetti L.E., Rafaelli G.* Discriminant analysis of pulsar groups in the diagram P vs P // Proc. Course and Workshop on Plasma Astrophysics. Varenna. 1984. P. 315–317.
161. *Akujor C.E., Okeke P.N.* The existence of a "gap" in the evolutionary sequence of pulsars // Astrophys. Sp. Sci. 1982. V. 85. P. 325–329.
162. *Fracassini M., Maggi P., Pasinetti L.E.* Pairs of pulsars in the diagram P vs P // Proc. Joint Varenna-Abastumani Intern. School and Workshop on Plasma Astrophys. Sukhumi. 1986. P. 441–445.
163. *Малов И.Ф., Малов О.И.* Кластерный анализ параметров пульсаров // Астрон. ж. 1997. Т. 74. С. 63–74.
164. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля. М.: Физматгиз, 1967.
165. *Peng Q.-H., Huang K.-L., Huang J.-H.* Neutrino cyclotron radiation from superfluid vortexes in neutron stars: A new mechanism for pulsar spin down // Astron. Astrophys. 1982. V. 107. P. 258–266.
166. *Huang J.-H., Lingefelter R.E., Peng Q.-H., Huang K.-L.* Thermal X-ray emission from isolated older pulsars: A new heating mechanism // Ibid. V. 113. P. 9–14.
167. *Michel F.C., Dessler A.J.* Pulsar disk systems // Astrophys. J. 1981. V. 251. P. 654–664.
168. *Michel F.C.* Radio pulsar disk electrodynamics // Ibid. 1983. V. 266. P. 188–200.
169. *Henriksen R.N., Rayborn D.R.* Hot pulsar magnetospheres // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1974. V. 166. P. 409–424.
170. *De Jager O.C., Nel H.J.* Ohmic heating – A possible spindown mechanism for long-period isolated pulsars // Astron. Astrophys. 1988. V. 190. P. 87–92.
171. *Gvaramadze V.V.* On the age of PSR 1509–58 // Ibid. 2001. V. 374. P. 259.
172. *Малов И.Ф.* О магнитных полях и диаграмме dotP–P в радиопульсарах // Астрон. ж. 2001. Т. 78. С. 452–458.
173. *Седракян Д.М., Мовсисян А.Г.* Магнитные моменты нейтронных звезд с разными уравнениями состояний // Астрофизика. 1986. Т. 24. С. 279–286.
174. *Бескин В.С., Гуревич А.В., Истомин Я.Н.* Физика магнитосферы пульсара // Успехи физ. наук. 1986. Т. 150. С. 257–298.
175. *Deng Z.-G., Huang J.-H., Xia X.-Y.* The evolution of two types of pulsars // Astrophys. Space Sci. 1987. V. 129. P. 53–61.
176. *Illarionov A.F., Sunyaev R.A.* Why the number of galactic X-ray stars is so small? // Astron. Astrophys. 1975. V. 39. P. 185–195.
177. *Morton D.C.* Mass loss from three OB supergiants in Orion // Astrophys. J. 1967. V. 150. P. 535–542.
178. *Kuhi L.V.* Mass loss from T Tauri stars. II. // Ibid. 1966. V. 143. P. 991–993.
179. *Дейч А.* Космическая газодинамика. М.: Мир, 1964.
180. *Lovelace R.V.E., Romanova M.M., Bisnovaty-Kogan G.S.* Magnetic propeller outflows // Astrophys. J. 1999. V. 514. P. 368–372.
181. *Woodward J.P.* Pulsar magnetogyro ratios and pulsar evolution // Ibid. 1978. V. 225. P. 574–581.

