

524.354.6

## ФИЗИКА МАГНИТОСФЕРЫ ПУЛЬСАРА

В. С. Бескин, А. В. Гуревич, Я. Н. Истомин

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Пульсары. Основные наблюдательные характеристики . . . . .	257
1.1. Периоды пульсаров . . . . .	258
1.2. Средний профиль . . . . .	259
1.3. Поляризация . . . . .	259
1.4. Энергетика пульсаров . . . . .	260
2. Физические процессы в магнитосфере пульсара . . . . .	261
3. Электродинамика магнитосферы . . . . .	264
3.1. Основные уравнения . . . . .	264
3.2. Осесимметричный случай . . . . .	267
3.3. Пограничный слой. Замыкание тока . . . . .	269
3.4. Энергетические потери пульсара . . . . .	272
4. Генерация электронно-позитронной плазмы . . . . .	274
4.1. Основные уравнения . . . . .	274
4.2. Двойной слой. Критический потенциал «пробоя» . . . . .	276
4.3. Размножение плазмы . . . . .	278
5. Радиоизлучение пульсара . . . . .	279
5.1. Электродинамика неоднородной плазмы . . . . .	280
5.2. Диэлектрическая проницаемость . . . . .	281
5.3. Изгибно-плазменные моды . . . . .	283
6. Сравнение теории с данными наблюдений . . . . .	286
6.1. Структура активной области . . . . .	286
6.2. Генерация плазмы . . . . .	288
6.3. Эволюция. Слабоизлучающие пульсары . . . . .	289
6.4. Статистика пульсаров . . . . .	291
6.5. Радиоизлучение . . . . .	294
7. Заключение . . . . .	296
Список литературы . . . . .	296

## 1. ПУЛЬСАРЫ. ОСНОВНЫЕ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Пульсары, а точнее радиопульсары, — источники импульсного космического радиоизлучения — были обнаружены в 1967 г. английскими радиоастрономами<sup>1</sup> и практически сразу были отождествлены с вращающимися нейтронными звездами<sup>2</sup>. Такие звезды должны образовываться в результате коллапса (катастрофического гравитационного сжатия) обычных звезд, исчерпавших запасы своего ядерного горючего. В нейтронных звездах гравитационные силы уравниваются не давлением газа, как в обычных звездах, и не давлением вырожденных электронов, как в белых карликах, а давлением сильно сжатого нейтронного вещества. Благодаря этому они являются как бы огромными сгустками ядерной материи и при массе порядка  $R \sim 10$  км<sup>3</sup>.

Экспериментальное обнаружение пульсаров, т. е. нейтронных звезд, предсказанных еще в середине тридцатых годов<sup>4</sup>, по праву считается одним из крупнейших открытий в астрофизике, за это открытие Э. Хьюишу в 1974 г. была присуждена Нобелевская премия.

Вслед за радиопульсарами был обнаружен еще целый ряд космических источников (рентгеновские пульсары <sup>5</sup>, источники рентгеновских <sup>6</sup> и  $\gamma$ -всплесков <sup>7</sup>, другие объекты <sup>8-10</sup>), активность которых также связывают с процессами, происходящими на нейтронных звездах <sup>11-13</sup>. Обсуждение природы этих источников выходит, однако, за рамки нашего обзора.

В настоящее время радиопульсары исследуются практически на всех крупнейших обсерваториях мира. В частности, постоянно пополняется список обнаруженных источников. К середине 1986 г. были известны уже 437 пульсаров. Полное же число радиопульсаров в нашей Галактике порядка 100 тысяч <sup>14</sup>. На три порядка больше должно быть число «потухших» пульсаров, т. е. нейтронных звезд, уже не излучающих в радиодиапазоне.

Средние расстояния до известных нам пульсаров —  $0,3 \div 3$  кпс. Это в сто раз больше расстояния до ближайших звезд. Как и обычные звезды, пульсары концентрируются вблизи галактической плоскости, однако толщина звездного диска несколько меньше, чем толщина пульсарного диска ( $\sim 500$  пс) <sup>15</sup>. Отметим также, что собственные скорости пульсаров достигают  $200-400$  км/с <sup>16</sup>, что значительно больше средних скоростей обычных звезд.

Наконец, пульсары, помимо всего прочего, оказались еще и исключительно эффективными зондами межзвездной среды. Они посылают нам свои импульсы радиоизлучения в широком диапазоне частот и в строго определенные моменты времени. Исследуя запаздывание, поглощение, изменение поляризации этих импульсов, можно определять параметры межзвездной среды. Именно таким образом удалось получить наиболее точные сведения о межзвездном газе, о магнитном поле Галактики, о шкале расстояний, провести и другие весьма точные измерения <sup>17-20</sup>.

К основным наблюдательным характеристикам радиопульсаров следует отнести период пульсара  $P$ , спектр и поляризацию радиоизлучения, а также форму среднего профиля, которые являются как бы «паспортными данными» для каждого пульсара.

### 1.1. Периоды пульсаров

Радиоизлучение пульсаров приходит к нам в виде отдельных всплесков — импульсов. Промежуток времени между импульсами называется периодом пульсара  $P$ . Периоды всех известных сейчас пульсаров заключены в интервале от  $0,00156$  с до  $4,3$  с, причем их подавляющее большинство лежит в области  $0,3-1,5$  с <sup>21</sup>. Величина  $P$  для каждого пульсара постоянна с точностью до шести и более знаков. Например, период самого быстрого миллисекундного пульсара PSR 1937 + 21

$$P = 0,0015578064488724 \text{ с}$$

известен сейчас с точностью до тринадцатого знака, причем стабильность его частоты достигает лучших атомных стандартов <sup>22</sup>. Сейчас обсуждается вопрос о введении новой «пульсарной» шкалы времени, использующей это удивительное свойство <sup>23</sup>.

Напомним, что наличие такой строгой периодичности следования импульсов и явилось определяющим фактором при построении модели пульсара, показанной на рис. 1 <sup>2</sup>. Согласно этой модели период пульсара  $P$  равен просто периоду вращения нейтронной звезды. Действительно, лишь вращение чрезвычайно компактных звезд позволяет объяснить как очень малые периоды пульсаров, так и высокую стабильность следования импульсов.

Важно, что периоды всех пульсаров постепенно увеличиваются. Скорость изменения периода  $dP/dt$  определена уже у 300 пульсаров, причем производные  $dP/dt$  стабильны и для большинства пульсаров заключены в пре-

делах  $10^{-14}$ — $10^{-16}$  <sup>24</sup>. Характерное время замедления вращения

$$\tau_P = \frac{P}{2\dot{P}} \quad (1.1)$$

фактически является временем жизни радиопульсара. Оно составляет обычно несколько миллионов лет <sup>25</sup>.

## 1.2. Средний профиль

Излучение пульсаров характеризуется также сильной направленностью. Если считать, что период пульсара  $P$  соответствует повороту на  $360^\circ$ , то характерный растров диаграммы направленности пульсаров  $W_r$  составляет всего  $10^\circ$ — $30^\circ$ . Лишь у нескольких пульсаров радиоизлучение занимает значительную часть полного периода  $P$ . На рис. 2 показаны примеры формы средних профилей излучения пульсаров <sup>26</sup>.

Подчеркнем, что средние профили, показанные на рис. 2, соответствуют усреднению по нескольким сотням последовательных импульсов.

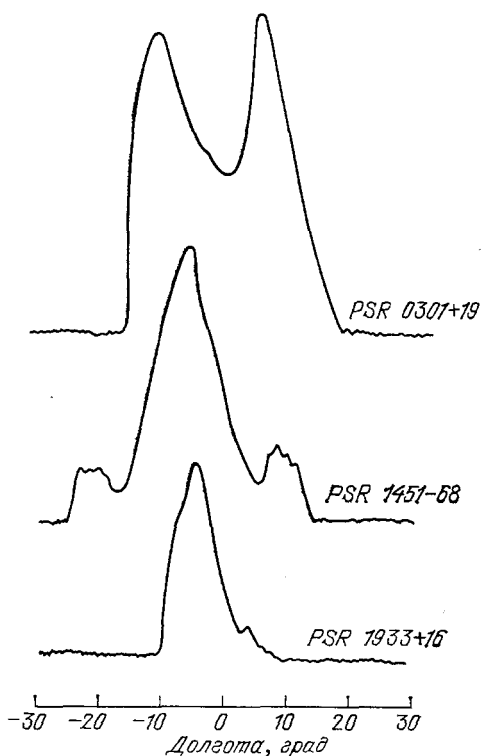
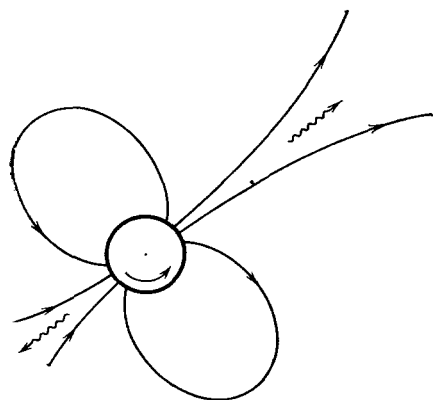


Рис. 1. Модель пульсара — вращающейся нейтронной звезды. Стрелками показаны области генерации направленного радиоизлучения

Рис. 2. Характерные средние профили радиоизлучения пульсаров <sup>26</sup>

Такие усредненные профили имеют характерный для каждого пульсара вид, они устойчивы и не зависят от времени. Форма же индивидуальных импульсов может сильно отличаться от формы среднего профиля. Их структура при этом оказывается достаточно сложной. В частности, в настоящее время уверенно выделяются субимпульсные (характерный масштаб  $\sim 10$  мс) и микроструктурные (масштаб  $\sim 100$  мкс) детали <sup>27-28</sup>, не сохраняющиеся на среднем профиле.

## 1.3. Поляризация

Радиоизлучение пульсаров характеризуется высокой поляризацией. При этом линейная поляризация в отдельных субимпульсах достигает 100 %, а средняя степень линейной поляризации составляет 30—50 % <sup>29</sup>. В некоторых случаях, однако гораздо реже, наблюдается и циркулярная поляризация <sup>30</sup>.

На рис. 3 показан типичный ход позиционного угла линейной поляризации (т. е. угла между направлением электрического поля волны и заданным направлением, лежащим в картинной плоскости) с течением

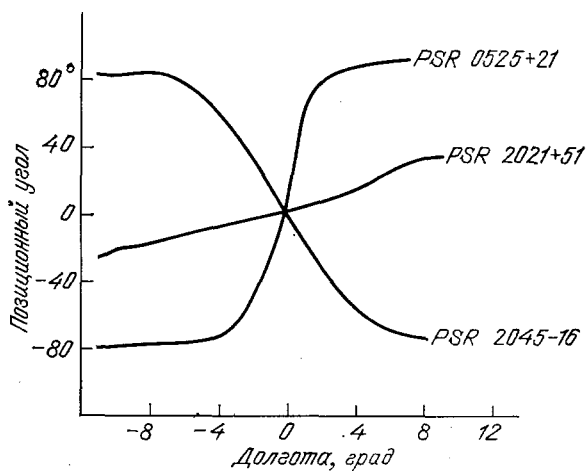


Рис. 3 Изменения позиционного угла линейной поляризации в пределах среднего профиля <sup>25</sup>

времени <sup>25</sup>. У некоторых пульсаров полный поворот позиционного угла достигает  $180^\circ$ . Кроме того, в радиоизлучении часто удается выделить две ортогональные моды <sup>31</sup>, различающиеся как величиной позиционного угла, так и направлением циркулярной поляризации.

#### 1.4. Энергетика пульсаров

Радиоизлучение пульсаров принимается в широком диапазоне частот от 30 МГц до 10 ГГц, т. е. практически на всех радиоволнах, которые проходят сквозь ионосферу и атмосферу Земли. Частотные спектры радиоизлучения в широком диапазоне степенные  $I_\nu \propto \nu^{-\alpha}$  с показателем степени  $\alpha \approx 0,6-2$  <sup>32-33</sup>. Обращает на себя внимание наличие высокочастотного (при  $\nu \gtrsim 10$  ГГц) и низкочастотного ( $\nu \lesssim 10$  МГц) завалов <sup>33</sup>.

Чрезвычайно важным свойством наблюдаемого радиоизлучения является его высокая яркостная температура. Напомним, что в радиоастрономии часто используется не величина  $I_\nu$ , а яркостная температура  $T_b$ , определяемая как температура черного тела, дающего ту же интенсивность излучения  $I_\nu$ . Оказалось, что яркостная температура пульсаров  $T_b$  порядка  $10^{21}-10^{25}$  К, а в некоторых случаях достигает даже  $10^{30}$  К <sup>25</sup>. Следовательно, радиоизлучение пульсаров не может быть тепловым. Более того, высокая яркостная температура однозначно указывает на то, что механизм генерации радиоизлучения должен быть когерентным (Гинзбург и др., <sup>34, 35</sup>).

Интегральная мощность излучения пульсаров в радиодиапазоне весьма велика — порядка  $10^{26}-10^{30}$  эрг/с. Однако пульсары излучают не только в радиодиапазоне: у четырех из них обнаружено мощное излучение в других диапазонах электромагнитного спектра <sup>25</sup>. Так, у пульсара PSR 0531 + 21, находящегося в Крабовидной туманности (период  $P = 0,033$  с), излучение регистрируется также и в инфракрасном, и в оптическом, и в рентгеновском, и в  $\gamma$ -диапазоне вплоть до энергий  $\gamma$ -квантов  $10^{13}$  эВ <sup>36, 37</sup>. Полная мощность излучения этого пульсара достигает  $10^{37}$  эрг/с — на четыре порядка выше излучения Солнца. Вместе с тем, процессы ядерного горения внутри нейтронной звезды не происходят. Откуда же берется энергия, поддерживающая такую высокую активность пульсаров?

Ответ на этот вопрос известен. Как уже указывалось, у всех пульсаров увеличивается период, т. е. скорость вращения нейтронной звезды уменьшается. Определяя выделяющуюся при этом энергию

$$W = -I_r \Omega \dot{\Omega}, \quad (1.2)$$

где  $I_r \sim 10^{45} \text{ г} \cdot \text{см}^2$  — момент инерции нейтронной звезды,  $\Omega = 2\pi/P$  — угловая скорость вращения, получаем, что потери составляют  $10^{30} - 10^{40} \text{ эрг/с}$ . Они всегда превышают энергетику наблюдаемого излучения.

Таковы основные наблюдательные характеристики радиопульсаров. Мы видим, что уже их предварительный анализ позволяет определить как природу пульсаров, так и энергетический источник их активности. Естественно также предположить, что высокая когерентность и направленность излучения связаны с наличием сильного магнитного поля (см. рис. 1) и плазмы в окрестности нейтронной звезды, т. е. с магнитосферой пульсара, в которой это излучение генерируется <sup>38</sup>.

Вместе с тем возникает, разумеется, и много вопросов. В чем причина торможения вращающейся нейтронной звезды и как оно осуществляется? Что представляет собой магнитосферная плазма, откуда она берется? Каким образом часть энергии торможения звезды трансформируется в энергию излучения? Каков механизм генерации когерентного и высоконаправленного радиоизлучения? Достаточно полного ответа на эти вопросы, несмотря на значительные усилия теоретиков, получить ранее не удавалось <sup>21, 25, 39</sup>.

Ситуация существенно изменилась в последнее время. Оказалось возможным построить последовательную теорию физических процессов в магнитосфере нейтронной звезды, которая позволила на единой основе объяснить торможение пульсаров <sup>40, 41</sup>, выделение энергии торможения в активных областях <sup>41, 42</sup>, генерацию плазмы <sup>42-44</sup> и генерацию направленного радиоизлучения <sup>45</sup>. Изложению современного состояния этой теории и посвящен настоящий обзор.

