

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Радиопульсары

В.С. Бескин

Обзор посвящен подробному анализу работ по теории магнитосферы и радиоизлучения пульсаров, появившихся в последнее время. Для радиопульсаров уже в течение многих лет имеет место явный разрыв между теорией и наблюдениями; в частности, практически не проводятся целенаправленные наблюдения, связанные с проверкой теоретических предсказаний. Поэтому в обзоре сформулированы ключевые идеи, лежащие в основе теории магнитосферы радиопульсаров, а также обсуждаются новые наблюдения, направленные на проверку современных теоретических моделей.

PACS numbers: 04.40.Dg, 95.30.-k, 97.60.Gb, 98.70.Dk

Содержание

1. Введение (1169).
 2. Рождение частиц (1172).
 - 2.1. Основные процессы.
 - 2.2. Поверхность нейтронной звезды.
 - 2.3. Распространение гамма-квантов в сверхсильном магнитном поле.
 - 2.4. Эффекты общей теории относительности.
 - 2.5. Генерация частиц в магнитосфере.
 - 2.6. Сравнение с наблюдениями.
 3. Магнитосфера радиопульсаров (1178).
 - 3.1. Энергетические потери радиопульсаров.
 - 3.2. Теория магнитосферы нейтронной звезды.
 - 3.3. Пульсарный ветер.
 - 3.4. Анализ наблюдений.
 4. Радиоизлучение (1186).
 - 4.1. Теория радиоизлучения.
 - 4.2. Распространение волн в магнитосфере.
 5. Радиопульсары как космическая лаборатория (1192).
 - 5.1. Гравитационные волны.
 - 5.2. Уравнение состояния ядерной материи.
 6. Заключение (1195).
- Список литературы (1196).

1. Введение

Открытие в конце 60-х годов радиопульсаров — источников импульсного космического радиоизлучения с характерным периодом $P \sim 1$ с [1] без преувеличения можно назвать одним из важнейших событий в астрофизике XX века. Действительно, впервые были обнаружены космические источники, связанные с нейтронными звездами, существование которых было предсказано еще в 30-х годах [2]. Такие компактные объекты (массой

порядка солнечной $M_{\odot} = 2 \times 10^{33}$ г при радиусе R лишь 10–15 км) должны образовываться в результате катастрофического сжатия (коллапса) обычных массивных звезд на поздней стадии их эволюции или, например, белых карликов, превысивших в результате аккреции чандрасекаровский предел массы $M_{\text{Ch}} \approx 1,4M_{\odot}$. Открытые впоследствии многие другие космические источники (рентгеновские пульсары, рентгеновские новые [3, 4]) показали, что нейтронные звезды действительно являются одними из самых многочисленных объектов в Галактике. Неудивительно поэтому, что за открытие пульсаров Э. Хьюишу в 1974 г. была присуждена Нобелевская премия.

Интересно, что к середине 70-х годов были прояснены основные физические процессы, определяющие наблюдаемую активность этих необычных объектов. Так, практически сразу стало ясно, что чрезвычайно регулярные пульсации наблюдаемого радиоизлучения связаны с вращением нейтронной звезды [5]. У некоторых пульсаров стабильность частоты на масштабах нескольких лет даже превышает стабильность некоторых атомных стандартов, так что в настоящее время ведутся работы по построению новой пульсарной шкалы времени [6].

Далее, источник энергии радиопульсаров обусловлен энергией вращения, а механизм энерговыделения связан с их сверхсильным магнитным полем $B_0 \sim 10^{12}$ Гс [7]. Оцениваемые по простой магнитодипольной формуле энергетические потери

$$W_{\text{md}} = -J\Omega\dot{\Omega} \approx \frac{1}{6} \frac{B_0^2 \Omega^4 R^6}{c^3} \sin^2 \chi, \quad (1)$$

где $J \sim MR^2$ — момент инерции звезды, χ — угол наклона магнитного диполя к оси вращения, а $\Omega = 2\pi/P$ — угловая скорость вращения, составляют для большинства пульсаров $10^{31} - 10^{34}$ эрг с⁻¹. Такое энерговыделение как раз приводит к наблюдаемой скорости замедления $dP/dt \sim 10^{-15}$, что соответствует времени торможения $\tau_D = P/2\dot{P} \sim 1 - 10$ млн лет.

В.С. Бескин. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 117924 Москва, Ленинский просп. 53, Российская Федерация
Тел. (095) 132-61-71. Факс (095) 135-85-33
E-mail: beskin@lpi.ru

Статья поступила 28 сентября 1999 г.

Радиопульсары, таким образом, являются единственными космическими объектами, чья эволюция определяется электродинамическими силами. Напомним, что само радиоизлучение составляет лишь $10^{-4} - 10^{-6}$ от полных потерь энергии. В итоге, для большинства пульсаров их радиосветимости заключены в пределах $10^{26} - 10^{28}$ эрг с^{-1} , что на пять-семь порядков меньше светимости Солнца $L_{\odot} \approx 3 \times 10^{33}$ эрг с^{-1} . Вместе с тем чрезвычайно высокая яркостная температура $T_b \sim 10^{25} - 10^{28}$ К однозначно свидетельствует в пользу того, что радиоизлучение пульсаров генерируется когерентным механизмом [8, 9].

К середине 1999 г. обнаружено уже более 1200 радиопульсаров. Большинство из них является одиночными нейтронными звездами: лишь около шестидесяти входят в состав двойных систем. Полное же число нейтронных звезд в нашей Галактике может достигать $10^9 - 10^{10}$. Этот факт в значительной степени связан с очень малым по космическим меркам временем жизни τ_D , когда нейтронная звезда может проявлять себя как радиопульсар. Поэтому мы в состоянии зарегистрировать лишь самые молодые одиночные нейтронные звезды. При этом практически все радиопульсары не излучают в других диапазонах электромагнитного спектра. Так, оптические импульсы обнаружены лишь у девяти, а гамма-импульсы — у семи радиопульсаров. Что же касается рентгеновского излучения, то оно известно у тридцати пяти радиопульсаров, однако далеко не у всех оно имеет сильно выраженный импульсный характер.

Сверхсильное магнитное поле приводит к ряду важных следствий. Прежде всего, время синхротронного высвечивания ([10], § 74)

$$\tau_s \sim \frac{1}{\omega_B} \frac{c}{\omega_B r_e} \sim 10^{-19} \text{ с} \quad (2)$$

($\omega_B = eB/m_e c$, $r_e = e^2/m_e c^2$ — классический радиус электрона) оказывается существенно меньше времени ухода частицы за пределы магнитосферы. Следовательно, движение заряженных частиц в магнитосфере нейтронной звезды будет складываться из движения вдоль магнитных силовых линий и электрического дрейфа в поперечном направлении.

Далее, была понята важность процесса однофотонной конверсии в сверхсильном магнитном поле $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ [11, 12], имеющая место в случае, когда фотон распространяется под достаточно большим углом к внешнему магнитному полю [13]. Поэтому в дипольном магнитном поле нейтронной звезды необходимые гамма-кванты могут излучаться первичными частицами, движущимися вдоль искривленного магнитного поля. Это означает, что магнитосфера нейтронной звезды должна эффективно заполняться электронно-позитронной плазмой, экранирующей продольное электрическое поле, причем плотность заряда

$$\rho_e \approx \rho_{GJ} = -\frac{\Omega B}{2\pi c} \quad (3)$$

в магнитосфере должна быть отлична от нуля [14]. Такое перераспределение электрических зарядов, как известно на примере магнитосферы Земли и Юпитера, приводит к тому, что плазма начинает вращаться твердотельно вместе со звездой. Ясно, что такая "коротация" невозможна за пределами так называемого светового

цилиндра

$$R_L = \frac{c}{\Omega}. \quad (4)$$

Следовательно, в магнитосфере радиопульсаров должны образовываться две существенно различные области, а именно области открытых и замкнутых силовых линий. Частицы, находящиеся на силовых линиях, не пересекающих световой цилиндр, оказываются захваченными, тогда как плазма, находящаяся на силовых линиях, пересекающих световой цилиндр, может уходить на бесконечность. При этом размер области вблизи магнитных полюсов нейтронной звезды, через которую проходят открытые силовые линии,

$$R_0 \approx R \left(\frac{\Omega R}{c} \right)^{1/2} \quad (5)$$

для обычных пульсаров составляет лишь несколько сот метров. И на такой ничтожной по космическим масштабам площади, сравнимой с размером стадиона, разыгрываются основные процессы, приводящие к наблюдаемой активности радиопульсаров.

Важно, что уходящая плазма уносит с собой и электрический заряд (3). Поэтому в магнитосфере радиопульсаров должны течь сильные электрические токи

$$I \sim I_{GJ},$$

где

$$I_{GJ} = \pi R_0^2 c \rho_{GJ}, \quad (6)$$

замыкающиеся в магнитосфере нейтронной звезды. При этом был выяснен любопытный факт [14]: характерные токовые потери, т.е. мощность энерговыделения, обусловленная пондеромоторным действием электрических токов, текущих в магнитосфере и замыкающихся по поверхности нейтронной звезды,

$$W_{\text{cur}} \sim IV \sim \frac{B_0^2 \Omega^4 R^6}{c^3} \frac{I}{I_{GJ}}, \quad (7)$$

по порядку величины совпадают с магнитодипольными потерями (1). Здесь

$$V \sim eEL \sim e B_0 \frac{\Omega R_0}{c} R_0, \quad (8)$$

есть характерное падение потенциала в пределах полярной шапки. Таким образом, как магнитодипольные, так и токовые потери приводят к сходным результатам при анализе статистических характеристик радиопульсаров [15, 16], так что в настоящее время наблюдения не позволяют сделать выбор между этими двумя механизмами торможения.

Наконец, на основе изложенной выше картины была предложена модель полого конуса [17], прекрасно объясняющая основные геометрические свойства радиоизлучения. Как показано ниже, рождение вторичных частиц невозможно в прямолинейном магнитном поле, когда, во-первых, невелика интенсивность изгибного излучения и, во-вторых, фотоны, излучаемые релятивистскими частицами, распространяются под малыми углами к магнитному полю. Поэтому (рис. 1) в центральных

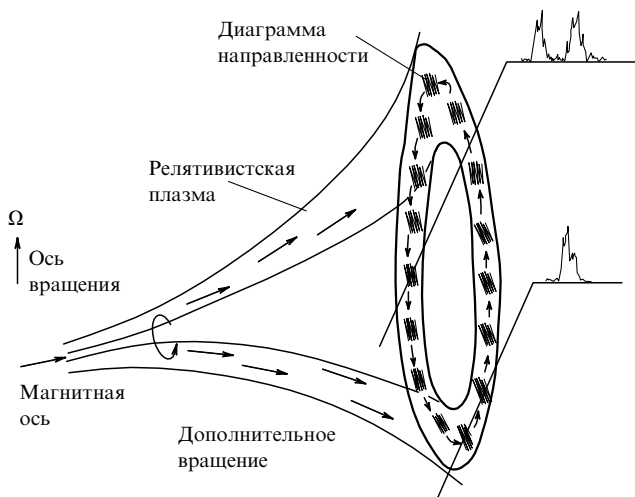


Рис. 1. Модель "полого конуса" — основная рабочая модель радиоизлучения пульсаров. Диаграмма направленности определяется раствором открытых магнитных силовых линий. В центральной части, благодаря подавленному рождению частиц, следует ожидать пониженной интенсивности радиоизлучения. Форма среднего профиля зависит от ориентации наблюдателя: при центральном прохождении — двугорбый средний профиль, при боковом прохождении — одnogорбый. Дополнительное вращение плазмы вокруг магнитной оси, связанное с падением электрического потенциала вблизи поверхности звезды, наблюдается как эффект дрейфа субимпульсов в пределах среднего профиля.

областях открытых силовых линий следует ожидать уменьшения плотности вторичной плазмы и, значит, пониженной интенсивности радиоизлучения в центре диаграммы направленности. Если отвлечься от деталей (на самом деле средние профили пульсаров имеют достаточно сложную структуру [18–20]), то следует ожидать одnogорбый средний профиль у пульсаров, у которых луч зрения пересекает диаграмму направленности вдали от ее центра, и двугорбый профиль при центральном прохождении. Как известно, именно такая картина и наблюдается в действительности [16, 18].

В итоге удалось объяснить практически все основные свойства радиоизлучения пульсаров, такие как изменение позиционного угла линейной поляризации вдоль среднего профиля [17], распределение пульсаров с одnogорбыми и двогорбыми средними профилями [16], а также ширину диаграммы направленности и даже ее статистическую зависимость от периода пульсара [16, 20]. Последнее обстоятельство основывается на предположении, что у всех пульсаров генерация излучения происходит примерно на одном расстоянии r_{rad} от нейтронной звезды. Поэтому для ширины диаграммы направленности имеем

$$w_d \approx \left(\frac{\Omega r_{\text{rad}}}{c}\right)^{1/2} \approx 10 P^{-1/2} \left(\frac{r_{\text{rad}}}{10R}\right)^{1/2} \text{ [угл. град]}, \quad (9)$$

т.е. $w_d \propto P^{-1/2}$, что согласуется с наблюдениями. Кроме того, некоторые свойства радиопульсаров (например, дрейф субимпульсов) косвенно подтверждают существование области падения потенциала и ускорения частиц в районе магнитных полюсов нейтронной звезды [12].

Действительно, если вблизи поверхности нейтронной звезды имеется область с продольным электрическим полем, то на открытых силовых линиях, расположенных как раз над областью ускорения, появляется дополни-

тельная разность потенциалов между центральными и периферийными магнитными поверхностями, так что дополнительное электрическое поле направлено перпендикулярно магнитной оси. В результате дополнительный электрический дрейф приводит к вращению плазмы вокруг магнитной оси (помимо общего движения вокруг оси вращения), что в свою очередь может наблюдаться как регулярное смещение излучающих областей в пределах среднего импульса (см. рис. 1). В настоящее время известно более двадцати радиопульсаров с дрейфующими субимпульсами [18].

Таким образом, общая картина активности радиопульсаров уже много лет представляется установленной. Вместе с тем некоторые принципиальные вопросы еще далеки от своего решения. Прежде всего, как и в 70-е годы, нет единой точки зрения на вопрос о физической природе когерентного радиоизлучения пульсаров: в частности, является ли когерентный механизм радиоизлучения мазерным или антенным? Кроме того, нет единой точки зрения и на вопрос о строении магнитосферы нейтронной звезды [15, 16, 21]. Поэтому отсутствует общепризнанная модель структуры циркулирующих в магнитосфере продольных токов, которая необходима для решения задачи о замедлении вращения нейтронной звезды, ускорении частиц и переносе энергии за пределы светового цилиндра.

Тем не менее в последнее время число работ, посвященных двум ключевым проблемам — теории магнитосферы радиопульсаров и теории их когерентного радиоизлучения, резко сократилось. В таблице 1 показано число публикаций (в процентах) в основных астрофизических журналах (Astrophysical Journal, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Astronomy and Astrophysics), а также в трудах конференций (в Бонне, Сиднее и Токио), посвященных радиопульсарам [22–24]. В таблицу специально не включены данные очень плодотворного коллоквиума МАС № 128 (Лагов, Польша, 1990) [25], поскольку он был специально посвящен этим двум вопросам.

Как видно из приведенных в таблице данных, реальный прогресс в понимании двух ключевых проблем теории радиопульсаров фактически прекратился, несмотря на то что теоретическое исследование других,

Таблица 1. Число публикаций, посвященных радиопульсарам (в процентах)

Публикации	ApJ, MN, AA(1976)	Бонн (1980)	ApJ, MN, AA(1996)	Сидней (1996)	Токио (1997)
Радиоизлучение (теория)	12	9	3	1	—
Магнитосфера (теория)	20	11	3	1	4
Рождение частиц	1	2	14	2	9
Пульсарный ветер	2	4	5	10	3
Радиоизлучение (интерпретация)	9	4	12	11	5
Радиоизлучение (наблюдения)	18	31	16	36	11
Внутреннее строение	7	14	6	—	18
Пульсары в двойных системах, эволюция	20	8	21	18	12
Связь со сверхновыми, собственные скорости	2	6	8	2	11
Высокочастотное излучение	9	11	12	19	27

порой чрезвычайно тонких вопросов, таких как рождение частиц и распространение гамма-квантов в сверхсильных магнитных полях [26–28], эффекты общей теории относительности [29–33], а также теории пульсарного ветра [34, 36, 38, 39] и высокочастотного излучения радиопульсаров [40, 41], развивалось достаточно активно. Несколько появившихся в последнее время важных работ по теории радиоизлучения [42–45] и теории магнитосферы [46, 47] не меняют существенно общей картины. До сих пор общий взгляд на основные теоретические вопросы:

- какова физическая природа когерентного радиоизлучения,
 - какова структура электрических токов, текущих в магнитосфере радиопульсара,
- отсутствует.

Фактически построенная нами десять лет назад теория [48–50] остается единственным примером, когда удалось пройти весь путь от последовательной модели магнитосферы нейтронной звезды, теории рождения частиц и генерации радиоизлучения к сравнению количественных предсказаний теории и данных наблюдений, показавших их хорошее согласие (ср. [15, 51, 52]).

Целью настоящего обзора является краткое обсуждение основных теоретических результатов, появившихся в последние несколько лет. При этом нас в первую очередь будут интересовать вопросы, связанные с теорией магнитосферы нейтронной звезды и теорией радиоизлучения. Поэтому здесь не рассматриваются такие, несомненно, важные проблемы, как внутреннее строение нейтронных звезд, эволюция радиопульсаров, механизм их высокочастотного излучения, а также новые данные наблюдений. Подробное обсуждение этих вопросов можно найти в обзорах [53–57] и монографиях [4, 15, 18].

2. Рождение частиц

2.1. Основные процессы

Как уже подчеркивалось, если мы правильно понимаем физическую причину активности одиночных нейтронных звезд, приводящую к наблюдаемому радиоизлучению, то такая активность связана с релятивистской электронно-позитронной плазмой, рождающейся вблизи магнитных полюсов и истекающей вдоль открытых магнитных силовых линий. Для определения же параметров истекающей плазмы необходимо знать структуру области с продольным электрическим полем, которая, как мы увидим, существенно зависит не только от квантовомеханических процессов рождения частиц и особенностей распространения жестких фотонов в сверхсильном магнитном поле пульсара, но и от строения поверхности нейтронной звезды.

Однако прежде чем обсуждать детали, напомним основные процессы, происходящие в области генерации плазмы, которые были выяснены более двадцати лет назад (рис. 2). Уже через три года после открытия радиопульсаров появилась работа Старрока [11], в которой было показано, что магнитного поля $B \sim 10^{12}$ Гс вполне достаточно для эффективной генерации электронно-позитронной плазмы в магнитосфере нейтронной звезды.

Дело в том, что вероятность рождения электронно-позитронной пары в результате конверсии гамма-кванта

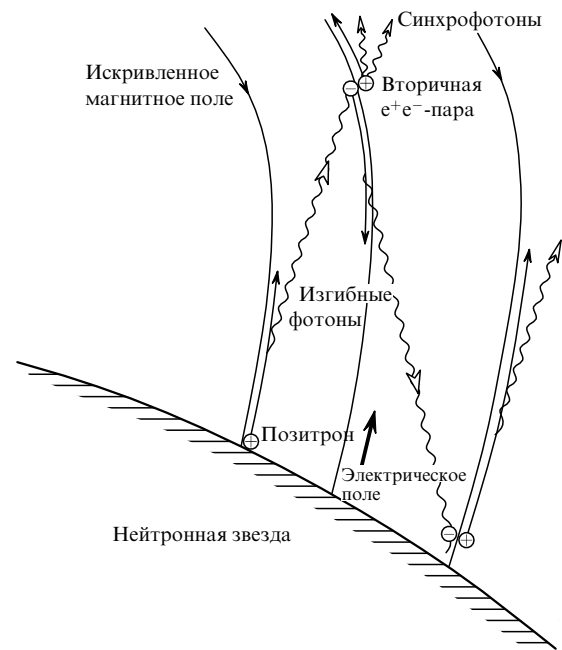


Рис. 2. Структура области ускорения и рождения частиц вблизи поверхности нейтронной звезды. Первичные частицы, попавшие в область ненулевого продольного электрического поля, ускоряются вдоль искривленных магнитных силовых линий и излучают жесткие гамма-кванты. Распространяясь в искривленном магнитном поле, эти фотоны достигают порога рождения частиц и превращаются в электронно-позитронные пары. При этом размер области ускорения H определяется высотой, на которой начинается эффективное рождение вторичной плазмы, экранирующей продольное электрическое поле.

с энергией \mathcal{E}_γ , движущегося под углом θ к магнитному полю \mathbf{B} , задается соотношением [13]

$$w = \frac{3^{3/2}}{2^{9/2}} \frac{e^3 B \cos \theta}{\hbar m_e c^3} \exp\left(-\frac{8}{3} \frac{B_{\text{cr}}}{B \cos \theta} \frac{m_e c^2}{\mathcal{E}_\gamma}\right), \quad (10)$$

где

$$B_{\text{cr}} = \frac{m_e^2 c^3}{e \hbar} = 4,4 \times 10^{13} \text{ Гс} \quad (11)$$

есть хорошо известное критическое поле, при котором расстояние между двумя соседними уровнями Ландау $\hbar \omega_B$ сравнивается с энергией покоя электрона $m_e c^2$. В результате даже достаточно малоэнергичный фотон с энергией $\mathcal{E}_\gamma \sim 10$ МэВ, распространяющийся поперек магнитного поля $B \sim 10^{12}$ Гс, имеет длину пробега $l_\gamma = w/c$, значительно меньшую размера нейтронной звезды.

В реальных условиях фотоны, распространяющиеся поперек магнитного поля, практически отсутствуют, поскольку частицы могут двигаться лишь вдоль магнитных силовых линий и не излучают в поперечном направлении. Но здесь вступает в игру кривизна магнитных силовых линий.

Первичные частицы с энергией $m_e c^2 \gamma$ ($\gamma = (1 - v^2)^{-1/2}$ есть лоренц-фактор), ускоренные продольным электрическим полем и движущиеся вдоль искривленного магнитного поля, начинают излучать гамма-кванты с характерной энергией

$$\mathcal{E}_\gamma \approx \frac{\hbar c}{R_c} \gamma^3. \quad (12)$$

Такой "изгибный" механизм вполне подобен синхротронному излучению: в обоих случаях ускорение заряженных частиц связано с ускоренным движением по окружности. Поэтому нужно лишь заменить радиус ларморовой орбиты $m_e c^2 \gamma / eB$ на радиус кривизны магнитных силовых линий R_c . Однако поскольку в выражении для R_c отсутствует лоренц-фактор γ , энергия излучаемых гамма-квантов гораздо быстрее растет с энергией излучающей частицы. При этом энергия изгибных фотонов может достигать 10^8 МэВ.