182. Мнацаканян М.А. Пульсары (обзор наблюдательных данных) // Астрофизика. 1979. Т. 15. С. 515–532.
183. Герасимов С.А., Нешпор Ю.И., Степанян А.А. Начальный период и возраст пульсаров // Изв. КрАО. 1982. Т. 65. С. 163–168.
184. Beskin V.S., Gurevich A.V., Istomin Ya.N. Spin-down of pulsars by the current: comparison of theory with observations // Astrophys. Space. Sci. 1984. V. 102. P. 301–326.
185. Бескин В.С., Гуревич А.В., Истомин Я.Н. Механизм радиоизлучения пульсаров // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. С. 18–20.
186. Малов И.Ф. Особенности излучения короткопериодических пульсаров // Астрон. ж. 1997. Т. 74. С. 697–700.
187. Малов И.Ф. О возможной проверке различных моделей пульсаров // Астрофизика. 1985. Т. 23. С. 419–425.
188. Shearer A., Golden A., Beskin G. Implications of the optical observations of isolated neutron stars // ASP Conf. Ser. 2000. V. 202. P. 307–310.
189. Малов И.Ф. О механизме рентгеновского излучения радиопульсаров // Письма в Астрон. ж. 2003. Т. 29. № 8.
190. Малов И.Ф. Два типа пульсаров // Труды ФИАН. Т. 199. С. 83–107.
191. Malov I.F., Malofeev V.M. Radio spectra of pulsars. II. The interpretation // Astrophys. Sp. Sci. 1981. V. 78. P. 73–83.
192. Малов И.Ф., Малов О.И. Энергетические характеристики долгопериодических и короткопериодических пульсаров // Астрон. ж. 1995. Т. 72. С. 567–573.
193. Helfand D.J., Taylor J.H., Backus P.R., Cordes J.M. Pulsar timing. I. Observations from 1970 to 1978 // Astrophys. J. 1980. V. 273. P. 206–215.
194. Малов И.Ф., Шабанова Т.В. О различии среднеквадратичных уклонений моментов прихода импульсов в пульсарах с короткими и длинными периодами // Астрон. цирк. 1982. № 1208. С. 1–3.
195. Jenet F.A., Gil J. The intrinsic intensity modulation of PSR B1937+21 at 1410 MHz // Astro-ph / 0311166.
196. Taylor J.H., Stinebring D.R. Recent progress in the understanding of pulsars // Ann. Rev. Astron. Astrophys. 1986. V. 24. P. 286–327.
197. Biggs A.J.D., Lyne A.G., Hamilton P.A., McCulloch P.M., Manchester R.N. A search of interulses from southern pulsars // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1988. V. 235. P. 255–260.
198. Извекова В.А., Малов И.Ф. О некоторых следствиях из модели полярной шапки магнитосферы пульсаров // Письма в Астрон. ж. 1979. Т. 5. С. 393–397.
199. Ritchings R.T. Pusa single pulse intensity measurements and pulse nulling // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1976. V. 176. P. 249–263.
200. Arons J. Some problems of pulsar physics // Space Sci. Rev. 1979. V. 24. P. 437–510.
201. Бисноватый-Коган Г.С., Комберг Б.В. Радиопульсар в двойной системе – старый объект со слабым магнитным полем: возможная схема его образования // Письма в астрон. ж. 1976. Т. 2. С. 338–342.
202. Малов И.Ф., Малов О.И. О некоторых особенностях в распределениях параметров пульсаров // Астрон. ж. 1995. Т. 72. С. 574–579.
203. Кузьмин А.Д., Дагкесаманская И.М. Оценка угла наклона магнитной оси к оси вращения пульсара // Письма в Астрон. ж. 1983. Т. 9. С. 149–254.
204. Малов И.Ф. Об углах между осью магнитного диполя и осью вращения в пульсарах // Астрофизика. 1986. Т. 24. С. 507–522.