## 2. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В МАГНИТОСФЕРЕ ПУЛЬСАРА

В этом разделе мы проведем качественное рассмотрение характера основных физических процессов в магнитосфере пульсара. Напомним, что как теории образования и эволюции нейтронных звезд <sup>46, 47</sup>, так и некоторые прямые наблюдения <sup>48</sup> показывают, что магнитное поле  $B_0$  вблизи поверхности звезды достигает  $10^{11} - 10^{13} \text{ Гс}$ . Благодаря вращению возникает и электрическое поле, значение которого можно оценить как

$$E_{\text{св}} \approx \frac{\Omega R}{c} B_0 \sim 10^{10} - 10^{12} \text{ В/см}; \quad (2.1)$$

здесь  $\Omega$  — угловая частота вращения звезды,  $R$  — ее радиус,  $c$  — скорость света. Важно, что вследствие поляризации поверхности звезды электрическое поле имеет и компоненту, параллельную магнитному <sup>38</sup>. Частицы, попавшие в столь сильное электрическое поле, ускоряются, излучают жесткие  $\gamma$ -кванты, которые, поглощаясь в магнитном поле, генерируют электронно-позитронные пары <sup>43</sup>. Так формируется магнитосфера пульсара, образованная электронно-позитронной плазмой, находящейся в сильном магнитном поле нейтронной звезды. Магнитосфера занимает большую область — она простирается до расстояний  $r \sim c/\Omega$ , в  $10^3 - 10^4$  раз превосходящих радиус нейтронной звезды  $R$ .

Плазма, заполняющая магнитосферу, экранирует продольное электрическое поле и при этом начинает вращаться вместе со звездой как твердое тело. Такая коротация действительно наблюдается в магнитосферах планет: Земли, Юпитера. При этом происходит поляризация плазмы, заполняющей магнитосферу, — образуется заряд коротации с плотностью (Гольдрайх

и Джулиан<sup>38)</sup>

$$\rho_c = -\frac{(\Omega B)}{2\pi c}, \quad n_c = \frac{\rho_c}{e} = \frac{(\Omega B)}{2\pi c e}; \quad (2.2)$$

здесь  $e$  — заряд электрона. В магнитосфере Земли, например,  $n_c \sim 10^{-6}$  частиц/см<sup>3</sup>, в магнитосфере же пульсара плотность  $n_c$  достигает  $10^{11} - 10^{14}$  частиц/см<sup>3</sup>. Вращение, т. е. движение заряда  $\rho_c$ , приводит к появлению электрических токов; максимальная величина плотности тока коротации

$$j_c = c\rho_c = -\frac{(\Omega B)}{2\pi}. \quad (2.3)$$

Электрические токи деформируют, возмущают магнитное поле нейтронной звезды. Если вблизи звезды роль таких возмущений невелика, то на значительных от нее расстояниях  $r \sim c/\Omega$  возмущения становятся большими и даже определяющими. Благодаря действию токов далекие силовые линии магнитного поля вытягиваются и, в конце концов, размыкаются. Это видно из рис. 4. В магнитосфере образуются, таким образом, две существенно различающиеся группы силовых линий — замкнутые, т. е. возвращающиеся на поверхность звезды, и разомкнутые — уходящие на бесконечность. Разомкнутые линии выходят из небольших областей вблизи магнитных полюсов звезды — полярных шапок, их радиус

$$R_0 \approx R \left( \frac{\Omega R}{c} \right)^{1/2} \ll R. \quad (2.4)$$

Плазма вдоль разомкнутых силовых линий может свободно

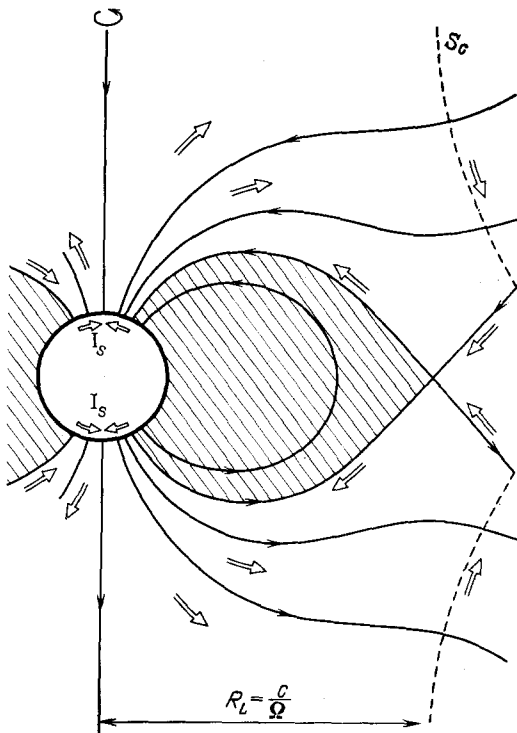
Рис. 4. Схема замыкания токов в магнитосфере пульсара.

У световой поверхности  $S_c$ , показанной штрихами, происходит дополнительное ускорение вторичной плазмы. Торможение звезды обусловлено силой Ампера, связанной с поверхностным током  $I_s$ , замыкающим продольные токи, текущие в магнитосфере. Область замкнутых силовых линий заштрихована

уходить от звезды. Вместе с ней уходит и заряд  $\rho_c$  (2.2). Но тогда вблизи полярных шапок будет нарушаться условие экранировки и коротации и, как следствие, будет возникать область вакуума, а в ней сильное потенциальное электрическое поле  $E \sim E_{c0} (\Omega R/c)^{1/2}$ . Разность потенциалов на масштабе полярной шапки (2.4) может достигать при этом величины  $|\Psi_M| \approx \approx E_{c0} R_0 (\Omega R/c)^{1/2}$ :

$$\Psi_M \approx \left( \frac{\Delta R}{c} \right)^{3/2} R_0 B_0 \sim 10^{13} - 10^{15} \text{ В}. \quad (2.5)$$

В этих условиях, как уже говорилось, вакуум оказывается неустойчивым — в нем генерируется электронно-позитронная плазма. Механизм генерации плазмы состоит в следующем. Электрическое поле —  $\nabla\Psi$ , возникающее вблизи нейтронной звезды, в зависимости от знака заряда  $\rho_c$  (2.2) ускоряет одни частицы (скажем, позитроны) в сторону от звезды, другие (электроны) — к звезде. Частицы движутся при этом вдоль очень сильного магнитного поля. Поскольку магнитное поле криволинейное, то частицы, набрав достаточную



энергию  $\varepsilon \sim e\psi_M$ , начинают излучать высокоэнергичные изгибные фотоны — гамма-кванты. Эти фотоны излучаются вдоль движения частицы, т. е. вдоль магнитной силовой линии. Однако благодаря криволинейности магнитного поля фотон начинает пересекать его и постепенно достигает критического угла рождения электрон-позитронной пары, зависящего от энергии фотона и величины магнитного поля. То же происходит с частицами другого знака, движущимися в электрическом поле в противоположную сторону. Они также излучают изгибные фотоны, рождающие пары. Процесс ускорения и рождения пар далее повторяется. Так возникает цепная реакция размножения электронов, позитронов и  $\gamma$ -квантов вблизи нейтронной звезды. Коэффициент размножения усиливается за счет того, что рожденные на высоких уровнях Ландау в магнитном поле частицы испускают синхротронное излучение — синхрофотоны, которые также способны порождать пары.

В результате образуется плазма, имеющая концентрацию, на 3—5 порядков превосходящую  $n_c$  (2.2). Эта плазма движется от звезды со скоростью, близкой к  $c$ , и с довольно широким разбросом по энергиям частиц  $\varepsilon$ . Характерный максимум распределения по энергиям находится при лоренц-факторе  $\gamma \sim \gamma_{\min} \approx \varepsilon/mc^2 \sim 300\text{—}500$  <sup>44</sup>. При  $\gamma < \gamma_{\min}$  функция распределения резко обрывается. Все релятивистские частицы с энергией  $\gamma \sim 100\text{—}1000$ , движущиеся в криволинейном магнитном поле пульсара, дают изгибное излучение в диапазоне радиочастот 0,01—10 ГГц, аналогичное обычному синхротронному излучению. Важно, однако, что длина волны этого излучения  $\lambda_r$  на много порядков больше среднего расстояния между частицами, а ее фазовая скорость близка к скорости движения частиц. При этом возникает сильное коллективное взаимодействие волн и частиц, приводящее к черенковской генерации быстро нарастающих гидродинамических изгибно-плазменных мод. На расстоянии (10—100)  $R$  от нейтронной звезды эти моды трансформируются в обычное радиоизлучение. Так возникает мощный поток направленного радиоизлучения на частотах 0,01—10 ГГц, идущий из областей в окрестности магнитных полюсов пульсара. Эта картина полностью соответствует общепринятой модели излучения пульсара, показанной на рис. 1.

Стационарная генерация плазмы вблизи пульсара возникает только тогда, когда скачок потенциала электрического поля между поверхностью нейтронной звезды и магнитосферой достигает определенной величины  $\psi_c < |\psi_M|$ , зависящей от периода пульсара  $P$ , магнитного поля  $B_0$ , радиуса кривизны магнитной силовой линии  $\rho$  <sup>42</sup>. Характерная величина потенциала  $\psi_c \sim 10^{13}$  В, она относительно слабо зависит от свойств поверхности нейтронной звезды. Поскольку потенциал  $\psi_M$  имеет всегда вполне определенный знак, совпадающий со знаком заряда  $\rho_c$  (2.2), то только заряды того же знака ускоряются в сторону от поверхности звезды. Поэтому процесс генерации электронно-позитронной плазмы всегда сопровождается протеканием электрического тока вдоль силовых линий магнитного поля, плотность которого порядка  $j_c$  (2.3). Полный ток  $I$ , стекающий со звезды, порядка  $I_c$ , где

$$I_c \approx \pi R_0^2 j_c. \quad (2.6)$$

Полная разность потенциалов, проходимая током  $I$ , равна  $\psi_M$  (2.5). Следовательно, мощность тока

$$W = I\psi_M; \quad (2.7)$$

она и выделяется в магнитосфере в процессе генерации и ускорения электронно-позитронной плазмы, гамма-излучения и радиоизлучения.

Наличие скачка потенциала  $\psi_c$  между поверхностью звезды и магнитосферой приводит к тому, что электрическое поле в магнитосфере в области разомкнутых силовых линий уже не совпадает с полем коротации. Плазма в этой области магнитосферы не вращается как твердое тело вместе со звездой, ее скорость вращения становится меньше.

Продольный ток в магнитосфере над всей полярной шапкой течет в одну сторону. Для того, чтобы это было возможным, необходимо существование обратного тока на поверхность пульсара. Это замыкание тока осуществляется так, как показано на рис. 4. Вблизи световой поверхности  $S_c$ , где скорость вращения частиц плазмы приближается к скорости света, состояние равномерного вращения нарушается, и возникает движение частиц поперек магнитных силовых линий. При этом частицы ускоряются до энергий  $\varepsilon \sim 10^{10} - 10^{13}$  эВ, причем ускорение электронов и позитронов направлено в разные стороны. Благодаря этому вдоль световой поверхности образуется мощная струя электрического тока, текущая перпендикулярно магнитным силовым линиям. Достигнув границы замкнутой магнитосферы, эта струя тока продолжает свое движение вдоль сепаратрисы, разделяющей области открытых и замкнутых силовых линий, возвращаясь таким образом на поверхность нейтронной звезды.

Далее, как ясно из рис. 4, токовая струя  $I_s$  идет уже по поверхности звезды, пересекая магнитные силовые линии. При этом возникает пондеромоторная сила Ампера  $F_A = (1/c) I_s B_0$ , которая и тормозит вращение нейтронной звезды. Таким образом, торможение нейтронной звезды осуществляется за счет действия поверхностного тока. Энергия торможения частично выделяется продольным током у поверхности звезды ( $I\psi_c$ ), остальная часть идет на ускорение электронов и позитронов вблизи световой поверхности.

Таким образом, физическая основа всего комплекса процессов, возникающих в магнитосфере пульсара, чрезвычайно проста и естественна: все это есть результат быстрого вращения в вакууме сильно намагниченного проводящего тела — нейтронной звезды. Вращение создает электрическое поле, действие которого при наличии сильного криволинейного магнитного поля звезды приводит к эффективной генерации электронно-позитронной плазмы, т. е. к образованию магнитосферы. Плазма в магнитосфере вращающейся звезды приходит в состояние коротации, при этом появляются токи коротации, и благодаря им часть магнитных силовых линий размыкается и уходит на бесконечность. Вдоль этих линий плазма уходит от звезды, поэтому она должна непрерывно генерироваться в окрестности магнитных полюсов. Это и служит причиной постоянной активности в областях магнитных полюсов, приводящей, в частности, к возникновению мощного направленного радиоизлучения пульсара. Энергетика всех процессов обеспечивается за счет торможения вращения звезды, вызванного действием электрических токов. Главную роль в создании и поддержании активности пульсара играет продольный ток  $I$ , циркулирующий в магнитосфере. Роль окружающей среды и особенностей структуры поверхности тела при этом мало существенна. В этом смысле рассматриваемая в дальнейшем теория физически замкнута и не содержит, по существу, никаких дополнительных модельных предположений.

### 3. ЭЛЕКТРОДИНАМИКА МАГНИТОСФЕРЫ

#### 3.1. Основные уравнения

Электродинамика магнитосферы пульсара определяется взаимодействием электронно-позитронной плазмы с магнитным полем вращающейся нейтронной звезды. Она описывается системой уравнений Максвелла для электрического  $\mathbf{E}$  и магнитного  $\mathbf{B}$  полей и кинетических уравнений для функций распределения электронов  $F^-$  и позитронов  $F^+$ :

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho_e, \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (3.1)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad \operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad (3.2)$$



$$\frac{\partial F^{\pm}}{\partial t} + B v_{\parallel} \frac{\partial}{\partial r_{\parallel}} \left( \frac{F^{\pm}}{B} \right) \pm \frac{e}{B} (\mathbf{E} \mathbf{B}) \frac{\partial F^{\pm}}{\partial p_{\parallel}} + \mathbf{v}_{\perp} \frac{\partial F^{\pm}}{\partial \mathbf{r}_{\perp}} = q, \quad (3.3)$$

$$\rho_e = e (n^{+} - n^{-}); \quad \mathbf{j} = e (n^{+} \mathbf{v}^{+} - n^{-} \mathbf{v}^{-}); \quad (3.4)$$

здесь  $r_{\parallel}$ ,  $v_{\parallel}$ ,  $p_{\parallel}$  — координата, скорость и импульс частицы вдоль силовой линии магнитного поля,  $\mathbf{r}_{\perp}$ ,  $\mathbf{v}_{\perp}$ ,  $\mathbf{p}_{\perp}$  — ортогонально к ней,  $F^{\pm}(p_{\parallel}, \mathbf{r}, t)$  — функция распределения электронов и позитронов по продольным импульсам,  $n^{\pm}$  и  $\mathbf{v}^{\pm}$  — концентрация и средние скорости частиц,  $q(p_{\parallel}, \mathbf{r}, t)$  — плотность источника электронно-позитронных пар. Учтено, что разброс по поперечным импульсам  $\mathbf{p}_{\perp}$  несуществен как в силу особенностей генерации электронно-позитронной плазмы, так и вследствие быстрого синхротронного высвечивания из-за большой величины магнитного поля  $B_0$ . Поэтому

$$F^{\pm}(p_{\parallel}, \mathbf{p}_{\perp}, \mathbf{r}, t) = F^{\pm}(p_{\parallel}, \mathbf{r}, t) \delta(\mathbf{p}_{\perp} - \mathbf{p}_{\perp}^{\pm}(\mathbf{r}, t)),$$

где функции  $\mathbf{p}_{\perp}^{\pm}(\mathbf{r}, t)$  определены уравнениями

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{p}_{\perp}^{\pm}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{p}_{\perp}^{\pm} \mp e \left( \mathbf{E}_{\perp} + \frac{1}{mc\gamma} [\mathbf{p}_{\perp}^{\pm} \mathbf{B}] \right) &= 0, \\ \mathbf{p}_{\perp} &= m \mathbf{v}_{\perp} \gamma, \quad \gamma = [1 + (p_{\parallel}^2 + p_{\perp}^2) m^{-2} c^{-2}]^{1/2}, \\ n^{\pm} &= \int F^{\pm} d p_{\parallel}, \quad n^{\pm} v_{\parallel}^{\pm} = \frac{1}{m} \int \frac{p_{\parallel}}{\gamma} F^{\pm} d p_{\parallel}; \end{aligned} \right\} \quad (3.5)$$

здесь  $m$  — масса покоя электрона,  $\gamma$  — лоренц-фактор.