Кроме того, жесткие изгибные гамма-кванты, излучаемые в основном под малыми углами к магнитному полю, по мере распространения начинают двигаться под все большими и большими углами к силовой линии, пока не будет выполнено условие рождения пары. Поскольку основную роль здесь играет экспоненциальный фактор в (10), с хорошей точностью можно положить [12]

$$l_\gamma \sim R_c \frac{B_{cr}}{B} \frac{m_e c^2}{\mathcal{E}_\gamma}. \quad (13)$$

Боле того, вторичные частицы рождаются на ненулевых уровнях Ландау, причем излучаемые синхротроны оказываются достаточно энергичными для рождения новых вторичных пар, не говоря о том, что каждая первичная частица излучает много изгибных фотонов. В результате возникает каскадное увеличение числа вторичных частиц, которое может быть остановлено лишь путем экранировки продольного электрического поля $E_{||}$. При этом большая часть вторичных частиц будет рождаться уже над областью ускорения, где продольное электрическое поле достаточно мало, так что вторичная плазма способна покинуть магнитосферу нейтронной звезды.

Перейдем теперь к обсуждению структуры области генерации плазмы, определяющей продольное электрическое поле. Для оценки будем рассматривать здесь лишь одномерное уравнение для продольного электрического поля

$$\frac{dE_{||}}{dh} = 4\pi(\rho_e - \rho_{GJ}), \quad (14)$$

которым можно пользоваться в случае, если высота зазора H много меньше поперечного размера полярной шапки R_0 (5). К сожалению, это приближение справедливо лишь для самых быстрых пульсаров. Тем не менее оно содержит всю качественную информацию о структуре внутреннего зазора.

Несмотря на свою внешнюю простоту, уравнение (14) содержит ряд существенных неопределенностей. И главная неопределенность заключена, безусловно, в выражении для плотности заряда ρ_e , зависящей от механизма рождения частиц, который в свою очередь определяется продольным электрическим полем.

Обсудим основные свойства уравнения (14). Так, для моделей с затрудненным выходом частиц с поверхности нейтронной звезды в нулевом приближении можно положить $|\rho_e| \ll |\rho_{GJ}|$, причем электрическое поле на поверхности звезды может быть отлично от нуля. В результате имеем [12]

$$E_{||} = E_{RS} \frac{H - h}{H}, \quad (15)$$

где

$$E_{RS} \sim 4\pi\rho_{GJ}H, \quad (16)$$

а H — высота области с продольным электрическим полем, которая должна определяться из условия начала рождения вторичной плазмы. Действительно, при $H < H_{cr}$ продольного электрического поля недостаточно для эффективного рождения частиц, тогда как при $H > H_{cr}$ вторичная плазма приводит к быстрой экранировке области ускорения. Кстати, для твердой поверхности звезды этот случай может быть реализован при антипараллельных направлениях магнитной оси и оси вращения, когда $\rho_{GJ} > 0$, так что с поверхности должны эжектироваться положительно заряженные частицы.

Вместе с тем, если частицы свободно покидают поверхность нейтронной звезды, естественно положить $E_{||}(0) = 0$, причем плотность заряда ρ_e близка к ρ_{GJ} . В этом случае продольное электрическое поле определяется лишь малой разницей между плотностью заряда ρ_e и критической плотностью ρ_{GJ} . Поэтому теперь электрическое поле E_A может быть оценено по порядку величины как

$$E_A \sim 4\pi\rho_{GJ} \frac{H^2}{R} \sim \varepsilon_A E_{RS}, \quad (17)$$

а дополнительный малый фактор $\varepsilon_A \sim H/R \ll 1$ существенно зависит от плотности вторичной электронно-позитронной плазмы.

Таким образом, возникает чрезвычайно интересная самосогласованная задача, зависящая в том числе и от динамики вторичной плазмы. Поскольку знаки заряда вторичной пары отличаются друг от друга, одна из вторичных частиц, родившаяся в области достаточно сильного продольного электрического поля, в принципе может быть остановлена и ускорена в обратном направлении. В результате такие частицы сами должны дать начало вторичным электронно-позитронным парам. Наличие или отсутствие заметного обратного потока вторичных частиц может существенно сказаться на структуре внутреннего зазора. В последнее время появились новые работы, в которых рассматриваются подобные процессы. Обсуждению их основных черт посвящен настоящий раздел.

2.2. Поверхность нейтронной звезды

Вопрос о строении поверхностных слоев нейтронной звезды, помимо самостоятельного интереса, имеет прямое отношение к теории магнитосферы радиопульсаров. Действительно, структура "внутреннего зазора" существенно зависит от работы выхода частиц φ_w с поверхности нейтронной звезды.

Напомним, что в 70-е годы основное развитие получила модель с затрудненным выходом частиц, впервые рассмотренная Рудерманом и Сазерлендом [12]. Эта модель опиралась на серию теоретических работ по структуре вещества в сильном магнитном поле [58–61], которые давали достаточно большое значение работы выхода частиц: $\varphi_w \approx 1-5$ кэВ. Однако с начала 80-х годов, когда более точные расчеты понизили работу выхода до значения $\varphi_w \approx 0,1$ кэВ [62–66], все большую популярность стали приобретать модели со свободным

выходом частиц. Первые детальные расчеты по этой модели области ускорения и рождения частиц выполнены группой Аронса [67–69].

Интересно, что до сих пор ситуация все еще очень далека от своего решения. И дело здесь не только в том, что точность определения работы выхода еще недостаточно велика [27]. Оказалось, что не известен даже химический состав поверхностных слоев нейтронной звезды: они могут и не состоять из атомов железа, как это предполагалось в большинстве работ. Химический состав поверхностных слоев полярных шапок может существенно измениться за счет их бомбардировки энергичными частицами, ускоряемыми продольным электрическим полем в зазоре.

Кроме того, как широко обсуждается в настоящее время, атомы железа (которые, безусловно, образуются в наибольшем количестве как наиболее устойчивые ядра) в первые несколько лет после рождения нейтронной звезды, когда поверхность, несомненно, не была твердой, могли бы "утонуть" под действием гравитационного поля [70]. Не исключено поэтому, что в действительности поверхностные слои нейтронных звезд состоят не из железа, а из гораздо более легких атомов — водорода и гелия.

Поскольку температура плавления, оцениваемая по формуле [53]

$$T_m \approx 3 \times 10^7 \left(\frac{Z}{26}\right)^2 \left(\frac{56}{A}\right)^{1/3} \left(\frac{\rho}{10^6 \text{ г см}^{-3}}\right)^{1/3} \text{ [K]}, \quad (18)$$

существенно зависит от атомного заряда Z , поверхность нейтронной звезды при температуре порядка 10^6 К, характерной для обычных радиопульсаров, должна быть жидкой и, во всяком случае, не должна препятствовать свободному выходу частиц. Кроме того, согласно современным представлениям [71] при температурах $T < 10^6$ К и магнитных полях $B_0 < 10^{13}$ Гс поверхность нейтронной звезды, по-видимому, обладает атмосферой, которая также способствует свободному выходу частиц. Кстати, именно на основе такой картины строятся многие современные модели теплового излучения радиопульсаров [57, 72].

2.3. Распространение гамма-квантов в сверхсильном магнитном поле

Перейдем теперь к обсуждению эффектов распространения высокоэнергичных фотонов в сверхсильном магнитном поле вблизи поверхности нейтронной звезды. Понятно, что этот вопрос также имеет прямое отношение к механизму рождения частиц в полярных областях радиопульсаров. Квантовые эффекты в магнитном поле, близком к критическому (11), хорошо известны уже очень давно [13], но только после открытия радиопульсаров появилась надежда их прямого наблюдения. Сюда можно отнести, например, процесс расщепления фотонов $\gamma + B \rightarrow \gamma + \gamma + B$ [73, 74], существенное изменение сечения однофотонного ($\gamma \rightarrow e^+ + e^-$) и двухфотонного ($\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$) рождения пар, особенно вблизи порога рождения [75], квантовое синхротронное охлаждение, связанное с быстрым переходом частиц на нижний уровень Ландау [76, 77], а также эффекты распространения, обусловленные как двойным лучепреломлением вакуума [73, 78], так и особенностями траекторий фотонов вблизи порога рождения частиц [79–81].

В результате в 70-е годы возможность прямого обнаружения эффектов, связанных с квантующим магнитным полем (11), казалась совершенно реальной. Тем не менее для большинства радиопульсаров эти эффекты оказались все же слишком слабыми. Дело в том, что, например, в выражение для коэффициента преломления в сильном магнитном поле (формула соответствует одной из линейных поляризаций)

$$n = 1 + \frac{7\alpha_f}{90\pi} \left(\frac{B}{B_{cr}}\right)^2, \quad (19)$$

помимо фактора $7/90\pi$, входит еще постоянная тонкой структуры $\alpha_f = e^2/\hbar c \approx 1/137$, вследствие чего появления значимых квантовых эффектов можно ожидать лишь при полях $B > 10^{14}$ Гс. Для большинства же нейтронных звезд, наблюдаемых как радиопульсары, с хорошей точностью можно считать, что гамма-кванты распространяются прямолинейно.

Однако в последнее время, особенно в связи с открытием магнетаров [82, 83] (источников пульсирующего рентгеновского излучения, периоды которых составляют несколько секунд, а магнитное поле, оцениваемое по формуле (1), достигает $10^{15} - 10^{16}$ Гс), этот вопрос вновь приобрел актуальность. Поэтому были выполнены новые подробные вычисления, касающиеся как эффекта расщепления фотонов [84–87], так и определения траекторий жестких гамма-квантов вблизи порога рождения частиц [88].

В частности, было показано, что при достаточно больших магнитных полях ($B \sim 10^{14} - 10^{15}$ Гс) процесс конверсии гамма-квантов за счет расщепления фотонов должен быть существенно подавлен [89]. Следовательно, значительно подавленным должен быть и процесс рождения вторичной плазмы. Неудивительно поэтому, что большинство магнетаров не проявляет себя как радиопульсары. Вместе с тем новых качественных явлений, способных привести к прямому наблюдению квантовых эффектов в сверхсильном магнитном поле, найдено не было; проведенные расчеты лишь уточнили полученные ранее результаты.

2.4. Эффекты общей теории относительности

Рассмотрим теперь релятивистские эффекты, которые в отличие от рассмотренных выше эффектов квантующего магнитного поля, несомненно, могут оказывать существенное влияние на процессы рождения частиц вблизи радиопульсаров. Оказалось, что в модели со свободным выходом частиц с поверхности нейтронной звезды заметную роль должны играть эффекты общей теории относительности.

Напомним, что на поверхности пульсара гравитационное красное смещение достаточно велико:

$$\frac{\varphi_g}{c^2} = \frac{2GM}{Rc^2} \approx 0,2, \quad (20)$$

и поэтому любые расчеты, претендующие на точность, лучшую 20 %, должны быть выполнены с учетом релятивистских эффектов. Однако в модели с затрудненным выходом частиц учет таких эффектов не приводит к существенным поправкам, поскольку он не изменяет качественно структуры электродинамических уравнений.

В модели же со свободным выходом частиц в уравнение (14), помимо малого геометрического фактора

$$\varepsilon_A = \left(\frac{\Omega R}{c}\right)^{1/2}, \quad (21)$$

возникает чисто релятивистский фактор $\omega/\Omega \approx \varepsilon_g$, где

$$\varepsilon_g = \frac{\varphi_g}{c^2}, \quad (22)$$

связанный с увлечением инерциальных систем отсчета (эффект Лензе–Тирринга [90]). Здесь ω — угловая скорость вращения Лензе–Тирринга. При этом для большинства радиопульсаров с периодом $P \sim 1$ с релятивистская поправка ε_g оказывается по крайней мере на порядок больше геометрической поправки ε_A , в результате чего учет эффектов общей теории относительности становится необходимым.

Действительно, появление продольного электрического поля в области ускорения и рождения частиц связано с отличием плотности заряда плазмы ρ_e от гольдрайховской плотности ρ_{GJ} (3). В общем релятивистском случае уравнение Гаусса переписывается как [90]

$$\nabla \left(\frac{1}{\alpha} E_{\parallel} \right) = 4\pi(\rho_e - \rho_{GJ}), \quad (23)$$

причем теперь гольдрайховская плотность

$$\rho_{GJ} = \frac{1}{8\pi^2} \nabla \left(\frac{\Omega - \omega}{\alpha c} \nabla \Psi \right). \quad (24)$$

Здесь α — гравитационное красное смещение, Ψ — функция магнитного потока. С необходимой для нас точностью величины α и ω можно записать в виде

$$\alpha^2 = 1 - \frac{R_g}{r}, \quad (25)$$

$$\omega = \Omega \frac{R_g^3}{r^3} \quad (26)$$

($R_g = 2GM/c^2$ — гравитационный радиус).

В линейном порядке по малым величинам ε_A и ε_g имеем

$$\rho_{GJ} = \frac{\Omega - \omega}{2\pi c} \frac{B \cos \theta_b}{\alpha}, \quad (27)$$

где θ_b есть угол между осью магнитного диполя и осью вращения. Для релятивистской плазмы, движущейся со скоростью $v \approx c$, имеем с той же точностью

$$\rho_e = C(\Psi) \frac{B}{\alpha}. \quad (28)$$

Здесь величина $C(\Psi)$ постоянна вдоль магнитных силовых линий.

Как мы видим, плотности заряда (27) и (28) по-разному изменяются вдоль магнитной силовой линии: гольдрайховская плотность (27), помимо фактора B/α , содержит еще геометрический фактор $\cos \theta_b$, а также гравитационный фактор ω . В результате, при своем движении однозарядная релятивистская плазма не в состоянии удовлетворить условию $\rho_e = \rho_{GJ}$, что приводит к появлению продольного электрического поля. Продольное же электрическое поле приводит к ускорению частиц, излучению жестких фотонов и, в конечном

счете, к рождению вторичной электронно-позитронной плазмы [11]. Поэтому вне области ускорения продольное поле уже должно быть близко к нулю.

Так, в модели Аронса, в которой предполагается свободный выход частиц с поверхности нейтронной звезды [68, 69], уравнение (23) следует решать с граничными условиями

$$E_{\parallel}(h=0) = 0, \quad (29)$$

что соответствует нулевому продольному полю на поверхности пульсара, и

$$E_{\parallel}(h=H) = 0, \quad (30)$$

что соответствует нулевому продольному полю на верхней границе области ускорения H .

В результате уравнение (23) можно переписать в виде

$$\frac{dE_{\parallel}}{dh} = -K_A \left(h - \frac{H}{2} \right), \quad (31)$$

где

$$K_A = 4\pi \left[\frac{d(\rho_e - \rho_{GJ})}{dh} \right]_{h=H/2}. \quad (32)$$

Окончательно имеем

$$E_{\parallel} = -\frac{1}{2} K_A h(H-h), \quad (33)$$

причем для $\Omega B > 0$ [29, 30]

$$K_A = \frac{3}{2} \frac{\Omega B_0}{cR} \left[4 \frac{\omega}{\Omega} \cos \chi + \varepsilon_A \cos \varphi_m \sin \chi + O(\varepsilon_g^2) + \dots \right]. \quad (34)$$

Второе слагаемое в скобках (34), пропорциональное ε_A , описывает геометрический эффект, рассмотренный в [68]. Подобный режим ускорения может быть реализован лишь на половине полярной шапки $-\pi/2 < \varphi_m < \pi/2$ ($K_A > 0$), для которой магнитные силовые линии искривляются в направлении оси вращения и, значит, $\cos \theta_b$ увеличивается при удалении от поверхности звезды. Такие силовые линии были названы "предпочтительными". В области же $\pi/2 < \varphi_m < 3\pi/2$ ($K_A < 0$), где магнитные силовые линии, напротив, стремятся стать перпендикулярными оси вращения, возникающее продольное электрическое поле может привести не к ускорению, а к остановке частиц. В рамках этой модели ускорение и генерация вторичных частиц будут происходить лишь в половине области открытых силовых линий и, соответственно, диаграмма направленности радиоизлучения также должна иметь форму полукруга [69]. Это, однако, находится в противоречии с данными наблюдений [18], которые хорошо согласуются с моделью полого конуса.

Вместе с тем учет эффектов общей теории относительности приводит к появлению дополнительного слагаемого, пропорционального ε_g . Согласно (34) при $4\omega/\Omega > \varepsilon_A \tan \chi$ определяющий вклад в величину K_A вносит именно гравитационная поправка. Так, для однородной по плотности звезды, когда

$$\frac{\omega}{\Omega} = \frac{2}{5} \varepsilon_g, \quad (35)$$

это условие можно переписать в виде

$$P > 10^{-3} \left(\frac{R}{10^6 \text{ см}} \right)^2 \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-2} [\text{с}]. \quad (36)$$

Следовательно, практически для всех наблюдаемых пульсаров эффекты общей теории относительности являются определяющими. При этом все открытые силовые линии оказываются "предпочтительными".

Таким образом, учет эффектов общей теории относительности действительно приводит к качественному изменению выводов модели Аронса. Стационарная генерация становится возможной по всей поверхности полярной шапки.

2.5. Генерация частиц в магнитосфере

Рассмотрим теперь вкратце, как обсуждавшиеся выше физические процессы влияют на генерацию частиц вблизи поверхности нейтронной звезды. Прежде всего нас интересуют эффекты сверхсильного магнитного поля $B > 10^{14}$ Гс, характерного для магнетаров. Как уже отмечалось, лишь при таких больших магнитных полях следует ожидать заметных эффектов квантующего магнитного поля [84, 88]. Уже давно было понято, что сильное магнитное поле должно подавлять процесс рождения вторичной плазмы. Во-первых, при полях, больших 10^{13} Гс, вторичная электронно-позитронная пара должна рождаться на нижнем уровне Ландау, что приводит к подавлению синхротронного излучения [91, 92].

Во-вторых, нетривиальность проникаемости вакуума вблизи порога рождения пары на нулевые уровни Ландау при поперечном импульсе фотона, близком к $2m_e c$, может приводить к тому, что гамма-кванты будут отклоняться вдоль направления магнитного поля, причем в результате будут образовываться не две свободные частицы, а их связанное состояние — позитроний [80, 81].

В-третьих, существенным становится процесс расщепления фотонов $\gamma \rightarrow \gamma + \gamma$, приводящий к уменьшению их энергии и подавлению (хотя и неполному) рождения частиц [87]. Тем самым становится понятным, почему радиоизлучение магнетаров оказывается подавленным. Однако большинство радиопульсаров обладает недостаточно большими магнитными полями, чтобы подобные эффекты были зарегистрированы.

Вместе с тем для обычных радиопульсаров существенным может оказаться процесс взаимодействия первичных частиц, ускоренных в зазоре, с мягкими рентгеновскими фотонами, излучаемыми нагретой поверхностью нейтронной звезды (впервые на важность обратного комптоновского рассеяния в области рождения частиц было указано в работе [93]). Как оказалось, образующиеся в результате такого взаимодействия жесткие гамма-кванты имеют достаточную энергию, чтобы родить вторичные электронно-позитронные пары и, следовательно, повлиять на структуру области ускорения частиц [94, 95]. Наконец, работа выхода частиц также существенно влияет на структуру электрического поля. Поэтому неопределенность в этом вопросе по-прежнему сдерживает построение последовательной модели области ускорения.

Тем не менее в последнее время в этой части теории получены новые важные результаты. В частности, необходимо отметить работы [32, 33], в которых рассмотрены

как эффекты общей теории относительности, так и процесс (нерезонансного и резонансного) обратного комптоновского рассеяния на рентгеновских фотонах, излучаемых поверхностью нейтронной звезды.

Интересно, что в этой модели область ускорения может и не примыкать к поверхности нейтронной звезды, а быть как бы подвешенной над магнитными полюсами нейтронной звезды. Однако для полного анализа необходим учет кинетических эффектов, подобно тому как это выполнено Гуревичем и Истоминым [96] для области ускорения вблизи поверхности нейтронной звезды в модели с затрудненным выходом частиц, а также в недавних работах [95, 97] по "внешнему" зазору.

Напомним, что анализ кинетических эффектов необходим, в частности, для решения проблемы о потоке обратных частиц, что в свою очередь непосредственно связано с проблемой строения области рождения плазмы. Действительно, в модели Аронса плотность электрического заряда на границах области ускорения не совпадает с гольдрайховской. Лишь в этом случае (рис. 3) решение уравнения Пуассона (14) позволяет выполнить граничное условие $E_{\parallel} = 0$ не только на поверхности нейтронной звезды $h = 0$, но и на верхней границе области ускорения.

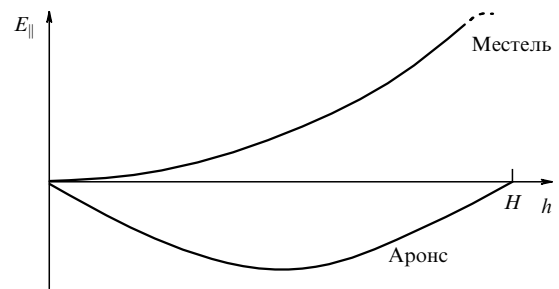


Рис. 3. Продольные электрические поля в моделях Аронса [69] и Местеля [47] на "предпочтительных" силовых линиях при $\Omega\mathbf{B} > 0$. В модели Местеля плотность заряда плазмы ρ_e на поверхности звезды равна гольдрайховской плотности ρ_{GJ} (и, значит, $dE/dh = 0$), тогда как в модели Аронса плотность заряда при $h = 0$ благодаря наличию потока обратных частиц отличается от ρ_{GJ} . Хотя в обоих случаях электрическое поле равно нулю на поверхности звезды, направления электрического поля, а значит, и ускорения частиц оказываются различными.