205. Кузьмин А.Д., Дагкесаманская И.М., Пугачев В.Д. Ориентация магнитной оси пульсаров и ее изменения в процессе эволюции // Письма в Астрон. ж. 1984. Т. 10. С. 854–859.
206. Малов И.Ф., Сулейманова С.А. Отклонение магнитного поля от дипольного в меридиональной плоскости пульсаров // Астрофизика. 1989. Т. 31. С. 551–562.
207. Малов И.Ф. О роли токовых потерь в пульсарах // Там же. С. 323–335.
208. Manchester R.N. Properties of PSR 0525+21 // Astrophys. J. Letters. 1971. V. 167. P. L101–L105.
209. Малов И.Ф. О структуре магнитного поля и ориентации осей в пульсарах // Препринт ФИАН, № 250. М., 1983.
210. Малов И.Ф. Об относительном положении различных осей в пульсарах PSR 0525 и PSR 1133 // Астрон. цирк. 1980. № 1110. С. 1.
211. Biggs J.D. Main pulse – interpulse correlation and mode changing in PSR 1055–52 // Proceedings of IAU Colloq. No.128. 1992. Poland. P. 261–264.
212. Малов И.Ф. О поиске рентгеновского излучения от соосных радиопулсаров // Письма в Астрон. ж. 1989. Т. 15. С. 455–461.
213. Rankin J.M. Toward an empirical theory of pulsar emission. IV. Geometry of the core emission region// Astrophys. J. 1990. V.352. P. 247–257.
214. Malov I.F. On the angles between magnetic and rotation axes// Proceedings of IAU Colloq. No. 128. 1990. Poland. P. 15–17.
215. Morris D., Graham D.A., Sieber W., Bartel N., Thomasson P. Observations of average pulsar profiles at high frequency // Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 1981. V. 46. P. 421–272.
216. McCulloch P.M., Hamilton P.A., Manchester R.N., Ables J.G. Polarization characteristics of southern pulsars. II. 640 MHz observations // Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1978. V. 183. P. 645–680.
217. Sieber W., Reineke R., Wielebinski R. Observations of pulsars at high frequencies // Astron. Astrophys., 1975. V. 38. P. 169–182.
218. Малов И.Ф. О структуре магнитного поля в пульсарах // Астрофизика. 1983. Т. 19. С. 315–321.
219. Blaskiewicz M., Cordes J.M., Wasserman I. A relativistic model of pulsar polarization // Astrophys. J. 1991. V. 370. P. 643–669.
220. Koptsevich A.B., Pavlov G.G., Zharikov S.V., Sokolov V.V., Shibano Yu.A., Kurt V.G. Optical photometry of the PSR 0656+14 and its neighborhood // Astron. Astrophys. 2001. V. 370. P. 1004–1016.
221. Thompson D.J. Recent Gamma-Ray Observations // ASP Conf. Ser. 1996. V. 105. P. 307–314.
222. Cocke W.J., Disney M.J., Taylor D.J. Discovery of optical signals from pulsar NP 0532 // Nature. 1969. V. 221. P. 525.
223. Гинзбург В.Л., Железняков В.В., Зайцев В.В. Когерентные механизмы радиоизлучения и магнитные модели пульсаров // Успехи физ. наук. 1969. Т. 98. С. 201–236.
224. Shklovsky I.S. Pulsar NP 0532 and the injection of relativistic particles into the Crab nebula // Astrophys. J. 1970. V. 159. P. L77–L80.
225. Pacini F. The secular decrease of optical and X-ray luminosity of pulsars // Ibid. 1971. V. 163. P. L17–L19.
226. Zheleznyakov V.V., Shaposhnikov V.E. Mechanism of optical, X-ray and gamma-radiation from Crab pulsar // Astrophys. Sp. Sci. 1972. V. 18. P. 141–165.
227. Pacini F., Salvati M. The optical luminosity of very fast pulsars // Astrophys. J. 1983. V. 274. P. 369–371.

228. *Pacini F., Salvati M.* Optical and X-ray radiation of fast pulsars – Effects of duty cycle and spectral shape // *Ibid.* 1987. V. 321. P. 447–449.
229. *Малов И.Ф., Мачабелли Г.З.* О спектрах жесткого излучения радиопульсаров // *Астрон. ж.* 2002. Т. 79. С. 755–761.
230. *Melrose D.B.* Plasma astrophysics: nonthermal processes in diffuse magnetized plasmas. 1978. (New York, Gordon and Breach).
231. *Малов И.Ф., Мачабелли Г.З.* О природе оптического излучения радиопульсаров // *Астрон. ж.* 1999. Т. 76. С. 788–792.
232. *Малов И.Ф.* Импульсное оптическое излучение радиопульсаров // *Астрон. ж.* 2001. Т. 78. С. 990–996.
233. *Manchester R.N., Lyne A.G., Camilo F., Bell J.F., Kaspi V.M., D'Amico N., McKay N.P.F., Crawford F., Stairs I.H., Possenti A., Kramer M., Sheppard D.C.* The Parks multibeam pulsar survey: I. Observing and data analysis systems, discovery and timing of 100 pulsars // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2001. V. 328. P. 17–35.
234. *Morris D.J., Hobbs G., Lyne A.G., Stairs I.H., Camilo F., Manchester R.N., Possenti A., Bell J.F., Kaspi V.M., D'Amico N., McKay N.P.F., Crawford F., Kramer M.* The Parks multibeam pulsar survey – II. Discovery and timing of 120 pulsars // *Ibid.* 2001. V. 335. P. 275–290.
235. *Duncan R.C., Thompson C.* Formation of very strongly magnetized neutron stars – Implications for gamma-ray bursts // *Astrophys. J.* 1992. V. 392. P. L9–L13.
236. *Baring M.G., Harding A.K.* Radio-quiet pulsars with ultrastrong magnetic fields // *Astrophys. J.* 1998. V. 507. P. L55–L58.
237. *Mereghetti S.* The anomalous X-ray pulsars // *AIPC.* 2001. V. 599. P. 219.
238. *Hurley K.* The 4.5 +/- 0.5 soft gamma repeaters in review // *Astro-ph / 9912061.*
239. *Mereghetti S.* The anomalous X-ray pulsars // *Astro-ph / 9911252.*
240. *Baring M.G., Harding A.K.* Photon splitting and pair creation in highly magnetized pulsars // *Astrophys. J.* 2001. V. 547. P. 929.
241. *Israel G., Mereghetti S., Stella L.* Observations of anomalous X-ray pulsars // *Astro-ph / 0111093.*
242. *Hambarian V., Hasinger G., Schwobe A.D., Schulz N.S.* Discovery of 5.16 s pulsations from the isolated neutron star RBS 1223 // *Astron. Astrophys.* 2002. V. 381. P. 98–104.
243. *Kouveliotou C., Dieters S., Strohmayer T. et al.* An X-ray pulsar with a superstrong magnetic field in the soft gamma-ray repeater SGR 1806–20 // *Nature.* 1998. V. 393. P. 235–237.
244. *Thompson C., Duncan R.C.* The soft gamma repeaters as very strongly magnetized neutron stars. II. Quiscent neutrino, X-ray, and Alfven wave emission // *Astrophys. J.* 1996. V. 473. P. 322–342.
245. *Shitov Yu.P., Pugachev V.D., Kutuzov S.M.* Low frequency radio emission of pulsar PSR J1907+0919 associated with the magnetar SGR 1900+14 // *ASP Conf. Ser.* 2000. V. 202. P. 685–689.
246. *Malofeev V.M., Malov O.I.* First detection of pulsed radio emission from an AXP // *Astro-ph. / 0106435.* P. 31.
247. *Bisnovatyi-Kogan G.* Magnetic fields of neutron stars: very low and very high // *Mem. S. A. It.* 2002. V. 73. P. 318–329.
248. *Marsden D., Lingefelter R.E., Rotschild R.E., Higdon J.C.* Nature versus nature: the origin of soft gamma-ray repeaters and anomalous X-ray pulsars // *Astrophys. J.* 2001. V. 550. P. 397–409.
249. *Малов И.Ф.* О механизме замедления радиопульсаров с короткими периодами // *Астрон. ж.* 2004. Т. 81. С. 270–274.