Исходные уравнения могут быть существенно упрощены. Прежде всего мы будем рассматривать установившееся решение. В условиях равномерно вращающейся звезды оно зависит от времени  $t$  и азимутального угла  $\varphi$  в комбинации  $\varphi - \Omega t$ . Это позволяет исключить время  $t$  из уравнений заменой  $\varphi' = \varphi - \Omega t$ . В результате уравнения (3.1), (3.2) приобретают стационарный вид:

$$\mathbf{E} = -[\beta_R \mathbf{B}] - \nabla \Psi; \quad (3.6)$$

$$\text{rot } \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} - [\beta_R \text{rot } [\beta_R \mathbf{B}]] + \nabla (\beta_R \nabla \Psi), \quad (3.7)$$

где  $\beta_R \equiv [\Omega r]/c$ . Первый член в (3.6) есть электрическое поле коротации (ср. 2.1), а  $\Psi$  — потенциал электрического поля во вращающейся с угловой скоростью  $\Omega$  системе координат. Потенциал  $\Psi$  показывает, насколько фактическое поле, определяющее движение плазмы в магнитосфере пульсара, отличается от поля точной коротации; он отражает взаимодействие магнитного поля и токов с плазмой и является важнейшей характеристикой магнитосферы.

Далее, как указывалось в разделе 2 (подробнее см. раздел 4), электронно-позитронная плазма создается источником  $q$  (3.3) в ближайшей окрестности нейтронной звезды, а затем движется от звезды со скоростью, близкой к  $c$ , вдоль разомкнутых силовых линий. При этом плотность плазмы  $n_e$  в магнитосфере всегда удовлетворяет условию

$$n_c \ll n_e \ll n_B; \quad (3.8)$$

здесь  $n_c$  — плотность коротации (2.2), а  $n_B = B^2/8\pi \langle E \rangle$ , где  $\langle E \rangle$  — средняя энергия частиц плазмы. Условие  $n_c \ll n_e$  означает, что поляризация плазмы вследствие вращения приводит лишь к небольшому разделению зарядов:  $|n^{+} - n^{-}|/n_e \ll 1$  (при невыполнении этого условия заряды полностью разделяются, и среда уже не является плазмой). Благодаря поляризации плазмы продольное электрическое поле  $E_{\parallel}$  в магнитосфере экранируется: в нулевом приближении по параметру  $1/\lambda$ , где

$$\lambda = \frac{n_e}{n_c}, \quad (3.9)$$

можно положить  $E_{\parallel} = 0$ , т. е.  $\Psi = \Psi(\mathbf{r}_{\perp})$ .

Условие  $n_e \ll n_B$  означает, что плотность энергии плазмы много меньше плотности энергии магнитного поля. В нулевом приближении по параметру

$$\mu = \frac{n_e}{n_B} \ll 1 \quad (3.10)$$

давлением плазмы можно пренебречь. При этом поперечный электрический ток определяется лишь дрейфом электрического заряда  $\rho_e$  (3.1), так что полный ток записывается в форме

$$\mathbf{j} = c\rho_e \frac{[\mathbf{E}\mathbf{B}]}{B^2} + i\mathbf{B} \equiv c\rho_e \beta_R - c\rho_e \frac{[\nabla\Psi\mathbf{B}]}{B^2} + i_{||}\mathbf{B}. \quad (3.11)$$

Это позволяет, используя (3.1), (3.6), исключить плотность заряда  $\rho_e$  и представить систему стационарных уравнений (3.7), (3.11), (3.3) в виде <sup>40</sup>

$$\begin{aligned} \text{rot} \{ \mathbf{B}(1 - \beta_R^2) + \beta_R(\mathbf{B}\beta_R) + [\beta_R\nabla\Psi] \} = \\ = \frac{4\pi}{1 - \beta_R^2 + \beta_R([\nabla\Psi\mathbf{B}]/B^2)} \left\{ \frac{i_{||}}{c} [(1 - \beta_R^2)\mathbf{B} + [\beta_R\nabla\Psi]] + \right. \\ \left. + \frac{[\nabla\Psi\mathbf{B}]}{B^2} \left[ \frac{(\Omega\mathbf{B})}{2\pi c} + \frac{1}{4\pi} (\Delta\Psi - \beta_R\nabla(\beta_R\nabla\Psi)) \right] \right\}; \\ \text{div } \mathbf{B} = 0, \end{aligned} \quad (3.12)$$

$$\Psi = \Psi(r_{\perp}), \quad \beta_R = [\Omega\mathbf{r}]/c.$$

Система уравнений (3.12) является окончательной. Она описывает структуру магнитного поля в магнитосфере пульсара с учетом произвольного электрического поля  $-\nabla\Psi$  и продольного тока  $i_{||}$ . Последние играют в уравнениях (3.12) роль источников, они определяются условиями на границах магнитосферы.

Граничные условия к уравнениям (3.12) имеют следующий вид. Вблизи поверхности звезды на нижней границе магнитосферы  $S = S_0(\mathbf{r})$  задается магнитное поле, определенное внутренними источниками:

$$\mathbf{B}|_{S_0} = \mathbf{B}_0(\mathbf{r}). \quad (3.13)$$

Здесь же задаются втекающие в магнитосферу и вытекающие из нее продольные токи

$$i_{||}|_{S_0} = i_{||}(\mathbf{r}_{\perp})\mathbf{B}_0, \quad (3.14)$$

а также потенциал электрического поля

$$\Psi|_{S_0} = \Psi(\mathbf{r}_{\perp}). \quad (3.15)$$

При этом существенно различаются области выхода замкнутых и разомкнутых, т. е. уходящих на бесконечность, силовых линий магнитного поля (см. раздел 2). Полагая проводимость звезды бесконечной, можно считать, что в области замкнутых силовых линий  $S_{c1}(\mathbf{r})$  продольных токов нет и осуществляется полная коротация:

$$i_{||}|_{S_{c1}} = 0, \quad \Psi|_{S_{c1}} = 0; \quad (3.16)$$

Таким образом, граничные условия (3.14), (3.15) носят нетривиальный характер, приводящий к существенному изменению вида уравнений только в области разомкнутых силовых линий.

Еще одно естественное условие возникает на поверхности  $S_d$ , определенной соотношением

$$1 - \beta_R^2 + \beta_R \frac{[\nabla\Psi\mathbf{B}]}{B^2} = 0. \quad (3.17)$$

Правая часть уравнения (3.12) имеет на этой поверхности особенность. Требование, чтобы магнитные силовые линии могли пересекать особую поверхность  $S_d$ , т. е. чтобы электрический заряд  $\rho_e$  и ток  $\mathbf{j}$  оставались на ней конеч-

ными, является естественным граничным условием задачи. Наконец, необходимо потребовать, чтобы все поля исчезали на бесконечности.

Подчеркнем, что вблизи «световой поверхности»  $S_c$ , где  $E \rightarrow B$ , скорость дрейфа частиц приближается к скорости света. Поэтому здесь растет энергия частиц и соответственно резко возрастает параметр разложения  $\mu$  (3.10). В силу этого вблизи  $S_c$  условия применимости уравнения (3.12) нарушаются. Здесь образуется особый пограничный слой, в котором недостаточно рассматривать приближение (3.11), а требуется более точное решение уравнений движения (3.5). Поверхность  $S_c$  является поэтому как бы границей магнитосферы, за ее пределами уравнения (3.12) не справедливы. Однако дополнительное условие исчезновения полей на бесконечности является корректным, поскольку область применимости приближения (3.11) вдоль оси вращения распространяется сколь угодно далеко.

### 3.2. О с и м м е т р и ч н ы й с л у ч а й

Рассмотрим вначале наиболее простой случай. Примем, что невозмущенное магнитное поле пульсара дипольное, причем ось диполя параллельна оси вращения. В этом случае магнитное поле в цилиндрических координатах  $\rho_\perp$ ,  $\varphi$ ,  $z$  (ось  $z$  вдоль оси вращения) может быть записано в виде

$$\mathbf{B} = \frac{1}{\rho_\perp} [\nabla f \mathbf{e}_\varphi] + \frac{g}{\rho_\perp} \mathbf{e}_\varphi,$$

где скалярная функция  $f(\rho_\perp, z)$  не зависит от азимутального угла  $\varphi$ . Поскольку  $(\mathbf{B} \nabla f) = 0$ , функция  $f(\rho_\perp, z)$  постоянна вдоль магнитных силовых линий, так что условие  $E_\parallel = 0$  можно переписать в виде

$$\Psi = \Psi(f). \quad (3.18)$$

Наконец, как легко проверить, функция  $g(\rho_\perp, z)$  связана с продольным током  $i_\parallel$ , текущим в магнитосфере, причем благодаря основному уравнению (3.12) в осесимметричном случае  $g = g(f)$ , так что у поверхности звезды

$$\frac{4\pi}{c} i_\parallel = \frac{dg}{df}. \quad (3.19)$$

Окончательно, уравнение (3.12) сводится к одному нелинейному уравнению для скалярной функции  $f(\rho_\perp, z)$ :

$$-\Delta f \left[ 1 - \frac{\Omega^2 \rho_\perp^2}{c^2} \left( 1 + \frac{\Omega}{c} \frac{d\Psi}{df} \right)^2 \right] + \frac{2}{\rho_\perp} \frac{\partial f}{\partial \rho_\perp} - g \frac{dg}{df} + \frac{\Omega^2 \rho_\perp^2}{c^3} \left( 1 + \frac{\Omega}{c} \frac{d\Psi}{df} \right) \frac{d^2 \Psi}{df^2} (\nabla f)^2 = 0. \quad (3.20)$$

Функции  $\Psi(f)$  и  $g(f)$ , определенные граничными условиями (3.14) — (3.16), играют в уравнении (3.20) роль источников.

Если электрическое поле и продольные токи отсутствуют во всей магнитосфере, то как на замкнутых, так и на разомкнутых силовых линиях выполняются условия (3.16):  $\Psi(f) = 0$ ,  $g(f) = 0$ . Уравнение (3.20) принимает простой вид:

$$-\Delta f \left( 1 - \frac{\Omega^2 \rho_\perp^2}{c^2} \right) + \frac{2}{\rho_\perp} \frac{\partial f}{\partial \rho_\perp} = 0. \quad (3.21)$$

Решение уравнения (3.21), полученное численно Мишелем<sup>49</sup>, Местелем и Вангом<sup>50</sup>, представлено на рис. 5. Видно, что световая поверхность  $S_c$  является цилиндром радиуса  $c/\Omega$ , что и должно быть, так как в рассматриваемом случае коротация осуществляется во всей магнитосфере. Магнитные силовые линии при  $f > f^*$  являются замкнутыми и не доходят до особой поверхности  $S_c$ , а при  $f < f^*$  они разомкнуты, т. е. пересекают особую поверх-

ность  $S_c$  и уходят на бесконечность. Значение  $f^* = 1,592 M\Omega/c$ , где  $M$  — магнитный момент звезды. На пересечении сепаратрисы  $f = f^*$  и светового цилиндра находится нулевая линия магнитного поля.

Перейдем теперь к решению основной задачи — учету продольных токов  $i_{||}$  и электрического поля  $\Psi$  в области открытых силовых линий, т. е. при  $f < f^*$ . При этом уравнение (3.20) существенно упрощается, если выбрать функции источников (3.14), (3.15) в виде

$$\Psi(f) = \frac{\Omega}{c} \beta_0 (f^* - f), \quad g(f) = \frac{4\pi\Omega}{c} i_0 f, \quad f < f^*, \quad (3.22)$$

$$\Psi(f) = 0, \quad g(f) = 0, \quad f > f^*;$$

здесь  $i_0$  и  $\beta_0$  — безразмерные параметры:  $i_0$  имеет смысл плотности продольного электрического тока  $j_{||}$ , выраженного в единицах тока  $2j_c$  (2.3),  $\beta_0$  — падения потенциала  $\Psi_c$  в единицах  $\Psi_M$  (2.5).

Уравнение (3.20) в области  $f < f^*$  переписывается в форме

$$\Delta f \left[ 1 - \frac{\Omega^2 \rho_{\perp}^2}{c^2} (1 - \beta_0)^2 \right] - \frac{2}{\rho_{\perp}} \frac{\partial f}{\partial \rho_{\perp}} + \frac{\Omega^2}{c^2} i_0^2 f = 0. \quad (3.23)$$

В области  $f > f^*$  уравнение сохраняет вид (3.21).

Граничные условия (3.22) соответствуют следующей картине токов в магнитосфере пульсаров: плотность протекающего тока  $i_0$  постоянна во всей области открытых силовых линий, обратный же ток образует интенсивную токовую струю (скачок функции  $g(f)$ ) вблизи границы  $f = f^*$ . Итак, при наличии продольного тока ( $i_0 \neq 0$ ) и поля  $\Psi$  ( $\beta_0 \neq 0$ ) следует искать решение уравнения (3.23) при  $f < f^*$  и сшивать его

Рис. 5. Силовые линии магнитного поля  $f = \text{const}$  при отсутствии продольного тока  $i_0$  и ускоряющего потенциала  $\beta_0$  <sup>49,50</sup>.

$S_c$  — световая поверхность, совпадающая в этом случае со световым цилиндром. Цифрами обозначены значения  $f c / M \Omega$

с решением уравнения (3.21) при  $f > f^*$ . Такая сшивка, однако, возможна лишь при выполнении «соотношения согласования» <sup>40</sup>

$$\beta_0 = 1 - \left( 1 - \frac{i_0^2}{i_M^2} \right)^{1/2}, \quad i_M^2 = \frac{c^2}{\Omega^2} \frac{|\Delta f|}{f^*} \Big|_{z=0, \rho_{\perp}=c/\Omega} \approx 1,57 \quad (3.24)$$

связывающего величины  $i_0$  и  $\beta_0$ . Необходимость введения дополнительного соотношения (3.24) обусловлена нелинейностью уравнения (3.20), описывающего всю магнитосферу пульсара.

Пример построенного таким образом решения представлен на рис. 6. Штрихами показаны особая  $S_d$  и световая  $S_c$  поверхности. Видно, что поверхность  $S_c$  лежит дальше светового цилиндра  $\Omega \rho_{\perp} / c = 1$ ; это означает, что вращение магнитосферы существенно замедлилось. Магнитосфера по-прежнему разделена на области открытых и замкнутых силовых линий, нулевая линия находится при  $\rho_{\perp} = c/\Omega$ ,  $z = 0$ .

Подчеркнем важность соотношения согласования (3.24), связывающего протекающий продольный ток  $i_0$  и электрическое поле  $\beta_0$  или же скачок потенциала между поверхностью звезды и магнитосферой  $\Psi(f)$  (3.22). Оно играет роль нелинейного закона Ома и, как мы увидим, определяет энерге-

тические потери пульсара. Из (3.24) вытекает, кроме того, что плотность продольного тока  $i_0$  не может превышать критического значения  $i_M$ . При

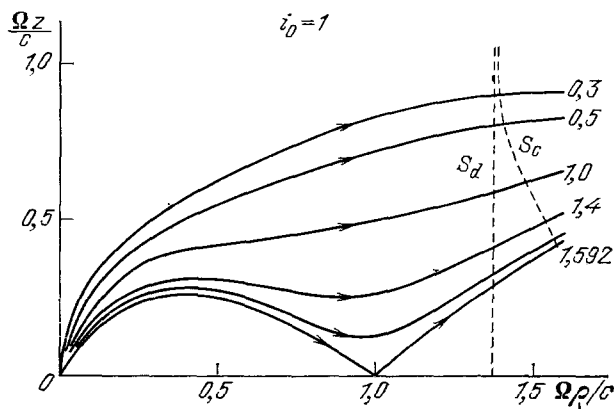


Рис. 6. Структура магнитного поля при наличии продольного тока ( $i_0 = 1$ ). Штрихами показаны световая  $S_c$  и особая  $S_d$  поверхности

этом, как оказалось, для вывода соотношения согласования (3.24) необходимо знать лишь поведение решения (3.21) ( $i_0 = 0$ ,  $\beta_0 = 0$ ) вблизи нулевой линии магнитного поля. Действительно, соотношение (3.24) следует из уравнения (3.23), поскольку вблизи нулевой линии ( $\Omega_{\perp} / c = 1$ ,  $f = f^*$ ) магнитное поле мало, так что  $\nabla f \rightarrow 0$ .