В результате на предпочтительных силовых линиях для $\Omega\mathbf{B} > 0$ решение уравнения (14) приобретает вид (33): $E_{\parallel}(h) \propto h(h - H)$. Но, как легко видеть, для существования такого решения необходим поток обратных частиц, который самосогласованно определяется из уравнения (14). В модели Аронса он составляет

$$\frac{j_{\text{rev}}}{j} \approx \varepsilon_A \sim 10^{-2}. \quad (37)$$

Если же поток обратных частиц отсутствует, то уравнение (14) приводит к совершенно другому решению: $E_{\parallel} \propto h^2$, в котором продольное электрическое поле оказывается направленным в противоположную сторону. Следовательно, ускорение частиц становится возможным лишь на "непредпочтительных" магнитных силовых линиях. Именно эта модель, в которой, естественно, поток обратных частиц достаточно мал, уже

много лет развивается в работах Местеля [21, 47, 98, 99]. Как мы видим, лишь последовательная кинетическая модель способна сделать выбор между двумя реализациями (см. в этой связи работы [100, 101]).

2.6. Сравнение с наблюдениями

В заключение необходимо сказать несколько слов о возможности наблюдательной проверки обсужденных выше физических эффектов, помимо уже упоминавшейся во введении самой модели полого конуса. Прежде всего рассмотрим вопрос о максимальном периоде радиопульсаров P_{\max} . Как уже говорилось, радиоизлучение связывается со вторичной электронно-позитронной плазмой, рождающейся в полярных областях нейтронной звезды. Поэтому условие

$$H(P, B) < R_0(P) \quad (38)$$

можно считать "условием зажигания", разделяющим активную и пассивную области параметров, когда нейтронная звезда не проявляет себя как радиопульсар.

Хорошо известно, что в моделях с затрудненным выходом частиц соотношение (38) приводит к разумному значению предельного периода:

$$P_{\max} \approx \left(\frac{B_0}{10^{12} \text{ Гс}} \right)^{8/15} [\text{с}] \approx 1-3 \text{ с}. \quad (39)$$

Это условие, кстати, обычно изображается как "линия смерти" на диаграмме $P-\dot{P}$. Такое хорошее согласие, безусловно, можно рассматривать в качестве прямого подтверждения обсуждаемой здесь картины.

Для моделей же со свободным выходом частиц благодаря существенно меньшим значениям ускоряющего потенциала предельный период также должен быть значительно меньше [69]:

$$P_{\max} = 0,1-0,3 \text{ с}. \quad (40)$$

Надежды на то, что предельный период удастся поднять за счет учета эффектов общей теории относительности, как оказалось, не оправдались [102].

Здесь, впрочем, все же возможны различные решения, например смещение магнитного диполя относительно центра пульсара [102] или существование достаточно сильного недипольного магнитного поля у поверхности нейтронной звезды [103], приводящего к уменьшению радиуса кривизны магнитных силовых линий R_c и, следовательно, к увеличению эффективности рождения частиц. Тем не менее модели со свободным выходом частиц сталкиваются с определенными трудностями.

Отметим еще несколько возможностей прямой проверки существования области рождения плазмы. Прежде всего информацию о процессах, происходящих в области генерации частиц, могли бы дать "реликтовые фотоны", т.е. жесткие гамма-кванты, энергия которых все же недостаточна для конверсии в электронно-позитронную пару. Возможность прямого детектирования таких фотонов обсуждается уже давно [12, 96] (более того, для многих моделей определены спектры и интенсивности ожидаемого излучения [28, 96]), однако до сих пор здесь нет полной ясности. Дело в том, что в тех немногих случаях, когда радиопульсары являются также источниками импульсного гамма-излучения (как в случае пуль-

сара в Крабовидной туманности), их гамма-излучение из области генерации частиц, по-видимому, не может конкурировать с другими механизмами гамма-излучения, например с излучением из "внешнего" зазора.

Как известно, рождение частиц может происходить не только вблизи поверхности нейтронной звезды, но и в области так называемого внешнего зазора, расположенного на тех открытых магнитных силовых линиях, которые имеют участок, перпендикулярный оси вращения и на которых гольдрайховская плотность заряда (3) меняет знак [94].

Понятно, что в случае однозарядной плазмы, истекающей из магнитосферы, условие нулевого продольного электрического поля $\rho_e = \rho_{GJ}$ выполнено быть не может. Поэтому вблизи поверхности $\rho_{GJ} = 0$ также следует ожидать появления продольного электрического поля, ускоренных частиц и, значит, рождения вторичной электронно-позитронной плазмы. Поскольку внутренний зазор находится вблизи светового цилиндра, где магнитное поле на много порядков ниже поля на поверхности нейтронной звезды, однофотонная конверсия не может играть определяющей роли при рождении вторичных частиц. Однако, как оказалось, достаточно эффективным должен быть процесс двухфотонной конверсии $\gamma + \gamma_X \rightarrow e^+ + e^-$, где жесткие гамма-кванты γ по-прежнему излучаются первичными частицами, ускоренными в зазоре, а γ_X соответствует тепловым рентгеновским фотонам, излучаемым поверхностью нейтронной звезды. В настоящее время выполнены достаточно подробные расчеты структуры внешнего зазора, основанные на анализе кинетических эффектов [95, 97], хотя само существование внешнего зазора нельзя считать доказанным.

Наконец, прямую информацию о падении потенциала должна содержать скорость дрейфа субимпульсов, поскольку она напрямую связана с падением потенциала в зазоре. Например, анализ, проведенный недавно в работе [104], также свидетельствует скорее в пользу моделей с затрудненным выходом частиц. Здесь, однако, необходимы еще дополнительные исследования.

Следует подчеркнуть, что общие свойства вторичной электронно-позитронной плазмы, истекающей из магнитосферы, оказались в общем-то малочувствительными к деталям строения области ускорения. Для большинства моделей [12, 96, 105] как плотность, так и энергетический спектр истекающей плазмы оказываются достаточно универсальными. Поэтому с уверенностью можно сказать, что плазма, текущая вдоль открытых магнитных силовых линий в магнитосфере пульсара, состоит из пучка первичных частиц с энергией $\mathcal{E} \sim 10^7$ МэВ и плотностью, близкой к гольдрайховской, а также из вторичной электронно-позитронной компоненты, энергетический спектр которой с хорошей точностью имеет степенной вид:

$$N(\mathcal{E}) \propto \mathcal{E}^{-2}, \quad (41)$$

а сами энергии заключены в пределах от $\mathcal{E}_{\min} \sim 10-100$ МэВ до $\mathcal{E}_{\max} \sim 10^4$ МэВ. Полная же плотность вторичной плазмы в 10^3-10^4 раз превышает гольдрайховскую.

Такая модель рассматривалась в подавляющем большинстве работ, посвященных теории радиоизлучения пульсаров. При этом важно, чтобы функции распределе-

ния электронов и позитронов были сдвинуты друг относительно друга (на это было указано еще в работе Рудермана и Сазерленда [12]). Лишь в этом случае плотность заряда истекающей плазмы может совпадать с гольдрайховской.

3. Магнитосфера радиопульсаров

3.1. Энергетические потери радиопульсаров

Как уже говорилось, проблема строения магнитосферы нейтронной звезды связана прежде всего с вопросом об энергетических потерях радиопульсаров. Чтобы ответить на этот вопрос, необходимо определить структуру электрических зарядов и токов, текущих в магнитосфере пульсара. Именно эти токи, замыкаясь на поверхности нейтронной звезды, приводят к появлению тормозящего момента сил и тем самым определяют замедление вращения радиопульсара. И именно эти продольные токи являются источником тороидальной компоненты магнитного поля, формируя поток электромагнитной энергии (вектора Пойнтинга) за пределы магнитосферы.

Вместе с тем, как мы увидим, электрические заряды, перераспределяясь в магнитосфере пульсара, способны закранировать магнитодипольное излучение нейтронной звезды. Собственно, вопрос об относительной роли токовых и магнитодипольных потерь является основным в теории магнитосферы радиопульсаров.

Прежде чем переходить к количественному обсуждению вопроса о потерях энергии нейтронной звезды, удобно напомнить уравнение, описывающее магнитосферу наклонного ротатора. При этом предполагается, что все величины зависят от времени t и угловой координаты φ лишь в комбинации $\varphi - \Omega t$. В некотором смысле такие квазистационарные уравнения аналогичны переходу во вращающуюся систему координат. Однако этот подход значительно шире, поскольку его можно применять и за пределами светового цилиндра, где переход во вращающуюся систему координат невозможен.

В результате уравнение Максвелла

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

можно переписать в виде [106]

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\nabla \times [\boldsymbol{\beta}_R \times \mathbf{B}], \quad (42)$$

где

$$\boldsymbol{\beta}_R = \frac{1}{c} [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}]. \quad (43)$$

Уравнение (42) сразу может быть разрешено как

$$\mathbf{E} + \boldsymbol{\beta}_R \times \mathbf{B} = -\nabla \psi, \quad (44)$$

где $\psi = \Phi - (\boldsymbol{\beta}_R \mathbf{B})$ имеет смысл электрического потенциала во вращающейся системе координат, который и приводит к ускорению частиц в области продольного электрического поля (см. (14)). В частности, для идеально проводящей звезды, когда

$$\mathbf{E}_{\text{int}} + \boldsymbol{\beta}_R \times \mathbf{B}_{\text{int}} = 0, \quad (45)$$

имеем $\psi = 0$.

Для случая нулевого продольного электрического поля ($\mathbf{E}\mathbf{B}) = 0$, умножая (44) скалярно на \mathbf{B} , получаем

$$(\mathbf{B} \nabla \psi) = 0. \quad (46)$$

Значит, потенциал ψ постоянен на магнитных поверхностях $\Psi = \text{const}$:

$$\psi = \psi(\Psi). \quad (47)$$

Поэтому в области замкнутых силовых линий имеем просто

$$\psi = 0. \quad (48)$$

Вместе с тем в области открытых магнитных силовых линий, которые отделены от нейтронной звезды областью продольного электрического поля (где условие (47), естественно, не имеет места), потенциал ψ отличен от нуля. При этом согласно (44) в осесимметричном случае угловая скорость Ω_F , входящая в определения электрического поля и гольдрайховской плотности, переписывается как

$$\Omega_F = \Omega - 2\pi c \frac{d\psi}{d\Psi}, \quad (49)$$

так что

$$\mathbf{E} = -\frac{\Omega_F}{2\pi c} \nabla \Psi. \quad (50)$$

Как мы видим, угловая скорость Ω_F определяется конкретным механизмом рождения плазмы вблизи поверхности нейтронной звезды, причем она имеет смысл угловой скорости вращения плазмы. Действительно, определяя дрейфовую скорость \mathbf{U}_{dr} с помощью соотношений (44) и (47), для произвольного угла наклона χ имеем

$$\mathbf{U}_{\text{dr}} = c \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} = \Omega_F [\mathbf{e}_z \times \mathbf{r}] + j \mathbf{B},$$

где j — скалярная функция. Следовательно, скорость частиц представляет собой сумму скорости коротации с угловой скоростью Ω_F и скорости скольжения вдоль магнитного поля. Именно отличие угловой скорости Ω_F от Ω приводит к уже обсуждавшемуся дрейфу субимпульсов. В результате в магнитосфере возникают электрические токи коротации, плотность которых

$$\mathbf{j}_{\text{cor}} = \rho_{\text{GJ}} \Omega_F [\mathbf{e}_z \times \mathbf{r}]. \quad (51)$$

Что же касается продольных токов, то их удобно нормировать на гольдрайховскую плотность тока $j_{\text{GJ}} = c \rho_{\text{GJ}}$. При этом полный электрический ток I , текущий в пределах трубки силовых линий с магнитным потоком Ψ , можно записать в виде

$$I(\Psi) = i_0 I_{\text{GJ}}. \quad (52)$$

Здесь

$$I_{\text{GJ}} = \frac{B_0 \Omega^2 R^3}{2c} \quad (53)$$

есть характерный полный ток через поверхность полярной шапки.

В дальнейшем нам будет удобно ввести безразмерный ускоряющий потенциал $\beta_0 = \psi/\psi_{\max}$, где

$$\psi_{\max} = \left(\frac{\Omega R}{c}\right)^2 RB_0 \quad (54)$$

— максимальное падение потенциала в области ускорения V (8). В результате угловая скорость Ω_F над областью ускорения, в которой вторичная плазма экранирует продольное электрическое поле, в осесимметричном случае определится как

$$\Omega_F = (1 - \beta_0)\Omega. \quad (55)$$

Появление электрических токов в магнитосфере пульсаров имеет решающее значение, поскольку продольные токи должны приводить к торможению нейтронной звезды. Ясно, что полный ток, истекающий с поверхности пульсара, должен быть равен нулю. В результате, по поверхности пульсара должны течь токи, замыкающие продольные токи, текущие в магнитосфере. Пондеромоторное действие этих токов и приводит к замедлению радиопульсаров.

Чтобы показать это, запишем скорость потерь энергии в виде

$$W_{\text{cur}} = -\mathbf{K}\mathbf{K}. \quad (56)$$

Здесь

$$\mathbf{K} = \frac{1}{c} \int [\mathbf{r} \times [\mathbf{j}_s \times \mathbf{B}]] d\mathbf{S} \quad (57)$$

есть тормозящий момент, связанный с силой Ампера токов, текущих по поверхности. Он направлен антипараллельно магнитному моменту нейтронной звезды. Учитывая теперь определения (52) и (56), имеем

$$W_{\text{cur}} = k \frac{B_0^2 \Omega^4 R^6}{c^3} i_0 \cos \chi, \quad (58)$$

где коэффициент $k \approx 1$ зависит от геометрии полярной шапки.

Как уже говорилось, в символьном выражении потери (58) совпадают с магнитодипольными потерями (1). Однако магнитодипольные потери (1) отсутствуют для осесимметричного случая $\chi = 0$. Кроме того, потери (58) пропорциональны электрическому току (52), циркулирующему в магнитосфере. Используя известные значения момента инерции и радиуса нейтронных звезд [108, 109] $J \approx 10^{45}$ г см² и $R \approx 10^6$ см, для скорости замедления при $B_0 \sim 10^{12}$ Гс получаем

$$\dot{P} \sim 10^{-15}, \quad (59)$$

что и наблюдается на самом деле [18].

Подчеркнем, что токовые потери W_{cur} (58) даже в рамках бессилового приближения не совпадают с потоком вектора Пойнтинга

$$W_{\text{em}} = \frac{c}{4\pi} \int [\mathbf{E} \times \mathbf{B}] d\mathbf{S} = \frac{1}{2\pi c} \int I(\Psi) \Omega_F(\Psi) d\Psi. \quad (60)$$

Действительно, путем тождественных преобразований формула (56) может быть преобразована к виду [16]

$$W_{\text{cur}} = W_{\text{em}} + W_{\text{part}}, \quad (61)$$

где слагаемое

$$W_{\text{part}} = \int \psi \mathbf{j}_e d\mathbf{S} = \frac{1}{2\pi c} \int I(\Psi) [\Omega - \Omega_F(\Psi)] d\Psi \quad (62)$$

согласно (44) соответствует энергии, приобретаемой первичными частицами в области ускорения. При этом

$$\frac{W_{\text{part}}}{W_{\text{cur}}} \approx \beta_0. \quad (63)$$

Отметим, что, хотя $\beta_0 \approx 1$ для медленных пульсаров с $P \approx 1$ с (когда значительная часть полных потерь идет на генерацию и ускорение плазмы), полная энергия, уносимая частицами, оказывается все же меньше энергии, уносимой электромагнитным полем. Это связано с тем, что лишь малая часть энергии, приобретенной первичными частицами, передается в итоге вторичной плазме. Большая же часть энергии идет на генерацию достаточно мягких гамма-квантов, для которых магнитосфера нейтронной звезды оказывается прозрачной. В результате, условие применимости бессилового приближения оказывается выполненным даже для пульсаров с $\beta_0 \approx 1$. Кстати, именно поэтому у медленных пульсаров относительная доля энергии, излучаемая в гамма-диапазоне, должна быть близка к единице, что и наблюдается в действительности [110].

Вместе с тем потери углового момента будут полностью обусловлены электродинамическими потерями (57):

$$K_{\text{cur}} = \frac{1}{2\pi c} \int I(\Psi) d\Psi. \quad (64)$$

Так и должно быть, поскольку угловой момент фотонов \mathcal{L}_{ph} , излучаемых вблизи поверхности звезды, много меньше $\Omega \mathcal{E}_{\text{ph}}$. Благодаря (60) и (62) условие

$$W_{\text{tot}} = \Omega K_{\text{tot}} \quad (65)$$

(справедливое по определению для вращающейся нейтронной звезды) оказывается тождественно выполнено и для уходящего излучения. Однако, как мы видели, это соотношение не может быть получено без дополнительного слагаемого (62). Попытка решить вопрос об энергетических потерях только в рамках бессилового приближения неизбежно приводит к недоразумениям [111, 112].

3.2. Теория магнитосферы нейтронной звезды

Таким образом, вопрос о замедлении вращения радиопульсаров сводится к определению продольного электрического тока, циркулирующего в магнитосфере нейтронной звезды, что в свою очередь может быть сделано только в рамках решения полной задачи о строении магнитосферы. И лишь в рамках полной задачи может быть решен вопрос об относительной роли токовых и магнитодипольных потерь.

Как известно, основным направлением начиная с 70-х годов была модель осесимметричной бессиловой магнитосферы [113, 114], когда предполагалось, что плотность энергии плазмы значительно меньше плотности энергии магнитного поля. В этом пределе структура магнитосферы описывается уравнением [15, 16, 98,

115, 116]

$$-\left(1 - \frac{\Omega_F^2 \varpi^2}{c^2}\right) \nabla^2 \Psi + \frac{2}{\varpi} \frac{\partial \Psi}{\partial \varpi} - \frac{16\pi^2}{c^2} I \frac{dI}{d\Psi} + \frac{\varpi^2}{c^2} \Omega_F (\nabla \Psi)^2 \frac{d\Omega_F}{d\Psi} = 0. \quad (66)$$

Его решение и определяет полоидальное магнитное поле

$$\mathbf{B}_p = \frac{1}{2\pi\varpi} [\nabla \Psi \times \mathbf{e}_\varphi]. \quad (67)$$

В рамках же бессилового приближения ключевая величина — продольный ток I , текущий в магнитосфере, является свободным параметром. В частности, первые точные решения для осесимметричного случая [98, 113] (как и для случая наклонного ротатора [48], когда приходилось решать уравнение, подобное (66)) получены именно для нулевого продольного тока (и при $\Omega_F = \text{const}$). В этом приближении бессилое уравнение независимо от угла наклона χ становится линейным, что позволяет достаточно просто получить его решение.

Точные решения бессиловых уравнений для нулевого продольного тока при $\Omega_F = \Omega = \text{const}$ неоднократно обсуждались в литературе (см., например, [15, 16, 21], а также рис. 4). Поэтому сформулируем здесь лишь основные выводы, которые можно сделать на основе полученных решений.

1. Решение может быть построено лишь в пределах световой поверхности $|\mathbf{E}| = |\mathbf{B}|$, которая для нулевого продольного тока совпадает со световым цилиндром $\varpi = c/\Omega$. За пределами светового цилиндра электриче-

ское поле становится больше магнитного, что приводит к нарушению условия вмороженности $\mathbf{E} + c^{-1}[\mathbf{v} \times \mathbf{B}] = 0$. В результате на поверхности светового цилиндра энергия частиц формально становится бесконечной. В общем же случае световая поверхность не совпадает со световым цилиндром, а всегда находится на больших расстояниях.

2. На световом цилиндре независимо от угла наклона осей χ магнитное поле должно быть перпендикулярно его поверхности [48, 117]. Этот математический результат приводит к важнейшему физическому выводу: вектор Пойнтинга не имеет здесь нормальной компоненты, и значит, поток электромагнитной энергии через поверхность светового цилиндра равен нулю. Следовательно, в отсутствие продольного тока вторичная плазма, заполняющая магнитосферу, должна полностью экранировать магнитодипольное излучение нейтронной звезды. Поэтому потери энергии вращения радиопульсаров могут быть связаны только с пондеромоторным действием токов, текущих в магнитосфере нейтронной звезды, так что формула (58) полностью определяет скорость замедления радиопульсаров.

3. В отсутствие продольного тока магнитные силовые линии концентрируются вблизи экватора. Иными словами, тороидальные токи $\mathbf{j} = \rho_{GJ} [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}]$, связанные с коротацией гольдрайховской плотности ρ_{GJ} , стремятся не сколлапсировать, а, напротив, развести магнитные силовые линии. В результате магнитное поле вдоль оси вращения спадает не по степенному закону, а экспоненциально быстро.

Что же касается решений с ненулевым продольным током, то в этом случае даже простейшее бессилое уравнение становится нелинейным, что существенно затрудняет его анализ. Фактически, помимо решения Майкеля [114], в котором магнитное поле является монополярным, а также некоторых других точных решений [48, 122] (см. также [46, 118, 121]), задача до сих пор остается открытой. Технически это связано с тем, что уравнение (66) содержит критическую поверхность — световой цилиндр, прохождение которого требует разложения решения на собственные функции, не имеющие особенности на этой поверхности.

До сих пор подобная задача решалась лишь аналитически, что можно было сделать лишь для определенного класса функций $I(\Psi)$, а именно для случая, когда плотность тока постоянна во всей области открытых магнитных силовых линий (т.е. когда $I(\Psi) = k\Psi$), а замыкание тока происходит вдоль сепаратрисы, разделяющей открытые и замкнутые силовые линии. В такой постановке уравнение (66) оказывается линейным не только в области замкнутых, но и в области разомкнутых магнитных силовых линий, а основная задача сводится к "сшивке" решений в этих двух областях (подробнее обсуждение этого вопроса можно найти в [16, 122]).

Лишь недавно появилась работа [123], в которой впервые удалось (путем итерационной процедуры) численно пройти особенность на световом цилиндре. Это позволило исследовать случай произвольного профиля тока $I(\Psi)$. Здесь, однако, получены лишь предварительные результаты, хотя сам подход представляется чрезвычайно плодотворным.

Тем не менее анализ уже полученных решений позволяет сделать ряд важных выводов.