250. *Li X.-D.* Can the anomalous X-ray pulsars be powered by accretion? // *Astrophys. J.* 1999. V. 520. P. L271–L275.
251. *Малов И.Ф., Мачабели Г.З., Малофеев В.М.* Новая модель «магнетара» // *Астрон. ж.* 2003. Т. 80. С. 258–265.
252. *Kazbegi A.Z., Machabeli G.Z., Melikidze G.I.* The nature of pulsars subpulse drift // *Austral. J. Phys.* 1987. V. 44. P. 573–584.
253. *Gavriil F.P., Kaspi V.M.* Long term Rossi X-ray timing explorer monitoring of anomalous X-ray pulsars // *Astrophys. J.* 2002. V. 567. P. 1067–1076.
254. *Kaspi V.M., Chakrabarty D., Steinberger J.* Precision timing of two anomalous X-ray pulsars // *Ibid.* 1999. V. 525. P. L33–L36.
255. *Young M.D., Manchester R.N., Johnston S.* A radio pulsar with an 8.5-second period that challenges emission models // *Nature.* 1999. V. 400. P. 848–849.
256. *И.Ф. Малов, Малофеев В.М., Мачабели Г.З., Меликидзе Г.И.* О механизме излучения и переключения мод в пульсаре PSR 1822–09 // *Астрон. ж.* 1997. Т. 74. С. 303–308.
257. *Asseo E., Melikidze G.I.* Non-stationary pair plasma in a pulsar magnetosphere and the two-stream instability // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1998. V. 301. P. 59–71.
258. *Lyubarsky Yu.E.* *Physics of Pulsars.* 1995. Harwood Academic Publishers.
259. *Малов И.Ф., Сулейманова С.А.* Обнаружение эффектов абберации и ретардации в пульсаре B0329+54 // *Астрон. ж.* 1998. Т. 75. С. 441–445.
260. *Cordes J.M., Stinebring D.R.* Multifrequency timing measurements on уjemillisecond pulsar PSR 1937+214 // *Astrophys. J.* 1984. V. 227. P. L53–L56.
261. *Malov I.F., Machabeli G.Z.* On optical synchrotron emission of rsdio pulsars // *Ibid.* 2001. V. 554. P. 587–592.
262. *Малов И.Ф.* Почему Геминга имеет такую низкую радиосветимость? // *Астрон. ж.* 1998. Т. 75. С. 281–286.
263. *Goldreich P., Keeley D.A.* Coherent synchrotron radiation // *Astrophys. J.* 1971. V. 170. P. 463–477.
264. *Epstein R.* Synchrotron sources. I. Extension of theory for small pitch angles // *Astrophys. J.* 1973. V. 183. P. 593–610.
265. *Бисноватый-Козан Г.С., Комберг Б.В.* Пульсары и тесные двойные системы // *Астрон. ж.* 1974. Т. 51. С. 373–381.
266. *Lyne A.G., Burgay M., Kramer M. et al.* A double pulsar system – a rare laboratory for relativistic gravity and plasma physics // *Astro-ph / 0401086.*
267. *Dar A., De Rujula A.* Soft gamma-ray repeaters and anomalous X-ray pulsars: magnetars or quark stars // *Astro-ph / 0002014.*
268. *Usov V.V.* Strange star heating events as a model for giant flares of soft gamma-ray repeaters // *Phys. Rev. Lett.* 2001. V. 87. P. 1001.
269. *Бауров Ю.А.* Структура физического пространства и новый способ получения энергии. М.: Изд-во «Кречет». 1998.
270. *Baurov Yu.A., Timofeev I.B., Chernikov V.A., Chalkin S.F., Konradov A.A.* Experimental investigations of the distribution of pulsed-plasma-generator radiation at its various spatial orientation and global anisotropy of space // *Phys. Let. A* 2003. V. 311. P. 512–523.
271. *Baurov Yu.A., Konradov A.A., Kushniruk V.F., Kuznetsov E.A., Sobolev Yu.G., Ryabov Yu.V., Senkevich A.P., Zadorozsny S.V.* Experimental investigations of changes in β -decay rate of ^{60}Co and ^{137}Cs // *Modern Phys. Let. A.* 2001. V. 16. P. 2089–2101.
272. *Бауров Ю.А., Шпитальная А.А., Малов И.Ф., Ефимов А.А., Заколдаев Ю.А.* Новое взаимодействие в природе и пульсары // Тезисы докладов конгресса «Фундаментальные проблемы естествознания и техники». С.-П. 2002. С. 34–35.