Этот замечательный факт позволяет получить соотношение согласования для произвольного угла наклона оси магнитного диполя к оси вращения  $\chi$ . Оно имеет вид

$$\beta_0 = \beta_M(\chi) \left[ 1 - \left( 1 - \frac{i_0^2}{i_M^2(\chi)} \right)^{1/2} \right], \quad (3.25)$$

совершенно аналогичный (3.24). Изменяются только коэффициенты  $\beta_M(\chi)$  и  $i_M(\chi)$ . Они показаны на рис. 7.

На рис. 8 показана структура магнитосферы при углах наклона осей  $\chi = 30^\circ$  и  $90^\circ$ . Подробнее случай наклонных осей здесь обсуждаться не будет (см. 40).

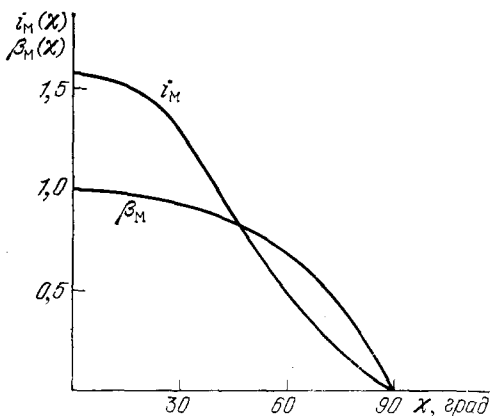


Рис. 7. Изменение величин  $i_M^2(\chi)$  и  $\beta_M(\chi)$  входящих в «соотношение согласования» (3.25) в зависимости от угла  $\chi$

### 3.3. Пограничный слой. Замыкание тока

Построенные выше решения справедливы лишь до световой поверхности, где полное электрическое поле  $E$  сравнивается по величине с магнитным  $B$ . Здесь дрейфовая скорость частиц стремится к скорости света и их энергия резко возрастает, при этом нарушается условие (3.10). Вблизи световой поверхности образуется, таким образом, особый пограничный слой, в котором дрейфовое приближение (3.11) оказывается недостаточным и требуется более точное описание движения электронов и позитронов.

Как мы увидим, толщина пограничного слоя при  $n_e \gg n_c$  (3.8) всегда мала по сравнению с масштабом магнитосферы. Поэтому в стационарных

условиях все величины в нем испытывают существенное изменение только в направлении нормали к слою  $\rho_{\perp}$ . Учитывая это, переписываем основные

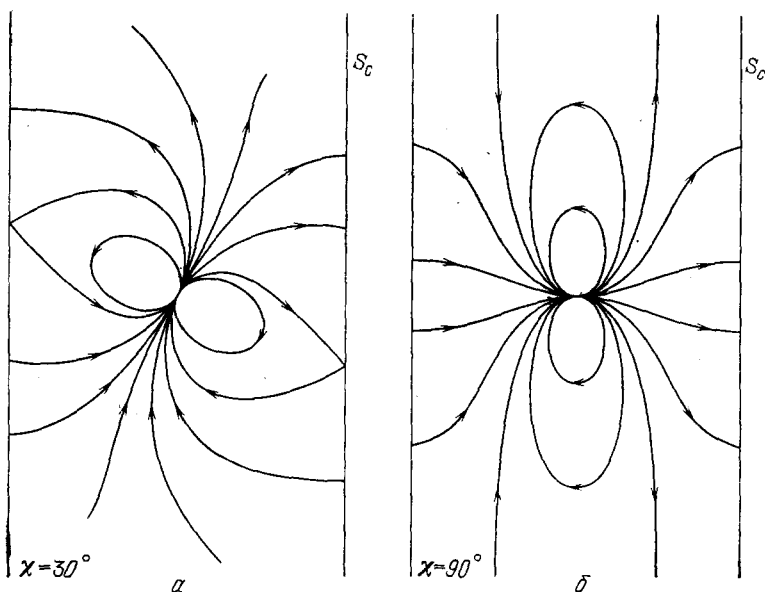


Рис. 8. Структура магнитосферы пульсара для углов наклона осей  $\chi = 30^\circ$  и  $90^\circ$ .  $S_c$  — световая поверхность, совпадающая при  $i_0 = 0$  со световым цилиндром

уравнения (3.1), (3.2), (3.6) в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial B_{\Phi}}{\partial \rho_{\perp}} &= \frac{4\pi}{c} j_z, & \frac{\partial B_z}{\partial \rho_{\perp}} &= -\frac{4\pi}{c} j_{\Phi}, & \frac{\partial}{\partial \rho_{\perp}} (\rho_{\perp} B_{\rho_{\perp}})' &= 0, \\ \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \rho_{\perp}^2} &= -2 \frac{\Omega B_z}{c} + 4\pi \left( \frac{\Omega \rho_{\perp}}{c^2} j_{\Phi} - \rho_e \right) \end{aligned} \quad (3.26)$$

Распределение электронов и позитронов описывается кинетическими уравнениями (3.3) — (3.5), где  $q = 0$ . Учтем, что вблизи световой поверхности частицы сильно ускоряются, так что их начальным разбросом по продольным импульсам можно пренебречь. Записав тогда функцию распределения частиц в виде

$$F^{\pm} = n^{\pm}(\rho_{\perp}) \delta[\mathbf{p} - \mathbf{p}^{\pm}(\rho_{\perp})], \quad (3.27)$$

получаем из (3.4), (3.5):

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{d\rho_{\perp}} \left( \frac{p_{\rho_{\perp}}^{\pm} n^{\pm}}{\gamma^{\pm}} \right) &= 0; \\ \frac{dp_{\rho_{\perp}}^{\pm}}{d\rho_{\perp}} &= \frac{p_{\Phi}^{\pm 2}}{\rho_{\perp} p_{\rho_{\perp}}^{\pm}} \pm \frac{e\gamma^{\pm}}{p_{\rho_{\perp}}^{\pm}} \left( mE_{\rho_{\perp}} + \frac{1}{c\gamma^{\pm}} [\mathbf{p}^{\pm} \mathbf{B}]_{\rho_{\perp}} \right); \\ \frac{dp_{\Phi}^{\pm}}{d\rho_{\perp}} &= -\frac{p_{\Phi}^{\pm}}{\rho_{\perp}} \pm \frac{e\gamma^{\pm}}{p_{\rho_{\perp}}^{\pm}} \left( mE_{\Phi} + \frac{1}{c\gamma^{\pm}} [\mathbf{p}^{\pm} \mathbf{B}]_{\Phi} \right), \\ \frac{dp_z^{\pm}}{d\rho_{\perp}} &= \pm \frac{e\gamma^{\pm}}{p_{\rho_{\perp}}^{\pm}} \left( mE_z + \frac{1}{c\gamma^{\pm}} [\mathbf{p}^{\pm} \mathbf{B}]_z \right). \end{aligned} \right\} \quad (3.28)$$

Уравнения (3.26) — (3.28) составляют полную систему, описывающую распределение плазмы и поля в пограничном слое.

Решение этих уравнений представлено на рис. 9. Здесь  $s$  — расстояние от световой поверхности в единицах  $(c/4\pi\lambda\Omega) I/I_c$ , где  $\lambda = n_c/n_c$  (3.9). В силу условия (3.8) всегда  $\lambda \gg 1$ , и следовательно, пограничный слой — тонкий: его толщина  $\Delta\rho_\perp \sim c/\Omega\lambda$  много меньше масштаба магнитосферы  $r \sim c/\Omega$ . Из рис. 9 видно, что энергия электронов и позитронов в пограничном слое нарастает до значений  $\varepsilon \sim \varepsilon_M$ , где

$$\varepsilon_M = \frac{eI}{c\lambda} = \frac{eB_0\Omega^2 R^3}{\lambda c^2} i_0. \quad (3.29)$$

Отсюда следует, что максимальная энергия частиц пропорциональна полному току  $I$ , циркулирующему в магнитосфере, и обратно пропорциональна плотности частиц. Полная плотность энергии частиц при  $s \sim 1$  сравнивается с плотностью энергии электромагнитного поля. В результате условие  $\mu \ll 1$  ((3.10), (3.8)) нарушается, так что свойства среды существенно изменяются: альфеновская скорость сравнивается со скоростью света, становится возможной генерация магнитозвуковых волн. Частицы уходят в область  $s > 2$  вместе с магнитогидродинамическим излучением, их средняя энергия при этом остается порядка  $\varepsilon_M$ .

Импульс в направлении вращения  $p_\varphi$  возрастает пропорционально энергии. Импульс в радиальном направлении  $p_{\rho_\perp}$  ведет себя в пограничном слое более своеобразно: как видно из рисунка, он вначале нарастает, а затем падает, что приводит к накоплению частиц в слое.

Движение частиц в направлении  $z$ , параллельном световой поверхности, как видно из рисунка, существенно лишь в пограничном слое. Импульс  $p_z$  нарастает наиболее резко. Его главная особенность в том, что частицы с разным знаком заряда движутся по  $z$  в противоположных направлениях. Это означает, что в тонком пограничном слое возникает сильный электрический ток (см. рис. 4). Здесь образуется струя поверхностного тока, текущего в направлении  $z$ , т. е. вдоль световой поверхности. Интенсивность токовой струи

$$I_{sc} = -\frac{1}{4\pi} B_\varphi^{(0)} c; \quad (3.30)$$

здесь  $B_\varphi^{(0)} = i_0 B_0 (\Omega R/c)^3$  — азимутальная компонента магнитного поля на границе слоя, т. е. при  $s = 0$ . Благодаря наличию интенсивного поверхностного тока  $I_{sc}$  (3.30) компонента  $B_\varphi$  быстро уменьшается в пограничном слое, что видно из рис. 9. Обращение  $B_\varphi$  в нуль при  $s = \sqrt{3}$  соответствует полному замыканию токовой струей в пограничном слое продольных токов, текущих в магнитосфере (рис. 4).

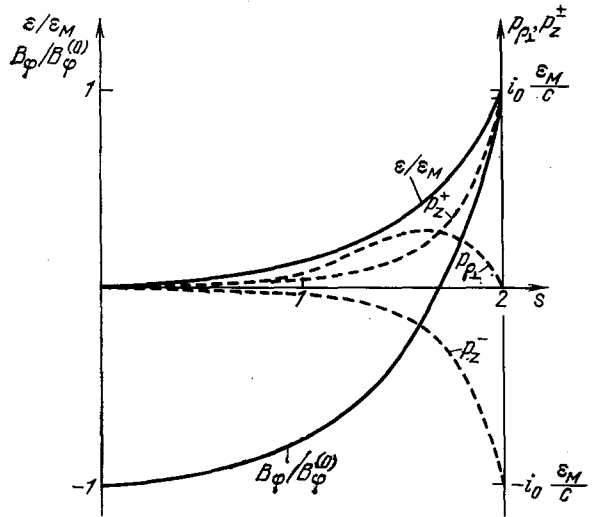


Рис. 9. Изменения энергии  $\varepsilon$  и импульса (компоненты  $p_{\rho_\perp}$  и  $p_z$ ) частиц, а также магнитного поля  $B_\varphi$  в пограничном слое

При приближении к сепаратрисе  $f \rightarrow f^*$  разность потенциалов между поверхностью звезды и магнитосферой, как следует из (3.22), стремится к нулю. При этом ток получает возможность свободно вернуться на поверхность звезды. Поэтому в месте пересечения световой поверхности с силовой линией  $f = f^*$  токовая струя поворачивает и вдоль сепаратрисы  $f = f^*$  возвращается на поверхность пульсара (см. рис. 4). Это полностью соответствует условиям (3.22): скачок  $g(f)$  при  $f = f^*$  как раз и означает наличие струи обратного тока. Ее величина

$$I_j = -\frac{\Omega}{2\pi c} I. \quad (3.31)$$

Она полностью компенсирует прямой продольный ток  $I$ , текущий во всей магнитосфере пульсара. Таким образом и осуществляется циркуляция электрического тока в магнитосфере пульсара.

### 3.4. Энергетические потери пульсара

Перейдем теперь к определению потерь вращательной энергии пульсара. Торможение звезды обусловлено действием тока  $I_s$ , протекающего по ее поверхности  $S$ . Момент сил, действующих при этом на звезду, равен

$$K = \frac{1}{c} \int [r [I_s B_0(S)]] dS; \quad (3.32)$$

здесь  $B_0(S)$  — магнитное поле на поверхности звезды. Проекция на ось вращения  $\Omega$  определяет потери кинетической энергии пульсара

$$\frac{dE_{kin}}{dt} \equiv -W = K\Omega = I_r \Omega \dot{\Omega}; \quad (3.33)$$

здесь  $I_r$  — момент инерции звезды. Другие компоненты вектора  $K$  определяют поворот оси вращения по отношению к магнитному моменту звезды  $M$ , т. е. изменяют угол наклона осей  $\chi$ .

При нахождении поверхностного тока  $I_s$  удобно выделить его потенциальную и вихревую части (см. <sup>51</sup>). Потенциальная часть определяется продольными токами, стекающими в магнитосферу с поверхности звезды. Оказалось, что тормозящий момент  $K$  определяется только потенциальным поверхностным током, поэтому он пропорционален безразмерной плотности продольного тока  $i_0$  (3.22):

$$K = -L \frac{B_0^2 \Omega^3 R^6}{c^3} i_0 \frac{M}{M}; \quad (3.34)$$

здесь  $L$  — численный коэффициент, близкий к 0,4 \*). Из (3.33), (3.34) следует, что кроме торможения, т. е. уменьшения по величине угловой частоты вращения звезды:

$$\dot{\Omega} = -L \frac{B_0^2 \Omega^3 R^6}{c^3 I_r} i_0 \cos \chi, \quad (3.35)$$

в случае ее строгой сферической симметрии будет происходить и регулярное увеличение угла наклона осей, отмеченное Хайнцманом <sup>52</sup>:

$$\sin \chi = \frac{\Omega_0}{\Omega} \sin \chi_0, \quad \dot{\chi} = -\frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \tan \chi; \quad (3.36)$$

здесь  $\chi_0$ ,  $\Omega_0$  — начальные значения угла наклона и угловой скорости. Напомним, что значение тока  $i_0$  у нас ограничено:  $i_0 \leq i_M(\chi)$ , причем величина максимального тока  $i_M$  существенно зависит от угла наклона осей  $\chi$  (см. рис. 7).

\*) Точнее,  $L$  меняется в зависимости от угла наклона осей  $\chi$  от 0,33 при  $\chi = 0^\circ$  до 0,48 при  $\chi = 90^\circ$ .



Уносимая от звезды энергия  $W$  в пределах световой поверхности складывается из двух частей: энергии, переносимой потоком частиц, ускоренных на скачке потенциала  $\Psi$  ( $f$ ) вблизи поверхности звезды  $W_p$ , и энергии, переносимой электромагнитным полем  $W_{em}$ <sup>40</sup>:

$$\begin{aligned} W &= W_p + W_{em} = L \frac{B_0^2 \Omega^4 R^6}{c^3} i_0 \cos \chi; \\ W_p &= L \frac{B_0^2 \Omega^4 R^6}{c^3} i_0 \beta_0; \\ W_{em} &= L \frac{B_0^2 \Omega^4 R^6}{c^3} i_0 (\cos \chi - \beta_0). \end{aligned} \quad (3.37)$$

Мы видим, что поток ускоренных частиц уносит от пульсара лишь часть энергии, причем при  $\beta_0 \ll 1$  (или  $i_0 \ll 1$ , см. (3.24)) его доля невелика. Однако в пограничном слое вблизи световой поверхности ускоряются электроны и позитроны всей плазмы, набирая энергию  $\varepsilon_M$  (3.29). При этом электромагнитный поток энергии  $W_{em}$  полностью передается частицам плазмы и магнитогидродинамическим волнам. Полный поток уносимой от звезды энергии  $W$  равен энергии ее торможения (3.33), (3.35). Величина  $W$  находится, естественно, в соответствии с оценкой (2.7).