1. В случае, когда продольный ток совпадает с гольдрайховским (решение Майкеля), происходит пол-

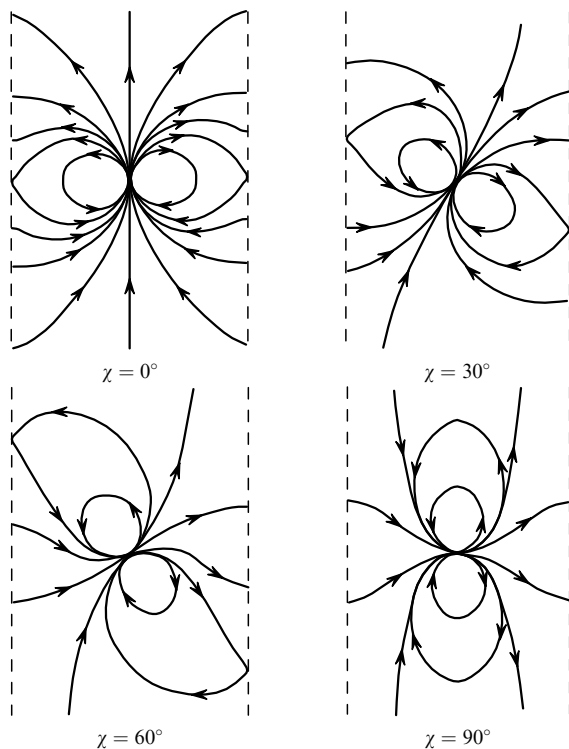


Рис. 4. Структура магнитосферы при нулевых продольных токах для произвольного угла наклона χ оси магнитного диполя к оси вращения [16, 98, 113]. Область применимости рассматриваемого подхода ограничена световым цилиндром.

ная компенсация двух противоположных процессов, а именно деколлимации, связанной с тороидальными токами, и коллимации за счет существования продольных токов. В результате монополюсное магнитное поле, которое является точным решением в отсутствие частиц, оказывается точным решением уравнения (66) и при наличии плазмы. Конечно, точное значение критического тока зависит от конкретной геометрии полоидального магнитного поля. Однако с уверенностью можно сказать, что $j_{cr} \approx \rho_{GJ}c$.

2. При $j_{||} > j_{cr}$ световая поверхность (которая, напомним, в общем случае не совпадает со световым цилиндром) уходит на бесконечность. Это означает, что для достаточно больших продольных токов решение может быть расширено до бесконечности. При этом магнитные поверхности будут сколламированы в направлении оси вращения [118] (что и нужно для объяснения струйных выбросов, недавно зарегистрированных для радиопульсаров [119, 120]).

3. Если же существуют какие-нибудь физические ограничения сверху на продольный ток ($j_{||} < j_{cr}$), то магнитосфера содержит "естественную границу" — световую поверхность. При этом полная задача, включающая в себя и внешние области, не может быть решена в рамках магнитной гидродинамики хотя бы потому, что в этом случае неизбежно возникают области с многопоточным течением.

Последнее утверждение требует некоторых пояснений. Вопрос о возможном ограничении продольного тока за счет "взаимодействия" областей замкнутых и разомкнутых силовых линий впервые рассмотрен в [48]. Был сформулирован "нелинейный закон Ома"

$$\beta_0(i_0) = \beta_{\max} \left[1 - \left(1 - \frac{i_0^2}{i_{\max}^2} \right)^{1/2} \right], \quad (68)$$

связывающий электрический ток $I = i_0 I_{GJ}$, циркулирующий в магнитосфере, и падение потенциала $\psi = \beta_0 \psi_{\max}$ в области ускорения частиц.

Если соотношение (68) действительно выполняется, то в моделях с затрудненным выходом частиц (в которых, напомним, электрический ток в области генерации плазмы может быть произвольным) продольный ток i_0 должен определяться из соотношения (68). В частности, при достаточно малых значениях падения потенциала $\beta_0 < 1$ продольный ток также должен быть мал. Это означает, что световая поверхность, на которой неизбежно возникает дополнительное ускорение частиц, должна находиться на конечном расстоянии от нейтронной звезды. В то же время существование световой поверхности приводит к значительному усложнению теории: фактически до сих пор ни одного сколько-нибудь надежного результата, касающегося поведения плазмы за пределами световой поверхности, получено не было.

Впрочем, не следует полагать, что световая поверхность может находиться на конечном расстоянии лишь в рамках модели с затрудненным выходом частиц с поверхности нейтронной звезды. На примере бессилового приближения видно, что световая поверхность уходит на бесконечность лишь при достаточно больших продольных токах. Как показано в следующем разделе, этот вывод остается справедливым и в более общем магнитогидродинамическом случае. Поэтому

при любых дополнительных ограничениях сверху на продольный электрический ток можно ожидать появления световой поверхности на конечном расстоянии от пульсара.

Однако в рамках модели генерации частиц со свободным выходом с поверхности звезды продольный электрический ток фиксирован и, что особенно важно, плотность этого тока близка к гольдрайховской. Поэтому не исключено, что в реальной дипольной геометрии магнитного поля пульсара этого тока недостаточно для существования непрерывного (в частности, трансзвукового) истечения плазмы вплоть до больших расстояний по сравнению с радиусом светового цилиндра. Конечно, точное доказательство этого факта требует специального исследования.

Возвращаясь к проблеме продольного тока, еще раз подчеркнем, что этот вопрос остается совершенно открытым. Единственно, что можно с уверенностью сказать, — это то, что продольный ток, циркулирующий в магнитосфере радиопульсаров, по-видимому, не превышает критического: $I \approx I_{GJ}$. Тем самым открытым остается вопрос и о точном значении полных потерь энергии W_{tot} и существовании световой поверхности, на которой, как мы увидим, возможно дополнительное ускорение частиц. Впрочем, для многих приложений оценка $I \approx I_{GJ}$ оказывается совершенно достаточной, так что соотношение (7) при $I/I_{GJ} = 1$ является хорошим приближением для скорости потерь энергии W_{tot} .

3.3. Пульсарный ветер

Вопрос о пульсарном ветре также уже много лет остается открытым. Иными словами, до сих пор не удалось построить последовательную модель, которая на едином языке описывает перенос энергии от поверхности нейтронной звезды до бесконечности и включает в себя эффективное ускорение частиц, т.е. практически полную перекачку энергии электромагнитного поля в энергию истекающей плазмы (в пользу существования подобной трансформации однозначно свидетельствуют наблюдения; см. раздел 3.4).

При этом, если в 70-е годы большое внимание уделялось движению релятивистских частиц в интенсивной электромагнитной волне вращающегося магнитного диполя [124, 125], то начиная с 80-х годов, когда стало ясно, что частицы должны играть определяющую роль в пульсарном ветре, главным направлением стал магнитогидродинамический подход [34–37, 39, 126–128]. Этот подход одновременно (и, возможно, в первую очередь) обсуждался в связи с проблемой образования струйных выбросов из активных галактических ядер [129–133] и молодых звезд [134–139]. Фактически речь шла о возможности построения полного решения, т.е. о расширении решений, полученных в бессиловом приближении для внутренних областей магнитосферы, на область пульсарного ветра.

Дело в том, что бессиловое приближение, в рамках которого получены первые результаты, сталкивается с определенными трудностями. Прежде всего, в рамках этого приближения нельзя определить долю энергии, переносимой релятивистскими частицами. Кроме того, поскольку в бессиловом приближении электрический ток $I(\Psi)$ постоянен на магнитных силовых линиях, нет никакой надежды последовательно рассмотреть вопрос о замыкании тока.

Что же касается магнитогидродинамического подхода, то в его рамках можно достаточно просто описать как трансформацию энергии от электромагнитного поля к частицам, так и всю структуру магнитного поля [140, 141]. Поскольку электрический ток I в этом приближении не должен быть постоянен на магнитных силовых линиях, может быть исследован и вопрос о замыкании тока. К сожалению, это не относится к угловой скорости вращения плазмы $\Omega_F(\Psi)$, которая остается постоянной на магнитных поверхностях.

Наконец, что чрезвычайно важно, в рамках полного магнитогидродинамического уравнения сам электрический ток, циркулирующий в магнитосфере, уже не является свободным параметром, а должен определяться из критических условий на особых поверхностях [34, 142]. Иными словами, одна из основных задач, стоящих перед теорией, — построение токовой системы и, как следствие, определение потерь энергии — может быть поставлена математически строго.

Коротко суть этого подхода можно сформулировать следующим образом. Для осесимметричных и стационарных течений (а также при точном выполнении условия вмороженности $\mathbf{E} + c^{-1}[\mathbf{v} \times \mathbf{B}] = 0$ и условия идеальности $(\mathbf{v} \nabla s) = 0$ [143]) в общем случае имеют место пять "интегралов движения", сохраняющихся на осесимметричных магнитных поверхностях. Это поток энергии (интеграл Бернулли)

$$E(\Psi) = \frac{\Omega_F I}{2\pi} + \gamma \mu \quad (69)$$

($\mu \approx m_e c^2$ — релятивистская энтальпия), z -компонента углового момента $L(\Psi)$, угловая скорость $\Omega_F(\Psi)$, энтропия $s(\Psi)$ и отношение потока частиц к потоку магнитного поля $\eta(\Psi)$. В результате, в заданном полоидальном поле все физические характеристики течения (в том числе и энергия частиц) можно определить с помощью достаточно простых алгебраических соотношений. Поскольку интеграл Бернулли (69) содержит теперь как вклад вектора Пойнтинга, так и вклад частиц, в этом подходе действительно становится возможным последовательно рассмотреть процесс перекачки энергии от электромагнитного поля к энергии релятивистской плазмы.

В то же время задача о нахождении самого полоидального магнитного поля сталкивается с гораздо большими трудностями. Прежде всего это связано со сложной структурой уравнения, описывающего равновесные конфигурации. Уравнение равновесия является нелинейным дифференциальным уравнением в частных производных смешанного типа, содержащим интегралы движения в виде свободных функций и к тому же меняющимся от эллиптического к гиперболическому на особых поверхностях. В наиболее интересном для радиопульсаров случае холодной плазмы $s = 0$ такими особыми поверхностями будут альфвеновская поверхность (совпадающая в бессиловом пределе со световым цилиндром), а также быстрая магнитозвуковая поверхность.

Последнее обстоятельство особенно важно: за пределами быстрой магнитозвуковой поверхности на больших расстояниях от нейтронной звезды уравнение равновесия в отличие от уравнения (66) становится гиперболическим. При этом именно существование особых поверхностей, положение которых также должно определяться из решения, является основной технической сложностью, не позволяющей провести последователь-

ное исследование всех возможных решений. Более того, как показано в дальнейшем, результаты, полученные в приближении заданного полоидального магнитного поля, могут качественно отличаться от результатов самосогласованного анализа. Поэтому вопрос об определении энергии частиц, к сожалению, может быть решен только в рамках полной задачи.

Интересно, что первые результаты в рамках магнитогидродинамического подхода были получены Майкелем еще в 1969 г. [126]. Прежде всего был введен ключевой релятивистский параметр — параметр намагниченности

$$\sigma = \frac{e\Omega\Psi_{\text{tot}}}{4\lambda m_e c^3}, \quad (70)$$

имеющий смысл отношения потока электромагнитной энергии к потоку энергии частиц у поверхности звезды. Здесь Ψ_{tot} — полный магнитный поток в источнике.

Подчеркнем, однако, что в работе Майкеля для простоты рассматривался случай монополюсного магнитного поля. Поэтому следует быть осторожным при определении величины Ψ_{tot} для конкретных астрофизических объектов. В частности, для радиопульсаров

$$\Psi_{\text{tot}} = \pi B_0 R_0^2 \approx \pi B_0 R^2 \frac{\Omega R}{c}, \quad (71)$$

что соответствует магнитному потоку лишь в области открытых силовых линий. В результате

$$\sigma = \frac{eB_0\Omega^2 R^3}{4\lambda m_e c^4}. \quad (72)$$

Таким образом, для характерных параметров радиопульсаров ($P \sim 1$ с, $B_0 \sim 10^{12}$ Гс) имеем $\sigma \sim 10^4 - 10^5$, и лишь для самых быстрых ($P \sim 0,1$ с, $B_0 \sim 10^{13}$ Гс) параметр σ достигает значений порядка $10^6 - 10^7$. Большое значение параметра σ как раз показывает, что основной вклад в поток энергии во внутренних областях магнитосферы вносит поток электромагнитного поля.

Далее, оказалось, что существует очень простая связь между параметром намагниченности σ и энергией частиц $\gamma m_e c^2$ на быстрой магнитозвуковой поверхности [126]:

$$\gamma \approx \sigma^{1/3}. \quad (73)$$

Это означает, что и здесь отношение потока энергии частиц к потоку энергии электромагнитного поля

$$\frac{W_{\text{part}}}{W_{\text{em}}} \approx \sigma^{-2/3} \quad (74)$$

должно быть много меньше единицы.

Наконец, было показано, что критическое значение тока, при котором выполняется условие гладкого прохождения быстрой магнитозвуковой поверхности (т.е. течение является трансзвуковым), также близко к гольдрайховскому:

$$j_{\text{cr}} \approx \rho_{\text{GJ}} c. \quad (75)$$

При продольных же токах, отличающихся от критического, структура течения остается близкой к бессилому случаю. В частности, при $j_{\parallel} < j_{\text{cr}}$ световая поверхность

$|\mathbf{E}| = |\mathbf{V}|$ находится на конечном расстоянии от нейтронной звезды.

Напомним, что начиная с работы [126] общепризнанной стала точка зрения, согласно которой быстрая магнитозвуковая поверхность располагается на бесконечности. Этот результат был неоднократно воспроизведен и в дальнейшем [144–146]. Однако, оказалось, этот вывод справедлив лишь в предположении о том, что полоидальное магнитное поле является заданным.

Недавно [147] на примере точного решения продемонстрировано, что в самосогласованном случае, когда полоидальное магнитное поле не предполагается заданным, а само способно изменяться за счет токов, текущих в магнитосфере, быстрая магнитозвуковая поверхность находится на конечном расстоянии от звезды. В частности, имеем [147]

$$r_f(r, \theta) \approx \sigma^{1/3} \sin^{-1/3} \theta R_L \quad \text{для } \sigma > \gamma_{in}^3, \quad (76)$$

где γ_{in} — характерный лоренц-фактор частиц у поверхности нейтронной звезды, и

$$r_f(r, \theta) \approx \left(\frac{\sigma}{\gamma_{in}}\right)^{1/2} R_L \quad \text{для } \sigma < \gamma_{in}^3 \quad (77)$$

[39]. При этом оказалось [147, 148], что ускорение частиц за пределами быстрой магнитозвуковой поверхности практически прекращается, так что оценка (74) относится фактически к потоку частиц на бесконечности.

В итоге ни одна из магнитогидродинамических теорий не позволила построить разумную модель пульсарного ветра. Все попытки найти самосогласованное решение, содержащее эффективное ускорение частиц, не увенчались успехом. Напомним, что этот вывод относится именно к релятивистскому случаю; для нерелятивистских же течений, напротив, эффективность ускорения должна быть велика [126].

Таким образом, возникло явное противоречие между необходимостью эффективного ускорения частиц, следующим из наблюдений, и отсутствием такого ускорения в "гладких" магнитогидродинамических моделях, в которых электрический ток определяется из критических условий на особых поверхностях, а световая поверхность располагается на бесконечности. Неудивительно поэтому, что в настоящее время достаточно активно обсуждаются различные модели, в которых в той или иной степени предлагается выйти за рамки "классической" схемы.

Прежде всего, к эффективному ускорению частиц может привести уже упоминавшееся свойство релятивистских течений: при малых электрических токах световая поверхность $|\mathbf{E}| = |\mathbf{V}|$ располагается на конечном расстоянии, а при $i_0 \ll 1$ — вблизи светового цилиндра. Поэтому, если взаимодействие областей замкнутых и разомкнутых силовых линий действительно приводит к ограничению продольного тока i_0 (или же существуют какие-либо иные причины, фиксирующие ток i_0 в области генерации плазмы), следует ожидать появления световой поверхности и эффективного ускорения частиц. Кстати, к этому выводу недавно пришли и авторы работы [149], которым принадлежит ряд ключевых результатов в теории релятивистского ветра [36, 37].

Первые расчеты подобного ускорения выполнены уже давно [48]. В простейшей цилиндрической геометрии

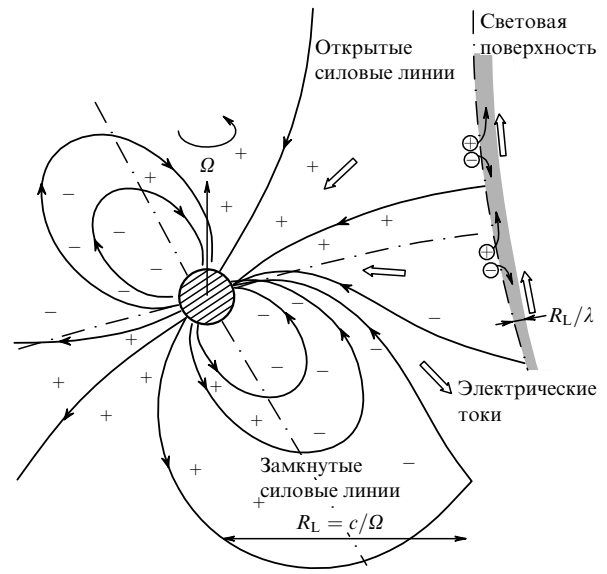


Рис. 5. Ускорение частиц в модели [16]. Если, помимо критического условия, на быстрой магнитозвуковой поверхности существуют иные физические ограничения на продольный ток ($j_{\parallel} < j_{cr}$), то магнитосфера содержит "естественную границу" — световую поверхность $|\mathbf{E}| = |\mathbf{V}|$, где условие вмороженности неприменимо. Поэтому электроны и позитроны ускоряются в разные стороны вдоль электрического поля, создавая при этом сильный полоидальный электрический ток. В тонком слое $\Delta r \approx R_L/\lambda$ происходит практически полное замыкание продольного тока, а поток энергии частиц становится сравнимым с полными потерями энергии.

путем решения уравнений двухжидкостной гидродинамики (описывающей различие в движении электронов и позитронов) показано, что значительная часть энергии, переносимой в пределах световой поверхности электромагнитным полем, в тонком переходном слое

$$\Delta r \sim \lambda^{-1} R_L \quad (78)$$

вблизи световой поверхности передается частицам плазмы ($\lambda \sim 10^3 - 10^5$ есть множественность рождения частиц вблизи поверхности нейтронной звезды). Здесь же, как видно из рис. 5, происходит практически полное замыкание продольного тока, циркулирующего в магнитосфере. В результате естественным образом находит свое объяснение и высокая эффективность ускорения частиц.

Отметим, однако, что присутствие световой поверхности приводит к существенному усложнению всей задачи о строении магнитосферы нейтронной звезды. В этом случае удастся надежно описать лишь внутренние области магнитосферы. Вопросы о дальнейшей судьбе ускоренных частиц, переносе энергии на больших расстояниях, а также о замыкании тока фактически остаются открытыми. Для решения этих задач требуется выйти за рамки одножидкостной гидродинамики; по-видимому, они вообще не могут быть решены в рамках аналитического подхода.

Выполненный расчет касался лишь цилиндрической геометрии, в которой было невозможно, например, последовательно рассмотреть возмущение магнитных поверхностей и электрического потенциала. В частности, было непонятно, насколько полученные решения являются общими. Лишь недавно аналогичный результат на основе решений уравнений двухжидкостной

гидродинамики получен и для более реалистичной геометрии [150], когда полоидальное магнитное поле близко к монополю. Показано, что практически все результаты, полученные для цилиндрической геометрии, остаются справедливыми и для более реалистичной двумерной геометрии. При этом было подтверждено, что энергия частиц достигает здесь величин порядка

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_c &\sim eB_0R \frac{1}{\lambda} \left(\frac{\Omega R}{c} \right)^2 \sim \\ &\sim 10^4 \left(\frac{\lambda}{10^3} \right)^{-1} \frac{B_0}{10^{12} \text{ Гс}} \left(\frac{P}{1 \text{ с}} \right)^{-2} [\text{МэВ}], \end{aligned} \quad (79)$$

но не больше 10^6 МэВ. Однако, как и в одномерном случае, вопрос о построении решения за пределами световой поверхности остался открытым. Тем не менее построенное решение вполне может служить "заготовкой" для последующих численных расчетов, поскольку во внутренней области удалось получить простые аналитические соотношения для всех физических параметров.

По существу, схожая модель обсуждалась в работе Местеля и Шибаты [47], в которой также предполагалось существование "области выделения энергии" (dissipation domain) вблизи светового цилиндра (рис. 6). Отличие состояло в том, что в этой работе предполагалось лишь незначительное изменение продольного тока, тогда как относительное изменение электрического потенциала вдоль магнитных силовых линий (а значит, и изменение угловой скорости Ω_F) считалось большим. Световая поверхность вновь отодвигалась на бесконечность. При этом на больших расстояниях от нейтронной звезды по-прежнему основной поток энергии связан с потоком вектора Пойнтинга.

Отметим, что в этой модели свойства переходного слоя лишь постулируются. Поэтому возможность существования такого слоя остается открытой. При этом его основное свойство — большое изменение угловой скорости Ω_F при относительно малом изменении продольного тока находится в противоречии со свойствами области ускорения вблизи световой поверхности. Как показал анализ уравнений двухжидкостной магнитной гидродинамики, выполненный в [48, 150], наиболее



Рис. 6. Ускорение частиц в модели [47], в которой обсуждается также область ускорения частиц вблизи световой поверхности. Предполагается лишь незначительное изменение продольного тока, тогда как относительное изменение электрического потенциала вдоль магнитных силовых линий (а значит, и изменение угловой скорости Ω_F) считается большим, хотя и не достаточным, чтобы существенно изменить энергию частиц.

быстро в направлении, перпендикулярном переходному слою, должен изменяться продольный ток, а не электрический потенциал.

Полученный результат легко можно объяснить. Дело в том, что вблизи световой поверхности энергия частиц формально стремится к бесконечности, т.е. происходит нарушение уравнения в замороженности, что и требует перехода к более точным двухжидкостным уравнениям. Физически это приводит к тому, что электроны и позитроны начинают ускоряться в разные стороны вдоль электрического поля. Как следствие, возникает сильный полоидальный электрический ток, в создании которого участвует вся плотность $n = \lambda |\rho_{GJ}| / |e|$ электронов и позитронов. Полоидальный ток и приводит к резкому уменьшению тороидального магнитного поля, т.е. к уменьшению потока вектора Пойнтинга.

Что же касается электрического потенциала, то его изменение в слое определяется плотностью электрического заряда, которая пропорциональна лишь разности плотностей электронов и позитронов. Поскольку плотность частиц на много порядков превышает гольдраховскую плотность $n_{GJ} = |\rho_{GJ}| / |e|$, относительное изменение тока в слое должно существенно превышать изменение электрического потенциала. Фактически именно с этим связано появление фактора λ^{-1} в выражении (78).