Научное издание

Малов Игорь Фёдорович
РАДИОПУЛЬСАРИ

*Утверждено к печати
Ученым советом
Физического института
им. П.Н. Лебедева
Российской академии наук*

Зав. редакцией *Н.А. Степанова*
Редактор *Г.С. Куликов*
Художественный редактор *В.Ю. Яковлев*
Художник *Ю.И. Духовская*
Технический редактор *М.К. Зарайская*
Корректоры *А.Б. Васильев, Г.В. Дубовицкая*

Подписано к печати 27.07.2004. Формат 60 × 90 ¹/₁₆
Гарнитура Таймс. Печать офсетная
Усл.печ.л. 12,0. Усл. кр.-отт. 12,5. Уч.-изд.л. 12,1
Тип. зак. 3480

Издательство «Наука»
117997, Москва, Профсоюзная ул., 90
E-mail: secret@naukaran.ru
Internet: www.naukaran.ru

Отпечатано с готовых диапозитивов
в ГУП «Типография «Наука»
199034, Санкт-Петербург, 9-я линия, 12

МАЛОВ Игорь Федорович – доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник Астрокосмического центра Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, известный специалист в области астрофизики и радиоастрономии, автор более 100 научных статей.



Предлагаемая книга посвящена одним из наиболее интригующих космических объектов – радиопульсарам. Они были открыты в конце 1967 г. под руководством будущего нобелевского лауреата А.Хьюиша в Англии. Строгая периодичность импульсов от первого радиопульсара и модулированная интенсивность этих импульсов соответствовали широко распространенным в то время представлениям о сигналах от внеземных цивилизаций. Поэтому авторы открытия зашифровали его под кодом «маленькие зеленые человечки» и, не уверенные в благоприятных для человечества последствиях возможных контактов с внеземным разумом, несколько месяцев скрывали свои результаты от научной общественности. Однако вскоре был обнаружен еще один радиопульсар, затем - третий, и стало ясно, что зарегистрированные сигналы испускаются естественными космическими источниками. В настоящее время эти «космические маяки» связываются с нейтронными звездами. Их масса равна массе нашего Солнца, а радиус составляет всего 10 км, что соответствует плотности внутри таких звезд порядка плотности атомного ядра (миллиард тонн в 1 см^3 !). Кроме того, их магнитные поля оказываются на много порядков выше, чем поля, достижимые в земных лабораториях и известные в других космических объектах. Частицы в магнитосферах пульсаров ускоряются до скоростей, практически равных скорости света. Все эти удивительные особенности делают радиопульсары уникальными физическими лабораториями для исследования свойств материи в экстремальных условиях. Описанию результатов таких исследований и посвящена предлагаемая читателю книга.

ISBN 5-02-033281-X



9 785020 332812

НАУКА