Отметим, что торможение пульсара ранее обычно связывалось с потерями энергии вращающегося в вакууме магнитного диполя<sup>25, 53</sup>:

$$W_d = \frac{1}{6} \frac{B_0^2 \Omega^4 R^6}{c^3} \sin^2 \chi. \quad (3.38)$$

Дипольные потери  $W_d$  — вакуумные, токовые потери  $W$  (3.37) возникают при наличии заполненной плазмой магнитосферы. Сравнивая  $W$  с  $W_d$ , видим, прежде всего, их различную зависимость от угла наклона осей: дипольные потери максимальны при ортогональных осях и полностью исчезают при  $\chi \rightarrow 0^\circ$ . Напротив, токовые потери максимальны в осесимметричном случае и уменьшаются с увеличением угла  $\chi$ . Такое изменение токовых потерь представляется физически вполне естественным. Дело в том, что исходной причиной потерь является необходимость генерации плазмы на разомкнутых силовых линиях, а количество плазмы, пропорциональное  $\rho_c$ , падает с ростом угла  $\chi$  (см. (2.2)).

Наиболее важное отличие токовых потерь от дипольных в том, что они пропорциональны продольному току, стекающему с поверхности пульсара, что выражено в формуле (3.37) безразмерным фактором

$$i_0 = 2 \cdot \cos \chi \frac{j_{\parallel}}{j_c};$$

$j_{\parallel}$  — плотность продольного тока,  $j_c$  — критический ток (2.3). Фактор  $i_0$  не может превышать  $i_M$  (3.25). При  $i_0 \rightarrow i_M$  токовые потери одного порядка с дипольными, при  $i_0 \ll i_M$  токовые потери много меньше. В частности, при полном отсутствии продольного тока ( $i_0 = 0$ ) вращающаяся звезда, окруженная плазменной магнитосферой, вообще не теряет энергии, независимо от угла наклона осей  $\chi$ . Физическая причина этого в том, что при отсутствии продольного тока магнитосферная плазма поляризуется таким образом, чтобы полностью подавить излучение. Вектор Пойнтинга на световом цилиндре имеет в этом случае только компоненту по  $\varphi$ , так что поток уходящей от звезды энергии равен нулю.

Важно, что продольный ток  $i_0$  в силу соотношения согласования (3.24), (3.25) связан с потенциалом электрического поля  $\Psi$ . Последний же определяется условиями рождения электронно-позитронных пар. Таким образом, в конечном счете именно процесс генерации плазмы на разомкнутых силовых линиях определяет величину тока  $i_0$ , а следовательно, и торможение пульсара. Подчеркнем, что соотношение согласования (3.25) сразу позволяет

сделать вывод, что вращающаяся нейтронная звезда становится радиопульсаром, только если вблизи нее из вакуума генерируется  $e^+e^-$ -плазма. Действительно, поскольку  $W \propto i_0 \approx (\Psi_0/\Psi_M)^{1/2}$  ( $\Psi_M \geq 10^{13}$  В), то потери энергии вращения звезды могут быть достаточно велики, чтобы обеспечить наблюдаемое радиоизлучение, только если  $\Psi_0 \geq 10^9 - 10^{10}$  В. А такие высокие значения скачка потенциала около поверхности звезды  $\Psi_0$  могут возникать только тогда, когда плазма генерируется из вакуума.

#### 4. ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРОННО-ПОЗИТРОННОЙ ПЛАЗМЫ

##### 4.1. Основные уравнения

Механизм генерации плазмы, указанный Старроком<sup>43</sup> и разработанный Рудерманом, Сазерлендом<sup>54</sup> и другими авторами<sup>42, 44, 55-59</sup>, связан с ускорением электронов и позитронов в сильном электрическом поле вблизи нейтронной звезды и излучением ими при движении в криволинейном магнитном поле энергичных изгибных фотонов, которые и порождают электронно-позитронные пары (см. раздел 2). Этот процесс описывается кинетическими уравнениями для частиц (3.3) и фотонов и уравнениями Максвелла (3.1), (3.2) для поля. Исходные уравнения упрощаются вследствие того, что генерация плазмы происходит в основном на небольших расстояниях от пульсара ( $r - R \ll R$ ), так что дрейфом заряженных частиц и возмущениями магнитного поля можно пренебречь. Они принимают поэтому вид

$$\frac{\partial F_{\sigma}^{\pm}}{\partial t} + \sigma c \mathbf{B} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{(\gamma^2 - 1)^{1/2}}{\gamma B} F_{\sigma}^{\pm} \right] \mp \frac{e \nabla \Psi}{mc^2 B} \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[ \frac{(\gamma^2 - 1)^{1/2}}{\gamma} F_{\sigma}^{\pm} \right] \right\} = -D_1 + q_G, \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial G}{\partial t} + c \frac{\mathbf{k}}{k} \frac{\partial G}{\partial \mathbf{r}} = q_F + q_S - D, \quad (4.2)$$

$$\Delta \Psi = -4\pi e \left[ \sum_{\sigma} \int_1^{\infty} (F_{\sigma}^{+} - F_{\sigma}^{-}) d\gamma - n_c \right]; \quad (4.3)$$

здесь  $F_{\sigma}^{\pm}(\gamma, \mathbf{r}, t)$  — функция распределения позитронов и электронов по энергии  $\gamma = [1 + (p_{\perp}/mc)^2]^{1/2}$  (учтено, что  $p_{\perp} \ll p_{\parallel}$ ), множитель и индекс  $\sigma = \text{sign}(\mathbf{p}_{\parallel} \mathbf{B}) = \mp 1$  характеризует направление продольного импульса (связь  $p_{\parallel}$  и  $\gamma$  неоднозначна, так что одной функции  $F(p_{\parallel})$  соответствуют две функции  $F_{\sigma}(\gamma)$ ). Оператор  $D_1(F_{\sigma}^{\pm})$  описывает рассеяние электронов и позитронов при излучении ими фотонов, оператор  $q_G$  — рождение энергичными фотонами электронно-позитронных пар. Далее,  $G(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t)$  — функция распределения фотонов по импульсам  $\mathbf{k}$ , оператор  $q_F$  описывает рождение изгибных фотонов быстрыми электронами и позитронами,  $q_S$  — излучение синхротронных фотонов частицами, находящимися на ненулевых уровнях Ландау,  $D$  — гибель фотонов за счет рождения пар. Наконец,  $\Psi$  — потенциал электрического поля (3.6),  $n_c$  — плотность коротации (2.2). В (4.3) учтено, что в стационарных условиях в отсутствие магнитных возмущений уравнения (3.1), (3.6) сводятся к уравнению Пуассона во вращающейся системе координат.

Приведем теперь конкретные выражения для операторов  $D_1$ ,  $D$ ,  $q_G$ ,  $q_F$  и  $q_S$ . Оператор рассеяния<sup>42</sup>

$$D_1(F) = -\frac{2}{3} \alpha_f \frac{c \hbar}{\rho^2} \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[ \gamma^4 F + \frac{55}{32 \sqrt{3}} \frac{\lambda}{\rho} \frac{\partial}{\partial \gamma} (\gamma^7 F) \right]; \quad (4.4)$$

здесь  $\alpha_f = e^2/\hbar c$  — постоянная тонкой структуры,  $\lambda = \hbar/mc$  — комптоновская длина волны,

$$\rho = \frac{4}{3} \left( \frac{R c f^*}{\Omega f} \right)^{1/2} \left( \frac{r}{R} \right)^{1/2} \approx 7,5 \cdot 10^7 P^{1/2} \left( \frac{f}{f^*} \right)^{-1/2} \left( \frac{r}{R} \right)^{1/2} \text{ см} \quad (4.5)$$

— радиус кривизны магнитного поля вдоль данной силовой линии, в численном выражении  $\rho$  дано в см.,  $P$  — в с. Оператор рождения пар фотонами

$$q_G = \int w_1(\mathbf{k}) G(\mathbf{k}) \delta\left(\gamma - \frac{1}{|\sin \theta|}\right) d\mathbf{k}, \quad (4.6)$$

где  $w_1(\mathbf{k})$  — вероятность однофотонного рождения пары в магнитном поле  $B$ <sup>60</sup>:

$$w_1(\kappa) = \frac{3\sqrt{3}}{16\sqrt{2}} \alpha_f \frac{c}{\hbar} B_h |\sin \theta| \exp\left(-\frac{8}{3\kappa B_h |\sin \theta|}\right) \Theta_1(\kappa |\sin \theta| - 2);$$

$$\cos \theta = \frac{\mathbf{kB}}{kB}, \quad \Theta_1(x) = \begin{cases} 1, & x > 0, \\ 0, & x < 0; \end{cases}$$

здесь и далее использованы безразмерные волновое число  $\kappa$  (в единицах  $\lambda^{-1}$ , т. е.  $\kappa = \hbar\omega/mc^2$ ) и напряженность магнитного поля  $B_h = B/B_c$  ( $B_c = m^2c^3/\hbar e = 4,4 \cdot 10^{13}$  Гс — критическое магнитное поле). Оператор рождения изгибных фотонов равен

$$q_T = \int_1^\infty d\gamma [F_\sigma^+(\gamma) + F_\sigma^-(\gamma)] \int_0^\infty d\kappa P_c(\kappa, \gamma) \delta\left(\kappa - \sigma \frac{B}{B} \kappa\right); \quad (4.7)$$

здесь  $P_c(\kappa, \gamma) d\kappa$  — вероятность излучения изгибного кванта в интервале  $d\kappa$ <sup>61</sup>:

$$P_c(\kappa, \gamma) = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \alpha_f \frac{c}{\rho} \frac{\gamma}{\kappa_c} \int_{\frac{\kappa}{\kappa_c}}^\infty K_{5/3}(x) dx, \quad \kappa_c = \frac{3}{2} \frac{\hbar}{\rho} \gamma^3.$$

$K_{5/3}(x)$  — функция Макдональда. Оператор рождения синхрофотонов

$$q_S = \frac{3\sqrt{3}}{(2\pi)^2} \frac{1}{\kappa^2 B_h |\sin \theta|} \int \frac{w_1(\kappa') G(\kappa') \frac{\kappa'}{\kappa_B} \int_{\kappa'/\kappa_B}^\infty K_{5/3}(x) dx}{(\sin^2 \theta' - \sin^2 \theta)^{1/2}} \times \\ \times \Theta_1\left[\sin^2 \theta' - \sin^2 \theta - \frac{4 \cos^2 \theta}{\kappa'^2}\right] d\kappa', \\ \kappa_B = \frac{3}{2} B_h |\sin \theta| \cos^2 \theta (\sin^2 \theta' - \sin^2 \theta)^{-1}. \quad (4.8)$$

Наконец, оператор гибели фотонов

$$D = w_1(\kappa) G(\kappa). \quad (4.9)$$

Система уравнений (4.1) — (4.9) справедлива в условиях

$$B_h \lesssim 0,1, \quad \frac{\hbar \gamma^3}{\rho} \ll 1, \quad \kappa^2 \ll \frac{\alpha_f \rho}{\hbar B_h},$$

которые в магнитосфере пульсара достаточно хорошо выполнены (обычно  $B_h \sim 0,01-0,1$ ,  $\rho \sim 10^8$  см,  $\gamma \sim 10^7$ ,  $\kappa \sim 10^4$  \*).

Граничные условия к уравнениям (4.1) — (4.3) задаются на поверхности звезды  $h = 0$  и при достаточно больших значениях  $h \gg R$ , где процесс генерации плазмы практически заканчивается ( $h$  — высота над поверхностью звезды в области полярной шапки). При  $h = 0$

$$F_1^\pm(\gamma, h=0) = K^\pm(F_{-1}^+, F_{-1}^-, G^{(-)})|_{h=0} + F_{16}^\pm, \\ G^{(+)}(\kappa, h=0) = K_G(F_{-1}^+, F_{-1}^-, G^{(-)})|_{h=0} + G_0^{(+)}. \quad (4.10)$$

\*) Отметим, что в сверхсильных магнитных полях  $B \gg B_c$  (т. е.  $B_h \gg 1$ ), рассматриваемых в работах Усова и Шабада<sup>62, 63</sup>, дисперсия фотонов сильно отличается от вакуумной и возможно образование позитрония. Эти процессы здесь не рассматриваются.

Здесь для определенности принято, что вектор  $\mathbf{B}$  направлен от поверхности звезды. Функции  $F_1^\pm$  и  $G^{(+)}$  соответствуют поэтому частицам и фотонам, летящим от поверхности,  $F_{-1}^\pm$  и  $G^{(-)}$  — к поверхности. Коэффициенты  $K^\pm$  и  $K_G$  описывают выбивание электронов, позитронов и фотонов с энергией больше 1 МэВ из поверхности звезды падающими на нее ускоренными частицами из плазмы, они являются в общем случае линейными операторами. Коэффициенты  $F_{10}^\pm$  и  $G_0^{(+)}$  описывают самостоятельную эмиссию тех же частиц из поверхности за счет других процессов (термоэмиссия, холодная эмиссия под действием электрического поля). На больших расстояниях  $h \gg R$  генерируемая плазма уходит от звезды, т. е.

$$F_{-1}^* = F_{-1}^- = G^{(-)} = 0, \quad h \gg R. \quad (4.11)$$

Потенциал электрического поля стремится при этом к постоянному значению  $\Psi_\infty$ , определяемому условием квазинейтральности:

$$\int_1^\infty (F_1^+ - F_1^-) d\gamma = n_c (1 - i_0^2)^{1/2}. \quad (4.12)$$

Здесь учтено, что при наличии продольного тока  $i_0 = 2j/j_c$  угловая скорость вращения магнитосферной плазмы уменьшается согласно (3.24), (3.25). В дальнейшем мы будем отсчитывать потенциал плазмы от  $\Psi_\infty$ , т. е. полагать  $\Psi_\infty = 0$ .

#### 4.2. Двойной слой. Критический потенциал «пробоя»

Наличие значительной разности потенциалов между поверхностью звезды и магнитосферой  $\Psi_c$  приводит к естественному выделению слоя вблизи поверхности, в котором имеется сильное электрическое поле. Этот слой аналогичен обычному двойному слою Лэнгмюра у поверхности тела в плазме. Мы будем называть его поэтому двойным слоем (в литературе о пульсарах часто употребляется термин «вакуумный зазор»<sup>54</sup>). Именно в двойном слое частицы набирают большую энергию, необходимую для излучения изгибных фотонов, способных генерировать электронно-позитронные пары. Естественно поэтому рассмотреть отдельно область двойного слоя, которая определяет условия возникновения «пробоя», и область квазинейтральной плазмы, где происходит эффективное размножение частиц.