Наконец, недавно новый интересный механизм, основанный на результатах численного счета, предложен Боговаловым [39]. Оказалось, что в релятивистском случае, несмотря на стационарные граничные условия на поверхности нейтронной звезды, при определенных условиях (а именно при $W_{em} \gg W_{part}$) за пределами быстрой магнитозвуковой поверхности может возникать нестационарная турбулентная область, в которой происходят резкие случайные изменения электрического и магнитного полей (рис. 7). Этот результат, кстати, еще

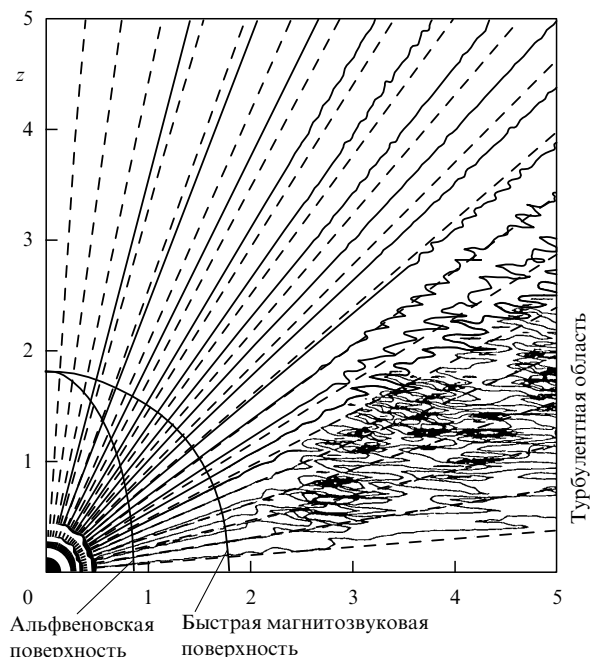


Рис. 7. Ускорение частиц в модели [39] становится возможным в турбулентной области, возникающей за пределами быстрой магнитозвуковой поверхности.

раз подтверждает ограниченность стандартного магнитогидродинамического подхода, в рамках которого подобные эффекты не могут быть рассмотрены. В итоге, в области турбулентности может происходить эффективное ускорение частиц.

Таким образом, несмотря на понимание важности проблемы пульсарного ветра и ускорения частиц, а также большого числа работ, посвященных этой теме, сколько-нибудь удовлетворительной модели в настоящее время не существует. Как уже подчеркивалось, одна из основных причин — невозможность сформулировать достаточно простые уравнения, описывающие поведение релятивистской плазмы в случае, когда плотность ее энергии сравнима с плотностью энергии электромагнитного поля. Поэтому до сих пор нельзя сказать практически ничего определенного ни об энергетическом спектре частиц, покидающих магнитосферу, ни об их излучении. Ясно лишь, что уже на небольших расстояниях от светового цилиндра частицы должны переносить значительную долю энергии по сравнению с полным потоком энергии.

3.4. Анализ наблюдений

Обсудим теперь прямые наблюдательные тесты, которые могли бы пролить свет на реальное строение магнитосферы пульсаров. Прежде всего это касается механизма торможения нейтронных звезд. Напомним, что представленная выше картина торможения радиопульсаров на сегодняшний день не является общепринятой. Дело в том, что начиная с работы Пачини [8], опубликованной еще до официального открытия радиопульсаров, в качестве основного механизма торможения рассматриваются магнитодипольные потери (1). В рамках этой модели подавляющая часть энергии должна уноситься низкочастотной электромагнитной волной и лишь малая доля энергии должна быть связана с пульсарным ветром. Как уже говорилось, к сожалению, токовые потери (7) по своей величине практически не отличаются от магнитодипольных потерь, поэтому анализ статистического распределения пульсаров не позволяет сделать выбор между этими двумя механизмами торможения [16]. В теоретическом же плане в пользу отсутствия магнитодипольного излучения, на наш взгляд, однозначно указывает лишь уже упоминавшийся результат — точное решение для магнитосферы наклонного ротатора в случае нулевого продольного тока [48], которое не содержит потока электромагнитной энергии за пределы магнитосферы.

На сегодняшний день единственным прямым тестом, связанным с механизмом торможения радиопульсаров, является так называемый параметр торможения (braking index)

$$n_{\text{br}} = \frac{\Omega \ddot{\Omega}}{\dot{\Omega}^2}, \quad (80)$$

для определения которого необходимо знать вторую производную угловой скорости вращения $\ddot{\Omega}$. Однако поскольку для определения этой величины требуется значительное время (не говоря о том, что во многих случаях вторую производную $\ddot{\Omega}$ не удается выделить на фоне низкочастотных возмущений [151]), она измерена лишь у четырех радиопульсаров.

При этом оказалось, что во всех четырех случаях $n_{\text{br}} < 3$ (табл. 2), тогда как в рамках магнитодипольных 2 УФН, т. 169, № 11

Таблица 2. Параметры торможения радиопульсаров

Пульсар	P , с	\dot{P} , 10^{-15}	n_{br}	Источник
B0531 + 21	0,033	421	$2,51 \pm 0,01$	[152]
B0540 – 693	0,050	479	$2,24 \pm 0,04$	[153]
B0833 – 45	0,089	124	$1,40 \pm 0,20$	[154]
B1509 – 58	0,150	1490	$2,837 \pm 0,001$	[155]

потерь должно быть [15]

$$n_{\text{br}} = 3 + 2 \cot^2 \chi. \quad (81)$$

Уже это обстоятельство можно рассматривать как прямое противоречие между моделью магнитодипольных потерь и наблюдениями. Поэтому предпринимались неоднократные попытки "подправить" соотношение (81), например, за счет эволюции магнитного поля [156, 157] или же за счет взаимодействия сверхтекучей компоненты в ядре нейтронной звезды с ее твердой корой [158, 159]. Однако большинство из подобных эффектов способно привести лишь к незначительным поправкам и не может существенно изменить величину (81).

Что же касается токового механизма торможения, то в его рамках можно получить [49]

$$n_{\text{br}} = 1,93 + 1,5 \tan^2 \chi, \quad (82)$$

что находится в хорошем согласии с наблюдениями. Так или иначе определение параметра торможения у других радиопульсаров, а также параметра торможения второго порядка $n_{\text{br}}^{(2)} = \Omega^2 \ddot{\Omega} / \Omega^3$ (этот параметр в настоящее время известен лишь у одного пульсара [18]) позволило бы существенно прояснить природу торможения радиопульсаров.

Далее, используя явный вид "закона Ома" $i_0 = i_0(\beta_0)$ (68) и падение потенциала в модели с затрудненным выходом частиц, можно переписать неравенство $P \ll P_{\text{max}}$ в виде

$$Q \ll 1,$$

где

$$Q = 2 \left(\frac{P}{1 \text{ с}} \right)^{11/10} \left(\frac{\dot{P}}{10^{-15}} \right)^{-4/10}. \quad (83)$$

Параметр $Q \approx i_0$, который можно получить непосредственно из наблюдений, оказался очень удобным для определения основных характеристик радиопульсаров [20, 49, 160]. Например, в модели полого конуса отношения внутреннего радиуса диаграммы направленности r_{in} и высоты области ускорения H к размеру полярной шапки R_0 записываются как

$$\frac{r_{\text{in}}}{R_0} \approx Q^{7/9}, \quad (84)$$

$$\frac{H}{R_0} \approx Q. \quad (85)$$

Таким образом, можно сделать вывод, что пульсары с параметром $Q \approx 1$ должны иметь узкий конус излучения и, следовательно, двугорбый средний профиль. При этом у таких пульсаров должны наблюдаться нерегуляр-

ности в излучении, эффекты переключения мод и т.д. Пульсары же с параметром $Q \ll 1$ будут иметь стабильный односторонний средний профиль. Именно такая картина и наблюдается в действительности [20, 160].

Наконец, напомним, что прямым тестом могло бы стать определение эволюции угла наклона оси магнитного диполя к оси вращения χ . Поскольку для токовых потерь тормозящий момент \mathbf{K} направлен противоположно магнитному моменту нейтронной звезды [16], уравнение Эйлера приводит к сохранению проекции угловой скорости вращения на ось, перпендикулярную тормозящему моменту \mathbf{K} . Поэтому в процессе эволюции должна сохраняться величина [16]

$$\Omega \sin \chi = \text{const.} \quad (86)$$

Следовательно, при токовых потерях угол χ между осью вращения и осью магнитного диполя должен увеличиваться (а не уменьшаться, как при магнитодипольном излучении), причем характерное время его эволюции должно совпадать с характерным временем изменения периода пульсара $\tau_D = P/2\dot{P}$ [49]. К сожалению, в настоящее время не найден способ, позволяющий определить направление эволюции угла наклона χ у индивидуальных пульсаров. Статистически же предсказание об увеличении угла χ , как известно, не противоречит наблюдениям [49].

Последнее утверждение также требует пояснения. Дело в том, что наблюдения показывают безусловное *уменьшение* средних углов наклона χ с увеличением периода пульсаров P и уменьшением производной периода \dot{P} [161, 162]. Поэтому формально средний угол наклона осей уменьшается с увеличением динамического возраста τ_D . Однако это вовсе не означает, что угол наклона для каждого индивидуального пульсара уменьшается с течением времени. Подобное поведение среднего угла наклона осей χ может быть реализовано и в том случае, если углы χ у каждого пульсара увеличиваются согласно (86).

Действительно, как показано на рис. 8, при данных значениях периода пульсара P и магнитного поля B рождение частиц подавлено при углах χ , близких к 90° . Это связано с тем, что при таких углах гольдрайховская плотность заряда (3) существенно уменьшается, что в свою очередь приводит к уменьшению падения электрического потенциала вблизи поверхности нейтронной звезды. В результате становится невозможной устойчи-

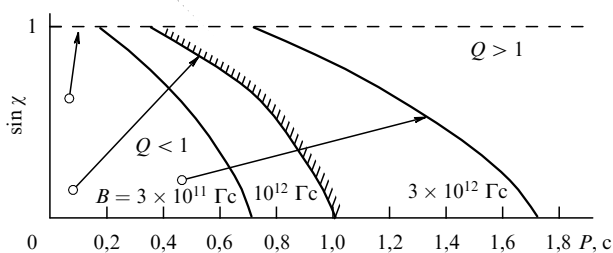


Рис. 8. Линия угасания пульсаров на диаграмме $P - \sin \chi$ для различных магнитных полей B . Стрелками показана эволюция отдельных пульсаров в модели токовых потерь (86). Рождение частиц подавлено при углах χ , близких к 90° . Поэтому нейтронные звезды, у которых угол χ находится выше и правее линии угасания, не будут проявлять себя как радиопульсары независимо от модели торможения.

вая генерация вторичных частиц. Поэтому благодаря такой зависимости линии погасания пульсаров от угла χ *средний* угол наклона осей может и уменьшаться с увеличением динамического возраста, например, при однородном распределении пульсаров на плоскости $P - \sin \chi$. Выполненный в [16, 49] подробный анализ (на основе кинетического уравнения, описывающего распределение пульсаров) подтвердил, что наблюдаемое распределение пульсаров по углу наклона осей не противоречит гипотезе (86) об увеличении угла χ для каждого индивидуального пульсара.

Однако наиболее убедительным свидетельством в пользу отсутствия магнитодипольных потерь, на наш взгляд, явилось обнаружение переменного оптического излучения от компаньонов в некоторых тесных двойных системах, содержащих радиопульсары [163]. Такое оптическое излучение, периодичность которого в точности совпадает с орбитальным периодом двойной системы, естественно связать с нагревом части звезды-компаньона, обращенной к радиопульсару.

При этом оказалось, что энергия, переизлучаемая компаньоном, практически совпадает с полной энергией, излучаемой радиопульсаром в соответствующий телесный угол. Ясно, что этот факт не может быть понят на основе модели магнитодипольного излучения, поскольку коэффициент трансформации низкочастотной волны не может быть близок к единице. Лишь в том случае, если значительная часть энергии связана с потоком релятивистских частиц, нагрев поверхности звезды будет достаточно эффективным.

Подводя итоги, следует сказать, что, несмотря на то что ключевые физические процессы, проходящие в окрестности нейтронных звезд, были поняты уже много лет назад, теория строения магнитосферы пульсаров и теория пульсарного ветра еще очень далеки от своего завершения. В частности, для построения количественной модели магнитосферы нейтронной звезды требуются новые нетривиальные идеи, а также развитие численных методов, особенно в связи с проблемой пульсарного ветра.

4. Радиоизлучение

4.1. Теория радиоизлучения

Как уже говорилось, единой точки зрения на вопрос о физической природе когерентного радиоизлучения пульсаров в настоящее время не существует. Фактически, помимо "исходного материала" — параметров электронно-позитронной плазмы, текущей вдоль открытых силовых линий магнитного поля, нет ни одной позиции, по которой имело бы место полное согласие. По этой причине очень трудно дать сколько-нибудь полный анализ последних результатов, посвященных этой теме, тем более что за последние несколько лет практически не появлялись работы, содержащие новые плодотворные идеи. Поэтому представляется разумным не проводить здесь подробное сравнение различных работ, а напомнить лишь основные направления, по которым развивается теория радиоизлучения пульсаров.

Как известно, существуют две основные группы теорий, которые связаны либо с мазерным, либо с антенным механизмами когерентности [164]. Мазерные механизмы имеют дело с различными реализациями

инверсной заселенности, усиливающей проходящее радиоизлучение, тогда как антенные механизмы предполагают существование эффективного механизма "банчировки" (образования заряженных сгустков), а высокая яркостная температура определяется когерентным сложением амплитуд отдельно излучающих частиц.

Однако достаточно быстро стало ясно, что "классический" антенный механизм сталкивается с серьезными трудностями (см., например, [164, 165], а также недавнюю работу [166]). Дело в том, что наблюдаемое радиоизлучение требует длительного времени жизни заряженных сгустков, тогда как простейшие оценки показывают, что их размер (хотя бы за счет незначительной дисперсии скоростей) быстро превышает "длину когерентности" — длину формирования излучения.

Кроме того, под вопросом оказалось и образование самих заряженных сгустков частиц. В настоящее время все модели в той или иной мере предполагают существование неустойчивости в электронно-позитронной плазме, текущей вдоль открытых силовых линий магнитного поля.

Подчеркнем сразу, что основная проблема состоит не столько в нахождении неустойчивости (и определении инкремента), сколько в необходимости исследовать ее нелинейную стадию. Действительно, как выходящая мощность в мазерном механизме, так и число излучающих частиц в сгустках определяются процессом насыщения неустойчивости. А исследование нелинейной стадии представляет собой несравненно более сложную задачу.

Если говорить о базовой неустойчивости, то оказалось, что неустойчивыми могут быть и продольные [167–170], и альфвеновские волны [50, 171–173]. При этом основные механизмы, обсуждаемые в настоящее время, можно сгруппировать следующим образом.

1. Неустойчивым является поток релятивистской электронно-позитронной плазмы, текущей вдоль искривленных магнитных силовых линий (первые работы — [174, 175]). Неустойчивость имеет место и в пределе бесконечного магнитного поля; фактически она связана с возможностью синхротронного излучения частиц плазмы [176]. Напомним, что именно на основе этой модели была построена теория радиоизлучения пульсаров, которую удалось довести до конкретных количественных предсказаний [16, 50]. В частности, были определены зависимости ширины окна радиоизлучения от периода и частоты волны, высокочастотный и низкочастотные изломы в спектре, оценены показатели спектра и полная радиосветимость. При этом подробный анализ наблюдательных данных показал хорошее согласие теории и наблюдений.

2. Неустойчивость определяется "ограниченностью" области открытых силовых линий, вдоль которых течет релятивистская электронно-позитронная плазма [42, 44]. Иными словами, неустойчивость обусловлена специально выбранными условиями на границе области открытых и замкнутых силовых линий. К сожалению, в настоящее время не представляется возможным сравнить предсказания такой модели с другими, поскольку в рамках этого подхода тензор диэлектрической проницаемости плазмы в явном виде не определяется.

3. Неустойчивость связана с кинетическими эффектами, вызванными неравновесностью функции распределения частиц, имеющих большой разброс по энергиям. Прежде всего это может быть аномальный эффект

Доплера на циклотронном резонансе:

$$\omega - \mathbf{k}\mathbf{v} - \frac{s\omega_B}{\gamma} = 0 \quad \text{при} \quad s = -1 \quad (87)$$

[177, 178]. В этом случае неустойчивость возникает для волн с показателем преломления $n > 1$. При этом наряду с излучением волн происходит и возбуждение частиц на высшие уровни Ландау. Как было показано [178], условие (87) действительно может быть выполнено в магнитосфере радиопульсаров, однако все же достаточно далеко от поверхности нейтронной звезды. Понятно, что анализ подобной неустойчивости требует учета конечности магнитного поля.

4. Нарастание колебаний определяется двухпоточковой неустойчивостью. Напомним, что двухпоточковая неустойчивость предлагалась в качестве механизма генерации излучения еще в работе [12], однако позже оказалось, что ее эффективность недостаточно велика. Дело в том, что, как предполагалось в [12], электроны и позитроны движутся в одном направлении, а небольшая разность их скоростей возникает лишь за счет необходимости выполнить электродинамическое условие $\rho_e = \rho_{GJ}$. Поэтому разность скоростей оказывается недостаточной для быстрого нарастания колебаний. Однако, как недавно показано в работе [45], при определенных условиях двухпоточковая неустойчивость все же может играть заметную роль. При достаточно широкой функции распределения частиц для выполнения условия $\rho_e = \rho_{GJ}$ небольшая часть электронов (или позитронов) должна двигаться в обратном направлении, навстречу основному потоку плазмы, что и может привести к быстрому нарастанию колебаний. Более подробно эти вопросы обсуждались в недавнем обзоре [179].

5. Наконец, неустойчивость может быть связана просто с нестационарностью рождения частиц в области их генерации [16, 180]. В частности, не исключено, что нестационарность способна привести к усилению двухпоточковой неустойчивости [181, 182]. Кроме того, совершенно открытым остается вопрос об устойчивости потока электронно-позитронной плазмы, связанной с изменением гольдрайховской плотности вдоль магнитной силовой линии, что также может привести к раскачке колебаний [51]. Ясно, что для последовательного решения этого вопроса необходимо исследование кинетических эффектов.

Отметим, что в связи с первым механизмом неустойчивости были высказаны критические замечания [183–186] относительно справедливости тензора диэлектрической проницаемости для неоднородной плазмы

$$\begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} \end{pmatrix} = \delta_{ij} - 2\pi i \frac{R_c^{2/3}}{k_{\parallel}^{1/3}} \int dp_{\varphi} \frac{\omega_p^2}{\omega} \frac{\partial f^{(0)}}{\partial p_{\varphi}} \begin{pmatrix} \frac{\mathcal{F}''(\zeta)}{(k_{\parallel} R_c)^{2/3}} & -i \frac{\mathcal{F}'(\zeta)}{(k_{\parallel} R_c)^{1/3}} \\ i \frac{\mathcal{F}'(\zeta)}{(k_{\parallel} R_c)^{1/3}} & \mathcal{F}(\zeta) \end{pmatrix} \quad (88)$$

($\epsilon_{zz} = 1$, $\epsilon_{xz} = \epsilon_{yz} = \epsilon_{zx} = \epsilon_{zy} = 0$, $\mathbf{B} \parallel \mathbf{e}_y$), лежащего в основе теории [176]. Здесь

$$\mathcal{F}(\zeta) = \text{Ai}(\zeta) + i\text{Gi}(\zeta) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} dt \exp\left(it\zeta + i\frac{t^3}{3}\right), \quad (89)$$

штрих означает производную по переменной

$$\zeta = 2(\omega - k_{\parallel} v_{\phi}) \frac{R_c^{2/3}}{k_{\parallel}^{1/3} v_{\phi}}, \quad (90)$$

R_c — радиус магнитной силовой линии, лежащей в плоскости xu .

Несмотря на то что по каждому возражению были сделаны исчерпывающие разъяснения [187, 188], представляется целесообразным еще раз вернуться к этому вопросу, тем более что работы [183, 186] по-прежнему рассматриваются как серьезное возражение против возможности мазерного усиления волн в искривленном бесконечно сильном магнитном поле. При этом мы обсудим лишь принципиальные вопросы и не будем касаться работ, содержащих прямые арифметические ошибки.

Прежде всего, в работе [183] высказано сомнение, что тензор (88) правильно описывает взаимодействие волны и частиц плазмы. Однако это замечание явилось следствием недоразумения, и впоследствии автор снял свои возражения [188]. Дело в том, что тензор (88), как специально подчеркивалось в [50, 176], в точности соответствует необходимому преобразованию

$$\varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}, \boldsymbol{\eta} \rightarrow \mathbf{r}) = \int d\mathbf{r}' \varepsilon_{ij}(\omega, \boldsymbol{\xi}, \boldsymbol{\eta}) \exp(-i\mathbf{k}\boldsymbol{\xi}), \quad (91)$$

из пространственного тензора $\varepsilon_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, входящего в материальное уравнение

$$D_i(\mathbf{r}) = \int d\mathbf{r}' \varepsilon_{ij} \left(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \frac{\mathbf{r} + \mathbf{r}'}{2} \right) E_j(\mathbf{r}'), \quad (92)$$

где $\boldsymbol{\xi} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$, $\boldsymbol{\eta} = (\mathbf{r} + \mathbf{r}')/2$ [189]. Здесь и далее мы рассматриваем случай стационарной среды, когда интегрирование по времени производится элементарно. Поэтому для простоты мы иногда не будем выписывать соответствующие зависимости от времени t и частоты ω .

Как хорошо известно, именно преобразование (91) позволяет получить диэлектрический тензор, правильно описывающий взаимодействие волны и частиц (см., например, [190]). Напомним, что при разложении по медленным амплитудам $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ полного электрического поля $\mathbf{E}_{\text{tot}}(\mathbf{r}, t)$:

$$\mathbf{E}_{\text{tot}}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}) \exp[i(\mathbf{k}(\mathbf{r})\mathbf{r} - \omega t)], \quad (93)$$

уравнения Максвелла после соответствующих преобразований можно представить в виде бесконечной цепочки

$$D_{ij}(\varepsilon_{ij}^{(0)}) E_i E_j^* + \nabla S(\varepsilon_{ij}^{(1)H}) + \frac{\omega}{8\pi} \varepsilon_{ij}^{(0)AH} E_i E_j^* + \dots = 0, \quad (94)$$

где

$$D_{ij}(\varepsilon_{ij}^{(0)}) = k_i k_j - k^2 \delta_{ij} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{ij}^{(0)}, \quad (95)$$

а индексы "H" и "AH" означают эрмитову и антиэрмитову части тензора ε_{ij} .

Как легко видеть, в нулевом порядке по производным $\partial E/\partial r$ уравнение (94) соответствует алгебраическому дисперсионному уравнению $\det D_{ij} = 0$. В первом же

порядке оно имеет вид уравнения энергии:

$$\nabla S(\varepsilon_{ij}^{(1)H}) + \frac{\omega}{8\pi} \varepsilon_{ij}^{(0)AH} E_i E_j^* = 0. \quad (96)$$

Здесь

$$S_k(\varepsilon_{ij}^{(1)H}) = -\frac{c^2}{16\pi\omega} \left(k_j \delta_{ik} + k_i \delta_{jk} - 2k_k \delta_{ij} + \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\partial \varepsilon_{ij}^{(1)H}}{\partial k_k} + \dots \right) E_i^* E_j \quad (97)$$

соответствует вектору Пойнтинга. Эта процедура, однако, не является однозначной, так что существует, вообще говоря, бесконечно много различных цепочек тензоров $\varepsilon_{ij}^{(0)}(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{r})$, $\varepsilon_{ij}^{(1)}(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{r})$ и т.д., удовлетворяющих разложению (94). Однако диэлектрический тензор $\varepsilon_{ij}^{(0)}$ в алгебраическом дисперсионном уравнении

$$\det D_{ij}(\varepsilon_{ij}^{(0)}) = 0 \quad (98)$$

совпадает с диэлектрическим тензором $\varepsilon_{ij}^{(1)}$ в уравнении энергии (96) лишь в том случае, когда они оба совпадают с тензором $\varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{r})$, полученным в результате преобразования (91). И лишь в этом случае затухание (или возбуждение) волн, определяемое из мнимой части волнового вектора \mathbf{k} , полученного в результате решения алгебраического дисперсионного уравнения (98), в точности совпадает с затуханием (или возбуждением) волн, следующим из уравнения энергии (96).

Еще одно возражение основывалось на результатах работ [183, 191], которые, в частности, не приводили к диэлектрическому тензору (88), а следовательно, и к неустойчивости для бесконечно сильного искривленного магнитного поля. В этом подходе магнитное поле предполагалось кольцевым и использовалось разложение по нормальным модам $\exp(i\nu\varphi)$. Однако, как отмечалось еще в [187], отдельная гармоника не может правильно описать взаимодействие волны и плазмы, поскольку свободно распространяющаяся волна содержит фактически бесконечное число гармоник. Волна же с фиксированной величиной ν может быть реализована лишь в специальных условиях, например при наличии проводящей границы.

Действительно, формальное разложение по цилиндрическим гармоникам приводит к следующим выражениям для тока смещения \mathbf{D} (см., например, [192]):

$$D_r(r, \varphi) = E_r(r, \varphi), \quad (99)$$

$$D_{\varphi}(r, \varphi) = E_{\varphi}(r, \varphi) - \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} E_{\varphi}(r, \nu) K(r, \nu) \exp(i\nu\varphi), \quad (100)$$

где

$$K(r, \nu) = \frac{4\pi e^2}{m_e} \int dp_{\varphi} \frac{f^{(0)}}{\gamma^3(\omega - \Omega_c \nu)^2} = \frac{4\pi e^2}{\omega} \int dp_{\varphi} \frac{v_{\varphi}}{\omega - \Omega_c \nu} \frac{\partial f^{(0)}}{\partial p_{\varphi}}, \quad (101)$$

$\Omega_c = v_{\phi}/r$. При этом важно, что невозмущенная функция распределения частиц $f^{(0)}$ зависит от цилиндрических координат: $f^{(0)} = f^{(0)}(r, \varphi, z, p_r, p_{\varphi}, p_z)$.

Однако соотношения (99), (100) не являются алгебраическими материальными уравнениями, поскольку содержат спектральную плотность поля $\mathbf{E}(r, v)$, а не $\mathbf{E}(r, \varphi)$; кроме того, они не совпадают по форме и с интегральным материальным уравнением (92). Используя определение

$$E_{\varphi}(r, v) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi' E_{\varphi}(r, \varphi') \exp(-iv\varphi') \quad (102)$$

и очевидные геометрические соотношения

$$R_c + x = r \cos \varphi, \quad y = r \sin \varphi, \quad (103)$$

$$R_c + x' = r' \cos \varphi', \quad y' = r' \sin \varphi', \quad (104)$$

можно переписать (99) и (100) в форме материального уравнения (92):

$$\begin{aligned} \delta D_x(\mathbf{r}) = & \frac{1}{2\pi} \iint \frac{r' dr' d\varphi'}{r'} \sum_{v=-\infty}^{\infty} E_{\varphi}(r', \varphi') \delta(r - r') \times \\ & \times K(r, v) \exp[iv(\varphi - \varphi')] \sin \varphi, \quad (105) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \delta D_y(\mathbf{r}) = & -\frac{1}{2\pi} \iint \frac{r' dr' d\varphi'}{r'} \sum_{v=-\infty}^{\infty} E_{\varphi}(r', \varphi') \delta(r - r') \times \\ & \times K(r, v) \exp[iv(\varphi - \varphi')] \cos \varphi. \quad (106) \end{aligned}$$

Здесь $\delta \mathbf{D} = \mathbf{D} - \mathbf{E}$.

В результате получаем

$$\begin{aligned} \varepsilon_{yy}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = & 1 - \frac{1}{2\pi} \sum_{v=-\infty}^{\infty} \frac{1}{r'} \delta(r - r') K(r, v) \times \\ & \times \exp[iv(\varphi - \varphi')] \cos \varphi \cos \varphi', \quad (107) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_{yx}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = & \frac{1}{2\pi} \sum_{v=-\infty}^{\infty} \frac{1}{r'} \delta(r - r') K(r, v) \times \\ & \times \exp[iv(\varphi - \varphi')] \cos \varphi \sin \varphi', \quad (108) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xy}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = & \frac{1}{2\pi} \sum_{v=-\infty}^{\infty} \frac{1}{r'} \delta(r - r') K(r, v) \times \\ & \times \exp[iv(\varphi - \varphi')] \sin \varphi \cos \varphi', \quad (109) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = & 1 - \frac{1}{2\pi} \sum_{v=-\infty}^{\infty} \frac{1}{r'} \delta(r - r') K(r, v) \times \\ & \times \exp[iv(\varphi - \varphi')] \sin \varphi \sin \varphi'. \quad (110) \end{aligned}$$

Как и следовало ожидать, выражения для $\varepsilon_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ содержат бесконечную сумму цилиндрических гармоник. Более того, можно показать, что, проведя преобразование (91), мы вновь возвращаемся к диэлектрическому тензору (88). Поэтому и возражение относительно справедливости тензора (88) не имеет под собой основания.

Наконец, высказывалось возражение против самой возможности мазерного усиления волн в искривленном магнитном поле [186], поскольку, как известно, существует теорема, согласно которой мазерное усиление при синхротронном излучении невозможно [193]. Однако эта теорема справедлива лишь для изотропных функций распределения, когда, грубо говоря, для каждой частицы, движущейся в одном направлении, существует частица с той же энергией, но движущаяся в противополо-

жном направлении. При изгибном же излучении функция распределения является сильно анизотропной, поскольку в каждой точке существуют частицы, движущиеся только в одном направлении.

Кроме того, как показано в [50, 176], диэлектрический тензор (88) обладает следующими важными свойствами. Во-первых, используя метод коэффициентов Эйнштейна (связывающий инкремент затухания волны и мощность излучения одной частицы), можно показать, что антиэрмитова часть тензора (88) действительно соответствует мощности изгибного излучения.

Во-вторых, оптическая толщина τ , определенная с помощью антиэрмитовой части тензора (88), в пределе $\tau \ll 1$ в точности совпадает с выражением, полученным Чугуновым и Шапошниковым [194] в рамках совершенно иного подхода. Поэтому, по нашему мнению, тензор диэлектрической проницаемости (88) является правильным — по крайней мере это единственный тензор, который может быть использован в алгебраическом дисперсионном уравнении (98).

Что же касается нелинейной стадии, то здесь рассматривались следующие процессы.

1. Рост неустойчивости может быть ограничен за счет нелинейных процессов, связывающих амплитуды трех различных нормальных волн, способных распространяться в магнитосфере [169, 195, 196]. В результате усиление колебаний неустойчивых волн может быть ограничено за счет перекачки энергии в другие нормальные моды, которые в свою очередь способны свободно покинуть магнитосферу нейтронной звезды (см. раздел 4.2).

2. Один из первых вариантов такого нелинейного взаимодействия рассматривался еще в работе [197]. В этой модели предполагалось, что в истекающей электронно-позитронной плазме имеется интенсивная продольная электромагнитная волна, которая и служит "третьим телом" при взаимодействии излучения с релятивистскими частицами. Резонансное рассеяние волн осуществляется при выполнении условия

$$\omega - k_{\parallel} v_D = s(\omega' - k'_{\parallel} v_D), \quad (111)$$

где s — номер гармоники, v_D — дрейфовая скорость, которая для трехволновых процессов при $s = 1$ с необходимой точностью совпадает с начальной скоростью частиц.

В результате были найдены условия, при которых коэффициент поглощения оказался отрицательным [198]:

$$\omega < s\omega', \quad \frac{\partial f}{\partial p_D} < 0, \quad (112)$$

$$\omega > s\omega', \quad \frac{\partial f}{\partial p_D} > 0. \quad (113)$$

Для $s = 1$ условие (112) аналогично стимулированному ВКР-активному рассеянию, при котором энергия волны перекачивается в стоксову линию, а условие (113) — стимулированному ВКР-активному рассеянию в антистоксову линию за счет инверсной заселенности уровней. Поэтому если в первом случае неустойчивость связана с энергией, запасенной в продольной электромагнитной волне, то во втором случае излучение происходит за счет уменьшения энергии релятивистских частиц [165].

3. Радиационный механизм стабилизации циклотронной неустойчивости исследовался в работе [199]. Благодаря малому времени синхротронного высвечивания τ_s (2) у поверхности пульсара частицы практически мгновенно переходят на нижние уровни Ландау. Однако такая одномерная функция распределения остается устойчивой лишь в достаточно сильном магнитном поле. На большом же расстоянии от нейтронной звезды следует ожидать раскочки колебаний и, значит, увеличения питч-углов у частиц, покидающих магнитосферу. Таким образом, для каждого расстояния от пульсара должно существовать устойчивое значение питч-угла θ , при котором циклотронная неустойчивость, стремящаяся увеличить угол θ , в точности уравнивается реакцией циклотронного излучения. Тем самым можно оценить мощность генерируемого излучения и его характерные частоты. Точные расчеты [200] показали, что подобный механизм действительно может служить причиной высокочастотного излучения радиопульсаров, однако он вряд ли подходит для объяснения их радиоизлучения.

4. Наконец, в качестве насыщения неустойчивости рассматривалась модуляционная неустойчивость [201–205], которая может привести, в частности, к образованию решетки ленгмюровских солитонов. Как было показано [42, 191], солитоны способны стабилизировать рост пучковой неустойчивости. Если к тому же солитоны несли бы ненулевой электрический заряд, они сами могли бы служить источником когерентного радиоизлучения. В этом случае устойчивая пространственная структура могла бы объяснить, например, и микроимпульсную структуру средних профилей радиопульсаров.

Подводя итоги, еще раз повторим, что, несмотря на огромный интерес к проблеме генерации когерентного радиоизлучения (особенно в 70–80-е годы), лишь в исключительных случаях удавалось довести теорию до конкретных количественных предсказаний, позволяющих провести ее прямую проверку. Поэтому необходимы значительные дополнительные усилия, в том числе и в рамках уже построенных моделей.

4.2. Распространение волн в магнитосфере

Построение последовательной теории радиоизлучения действительно сталкивается с существенными трудностями, но вопрос о формировании диаграммы направленности вполне мог бы быть решен уже много лет назад. Напомним, что, как уже подчеркивалось, основные геометрические свойства радиоизлучения прекрасно объясняются в рамках модели полого конуса. Однако накопленный к настоящему времени огромный наблюдательный материал и высокая точность при определении средних и индивидуальных профилей требуют более подробного сравнения наблюдений с предсказаниями теории. А для этого простейшей модели (в которой, в частности, предполагается прямолинейное распространение волн в магнитосфере) уже совершенно недостаточно.

Дело в том, что частоты наблюдаемых радиоволн 100 МГц–10 ГГц достаточно малы, в результате чего диэлектрическая проницаемость плазмы, в которой распространяется радиоизлучение, существенно отличается от единицы. Это означает, что заметную роль при формировании диаграммы направленности радиоизлучения должны играть эффекты преломления. К этому

кругу вопросов относится и проблема определения предельной поляризации при выходе излучения из магнитосферы нейтронной звезды, а также возможное поглощение радиоволн на циклотронном резонансе (последние два вопроса приобретают особую актуальность в связи с новыми наблюдениями поляризации средних импульсов [206]). Относительная простота обсуждаемого круга вопросов связана с тем, что для построения соответствующей модели достаточно ограничиться линейным взаимодействием электромагнитного излучения и плазмы. Тем не менее, несмотря на то что качественно важность всех этих эффектов уже давно была выяснена [50, 207–209], лишь в последние два-три года начали появляться работы, посвященные последовательному анализу проблемы [206, 210, 211].

Рассмотрим в качестве примера более подробно вопрос о распространении радиоволн во внутренних областях магнитосферы нейтронной звезды, который напрямую связан с проблемой построения диаграммы направленности. Ясно, что это обстоятельство должно быть учтено наряду с определением раствора открытых силовых линий и уровня генерации радиоизлучения. Так вот, как впервые показали Барнард и Аронс [207], при параметрах, характерных для магнитосферы радиопульсаров, дисперсионные кривые нормальных волн носят нетривиальный характер.

Из рисунка 9 видно, что при распространении радиоволн в искривленном магнитном поле нейтронной звезды по мере увеличения угла θ между волновым вектором и магнитным полем происходит трансформация продольной плазменной волны 2 в поперечную волну, способную покинуть магнитосферу. И наоборот, волна 4, которая при малых углах θ является поперечной волной, превращается в квазипродольную альфвеновскую волну с частотой $\omega \approx kv \approx kc \cos \theta$, не способную распространяться на большие расстояния.

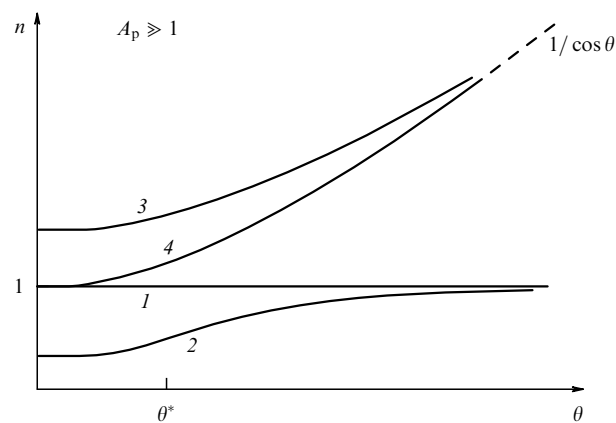


Рис. 9. Дисперсионные кривые нормальных волн при параметрах, характерных для магнитосферы радиопульсаров [16]. При $\theta = 0$ волны 1 и 4 представляют собой две поперечные волны с $n = 1$, а волны 2 и 3 — продольные плазменные волны, распространяющиеся в двух направлениях относительно плазмы, ноносимые вместе с частицами. При наклонном распространении и достаточно больших углах $\theta > \theta^*$ (121) решение дисперсионного уравнения по-прежнему приводит к двум поперечным ($n_{1,2} \approx 1$) и двум квазипродольным ($\omega_{3,4} \approx kv$) волнам. В искривленном магнитном поле по мере увеличения угла θ между волновым вектором и магнитным полем происходит трансформация продольной плазменной волны 2 в поперечную волну, способную покинуть магнитосферу.

Рассмотрим для простоты тензор диэлектрической проницаемости плазмы в бесконечно сильном прямолинейном магнитном поле. В гидродинамическом пределе он имеет вид [172]

$$\varepsilon_{ij} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 - \left\langle \frac{\omega_p^2}{\gamma^3(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v})^2} \right\rangle & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (114)$$

Здесь $\omega_p^2 = 4\pi e^2 n_p / m_e$ — плазменная частота, а угловые скобки обозначают усреднение по функции распределения частиц. Как хорошо известно, в этом случае в плазме могут распространяться четыре нормальные волны.

Для релятивистской плазмы, движущейся со скоростью $v \approx c$, при малых углах θ для коэффициентов преломления $n = kc/\omega$ получаем

$$n_1 = 1, \quad (115)$$

$$n_2 \approx 1 + \frac{\theta^2}{4} - \left(\frac{\omega_p^2}{\omega^2} \langle \gamma^{-3} \rangle + \frac{\theta^4}{16} \right)^{1/2}, \quad (116)$$

$$n_3 \approx 1 + \frac{\theta^2}{4} + \left(\frac{\omega_p^2}{\omega^2} \langle \gamma^{-3} \rangle + \frac{\theta^4}{16} \right)^{1/2}, \quad (117)$$

$$n_4 \approx 1 + \frac{\theta^2}{2}. \quad (118)$$

Эти выражения справедливы для достаточно большой плотности плазмы:

$$A_p = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \langle \gamma \rangle \gg 1. \quad (119)$$

Точные выражения для коэффициентов преломления n_j можно найти, например, в работах [50, 212].

Обсудим теперь основные свойства этих волн. При распространении вдоль магнитного поля ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{B}$, т.е. $\theta = 0$) волны 1 и 4 представляют собой две поперечные волны с $n = 1$ и волновым вектором \mathbf{E} , перпендикулярным внешнему магнитному полю, что и приводит к тому, что волна фактически не взаимодействует с плазмой (электрическое поле волны не может исказить траекторию частицы, движущуюся вдоль бесконечно сильного магнитного поля). Волны 2 и 3 — продольные плазменные волны, распространяющиеся в двух направлениях относительно плазмы, но сносимые вместе с частицами (математически это есть следствие того, что знаменатель $\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}$ значительно меньше фактора $\mathbf{k}\mathbf{v}$). Поэтому обе продольные волны распространяются в одном направлении, причем благодаря релятивизму частиц их коэффициент преломления также оказывается близким к единице:

$$n_{2,3} = 1 \mp \left(\frac{\omega_p^2}{\omega^2} \langle \gamma^{-3} \rangle \right)^{1/2}. \quad (120)$$

В результате частоты волн 2 и 3 оказываются далеки от плазменной частоты. В частности, это означает, что для релятивистской плазмы плазменная частота ω_p не является той выделенной частотой, на которой можно ожидать излучения радиоволн (такое заблуждение до сих пор еще встречается в литературе).

Далее, при наклонном распространении для достаточно больших углов $\theta > \theta^*$, где

$$\theta^* \sim \left(\frac{\omega_p^2}{\omega^2} \langle \gamma^{-3} \rangle \right)^{1/4}, \quad (121)$$

решение дисперсионного уравнения по-прежнему приводит к двум поперечным ($n_{1,2} \approx 1$) и двум квазипродольным ($\omega \approx \mathbf{k}\mathbf{v}$, т.е. $n_{3,4} \approx 1/\cos\theta$) волнам. Что же касается переходной области, то здесь как раз происходит нетривиальная трансформация поперечных волн в продольные и наоборот. При этом волна 1, у которой электрический вектор перпендикулярен плоскости $\mathbf{k}\mathbf{B}$, как и ранее, не взаимодействует с плазмой, так что для нее $n_1 = 1$. Волна 1 остается поперечной во всей области углов, волна же 2, напротив, является поперечной лишь при больших углах θ .

Рассмотренная картина относится к прямолинейному магнитному полю. Однако, как оказалось, при параметрах, характерных для магнитосферы радиопульсаров, ни поправки, связанные с конечностью и кривизной магнитного поля, ни кинетические эффекты не оказывают существенного влияния на распространение волн (это не относится к вопросу об усилении волн). Поэтому в нулевом приближении можно положить $\omega_j(\mathbf{k}, \mathbf{r}) = ck/n_j$, где коэффициенты преломления n_j по-прежнему определяются соотношениями (115)–(118).

В результате, дисперсионные кривые, показанные на рис. 9, могут быть использованы и для криволинейного магнитного поля. Однако если в однородном внешнем магнитном поле угол θ при распространении волны остается постоянным, то в криволинейном магнитном поле угол θ в соответствии с законами геометрической оптики постепенно изменяется. Поэтому лишь моды 1 и 2 могут покинуть магнитосферу нейтронной звезды. Что же касается квазипродольных альфвеновских волн 3 и 4, то они, как и следовало ожидать, при $\theta > \theta^*$ распространяются вдоль магнитного поля, пока при еще больших углах θ не попадают в область разреженной плазмы, где их распространение становится невозможным.

Таким образом, даже если генерация радиоизлучения в обеих модах происходит на одной высоте (и при одинаковых углах θ к магнитному полю), диаграммы направленности этих волн существенно отличаются друг от друга. Действительно, волна 1, как и предполагалось в модели полого конуса, распространяется прямолинейно. Поэтому для нее угол раствора диаграммы направленности совпадает с раствором открытых силовых линий в области генерации. Что же касается волны 2, то для нее при достаточно малых углах θ коэффициент преломления n_2 существенно отличается от единицы. В результате, при $\theta < \theta^*$ ее траектория искривляется в сторону от магнитной оси (рис. 10). Лишь при достаточно больших углах θ распространение этой волны также становится прямолинейным.

Искривление траектории нормальной волны 2 при малых углах θ должно существенно сказаться на ширине среднего профиля. Как уже говорилось, впервые интегрирование уравнений геометрической оптики для простейшего случая — однородной плотности плазмы в пределах открытых силовых линий выполнено в работе [207], а затем использовалось в [50] для определения диаграммы направленности радиоизлучения. При этом были сделаны конкретные количественные предсказания,



Рис. 10. Траектории нормальных волн в искривленном магнитном поле радиопульсара [16]. Волна 1, электрический вектор которой всегда перпендикулярен внешнему магнитному полю, распространяется прямолинейно. Что же касается волны 2, то при $\theta < \theta^*$ (121) ее траектория искривляется в сторону от магнитной оси. Поэтому для этой волны диаграмма направленности заметно шире. Волны 3 и 4, распространяясь вдоль магнитных силовых линий, не способны покинуть магнитосферу нейтронной звезды.