Характерный размер двойного слоя — его толщину  $H$  — нетрудно оценить, исходя из уравнения Пуассона (4.3). Рассматривая направление вдоль нормали к слою  $h$  и учитывая, что концентрация плазмы в слое мала, получим

$$H \approx \left( \frac{|\Psi_c| c}{\Omega B \cos \chi} \right)^{1/2}. \quad (4.13)$$

В условиях магнитосферы пульсара  $H \sim 100$  м (при  $\Psi_c \sim 10^{13}$  В). Учитывая, что эта величина невелика, можно существенно упростить уравнения. Во-первых, на масштабе  $H$  оказывается несущественным рождение синхрофотонов по сравнению с изгибными фотонами, несущественны также рассеяние и гибель фотонов. Поэтому членами  $q_s$ ,  $D$  и  $D_1$  в уравнениях (4.1), (4.2) можно пренебречь. Кроме того, можно показать, что эффективное рождение электронно-позитронных пар изгибными фотонами происходит на масштабе  $\Delta h$ , малом по сравнению с толщиной двойного слоя. Это означает, что процесс размножения плазмы в слое носит линейный характер: каждому ускоренному позитрону (для конкретности принимаем, что позитроны ускоряются полем от звезды) соответствует  $K_H$  рожденных вблизи верхней границы слоя  $h = H$  и отраженных назад электрическим полем электронов:

$$n_e^-(H) = K_H n_e^+(0), \quad (4.14)$$

где  $n_e^\pm(h)$  — концентрация позитронов и электронов. Аналогично вблизи поверхности звезды  $h = 0$  ускоренный полем электрон генерирует  $K_1$  позитрон. Тогда

$$n_e^+(0) = K_0 n_e^-(H), \quad K_0 = K_1 + K^+ + K_G; \quad (4.15)$$

Здесь учтено граничное условие (4.10), причем принято, что самостоятельной эмиссии позитронов из поверхности звезды нет:  $F_{10}^+ = 0$ . Из (4.14), (4.15) получаем следующее условие стационарного процесса генерации плазмы — условие «пробоя».

$$K_0 K_H = 1. \quad (4.16)$$

Распределение потенциала поля в слое имеет согласно (4.3), (4.12) простой вид:

$$\Psi(h) = \Psi_c \frac{(H-h)^2}{H^2}, \quad h \leq H. \quad (4.17)$$

На верхней границе двойного слоя  $h = H$  электрическое поле обращается в нуль — здесь начинается область квазинейтральной плазмы. Для вычисления коэффициентов  $K_H$  и  $K_1$  в (4.14), (4.15) необходимо решать кинетические уравнения в поле (4.17). Соответствующий расчет позволяет определить критическую величину потенциала  $\Psi_c$ , при которой выполняется условие стационарной генерации (4.16), и соответствующую высоту слоя  $H$ <sup>42</sup>. Их можно представить в виде \*)

$$\begin{aligned} \Psi_c &= 5,5 \cdot 10^{12} \rho_7^{4/7} P^{-1/7} B_{12}^{-1/7} \cos^{1/7} \chi (1 - p i_0)^{1/7} b^{-2/7} \text{ В}, \\ H &= 9,5 \cdot 10^3 \rho_7^{2/7} P^{3/7} B_{12}^{-4/7} \cos^{-3/7} \chi (1 - p i_0)^{-3/7} b^{-1/7} \text{ см}; \end{aligned} \quad (4.18)$$

здесь  $\rho$  выражено в  $10^7$  см,  $B$  — в  $10^{12}$  Гс,  $P$  — в с. Видно, что критический потенциал имеет порядок  $10^{13}$  В, высота  $H \sim 10^2$  м, они не сильно зависят от параметров пульсара. Параметр  $p = (K - 1)/(K + 1)$ , где  $K = K^\pm + K_G$  — полный коэффициент (4.10), количественно характеризующий физические процессы на поверхности: он показывает, сколько вторичных частиц и  $\gamma$ -квантов с энергией больше 1 МэВ эмиттируется с поверхности при попадании на нее одной энергичной ( $\epsilon \sim 10^7$  МэВ) частицы. Безразмерный параметр  $b$  также зависит от коэффициента  $K$ . Эта зависимость представлена на рис. 10. Видно, что с увеличением  $K$  параметр  $b$  растет и, следовательно, потенциал «пробоя»  $\Psi_c$  падает. Однако это падение  $\Psi_c$  довольно медленное: при нарастании  $K$  от 1 до  $10^3$  потенциал  $\Psi_c$  уменьшается примерно в 3 раза. Можно, таким образом, сказать, что в отсутствие самостоятельной эмиссии зависимость стационарной генерации плазмы от условий на поверхности пульсара несильная. Отметим, что аналогичные процессы генерации плазмы возникают в окрестности вращающейся нейтронной звезды и при наличии свободной эмиссии зарядов одного знака (Аронс и др.<sup>56-58</sup>).

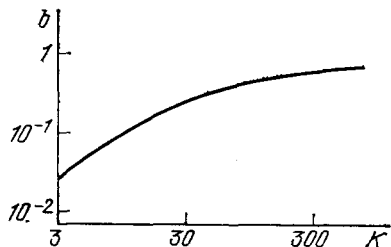


Рис. 10. Зависимость безразмерного параметра  $b$  от коэффициента разложения  $K$

Потенциал электрического поля в слое описывается формулой (4.17) только в том случае, если высота слоя  $H$  меньше радиуса полярной шапки  $R_0$  (2.4). При приближении  $H$  к  $R_0$  величина потенциала «пробоя»  $\Psi_c$  стремится к своему предельному значению  $\Psi_m = (B_0 \Omega^2 R^3 / 2c^2) \cos \chi$  (2.5), которое может оказаться ниже значения (4.18), необходимого для генерации плазмы в слое.

\*) Отметим, что согласно<sup>42</sup> имеется еще слабая зависимость  $\Psi_c$  и  $H$  от логарифмического параметра  $\Lambda$  при  $B_h < (2/3) \Lambda^{-1}$ ; здесь мы положили  $\Lambda = 8$ . При  $B_h > (2/3) \Lambda^{-1}$  вместо (4.18) следует пользоваться другим выражением (см. <sup>42</sup>).

Это накладывает ограничение на параметры вращающейся нейтронной звезды

$$PB_{12}^{-8/15} < 1,25b^{2/15} (K) \cos^{2/5} \chi, \quad (4.19)$$

при котором возможна генерация электронно-позитронной плазмы в полярной области звезды, т. е. при котором вращающаяся нейтронная звезда может стать пульсаром.

#### 4.3. Размножение плазмы

В области квазинейтральной плазмы  $h > H$  происходит интенсивное размножение электронов, позитронов и  $\gamma$ -квантов. Источник размножения — пучок быстрых позитронов (или электронов), ускоренный в двойном слое до энергий  $\gamma \sim 10^7 - 10^8$ . Эти первичные частицы, двигаясь вдоль силовых линий криволинейного магнитного поля, излучают изгибные фотоны, создающие плазму. При этом уравнения (4.1) — (4.3) упрощаются, поскольку электрическое поле в квазинейтральной плазме фактически отсутствует, так что процесс эволюции функции распределения определяется лишь последовательной каскадной генерацией электронно-позитронной плазмы и излучения.

Эволюция функции распределения первичного пучка  $F_0(\gamma, h)$  описывается уравнениями (4.1), (4.4):

$$\frac{\partial F_0}{\partial h} = \frac{2}{3} \alpha_f \frac{\hbar}{\rho^2} \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[ \gamma^4 F_0 + \frac{55}{32 \sqrt{3}} \frac{\hbar}{\rho} \frac{\partial}{\partial \gamma} (\gamma^7 F_0) \right]. \quad (4.20)$$

При этом на границе квазинейтральной плазмы  $h = H$  функция  $F_0$  фактически моноэнергетическая:

$$F_0 = i_0 \frac{K}{K+1} n_c \delta(\gamma - \gamma_0), \quad \gamma_0 = \frac{e |\Psi_c|}{mc^2}.$$

Решение уравнения (4.20) показывает, что в области квазинейтральной плазмы  $h > H$  функция  $F_0$  становится близкой к гауссовской со средней энергией  $\langle \gamma(h) \rangle$  и разбросом по энергиям  $\Delta \gamma(h)$  <sup>42</sup>:

$$\langle \gamma \rangle = \gamma_0 (1 + 3\eta)^{-1/3}, \quad \eta = \frac{2}{3} \alpha_f \lambda \gamma_0^3 \int_H^h \frac{dh'}{\rho^2(h')}; \quad (4.21)$$

здесь  $\rho(h)$  — радиус кривизны магнитного поля (4.5). Разброс по энергиям  $\Delta \gamma$  мал,  $\sim 10^{-2} \gamma_0$ , так что основной процесс — торможение первичного пучка. Параметр  $\eta$  не может превысить при этом максимального значения

$$\eta_M = \frac{2}{3} \alpha_f \frac{\hbar R}{\rho_0^2} \gamma_0^3 \ln \frac{c}{\Omega R}, \quad \rho_0 = \rho(h=0). \quad (4.22)$$

Поэтому полная плотность энергии, теряемая первичным пучком, равна

$$E_{\max} = i_0 n_c \frac{K}{K+1} \gamma_0 mc^2 [1 - (1 + 3\eta_M)^{-1/3}]. \quad (4.23)$$

Эта энергия и идет на генерацию  $\gamma$ -квантов и вторичной плазмы. Видно, что она значительна, только если  $\eta_M \gtrsim 1/3$ ; если же  $\eta_M \ll 1$ , то энергия, идущая на генерацию плазмы, резко падает. Условие  $\eta_M > 1/3$  приводит к ограничению величины  $\gamma_0$ , т. е. потенциала  $\Psi_c$ :

$$\Psi_c \gtrsim \Psi_K = 10^{13} P^{1/3} \left( \frac{f}{f^*} \right)^{-1/3} \text{ В}; \quad (4.24)$$

здесь вновь  $P$  выражено в секундах. Только при  $\Psi_c > \Psi_K$  на генерацию плазмы затрачивается значительная энергия — порядка энергии первичного пучка.

Генерация вторичной плазмы идет каскадами. Изгибные фотоны от первичного пучка, пройдя после рождения расстояние порядка длины свобод-

ного пробега  $l(\kappa)$ ,

$$l = \frac{4}{3} \frac{\rho}{\kappa B_h \Lambda(\kappa)}, \quad \Lambda(\kappa) = \frac{1}{2} \ln \frac{\alpha_f \rho}{2 \sqrt{6} \kappa B_h \kappa^2} \quad (4.25)$$

поглощаются с образованием электронно-позитронных пар, которые образуют первое поколение рожденной плазмы. Энергия частиц заключена при этом в интервале

$$\frac{9}{8} \frac{\lambda}{\rho} \gamma_0^3 B_h < \gamma < \frac{9}{8} \frac{\lambda}{\rho} \gamma_0^3 B_h \Lambda \left( \frac{3}{2} \frac{\lambda}{\rho} \gamma_0^3 \right),$$

а их спектр имеет степенной вид  $\gamma^{-2/3}$ . Следующее поколение частиц плазмы рождается синхрофотонами, излученными при образовании первого поколения. Их энергия заключена в интервале

$$\frac{9}{8} \frac{\lambda}{\rho} \gamma_0^3 B_h \Lambda^{-1} \left( \frac{3}{2} \frac{\lambda}{\rho} \gamma_0^3 \Lambda^{-1} \right) < \gamma < \frac{9}{8} \frac{\lambda}{\rho} \gamma_0^3 B_h,$$

а спектр значительно более крутой —  $\gamma^{-5/2}$  и т. д. При малых значениях  $\gamma$  обрыв спектра рожденной плазмы будет определяться прозрачностью магнитосферы, поскольку и магнитное поле  $B$ , и радиус кривизны  $\rho$  существенно меняются с высотой над поверхностью звезды. Анализ показывает, что

$$\gamma_{\min} \approx 4 \frac{\rho}{R} \approx 300 - 500, \quad (4.26)$$

где  $R$  — радиус звезды.

Обычно рождение плазмы заканчивается на втором, иногда третьем, поколении. Энергетический спектр частиц генерируемой плазмы представлен на рис. 11<sup>44</sup>. Видно, что функция распределения частиц нарастает с уменьшением их энергии при  $\gamma > \gamma_{\min}$  в среднем приблизительно пропорционально  $\gamma^{-2}$ , при  $\gamma < \gamma_{\min}$  она резко обрывается.

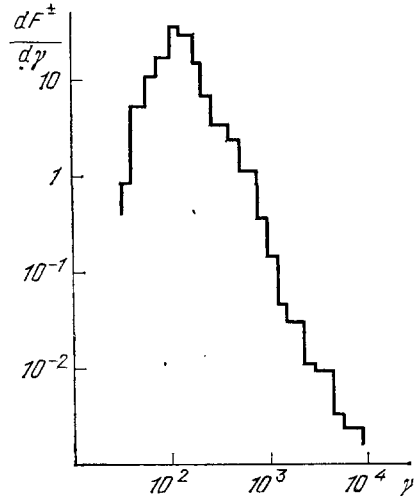


Рис. 11. Пример спектра вторичной электронно-позитронной плазмы, рождаемой первичной частицей энергии  $10^{13}$  эВ<sup>44</sup>

## 5. РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ПУЛЬСАРА

Выше было показано, что плазма в магнитосфере пульсара в области открытых силовых линий  $f < f^*$  представляет собой стационарный поток релятивистских электронов и позитронов с лоренц-фактором  $\gamma \sim (3-5) \cdot 10^2$ , движущихся вдоль очень сильного криволинейного магнитного поля. При этом каждая отдельная заряженная частица излучает электромагнитные волны. Это изгибное излучение, вполне аналогичное обычному синхротронному излучению: оно имеет ту же характерную частоту  $\omega_c = (3/2) (c/\rho) \gamma^3$  и направлено в узкий конус раствором  $\Delta\theta \sim 1/\gamma$  вдоль направления движения частицы, т. е. вдоль магнитного поля. Оно подробно обсуждалось в предыдущем разделе. При этом, однако, речь всегда шла об энергичных  $\gamma$ -квантах, длина волны которых мала по сравнению со средним расстоянием между частицами. Здесь же будет рассматриваться генерируемое основной плазмой излучение, частота которого попадает в радиодиапазон, и длина волны которого сравнительно велика,  $\lambda_r \sim 0,1-10^3$  см. Исследование этого излучения в условиях достаточно плотной релятивистской плазмы, когда среднее расстояние между частицами много меньше длины излучаемой волны и, следовательно, важны коллективные эффекты, представляет принципиальный

интерес для понимания происхождения чрезвычайно мощного и сильно направленного потока радиоизлучения от пульсаров<sup>64-68</sup>.

Подчеркнем, что излучение всей плазмы, в отличие от излучения отдельной частицы, в стационарных условиях отсутствует, поскольку постоянный ток не излучает. Определяющую роль в генерации рассматриваемого излучения играет криволинейность, т. е. неоднородность магнитного поля. Еще одна его важная особенность в том, что поскольку скорость движения всех частиц плазмы близка к скорости света  $c$ , то для нормальной моды колебаний с показателем преломления чуть большим единицы становится возможным черенковское взаимодействие излучения с плазмой. При этом все или почти все частицы плазмы оказываются резонансными. Одновременное сосуществование и взаимодействие изгибного и черенковского излучений должно приводить к появлению новых мод колебаний, полностью отличных от колебаний однородной плазмы<sup>45</sup>. Мы назовем эти моды изгибно-плазменными.