например, относительно зависимости среднего профиля радиоизлучения от частоты ν . Так, для волны 2

$$w_d \propto \nu^p, \quad (122)$$

где $p = -0,14$ или $p = -0,29$, тогда как для волны 1

$$w_d \propto \nu^{-0,5}. \quad (123)$$

Как известно, у многих пульсаров имеет место именно такая зависимость.

Кроме того, была высказана гипотеза, что различные моды, наблюдаемые в импульсах радиоизлучения, могут быть связаны с нормальными модами 1 и 2. Тем не менее в дальнейшем результаты этих работ практически не использовались при анализе наблюдений. Лишь в последние два-три года появились работы, в которых распространение волн стало рассматриваться для более реального профиля плотности плазмы, соответствующей модели полого конуса [206, 210]. Исследования еще не завершены, однако есть надежда, что в ближайшее время последовательная теория (по крайней мере в этой ее части) будет построена.

Таким образом, теория радиоизлучения пульсаров должна включать в себя не только сам механизм генерации, но и весь комплекс вопросов по формированию диаграммы направленности радиоизлучения. Сюда относятся как проблемы распространения и поглощения нормальных волн в магнитосфере вращающейся нейтронной звезды, так и вопросы, касающиеся предельной поляризации при выходе излучения за пределы магнитосферы [213]. К сожалению, в настоящее время единой точки зрения на этот круг вопросов также не существует.

5. Радиопульсары как космическая лаборатория

Как отмечалось, физические параметры, характерные для нейтронных звезд (сверхсильные гравитационные и магнитные поля, высокие энергии частиц) недостижимы в земных лабораториях. Поэтому радиопульсары позволили исследовать свойства вещества, находящегося в экстремальных условиях. Более того, уже на протяжении многих лет радиопульсары успешно используются как зонды межзвездной среды. Сюда можно отнести, например, непосредственное измерение электронной плотности и магнитного поля Галактики [18], а также просвечивание звездного ветра в двойных системах [214]. Здесь мы приведем лишь некоторые, наиболее яркие примеры, в которых наблюдения радиопульсаров позволили существенно продвинуться именно в проверке теоретических предсказаний. Необходимо напомнить, что большие возможности проведения нетривиальных "экспериментов" связаны и с аккрецирующими нейтронными звездами [4].

5.1. Гравитационные волны

Одним из самых ярких наблюдательных свойств радиопульсаров является возможность экспериментальной проверки предсказаний общей теории относительности. Действительно, поскольку радиопульсары, входящие в состав тесных двойных систем, представляют собой точные часы, движущиеся в гравитационном поле звезды-компаньона, они позволяют получить уникальную информацию о кривизне пространства-времени.

Дело в том, что среди более шестидесяти "двойных" радиопульсаров известны шесть случаев, в которых звезда-компаньон также является нейтронной звездой. При этом в четырех случаях орбита оказывается достаточно тесной (всего несколько часов), так что удается зарегистрировать все постньютоновские эффекты, такие как изменение долготы периастра, гравитационное красное смещение и задержка Шапиро (задержка времени прихода импульсов, связанная с замедлением хода времени при распространении сигнала).

В частности, это становится возможным благодаря тому, что у всех шести двойных систем эксцентриситет орбиты оказывается чрезвычайно высок. Поскольку радиопульсар движется в переменном гравитационном поле своего компаньона, гравитационное красное смещение — изменение угловой скорости вращения нейтронной звезды, измеряемая удаленным наблюдателем, будет существенно зависеть от времени. В итоге, хотя сам эффект и составляет лишь несколько сотых долей секунды, он может быть уверенно выделен. Здесь свою роль сыграли и чрезвычайно узкие средние профили импульса радиоизлучения (у пульсара 1913 + 16 — доли миллисекунды), что позволило с большой точностью провести временную привязку.

Как видно из табл. 3, благодаря уникальным физическим параметрам эффекты общей теории относительности в четырех системах оказываются чрезвычайно большими. Так, угловая скорость движения периастра $\dot{\omega}$ может достигать нескольких угловых градусов в год, что на четыре порядка превышает аналогичную скорость движения перигелия Меркурия. Фактически за 25 лет, прошедших с момента обнаружения двойного пульсара 1913 + 16, его орбита повернулась более чем

Таблица 3. Основные параметры двойных систем, содержащих две нейтронные звезды

Пульсар	P , с	P_b , дни	e	$\dot{\omega}$, град/год	\dot{P}_b , 10^{-12}	$\frac{M}{M_\odot}$
J1141 – 6545	0,3930	0,198	0,172	5,5		1,2
J1518 + 4904	0,0409	8,634	0,249	0,011		1,2 1,56 1,05
B1534 + 12	0,0379	0,421	0,274	1,756	–0,152(3)	1,339(3) 1,339(3)
B1913 + 16	0,0590	0,323	0,617	4,227	–2,425(1)	1,441(3) 1,3874(3)
B2127 + 11C	0,0305	0,335	0,681	4,462		1,349(40) 1,363(40)
B2303 + 46	1,0664	12,34	0,658	0,010		1,30 1,34

на 90° . Кроме того, дополнительная информация, связанная с эффектами общей теории относительности, позволила для этих систем определить все параметры орбиты, а также, что наиболее интересно, массы обеих звезд, входящих в двойную систему. На сегодняшний день это наиболее точное определение массы звезды, достигнутое в астрономии.

Что же касается остальных систем, не входящих в столь тесные пары, то для них в настоящее время измерена лишь угловая скорость движения периастра. Однако поскольку она зависит фактически лишь от полной массы системы:

$$\dot{\omega} = 3 \left(\frac{P_b}{2\pi} \right)^{-5/3} (1 - e^2)^{-1} \left(\frac{G}{c^3} \right)^{2/3} (M_1 + M_2)^{2/3}, \quad (124)$$

полученные результаты также позволили достаточно точно оценить массы нейтронных звезд. При этом оказалось, что для всех объектов их массы с точностью в пределах 10 % совпадают с чандрасекаровским пределом $M_{Ch} \approx 1,4M_\odot$. Этот результат, несомненно, имеет фундаментальное значение для теории образования нейтронных звезд. Напомним, что с теоретической точки зрения нейтронная звезда может иметь гораздо более широкий диапазон масс: от $0,1M_\odot$ до $(2-3)M_\odot$ [53].

Наконец, в двух случаях было зарегистрировано изменение орбитального периода, природу которого естественно связать с потерями энергии, обусловленными излучением гравитационных волн. Иными словами, впервые удалось (по крайней мере косвенно) подтвердить предсказания общей теории относительности в более высоком порядке (c^{-5}), чем постньютоновские поправки (c^{-2}).

Более того, предсказания общей теории относительности для пульсара 1913 + 16 оказались справедливыми с точностью, составляющей лишь доли процента:

$$\frac{\dot{P}_b^{(obs)}}{\dot{P}_b^{(th)}} = 1,0001 \pm 0,0014. \quad (125)$$

Как известно, за работы в этой области Р. Халсу и Дж. Тейлору в 1992 г. была присуждена Нобелевская премия. Действительно, открытие двойной системы, время жизни которой (200 млн лет) существенно меньше времени жизни Вселенной, стало одним из важнейших событий последних десятилетий. Это означает, что слияние нейтронных звезд должно быть достаточно

частым явлением. В настоящее время модель слияния двух нейтронных звезд рассматривается как одна из наиболее вероятных причин космологических гамма-всплесков [215, 216]; этот же процесс представляется наиболее перспективным в связи с проблемой обнаружения гравитационных волн [217].

Что же касается двойной системы, содержащей пульсар 1534 + 12, то здесь ситуация оказалась более нетривиальной [218], поскольку для этой системы удалось выделить оба параметра:

$$r = \frac{GM_{comp}}{c^3}, \quad (126)$$

$$s = \sin i, \quad (127)$$

определяющих время задержки Шапиро

$$t_{Sh} = -2r \ln \left[1 - e \cos u - s(\sin \omega (\cos \omega - e)(1 - e^2)^{1/2} \cos \omega \sin u) \right] \quad (128)$$

(u — эксцентрисическая аномалия, e и i — эксцентриситет и угол наклона орбиты). Это стало возможным благодаря более удачному расположению плоскости орбиты двойной системы (она видна практически с ребра), что приводит к существенному увеличению эффектов общей теории относительности при прохождении сигнала вблизи самой поверхности звезды-компаньона.

В результате, в отличие от первой системы удалось провести проверку сразу двух параметров. И если для параметра s теория и наблюдения находятся в хорошем согласии:

$$\frac{s^{(obs)}}{s^{(th)}} = 1,010 \pm 0,008, \quad (129)$$

то для скорости изменения орбитального периода предсказание и теория явно не соответствуют друг другу:

$$\frac{\dot{P}_b^{(obs)}}{\dot{P}_b^{(th)}} = 0,87 \pm 0,09. \quad (130)$$

Несмотря на это противоречие, авторы [218] все же не склонны связывать его с возможным нарушением самой теории относительности. Дело в том, что на определение параметров двойной системы должно оказывать заметное влияние ее ускорение относительно Земли, которое в свою очередь зависит от расстояния до двойной системы. Поскольку точность определения расстояния до радиопульсаров в настоящее время невелика (она зависит от плотности свободных электронов на луче зрения), не исключено, что именно это обстоятельство и приводит к наблюдаемому рассогласованию.

Напомним, наконец, что возможность использования формулы Эйнштейна для гравитационного излучения реальных объектов также не является очевидной. В частности, изменение орбитального периода может быть обусловлено приливными эффектами, возникающими за счет конечного размера звезд (формула Эйнштейна справедлива лишь для точечных масс). Но, как было показано, двойная система, состоящая из нейтронных звезд, является все же достаточно "чистой" физической лабораторией [219, 220], так что нейтронные звезды благодаря их компактности можно рассматривать как точечные.

5.2. Уравнение состояния ядерной материи

Другим не менее важным направлением является проверка теории строения вещества при плотностях, превышающих ядерные. Проблема состоит в том, что в настоящее время существует более двух десятков моделей нейтронных звезд, основанных на различных подходах при решении задачи об уравнении состояния ядерной материи [53]. Они получаются путем численного интегрирования уравнений гидростатического равновесия с учетом эффектов общей теории относительности (уравнений Оппенгеймера – Волкова). Давая неплохое согласие для обычных ядер, эти модели, однако, сильно различаются при плотностях и давлениях, характерных для нейтронных звезд.

Такая неоднозначность связана, в частности, с тем, что при плотностях, характерных для внутренних областей нейтронных звезд, в радиусе действия межнуклонных сил находится большое число частиц. Поэтому даже для достаточно хорошо известного сейчас потенциала межнуклонного взаимодействия вопрос об определении уравнения состояния представляет собой нетривиальную задачу многих тел, что и приводит к неоднозначности получаемых результатов. Сюда же можно добавить многие другие, экзотические возможности, связанные с различными фазовыми переходами в центральных областях нейтронной звезды. Это может быть кристаллизация ядерной жидкости [221], переход в кварк-глюонную плазму [53], пионная или каонная конденсация [222], рождение гиперонов [53] и странного вещества [223], большинство из которых было предложено еще в 70-е годы, но до сих пор не получило прямого подтверждения.

В итоге теоретические предсказания для радиуса и массы нейтронной звезды колеблются в широких пределах. С ростом центральной плотности ρ_c масса звезды M обычно растет, а радиус R уменьшается (звезда становится компактнее). При определенной плотности ρ_c рост массы M прекращается, что, как правило, отвечает предельно устойчивой звездной конфигурации. Масса M_c такой конфигурации представляет собой максимальную массу нейтронной звезды при данном уравнении состояния.

Модели звезд с более высокой центральной плотностью обычно неустойчивы относительно коллапса в черную дыру и не реализуются в природе. Соответствующие кривые зависимости массы нейтронной звезды от ее радиуса впервые достаточно подробно были представлены в [109], затем неоднократно воспроизводились [5, 16, 53] и хорошо известны (рис. 11). Чем мягче уравнение состояния, тем компактнее нейтронная звезда и ниже ее предельная масса. Так, для различных мягких уравнений состояния предельная масса звезды лежит в пределах $(1,4 - 1,6)M_\odot$, для умеренных — в пределах $(1,6 - 1,8)M_\odot$, для жестких — в пределах $(1,8 - 3)M_\odot$.

Вместе с тем ответ на вопрос об истинном уравнении состояния ядерной материи можно получить непосредственно из наблюдений. Ясно, что должно существовать лишь одно истинное уравнение состояния. Поэтому все нейтронные звезды на диаграмме масса – радиус должны располагаться вдоль одной кривой. В результате, если хотя бы для одной нейтронной звезды удалось, помимо массы, с достаточной точностью определить ее радиус, это позволило бы достаточно надежно найти и уравнение состояния ядерной материи. К сожалению, все обсуждавшиеся (уже много лет) различные способы [225 – 228] до

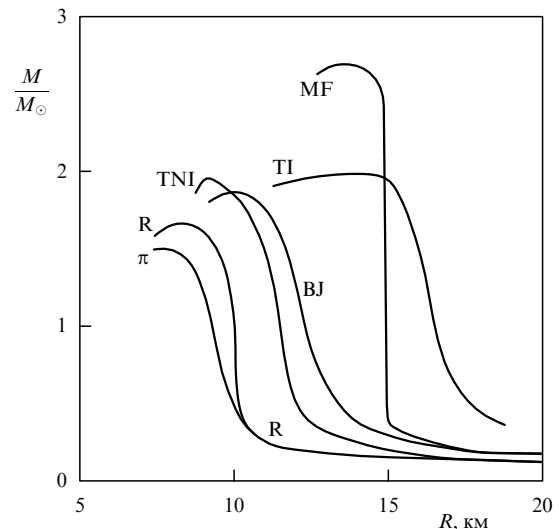


Рис. 11. Диаграмма зависимости гравитационной массы от радиуса для различных уравнений состояния ядерного вещества [109]. Жесткие уравнения состояния (TI, MF) дают большие радиусы нейтронной звезды по сравнению с мягкими уравнениями состояния (R, π). Классификация соответствует работе [224].

сих пор не позволяли надежно оценить радиус нейтронной звезды.

Тем не менее перечислим основные идеи, связанные с уравнениями состояния ядерной материи.

1. Наблюдения теплового излучения с поверхности изолированных нейтронных звезд и их интерпретация с использованием моделей атмосфер с учетом эффектов покраснения и изгиба траекторий фотонов в гравитационном поле пульсара в принципе (при достаточно хорошем спектральном и временном разрешении в рентгеновском диапазоне и с привлечением радиополяризметрических измерений ориентации пульсара) позволяют определять массу и радиус нейтронной звезды [229, 230]. Ближайшие перспективы здесь связаны с наблюдением рентгеновской орбитальной обсерватории Chandra, обладающей уникальным угловым и спектральным разрешением.

2. Уравнение состояния влияет на режим охлаждения нейтронных звезд. Поэтому радиус звезды можно определить из наблюдаемого в нескольких случаях теплового излучения их поверхности [57, 225]. При этом наиболее перспективными оказываются именно радиопульсары, поскольку у аккрецирующих нейтронных звезд значительная часть теплового (и нетеплового) излучения связана с аккрецирующим веществом. Однако даже в этом случае построение последовательной модели, позволяющей с необходимой точностью провести количественное сравнение теории и наблюдений, сталкивается со значительными трудностями [57, 231]. Это связано прежде всего с наличием сильного магнитного поля, существенно изменяющего коэффициенты переноса в атмосфере, а также с большой неопределенностью химического состава атмосферы нейтронной звезды.

3. От соотношения между массой и радиусом нейтронной звезды, а значит, и от уравнения состояния ядерной материи зависят свойства сбоев (glitches) — резких скачков периода вращения P , наблюдаемых у нескольких пульсаров [18]. Это связано с тем, что резкое уменьшение периода так или иначе определяется измене-

нием момента инерции звезды [53]. Кроме того, согласно современным представлениям сбой периода в значительной степени обусловлены перестройкой сверхтекучей компоненты во внутренних областях пульсара [158, 159], свойства которой тоже зависят от уравнения состояния. В итоге, задавши конкретную модель сбоя периода, можно получить ограничения на массу и радиус нейтронной звезды [232].

4. Еще один из способов связан с исследованием рентгеновских барстеров — источников вспышечных процессов на поверхности нейтронных звезд, обусловленных ядерным горением аккрецирующего вещества [227, 228, 233, 234]. Анализируя изменение спектра барстера во время вспышек (когда поверхность звезды много ярче фона, создаваемого аккрецирующим веществом), а также используя конкретные модели атмосфер нейтронных звезд, можно получить ограничения на радиус R [235]. Это оказывается возможным, поскольку спектр и профиль принимаемого излучения зависит от параметров поверхностной гравитации и гравитационного красного смещения, которые по-разному зависят от соотношения между массой и радиусом нейтронной звезды.

5. Наконец, новую информацию можно получить, исследуя обнаруженные недавно килогерцовые квазипериодические колебания (QPO) в излучении рентгеновских двойных, которые связывают с движением аккрецирующего вещества вблизи последней устойчивой кеплеровской орбиты у поверхности нейтронной звезды. Поскольку параметры такой орбиты определяются эффектами общей теории относительности и, следовательно, зависят от соотношения между массой и радиусом, свойства таких осцилляций позволяют оценить радиус нейтронных звезд [236, 237].

Как мы видим, во всех случаях оценки радиуса нейтронной звезды оказываются модельно-зависимыми.

К рассмотренному кругу вопросов примыкает и задача о предельном периоде вращения нейтронной звезды. Он также определяется уравнением состояния вещества, поскольку в значительной степени зависит от радиуса нейтронной звезды. Поэтому сами периоды миллисекундных пульсаров, доходящие до 1,59 мс, могут нести информацию о строении внутренних областей нейтронных звезд. Однако, как было показано достаточно давно [238], эти периоды все же достаточно велики для таких компактных объектов, какими являются нейтронные звезды. Выполненные в последнее время расчеты [239] еще раз подтвердили, что предельный период нейтронных звезд для большинства уравнений состояния равен лишь 0,3–1 мс, что не противоречит наблюдениям.

Таким образом, до сих пор не удалось получить прямые наблюдательные ограничения на уравнение состояния ядерной материи. В настоящее время практически все уравнения состояния не противоречат наблюдениям. С полным основанием можно отвергнуть лишь предельно мягкие уравнения состояния, например модели с пионным конденсатом, которые дают максимальную массу нейтронной звезды ниже $1,44M_{\odot}$, т.е. меньше массы пульсара 1913 + 16 — самой массивной звезды в составе тесных двойных систем. Тем не менее рассмотренный подход представляется чрезвычайно актуальным, и не исключено, что успех будет достигнут уже в самое ближайшее время.

6. Заключение

Таким образом, радиопульсары по-прежнему привлекают не только наблюдателей в надежде обнаружить все новые и новые проявления их активности, но и теоретиков, для которых нейтронные звезды остаются в первую очередь уникальной физической лабораторией, позволяющей исследовать процессы в экстремальных условиях [240]. Неудивительно поэтому, что в течение всех тридцати лет, прошедших со времени открытия радиопульсаров, они остаются среди наиболее "популярных" космических источников. И это несмотря на то, что с тех пор были открыты другие, не менее интересные космические объекты — рентгеновские пульсары и рентгеновские транзиенты, источники космических гамма-всплесков, гравитационные линзы, многие свойства которых также во многом остаются неизвестными.

Тем не менее теория строения магнитосферы пульсаров и особенно теория радиоизлучения все еще далеки от своего завершения, хотя, безусловно, мы уже понимаем большинство ключевых процессов, происходящих в магнитосфере нейтронных звезд. Однако в настоящее время удалось с той или иной степенью надежности количественно описать лишь их основные элементы. При этом единой точки зрения на вопрос о строении магнитосферы радиопульсаров и природы их радиоизлучения до сих пор не существует.

К сожалению, для радиопульсаров уже в течение многих лет имеет место явный разрыв между теорией и наблюдениями. И если, например, проверка общей теории относительности играет ключевую роль при организации наблюдений двойных радиопульсаров, то в связи с теорией радиоизлучения практически не проводится исследований, направленных на проверку современных теорий. Конечно, как уже отмечалось, довести теорию до конкретных предсказаний удавалось лишь в исключительных случаях. Тем не менее наблюдения, нацеленные на определение ключевых свойств радиопульсаров, все же могли бы быть проведены. Сюда можно отнести, например:

- определение параметра торможения n_{br} у новых пульсаров;
- определение направления эволюции угла наклона осей $\dot{\chi}$ для индивидуальных пульсаров;
- уточнение статистических зависимостей для скорости дрейфа субимпульсов;
- регистрация реликтовых фотонов, генерируемых в области внутреннего зазора;
- подробный анализ свойств диаграммы направленности радиоизлучения на основе результатов последних наблюдений.

Пока же увеличение наблюдательного материала порой никак не связано с теоретическими работами. Поэтому одна из причин написания этого обзора как раз и состояла в том, чтобы напомнить основные идеи, лежащие в основе теории магнитосферы радиопульсаров и, возможно, стимулировать новые наблюдения, направленные на проверку современных теоретических моделей.

В заключение хотелось бы поблагодарить А.В. Гуревича и Я.Н. Истомина, без многочисленных советов которых этот обзор не мог бы быть написан. Фактически, обзор в значительной степени опирается на нашу общую монографию [16], которая, к сожалению, оказа-

лась малодоступной. Поэтому представлялось целесообразным повторить некоторые ключевые моменты, лежащие в основе нашей модели радиопульсаров (впрочем, большинство количественных предсказаний можно найти в оригинальных работах [49, 50, 241]). Благодаря также И.Г. Митрофанова, Г.Г. Павлова, А.Ю. Потехина, Ю.А. Шибанова и Д.Г. Яковлева, прочитавших отдельные разделы рукописи и сделавших ряд полезных замечаний. Работа поддержана грантом INTAS 96-154.