### 5.1. Электродинамика неоднородной плазмы

Для исследования электродинамических свойств такой среды, какой является неоднородная бесстолкновительная релятивистская электронно-позитронная плазма, необходимо прежде всего вычислить тензор диэлектрической проницаемости. Для этого вначале методом интегрирования по траекториям решаем линеаризованное кинетическое уравнение и получаем отклик неоднородной среды на плоскую волну с волновым вектором  $\mathbf{k}$  и частотой  $\omega$ . Общее выражение для тока  $\mathbf{j}$ , индуцированного в среде плоской волной, запишется при этом в виде<sup>69</sup>

$$\mathbf{j}(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{r}, t) =$$

$$= -e^2 \int d\mathbf{p} \mathbf{v} \int_{-\infty}^t \exp(-i\omega t' + i\mathbf{k}\mathbf{r}') \left( \mathbf{E}_A + \left[ \frac{\mathbf{v}'}{\omega} [\mathbf{k} \mathbf{E}_A] \right] \right) \frac{\partial F}{\partial \mathbf{p}'} dt'; \quad (5.1)$$

здесь  $\mathbf{E}_A$  — амплитуда электрического поля волны,  $F(\mathbf{p}, \mathbf{r})$  — невозмущенная функция распределения частиц, имеющих заряд  $e$ ;  $\mathbf{p}' = \mathbf{p}(t')$ ,  $\mathbf{v}' = \mathbf{v}(t')$  и  $\mathbf{r}' = \mathbf{r}(t')$  — импульс, скорость и координата в момент времени  $t'$  частицы, движущейся по невозмущенной траектории, так что в момент времени  $t$  она находится в рассматриваемой точке  $\mathbf{r}$  и имеет импульс  $\mathbf{p}$  и скорость  $\mathbf{v}$ . Используя это выражение для тока и учитывая, что  $j_\alpha = \sigma_{\alpha\beta}^0 E_\beta \times \exp(-i\omega t + i\mathbf{k}\mathbf{r})$ , где  $\sigma_{\alpha\beta}^0$  — проводимость среды, находим обычным образом соответствующую величину диэлектрической проницаемости:

$$\begin{aligned} \epsilon_{\alpha\beta}^{(0)} &= \delta_{\alpha\beta} + \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{\alpha\beta}^0, \\ \epsilon_{\alpha\beta}^0(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{r}) &= \delta_{\alpha\beta} - \frac{4\pi e^2}{\omega} \int d\mathbf{p} v_\alpha \int_{-\infty}^t dt' \exp[i\omega(t-t') - i\mathbf{k}(\mathbf{r}-\mathbf{r}')] \times \\ &\quad \times \left[ \left( 1 - \frac{\mathbf{k}\mathbf{v}'}{\omega} \right) \delta_{\beta\sigma} + \frac{k_\sigma v'_\beta}{\omega} \right] \frac{\partial F}{\partial p'_\sigma}. \end{aligned} \quad (5.2)$$

Следует, однако, иметь в виду, что  $\epsilon_{\alpha\beta}^0(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{r})$  (5.2) не является той величиной, которая определяет дисперсионные свойства неоднородной среды и которую нужно подставлять в дисперсионное уравнение для нахождения собственных мод и собственных частот электромагнитных колебаний. Дело в том, что, хотя мы учли влияние неоднородности среды на движение частиц, электромагнитная волна считалась при этом плоской, как в однородной среде. Плоские же волны не являются собственными функциями в неоднородной плазме.



В случае слабо неоднородной среды, когда длина волн много меньше характерного масштаба неоднородности (в нашем случае это радиус кривизны магнитного поля  $\rho$ )

$$k\rho \gg 1 \quad (5.3)$$

и затухание (или нарастание) волны относительно мало,

$$\frac{|\operatorname{Im} \mathbf{k}|}{|\mathbf{k}|} \sim \frac{|\varepsilon^{\text{a}0}|}{|\varepsilon^0|} \ll 1, \quad \varepsilon_{\alpha\beta} = \varepsilon_{\alpha\beta}^0 + i\varepsilon_{\alpha\beta}^{\text{a}0} \quad (5.4)$$

( $\varepsilon_{\alpha\beta}^0$  — эрмитовская и  $\varepsilon_{\alpha\beta}^{\text{a}0}$  — антиэрмитовская части тензора  $\varepsilon_{\alpha\beta}$ ), в качестве собственных функций для электромагнитного поля может быть выбрано поле волнового пакета

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}^0(\mathbf{r}) \exp[i\Phi(\mathbf{r})].$$

Используя уравнение переноса энергии, можно показать, что уравнение для электромагнитного поля волны приводится при этом к обычному виду

$$\left(k_{\alpha}k_{\beta} - k^2\delta_{\alpha\beta} + \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{\alpha\beta}\right) E_{\beta}^0 = 0, \quad (5.5)$$

если стоящая в (5.5) величина  $\varepsilon_{\alpha\beta}(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{r})$  связана с величиной  $\varepsilon_{\alpha\beta}^0(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{r})$  следующим соотношением:

$$\varepsilon_{\alpha\beta}(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{r}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\mathbf{k}' d\mathbf{R}' \varepsilon_{\alpha\beta}^0\left(\omega, \mathbf{k}', \mathbf{r} + \frac{\mathbf{R}'}{2}\right) \exp[i(\mathbf{k}' - \mathbf{k})\mathbf{R}']. \quad (5.6)$$

Из (5.5) вытекает, что величина  $\varepsilon_{\alpha\beta}(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{r})$  и является искомым тензором диэлектрической проницаемости слабо неоднородной среды.

Выражение (5.2), (5.6) для  $\varepsilon_{\alpha\beta}$  можно упростить. Подставим для этого (5.2) в (5.6) и произведем интегрирование по  $d\mathbf{k}'$  и  $d\mathbf{R}'$ . Тогда, учитывая, что величина  $\mathbf{r} - \mathbf{r}'$  в (5.2) является функцией координаты  $\mathbf{r}$ , импульса  $\mathbf{p}$  и разности времен  $t - t'$ ,

$$\mathbf{r} - \mathbf{r}' = \mathbf{L}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t - t'),$$

получим <sup>45</sup>

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\alpha\beta} = & \delta_{\alpha\beta} - \frac{4\pi e^2}{\omega} \int d\mathbf{p} \nu_{\alpha} \int_{-\infty}^t dt' \exp[i\omega(t-t') - i\mathbf{k}\mathbf{R}^*] \times \\ & \times \det^{-1} \left| \delta_{\mu\nu} - \frac{\partial L_{\mu}\left(\mathbf{r} + \frac{\mathbf{R}^*}{2}\right)}{2\partial r_{\nu}} \right| \left[ \left(1 - \frac{\mathbf{k}\mathbf{v}'}{\omega}\right) \delta_{\beta\sigma} + \right. \\ & \left. + \frac{k_{\sigma}v'_{\beta}}{\omega} + \frac{i}{2\omega} \frac{\partial}{\partial r_{\sigma}} \cdot \mathbf{v}'_{\beta} - \frac{i}{2\omega} \delta_{\beta\sigma} \frac{\partial}{\partial r_{\chi}} \cdot \mathbf{v}'_{\chi} \right] \frac{\partial F}{\partial p'_{\sigma}} \Big|_{\mathbf{r}=\mathbf{r}+(\mathbf{R}^*/2)}, \quad (5.7) \end{aligned}$$

где вектор  $\mathbf{R}^*(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t - t')$  есть решение следующего уравнения:

$$\mathbf{R}^* = \mathbf{L}\left(\mathbf{r} + \frac{\mathbf{R}^*}{2}, \mathbf{p}, t - t'\right). \quad (5.8)$$

## 5.2. Диэлектрическая проницаемость

Выражение (5.7) справедливо для любой неоднородной среды при выполнении условий (5.3) и (5.4). Вычислим величину  $\varepsilon_{\alpha\beta}(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{r})$  для нашего случая, когда среда представляет собой электронно-позитронную плазму, движущуюся с релятивистской скоростью вдоль кривого магнитного поля. В каждой данной точке  $\mathbf{r}$  введем три единичных вектора:  $\mathbf{b}$  — вдоль направления магнитного поля,  $\mathbf{n}$  — вектор нормали и  $\mathbf{l}$  — вектор бинормали. Поскольку частицы движутся вдоль магнитного поля, то их функция распределения имеет вид (3.3)

$$F(\mathbf{p}, \mathbf{r}) = n_e F_{\parallel}(p_{\parallel}) \delta(\mathbf{p}_{\perp}); \quad (5.9)$$

$p_{\parallel}$  — компонента импульса вдоль  $\mathbf{b}$ ,  $p_{\perp}$  — поперек  $\mathbf{b}$ .

Учтено, что в интересующей нас области магнитосферы поперечный дрейф частиц мал ( $p_{\perp} \ll p_{\parallel}$ ). Поскольку  $\omega \ll \omega_B$  ( $\omega_B$  — циклотронная частота), то возможное поперечное движение частиц быстро «забывается», и

$$\frac{\partial F}{\partial p_{\sigma}} = n_e b_{\sigma}(\mathbf{r}') \frac{\partial F_{\parallel}}{\partial p_{\parallel}} \delta(\mathbf{p}_{\perp}) = n_e \frac{v_{\sigma}(t')}{v_{\parallel}} \frac{\partial F_{\parallel}}{\partial p_{\parallel}} \delta(\mathbf{p}_{\perp}).$$

Для дальнейших вычислений необходимо знать траекторию движения частиц:

$$\begin{aligned} \mathbf{r} &= \mathbf{r}' + \mathbf{v}(t-t') - \frac{\mathbf{a}}{2}(t-t')^2 + \frac{\dot{\mathbf{a}}}{6}(t-t')^3 + \dots, \\ \mathbf{a} &= \frac{v_{\parallel}^2}{\rho} \mathbf{n}; \quad \dot{\mathbf{a}} = -\frac{v_{\parallel}^2}{\rho^2} \mathbf{b} - \frac{v_{\parallel}^3}{\rho^2} \mathbf{n} \left( \mathbf{b} \frac{\partial \rho}{\partial \mathbf{r}} \right) - \frac{v_{\parallel}^3}{\rho \rho_{\tau}} \mathbf{l}; \end{aligned} \quad (5.10)$$

здесь  $\rho$  — радиус кривизны (4.5), а  $\rho_{\tau}$  — радиус кручения силовой линии магнитного поля. Поскольку в области генерации излучения  $\rho_{\tau} \gg \rho$ , то в дальнейшем положим  $\rho_{\tau} = \infty$ . В выражение (5.7) для тензора диэлектрической проницаемости входит значение функции распределения в точке  $\mathbf{r} + (\mathbf{R}^*/2)$ . Поэтому нам нужно найти величины скоростей частицы  $\mathbf{v}$ ,  $\mathbf{v}(t')$  и  $\mathbf{R}^*$  также в точке  $\mathbf{r} + (\mathbf{R}^*/2)$ . Имеем

$$\begin{aligned} \mathbf{w} &= v_{\parallel} \mathbf{b} \left( \mathbf{r} + \frac{\mathbf{R}^*}{2} \right) = v_{\parallel} \mathbf{b} + \frac{v_{\parallel}^2}{2\rho} (t-t') \mathbf{n} - \frac{1}{8} \frac{v_{\parallel}^3}{\rho^2} (t-t')^2 \left[ \mathbf{b} + \mathbf{n} \left( \mathbf{b} \frac{\partial \rho}{\partial \mathbf{r}} \right) \right], \\ \mathbf{v}'(\mathbf{w}) &= v_{\parallel} \mathbf{b} - \frac{v_{\parallel}^2}{2\rho} (t-t') \mathbf{n} - \frac{1}{8} \frac{v_{\parallel}^3}{\rho^2} (t-t')^2 \left[ \mathbf{b} + \mathbf{n} \left( \mathbf{b} \frac{\partial \rho}{\partial \mathbf{r}} \right) \right], \\ \mathbf{R}^*(\mathbf{w}) &= v_{\parallel} \mathbf{b} (t-t') - \frac{1}{24} \frac{v_{\parallel}^3}{\rho^2} (t-t')^3 \left[ \mathbf{b} + \mathbf{n} \left( \mathbf{b} \frac{\partial \rho}{\partial \mathbf{r}} \right) \right]. \end{aligned} \quad (5.11)$$

Важно отметить, что величина  $\mathbf{R}^*$  в (5.11) является нечетной функцией разности  $(t-t')$ . Вообще, можно показать, что величина  $\omega(t-t') - \mathbf{k}\mathbf{R}^*$ , входящая в (5.7), является нечетной функцией аргумента  $t-t'$ . Это соответствует тому, что при обращении времени ( $t \rightarrow -t$ ) тензор диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{\alpha\beta}$  остается тем же для обращенной волны ( $\omega = -\omega$ ,  $\mathbf{k} = -\mathbf{k}$ ). Это важное свойство определяет возможность локального описания неоднородной среды. Тензор  $\varepsilon_{\alpha\beta}^0$  (5.2) этому свойству не удовлетворяет.

Подставляя выражения (5.11) в (5.7), получаем следующее выражение для искомого тензора диэлектрической проницаемости:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\alpha\beta}(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{r}) &= \\ &= \delta_{\alpha\beta} - \frac{i\omega_p^2}{\omega} \int dp_{\parallel} m v_{\parallel} \frac{\partial F_{\parallel}}{\partial p_{\parallel}} \int_0^{\infty} d\tau E_{xp}(\omega, \mathbf{k}, p_{\parallel}, \tau) \left[ b_{\alpha} b_{\beta} \left( 1 - \frac{v_{\parallel}^2 \tau^2}{4\rho^2} \right) + \right. \\ &\quad \left. + (n_{\alpha} b_{\beta} - n_{\beta} b_{\alpha}) \frac{v_{\parallel}}{2\rho} \tau - (n_{\alpha} b_{\beta} + n_{\beta} b_{\alpha}) \tau^2 \left( \mathbf{b} \frac{\partial \rho}{\partial \mathbf{r}} \right) \frac{v_{\parallel}^2}{8\rho^2} - n_{\alpha} n_{\beta} \frac{v_{\parallel}^2}{4\rho^2} \tau^2 \right], \quad (5.12) \\ E_{xp}(\omega, \mathbf{k}, p_{\parallel}, \tau) &= \exp \left\{ i \left[ \omega - (\mathbf{k}\mathbf{b}) v_{\parallel} \right] \tau + \frac{i}{24} \frac{v_{\parallel}^3}{\rho^2} \tau^3 \left[ (\mathbf{k}\mathbf{b}) + (\mathbf{k}\mathbf{n}) \left( \mathbf{b} \frac{\partial \rho}{\partial \mathbf{r}} \right) \right] \right\}; \end{aligned}$$

здесь  $\omega_p^2 = 4\pi e^2 n_e / m$  — плазменная частота. Рассматривая моды, распространяющиеся под достаточно малым углом к направлению магнитного поля  $\theta \sim 1/\gamma$  (так как только они и могут оказаться неустойчивыми), членами, содержащими производную радиуса кривизны  $\partial \rho / \partial \mathbf{r}$ , можно пренебречь. Проинтегрировав тогда по  $\tau$  в (5.12), представляем тензор  $\varepsilon_{\alpha\beta}$  в окончатель-

ном виде <sup>45</sup>:

$$\varepsilon_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} 1 + 4\pi\omega_p^2 \frac{\rho^{2/3}}{k_z^{4/3}} \left\langle \frac{Gi'''(\xi) - iAi'''(\xi)}{\gamma^3 v_{||}^2} \right\rangle, & 0, & -4\pi\omega_p^2 \frac{\rho}{k_z} \left\langle \frac{Ai''(\xi) + iGi''(\xi)}{\gamma^3 v_{||}^2} \right\rangle \\ 0, & 1, & 0 \\ 4\pi\omega_p^2 \frac{\rho}{k_z} \left\langle \frac{Ai''(\xi) + iGi''(\xi)}{\gamma^3 v_{||}^2} \right\rangle, & 0, & 1 + 4\pi\omega_p^2 \frac{\rho^{4/3}}{k_z^{2/3}} \left\langle \frac{Gi'(\xi) - iAi'(\xi)}{\gamma^3 v_{||}^2} \right\rangle \end{pmatrix}. \quad (5.13)$$

Функции Эйри  $Ai(\xi)$  и  $Gi(\xi)$  определены соотношением

$$Ai(\xi) + iGi(\xi) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \exp\left(i\xi t + \frac{it^3}{3}\right) dt;$$

штрихи в (5.13) означают производные по аргументу

$$\xi = 2(\omega - k_z v_{||}) \frac{\rho^{2/3}}{k_z^{1/3} v_{||}}. \quad (5.14)$$

Система координат выбрана таким образом, что ось  $z$  направлена вдоль вектора  $\mathbf{b}$ , а  $x$  — вдоль  $\mathbf{n}$ . Скобки  $\langle \rangle$  означают усреднение по функции распределения  $F_{||}(p_{||})$ :  $\langle \dots \rangle = \int dp_{||} \dots F_{||}(p_{||})$ .