Список литературы

- Hewish A et al. *Nature* (London) **217** 708 (1968)
- Vaade W, Zwicky F *Proc. Natl. Acad. Sci.* **20** 254 (1934)
- Giaccconi R et al. *Astrophys. J. Lett.* **167** L67 (1971)
- Липунов В М *Астрофизика нейтронных звезд* (М.: Наука, 1987)
- Gold T *Nature* (London) **218** 731 (1968)
- Ильясов Ю П, Копейкин С М, Родин А Е *Письма в Астрон. журн.* **24** 275 (1998)
- Rasini F *Nature* (London) **221** 567 (1967)
- Гинзбург В Л, Железняков В В, Зайцев В В *УФН* **98** 201 (1969)
- Ginzburg V L, Zheleznyakov V V *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **13** 511 (1975)
- Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Теория поля* (М.: Наука, 1973)
- Sturrock P A *Astrophys. J.* **164** 529 (1971)
- Ruderman M A, Sutherland P G *Astrophys. J.* **196** 51 (1975)
- Берестецкий В Б, Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Квантовая электродинамика* (М.: Наука, 1989)
- Goldreich P, Julian W H *Astrophys. J.* **157** 869 (1969)
- Michel F C *Theory of Neutron Star Magnetosphere* (Chicago: University of Chicago Press, 1991)
- Beskin V S, Gurevich A V, Istomin Ya N *Physics of the Pulsar Magnetosphere* (Cambridge: Cambridge University Press, 1993)
- Radhakrishnan V, Cocke D J *Astrophys. Lett.* **3** 225 (1969)
- Lyne A G, Graham-Smith F *Pulsar Astronomy* (Cambridge: Cambridge University Press, 1998)
- Rankin J *Astrophys. J.* **274** 333 (1983)
- Rankin J *Astrophys. J.* **352** 247 (1990)
- Mestel L *Stellar Magnetism* (Oxford: Oxford University Press, 1999)
- Sieber W, Wielebinski R (Eds) *Pulsars* (Dodrecht: D. Riedel, 1981)
- Johnston S, Walker M, Bailes M (Eds) *Pulsars: Problems and Progress* (IAU Colloquium No. 160) (Singapore: Astronomical Society of the Pacific, 1996)
- Shibasaki N et al. (Eds) *Neutron Stars and Pulsars* (IAU Symposium No. 95) (Tokyo: Universal Academy Press, Inc., 1998)
- Hankins T H, Rankin J M, Gil J A (Eds) *The Magnetospheric Structure and Emission Mechanisms of Radio Pulsars* (IAU Colloquium No. 128) (Zielona Góra: Pedagogical University Press, 1992)
- Mészáros P *High-Energy Radiation from Magnetized Neutron Stars* (Chicago: University of Chicago Press, 1992)
- Usov V V, Melrose D B *Astrophys. J.* **464** 306 (1996)
- Baring M G, Harding A K *Astrophys. J.* **482** 372 (1997)
- Муслимов А Г, Цыган А И *Астрон. журн.* **67** 263 (1990)
- Бескин В С *Письма в Астрон. журн.* **16** 665 (1990)
- Muslimov A G, Tsygan A I *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **255** 61 (1992)
- Muslimov A G, Harding A K *Astrophys. J.* **485** 735 (1997)
- Muslimov A G, Harding A K *Astrophys. J.* **508** 328 (1998)
- Боговалов С В *Письма в Астрон. журн.* **18** 832 (1992)
- Okamoto I *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **185** 69 (1978)
- Li Zh-Yu, Chiueh T, Begelman M C *Astrophys. J.* **394** 459 (1992)
- Begelman M C, Li Zh-Yu *Astrophys. J.* **426** 269 (1994)
- Gallant Y A, Arons J *Astrophys. J.* **201** 719 (1994)
- Bogovalov S V *Astron. Astrophys.* **327** 662 (1997)
- Chieng J, Romani R *Astrophys. J.* **436** 754 (1994)
- Sturmer S J, Dermer C D, Michel F C *Astrophys. J.* **445** 736 (1995)
- Asséo E *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **264** 940 (1993)
- Luo Q, Melrose D B, Machabeli G Z *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **268** 159 (1994)
- Asséo E *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **276** 74 (1995)
- Lyubarskii Yu E *Astron. Astrophys.* **261** 544 (1992)
- Любарский Ю Э *Письма в Астрон. журн.* **16** 34 (1990)
- Mestel L, Shibata S *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **271** 621 (1994)
- Бескин В С, Гуревич А В, Истомина Я Н *ЖЭТФ* **85** 401 (1983)
- Beskin V S, Gurevich A V, Istomin Ya N *Astrophys. Space Sci.* **102** 301 (1984)
- Beskin V S, Gurevich A V, Istomin Ya N *Astrophys. Space Sci.* **146** 205 (1988)
- Lyubarskii Yu E *Physics of Pulsars* (Singapore: Harwood Acad. Publ., 1995)
- Lyutikov M, Blandford R, Machabeli G Z *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **305** 338 (1999)
- Шапиро С, Тьюколски С *Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды* Т. 1, 2 (М.: Мир, 1985)
- Седракян Д М, Шахабасян К М *УФН* **161** 3 (1991)
- Либерман М А, Йоханссон Б *УФН* **165** 121 (1995)
- Киржниц Д А, Юдин С Н *УФН* **165** 1335 (1995)
- Яковлев Д Г, Левенфиш К П, Шибанов Ю А *УФН* **169** 825 (1999)
- Кадомцев Б Б, Кудрявцев В С *Письма в ЖЭТФ* **13** 9 (1971)
- Гинзбург В Л, Усов В В *Письма в ЖЭТФ* **15** 280 (1972)
- Chen H N, Ruderman M A, Sutherland P G *Astrophys. J.* **191** 473 (1974)
- Flowers E et al. *Astrophys. J.* **215** 291 (1977)
- Müller E *Astron. Astrophys.* **130** 145 (1984)
- Jones P B *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **196** 503 (1985)
- Jones P B *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **218** 477 (1986)
- Neuhauser D, Langanke K, Koonin S E *Phys. Rev. A* **33** 2084 (1986)
- Neuhauser D, Koonin S E, Langanke K *Phys. Rev. A* **36** 4163 (1987)
- Fawley W M, Arons J, Scharlemann E T *Astrophys. J.* **217** 227 (1977)
- Scharlemann E T, Fawley W M, Arons J *Astrophys. J.* **222** 297 (1978)
- Arons J, Scharlemann E T *Astrophys. J.* **231** 854 (1979)
- Salpeter E E, Lai D *Astrophys. J.* **491** 270 (1997)
- Thorolfsson A et al. *Astrophys. J.* **502** 847 (1998)
- Zavlin V E, Pavlov G G, Shibanov Yu A *Astron. Astrophys.* **315** 141 (1996)
- Bialynicka-Birula Z, Bialynicka-Birula I *Phys. Rev. D* **2** 2341 (1970)
- Adler S L *Ann. Phys.* **67** 599 (1971)
- Козленков А А, Митрофанов И Г *ЖЭТФ* **91** 1978 (1986)
- Митрофанов И Г, Позаненко А С *ЖЭТФ* **93** 1951 (1987)
- Bezchastnov V G, Pavlov G G *Astrophys. Space Sci.* **178** 1 (1991)
- Pavlov G G, Gnedin Yu N *Astrophys. Space Sci. Rev.* **3** 197 (1984)
- Shabad A E, Usov V V *Astrophys. Space Sci.* **102** 327 (1984)
- Shabad A E, Usov V V *Astrophys. Space Sci.* **117** 309 (1985)
- Shabad A E, Usov V V *Astrophys. Space Sci.* **128** 377 (1986)
- Thompson C, Duncan R C *Astrophys. J.* **408** 194 (1993)
- Kouveliotou C et al. *Nature* (London) **393** 235 (1998)
- Baring M G, Harding A K *Astrophys. J.* **482** 372 (1997)
- Деришев Е В, Кочаровский В В, Кочаровский Вл В *Радиофизика* **40** 146 (1997)
- Chistyakov M V, Kuznetsov A V, Mikheev N V *Phys. Lett. B* **434** 67 (1998)
- Weise J I, Baring M G, Melrose D B *Phys. Rev. D* **57** 5526 (1998)
- Shaviv N J, Heyl J S, Lithwick Y *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **306** 333 (1999)
- Baring M G, Harding A K *Astrophys. J. Lett.* **507** L55 (1998)
- Торн К, Прайс Р, Макдональд Д *Черные дыры: Мембранный подход* (М.: Мир, 1988)
- Бескин В С *Астрофизика* **18** 439 (1982)
- Daugherty J K, Harding A K *Astrophys. J.* **273** 761 (1983)
- Кардашев Н С, Митрофанов И Г, Новиков И Д *Астрон. журн.* **61** 1113 (1984)
- Cheng K S, Ho C, Ruderman M A *Astrophys. J.* **300** 500 (1986)
- Hirofani K, Shibata S *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **308** 54 (1999)
- Гуревич А В, Истомина Я Н *ЖЭТФ* **89** 3 (1985)
- Hirofani K, Shibata S *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **308** 67 (1999)
- Mestel L, Wang Y-M *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **188** 799 (1979)
- Fitzpatrick R, Mestel L *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **232** 277 (1988)
- Shibata S *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **287** 262 (1997)
- Shibata S, Miyazaki J, Takahara F *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **295** 53 (1998)

102. Arons J, in *Neutron Stars and Pulsars* (IAU Symposium No. 95, Eds N Shibazaki et al.) (Tokyo: Universal Academy Press, Inc., 1998) p. 339
103. Пальшин В Д, Цыган А И, Препринт ФТИ им. А.Ф. Иоффе № 1718 (1998)
104. Deshpande A A, Rankin J M *Astrophys. J.* (1999) (in press)
105. Daugherty J K, Harding A K *Astrophys. J.* **252** 337 (1982)
106. Mestel L *Astrophys. Space Sci.* **24** 289 (1973)
107. Beskin V S *Contemporary Physics* **34** 131 (1993)
108. Arnett W D, Bowers R D *Astrophys. J. Suppl.* **33** 415 (1977)
109. Baym G, Pethick C *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **17** 415 (1979)
110. Harding A, Ozerney L M, Usov V V *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **265** 921 (1993)
111. Holloway N J *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **181** 9 (1977)
112. Shibata S *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **269** 191 (1994)
113. Michel F C *Astrophys. J.* **180** 207 (1973)
114. Michel F C *Astrophys. J. Lett.* **180** L133 (1973)
115. Scharlemann E T, Wagoner R V *Astrophys. J.* **182** 951 (1973)
116. Okamoto I *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **167** 457 (1974)
117. Henriksen R N, Norton J A *Astrophys. J.* **201** 719 (1975)
118. Sulkanen M E, Lovelace R V E *Astrophys. J.* **350** 732 (1990)
119. Markwardt C B, Ogelman H *Nature* (London) **375** 40 (1995)
120. Hester J J et al. *Astrophys. J.* **448** 240 (1995)
121. Fendt C, Camenzind M, Appl S *Astron. Astrophys.* **300** 791 (1995)
122. Beskin V S, Malyskin L M *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **298** 847 (1998)
123. Contopoulos I, Kazanas D, Fendt C *Astrophys. J.* **511** 351 (1999)
124. Max C, Perkins F *Phys. Rev. Lett.* **27** 1342 (1971)
125. Asséo E, Kennel F C, Pellat R *Astron. Astrophys.* **65** 401 (1978)
126. Michel F C *Astrophys. J.* **158** 727 (1969)
127. Ardavan H *Astrophys. J.* **204** 889 (1976)
128. Ardavan H *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **189** 397 (1979)
129. Phinney E S, in *Astrophysical Jets* (Eds A Ferrari, A G Pacholczyk) (Dordrecht: D. Reidel, 1983) p. 201
130. Blandford R, Znajek R L *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **179** 433 (1977)
131. Macdonald D A, Thorne K S *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **198** 345 (1982)
132. Бегельман М К, Блендфорд Р Д, Рис М Дж, в кн. *Физика внегалактических источников радиоизлучения* (Под ред. Р Д Дагкесаманского) (М.: Мир, 1987) с. 9
133. Camenzind M *Astron. Astrophys.* **162** 32 (1986)
134. Mestel L *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **138** 359 (1968)
135. Blandford R D, Payne D G *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **199** 883 (1982)
136. Heyvaerts J, Norman J *Astrophys. J.* **347** 1055 (1989)
137. Sakurai T *Computer Phys. Rep.* **12** 247 (1990)
138. Pelletier G, Pudritz R E *Astrophys. J.* **394** 117 (1992)
139. Shu F N, Najita J, Ruden S P, Lizano S *Astrophys. J.* **429** 797 (1994)
140. Бескин В С, Парьев В И *УФН* **163** 95 (1993)
141. Heyvaerts J, in *Plasma Astrophysics* (Eds C Chiuderi, G Einaudi) (Berlin: Springer, 1996) p. 31
142. Бескин В С *УФН* **167** 689 (1997)
143. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1982)
144. Kennel C F, Fujimura F S, Okamoto I *Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics* **26** 147 (1983)
145. Li Zh-Yu, Chiueh T, Begelman M C *Astrophys. J.* **384** 567 (1992)
146. Lery T, Heyvaerts J, Appl S, Norman C A *Astron. Astrophys.* **337** 603 (1998), astro-ph/9902364
147. Beskin V S, Kuznetsova I V, Rafikov R R *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **299** 341 (1998)
148. Tomimatsu A *Proc. Astron. Soc. Japan* **46** 123 (1994)
149. Chiueh T, Li Z-Y, Begelman M C *Astrophys. J.* **505** 835 (1998)
150. Beskin V S, Rafikov R R *Monthly Mot. R. Astron. Soc.* (2000) (in press)
151. Johnston S, Galloway D *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **298** 625 (1998)
152. Lyne A G, Pritchard R S, Smith F Graham *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **265** 1003 (1993)
153. Boyd P T et al. *Astrophys. J.* **448** 365 (1995)
154. Lyne A G et al. *Nature* (London) **381** 497 (1996)
155. Kaspi V M et al. *Astrophys. J. Lett.* **422** L83 (1994)
156. Blandford R D, Romani R W *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **234** 57P (1988)
157. Chen K, Ruderman M, Zhu T *Astrophys. J.* **493** 397 (1998)
158. Allen M P, Horvath J E *Astrophys. J.* **488** 409 (1997)
159. Baykal A, Alpar A M, Boynton P E, Deeter J E *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **306** 207 (1999)
160. Taylor J H, Stinebring D R *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **24** 285 (1986)
161. Lyne A G, Manchester R N, Taylor J H *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **213** 613 (1985)
162. Tauris T M, Manchester R N *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **306** 50 (1999)
163. Djorgovsky S, Evans C R *Astrophys. J. Lett.* **335** L61 (1988)
164. Гинзбург В Л *УФН* **103** 393 (1971)
165. Melrose D B, in *The Magnetospheric Structure and Emission Mechanisms of Radio Pulsars* (IAU Colloquium No. 128, Eds T H Hankins, J M Rankin, J A Gil) (Zielona Góra: Pedagogical University Press, 1992) p. 306
166. Lesch H, Jessner A, Kramer M, Kunzl T *Astron. Astrophys.* **322** L21 (1998)
167. Hinata S *Astrophys. J.* **206** 282 (1976)
168. Hardee P E, Morrison P *Astrophys. J.* **227** 252 (1979)
169. Ломинадзе Д Г, Михайловский А Б, Сагдеев Р З *ЖЭТФ* **77** 1951 (1979)
170. Asséo E, Pellat R, Rosado M *Astrophys. J.* **239** 661 (1980)
171. Tsytoich V N, Kaplan S A *Nature Phys. Sci.* **241** 122 (1972)
172. Суворов Е В, Чугунов Ю В *Астрофизика* **11** 203 (1975)
173. Kawamura K, Suzuki I *Astrophys. J.* **217** 832 (1977)
174. Goldreich P, Keeley D A *Astrophys. J.* **170** 463 (1971)
175. Blandford R D *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **170** 551 (1975)
176. Бескин В С, Гуревич А В, Истомин Я Н *ЖЭТФ* **92** 1277 (1987)
177. Kazbegi A Z, Machabeli G Z, Melikidze G I *Aust. J. Phys.* **40** 755 (1987)
178. Kazbegi A Z, Machabeli G Z, Melikidze G I *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **253** 377 (1991)
179. Melrose D B, Gedalin M E *Astrophys. J.* **521** 351 (1999)
180. Gurevich A V, Istomin Ya N, in *The Magnetospheric Structure and Emission Mechanisms of Radio Pulsars* (IAU Colloquium No. 128, Eds T H Hankins, J M Rankin, J A Gil) (Zielona Góra: Pedagogical University Press, 1992) p. 229
181. Usov V V *Astrophys. J.* **320** 333 (1987)
182. Ursov V N, Usov V V *Astrophys. Space Sci.* **140** 325 (1988)
183. Larroch O, Pellat R *Phys. Rev. Lett.* **59** 1104 (1987)
184. Nambu M *Plasma Phys. Contr. Fusion* **31** 143 (1989)
185. Machabeli G Z *Plasma Phys. Contr. Fusion* **33** 1227 (1991)
186. Luo Q, Melrose D B *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **276** 372 (1995)
187. Beskin V S, Gurevich A V, Istomin Ya N *Phys. Rev. Lett.* **61** 649 (1988)
188. Istomin Ya N *Plasma Phys. Contr. Fusion* **36** 1081 (1994)
189. Кадомцев Б Б, в кн. *Вопросы теории плазмы* Т. 4 (Под ред. М А Леонтовича) (М.: Атомиздат, 1964) с. 188
190. Бернштейн А, Фридленд Л, в кн. *Основы физики плазмы* Т. 1 (Под ред. А А Галева, Р Судана) (М.: Энергоатомиздат, 1987) с. 393
191. Asséo E, Pellat R, Sol H *Astrophys. J.* **266** 201 (1983)
192. Lyutikov M, Machabeli G Z, Blandford R *Astrophys. J.* **512** 804 (1999)
193. Melrose D *Plasma Astrophysics* Vol. 2 (New York: Gordon and Breach, 1980) p. 340
194. Чугунов Ю В, Шапошников В Е *Астрофизика* **28** 98 (1988)
195. Истомин Я Н *ЖЭТФ* **94** 148 (1988)
196. Lyubarskii Yu E *Astron. Astrophys.* **308** 809 (1996)
197. Melrose D *Astrophys. J.* **225** 557 (1978)
198. Rowe E T *Astron. Astrophys.* **269** 275 (1992)
199. Ломинадзе Д Г, Мачабели Г З, Михайловский А Б *Физика плазмы* **5** 748 (1979)
200. Lominadze D G, Machabeli G Z, Usov V V *Astrophys. Space Sci.* **90** 19 (1983)
201. Мамрадзе П Г, Мачабели Г З, Меликидзе Г И *Физика плазмы* **6** 1293 (1980)
202. ter Haar D, Tsytoich V N *Phys. Rep.* **73** 177 (1981)

203. Михайловский А Б, Онищенко О Г, Смоляков А И *Физика плазмы* **11** 215 (1985)
204. Mikhailovskii A B, Onishchenko O G, Tatarinov E G *Plasma Phys. Contr. Fusion* **27** 527 (1985)
205. Pelletier G, Sol H, Asséo E *Phys. Rev. A* **38** 2552 (1988)
206. von Hoensbroech A, Lesch H, Kunzl T *Astron. Astrophys.* **336** 209 (1998)
207. Barnard J J, Arons J *Astrophys J.* **302** 138 (1986)
208. Blaskiewicz M, Cordes J M, Wasserman I *Astrophys. J.* **370** 643 (1991)
209. Phillips J *Astrophys. J.* **385** 282 (1992)
210. Lyubarskii Yu E, Petrova S A *Astron. Astrophys.* **333** 181 (1998)
211. Gallant Y A, in *Neutron Stars and Pulsars* (IAU Symposium No. 95, Eds N Shibasaki et al.) (Tokyo: Universal Academy Press, Inc., 1998) p. 359
212. Lyutikov M *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **293** 447 (1998)
213. Железняков В В *Электромагнитные волны в космической плазме* (М.: Наука, 1977)
214. Johnston S *Current Science* **69** 521 (1995)
215. Лучков Б И, Митрофанов И Г, Розенталь И Л *УФН* **166** 743 (1996)
216. Postnov K A *УФН* **169** 545 (1999)
217. Thorne K S, in *Relativistic Astrophysics* (Eds B J T Jones, D Markovic) (Cambridge: Cambridge University Press, 1997) p. 259
218. Stairs I H et al. *Astrophys. J.* **505** 352 (1998)
219. Taylor J H, Weisberg J M *Astrophys. J.* **345** 434 (1989)
220. Тейлор Дж *УФН* **163** 757 (1993)
221. Киржниц Д А, Непомнящий Ю А *ЖЭТФ* **59** 2203 (1970)
222. Мигдал А Б *Фермионы и бозоны в сильных полях* (М: Наука, 1978)
223. Alcock R et al. *Astrophys. J.* **310** 261 (1986)
224. Arnett W D, Bowers R L *Astrophys. J. Suppl.* **33** 415 (1977)
225. Lipunov V M, Postnov K A *Astrophys. Space Sci.* **106** 103 (1984)
226. Sztaino M et al. *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **226** 39 (1986)
227. Бескин В С *УФН* **152** 683 (1987)
228. Fujimoto M Y et al. *Astrophys. J.* **319** 902 (1987)
229. Zavlin V, Shibano Yu A, Pavlov G G *Astron. Lett.* **21** 149 (1995)
230. Pavlov G G, Zavlin V E *Astrophys. J. Lett.* **490** L91 (1997)
231. Wang J C L et al. *Astrophys. J.* **345** 869 (1999)
232. Link B, Epstein R I, Lattimer J M (1999) astro-ph/9909146
233. Kaminker A D et al. *Astron. Astrophys.* **220** 117 (1989)
234. Pavlov G G, Shibano Yu A, Zavlin V E *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **253** 193 (1991)
235. Haberl F, Titarchuk L *Astron. Astrophys.* **299** 414 (1995)
236. Kluźniak W *Astrophys. J. Lett.* **509** L39 (1998)
237. Psaltis D et al. *Astrophys. J.* **520** 763 (1999)
238. Friedman J L, Ipser J R, Parker L *Astrophys. J.* **304** 115 (1986)
239. Haensel P, Lasota J-P, Zdunik J L *Astron. Astrophys.* **344** 151 (1999)
240. Пайнс Д *УФН* **131** 479 (1980)
241. Бескин В С, Гуревич А В, Истомин Я Н *Письма в Астрон. журн.* **14** 224 (1988)

Radio pulsars

V.S. Beskin

*P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences,
Leninskii prosp. 53, 117924 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-095) 132-61 71. Fax (7-095) 135-85 33
E-mail: beskin@lpi.ru*

Recent theoretical work concerning the magnetosphere of and radio emission from pulsars is reviewed in detail. Taking into account years of little or no cooperation between theory and observation and noting, in particular, that no systematic observations are in fact being made to check theoretical predictions, the key ideas underlying the theory of pulsar magnetosphere are formulated and new observations aimed at verifying current models are discussed.

PACS numbers: 04.40.Dg, **95.30.-k**, 97.60.Gb, 98.70.Dk

Bibliography — 241 references

Received 28 September 1999