При  $\rho \rightarrow \infty$  выражение (5.13) переходит в соответствующее выражение для однородной плазмы при  $\omega \ll \omega_B = eB/mc\gamma$  <sup>45</sup>:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx} &= \varepsilon_{yy} = 1, \\ \varepsilon_{zz} &= 1 - \left\langle \frac{\omega_p^2}{\gamma^3 (\omega - k_z v_{||})^2} \right\rangle, \\ \varepsilon_{xy} &= \varepsilon_{yx} = \varepsilon_{xz} = \varepsilon_{zx} = \varepsilon_{yz} = \varepsilon_{zy} = 0. \end{aligned}$$

Однако при конечных значениях  $\rho$  и  $\omega \approx k_z v_{||} \approx k_z c$  диэлектрическая проницаемость неоднородной плазмы (5.13) не имеет фактически ничего общего с локальной проницаемостью однородной среды. Это и понятно: прежде всего, в однородной среде нет изгибного излучения — оно все связано с неоднородностью. Кроме того, вся плазма состоит из резонансных частиц, и при  $\xi \ll 1$  (а также при всех отрицательных значениях  $\xi$ ) мнимая часть добавки к единичному тензору  $\delta_{\alpha\beta}$  одного порядка с действительной. Это приводит к появлению новых мод колебаний со значительным инкрементом, не существующих в однородной плазме.

### 5.3. Изгибно-плазменные моды

Перейдем теперь к рассмотрению нормальных волн. Прежде всего, волна, поляризованная так, что вектор электрического поля направлен перпендикулярно плоскости  $(x, z)$ , не взаимодействует с плазмой; как нетрудно убедиться, это обычная вакуумная волна с показателем преломления  $n \equiv 1$ . Свойства остальных нормальных мод, поляризованных в плоскости движения частиц, существенно зависят от параметра  $a$ :

$$a = 4\pi \left\langle \frac{1}{\gamma^3} \right\rangle \omega_p^2 \frac{\rho^{4/3}}{k_z^{2/3} c^2}. \quad (5.15)$$

Если  $a \gg 1$ ,  $(\omega/\omega_c)^{2/3} \gg a$  (область II; см. рис. 12), то в магнитосферной плазме, как и в случае однородного магнитного поля, могут распространяться две продольные и одна поперечная волны радиодиапазона. Если же выполнено условие  $a \gg 1$ ,  $(\omega/\omega_c)^{2/3} \ll a$  (область I), то одна из плазменных волн расщепляется на три. При этом две из них при углах  $\theta < \theta_{1,2}$ , где  $\theta$  — угол

между векторами  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{B}$ ,

$$\theta_{1,2} = u_{1,2} \frac{a}{(k_z \rho)^{1/3}}, \quad u_1 = 0,15, \quad u_2 = 0,41, \quad (5.16)$$

оказываются неустойчивыми. Такое расщепление мод показано на рис. 13 для случая  $\omega_p^2 \langle \gamma \rangle / \omega^2 \gg 1$ . При этом мнимые части показателя преломления,

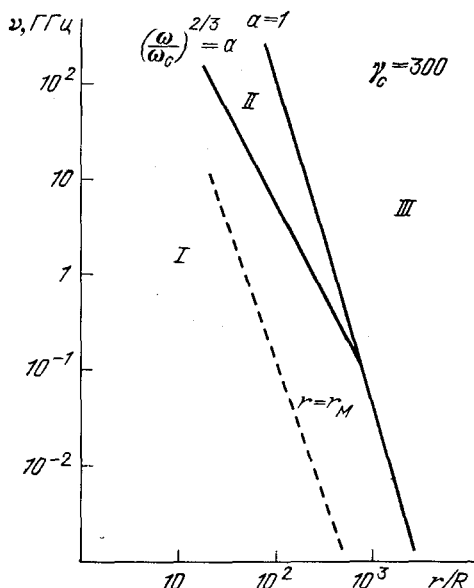


Рис. 12. Три области параметров, выделяющиеся в магнитосфере пульсара.

Мазерное усиление изгибно-плазменных волн осуществляется в области I. В области III могут распространяться лишь две поперечные волны. Штриховая линия соответствует высоте  $r_M$  (5.21), на которой неустойчивые волны покидают конус усиления

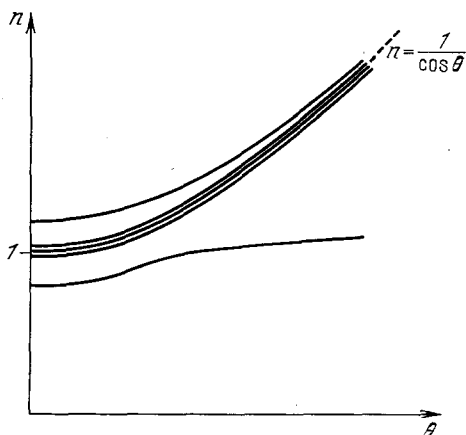


Рис. 13. Дисперсионные кривые пяти нормальных волн, существующих в области I. Неустойчивые изгибно-плазменные моды соответствуют сносным колебаниям с  $n \approx 1/\cos \theta$

дающие инкременты неустойчивых изгибно-плазменных мод, для достаточно малых углов  $\theta$  запишутся в виде <sup>45</sup>

$$\text{Im } n \approx \left\langle \frac{1}{\gamma^3} \right\rangle^{1/5} \frac{\omega_p^{2/5}}{k_z^{4/5} c^{2/5} \rho^{2/5}}. \quad (5.17)$$

Как видно из рис. 13, неустойчивые изгибно-плазменные волны соответствуют сносным колебаниям, для которых  $n \approx 1/\cos \theta$ .

В области III, где  $a \ll 1$ , возможно распространение лишь одной поперечной волны с  $n \approx 1$ , затухание и возбуждение которой малосущественно и им можно фактически пренебречь.

Подчеркнем, что нарастающие решения (5.17) отвечают гидродинамической неустойчивости. Так и должно быть, поскольку предел  $a \gg 1$ , как видно из формулы (5.14), соответствует большой плотности частиц. На гидродинамический характер неустойчивости указывает и то, что мнимые части (5.17) зависят от плотности частиц степенным образом;  $\text{Im } n \propto n_e^{1/5}$  (учтено, что  $\omega_p^2 \propto n_e$ ).

Воспользовавшись теперь формулами (2.2) и (4.5), заключаем, что в случае дипольного магнитного поля  $B \approx B_0 (r/R)^{-3}$  параметр  $a$  зависит лишь от силовой линии  $f$ , частоты волны  $\nu$  и от расстояния  $r$  от центра звезды:

$$a = 5,5 \cdot 10^6 \nu_{\text{ГГц}}^{-2/3} P^{-1/3} \gamma_{300}^{-3} B_{12} \lambda_3 \left( \frac{r}{R} \right)^{-7/3} \left( \frac{f}{f_*} \right)^{2/3} \quad (5.18)$$

(здесь  $\nu$  выражено в ГГц,  $\langle 1/\gamma^3 \rangle^{-1/3}$  — в единицах  $\gamma_0 = 300$ ,  $\lambda_3 = \lambda/10^3$  (3.9),  $B$  — в  $10^{12}$  Гс). В результате, как показано на рис. 12, область I, в которой распространяются быстро нарастающие изгибно-плазменные волны, будет находиться во внутренней магнитосфере, т. е. в ближней окрестности звезды  $r/R \sim 10-100$ , а область III, где распространяются лишь две поперечные волны, — в более удаленной внешней магнитосфере. При этом частота, соответствующая узловой точке,

$$\nu^* = 60 \gamma_{300}^{17/4} B_{12}^{-1/4} \lambda_3^{-1/4} P^{-1/2} \left( \frac{f}{f^*} \right)^{3/4} \text{ МГц}, \quad (5.19)$$

для характерных параметров ( $\gamma_c \sim 400-500$ ,  $B \sim 10^{12}$  Гс) попадает в центр наблюдаемого радиодиапазона. Подчеркнем очень сильную зависимость  $\nu^*$  от характерной энергии частиц

$$\gamma_c = \langle 1/\gamma^3 \rangle^{-1/3}.$$

Оценим теперь полную оптическую толщину, набираемую неустойчивыми изгибно-плазменными волнами при распространении во внутренней области магнитосферы. Воспользовавшись асимптотическим выражением (5.17), получаем

$$\tau_{1,2} = 2 \frac{\omega}{c} \int \text{Im } n \, dl = -290 s_{1,2} \nu_{\text{ГГц}}^{1/5} \gamma_{300}^{-3/5} P^{-2/5} \lambda_3^{1/5} B_{12}^{1/5} \left( \frac{f}{f^*} \right)^{1/5}, \quad (5.20)$$

где  $s_{1,2}$  — геометрический фактор порядка единицы.

На рис. 14 показана полная оптическая толщина  $\tau_1$  в зависимости от частоты  $\nu$ . Расчет траектории нормальных волн проводился в рамках геометрической оптики. Хотя групповая скорость волн направлена вдоль силовой линии магнитного поля, волновой вектор  $\mathbf{k}$  систематически отклоняется от направления магнитного поля. В результате при углах  $\theta > \theta_{1,2}$  (5.16) волны перестают усиливаться. Высота над поверхностью звезды, при которой волны покидают «конус» усиления, определяется формулой

$$r_m = 50 R \cdot \gamma_{300}^{-1} \nu_{\text{ГГц}}^{-1/3} B_{12}^{1/3} \lambda_3^{1/3} \left( \frac{f}{f^*} \right)^{-1/3}. \quad (5.21)$$

Значение  $r = r_m$  показано пунктирной прямой на рис. 12.

Мы видим из рис. 14, что оптическая толщина по модулю составляет несколько сотен, что соответствует усилению в  $e^{300} \sim 10^{100}$  раз! Это, конечно, не означает, что такое гигантское усиление имеет место в действительности, — гораздо раньше мощность излучения будет ограничена за счет нелинейных процессов.

Таким образом, релятивистская плазма, движущаяся вдоль сильного криволинейного магнитного поля, оказывается неустойчивой. Неустойчивость, приводящая к раскачке электромагнитных волн, носит гидродинамический характер. Она связана с черенковским возбуждением изгибно-плазменных мод и имеет высокие инкременты. В условиях магнитосферы пульсаров указанная неустойчивость приводит к интенсивному возбуждению колебаний поля и плазмы в области разомкнутых силовых линий. На расстоянии  $(10-100) R$  от нейтронной звезды эти колебания трансформируются в обычное радиоизлучение, имеющее диапазон частот  $0,01-10$  ГГц. Радиоизлучение исходит из областей магнитных полюсов звезды и носит направленный характер. Полученная картина вполне соответствует, таким образом, общепринятой модели радиоизлучения пульсара (см. рис. 1).

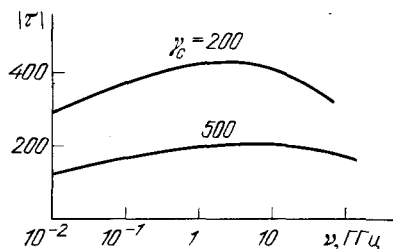


Рис. 14. Модуль оптической толщины неустойчивых изгибно-плазменных волн в зависимости от частоты  $\nu$

## 6. СРАВНЕНИЕ ТЕОРИИ С ДАННЫМИ НАБЛЮДЕНИЙ

## 6.1. Структура активной области

Определив падение потенциала в области ускорения и генерации частиц, мы можем теперь провести сравнение теории с данными наблюдений. Дей-

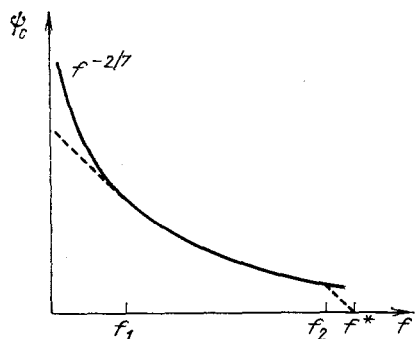


Рис. 15. Область непрерывной генерации плазмы  $f_1 < f < f_2$ . Штриховая линия соответствует наклону  $(\Omega/c) d\psi_c/df = -1$

ствительно, используя величину падения потенциала (4.18) в области ускорения, мы найдем значение параметра  $\beta_0$ , входящего в «соотношение согласования» (3.25), и, следовательно, определим величину продольного тока  $i_0$ , циркулирующего в магнитосфере. Продольный же ток  $i_0$  задает, согласно (3.37), полные потери энергии нейтронной звезды, которые можно определить из наблюдений.

Естественно предположить, что величина продольного тока  $i_0$  постоянна во всей области генерации плазмы. Тогда соотношение (4.18) для магнитных полей  $B \leq 0,1 B_c$  приводит к следующей зависимости безразмерного отношения  $\Psi_c/\Psi_M$  от величины  $f = B_0 r_\perp^2/2$ , характеризующей на поверхности звезды данную сило-

вую линию и пропорциональную квадрату ее расстояния  $r_\perp$  от магнитной оси:

$$\frac{\Psi_c}{\Psi_M} = a_0 B_{12}^{-8/7} P^{15/7} \cos^{1/7} \chi (1 - p i_0)^{1/7} \left( \frac{f}{f^*} \right)^{-2/7}, \quad (6.1)$$

где  $a_0 \approx 1$ , а  $\Psi_M$  — максимально возможное падение потенциала в области ускорения (формула (2.5)). При этом область магнитных силовых линий  $f$ , где может существовать стационарное решение, определяется двумя условиями

$$\Psi_c(f^*) = 0, \quad (6.2)$$

$$-1 \leq \frac{c}{\Omega} \frac{d\Psi_c}{df} \leq 0, \quad (6.3)$$

следующими из (3.16), (3.22). Если не выполняется первое условие, то вытекающий с поверхности пульсара ток не может вернуться обратно на звезду. Если же не выполнено второе условие  $(c/\Omega) d\Psi_c/df < -1$ , то плазма в области разомкнутых силовых линий будет вращаться в направлении, противоположном вращению звезды, чего, естественно, не может быть.

На рис. 15 показаны значения  $f$ , удовлетворяющие соотношениям (6.2), (6.3). Следовательно, плазма на разомкнутых силовых линиях непрерывно генерируется лишь в кольцевой области

$$f_1 < f < f_2, \quad (6.4)$$

где

$$\frac{f_1}{f^*} = \left( \frac{2}{9} q_f \right)^{7/9}, \quad \frac{f_2}{f^*} = 1 - q_f \left( \frac{f_2}{f^*} \right)^{-2/7}, \quad (6.5)$$

а

$$q_f = a_f B_{12}^{-8/7} P^{15/7} \cos^{1/7} \chi (1 - p i_0)^{1/7}, \quad a_f \approx 1. \quad (6.6)$$

Таким образом, картина текущих в магнитосфере токов имеет следующий вид: в области  $f < f_1$ , т. е.  $r_\perp < r_{in}$ , где

$$\frac{r_{in}}{R_0} \simeq a_R P^{5/6} B_{12}^{-4/9} \cos^{-1/3} \chi; \quad a_R \approx 1, \quad (6.7)$$

а  $R_0$  — радиус полярной шапки (2.4), токов нет и плазма здесь не генерируется. Внутри заполненной плазмой магнитосферы образуется, следовательно, полая область. Этот факт отражает особенность генерации плазмы в нашей модели («полый конус») <sup>54</sup>.

Далее, на границе  $r_\perp = r_{in}$ , как показано в <sup>41</sup>, течет струя поверхностного тока

$$I_{in} = 2 \frac{B_0 \Omega^2 R^3}{c} - \frac{i_1 / f^*}{i_0}, \quad (6.8)$$

а затем следует область постоянной генерации электронно-позитронной плазмы. Полный ток, текущий в этой области, определяется соотношением согласования (3.25), где согласно (6.1)

$$\beta_0 = a_\beta B_{12}^{-8/7} P^{15/7} \cos^{1/7} \chi (1 - p i_0)^{1/7}, \quad a_\beta \simeq 1, \quad (6.9)$$

причем плотность истекающего тока здесь, вообще говоря, меньше плотности тока у внутренней границы полого конуса. Наконец, весь ток вдоль сепаратрисы  $f = f^*$  (т. е.  $r_\perp = R_0$ ) возвращается обратно на звезду.

Подчеркнем, что численные коэффициенты пропорциональности  $a_0$ ,  $a_l$ ,  $a_R$ ,  $a_\beta$  порядка 1. Мы везде в дальнейшем положим их равными единице — по-видимому, не имеет смысла вычислять их более точно. Дело в том, что, во-первых, они зависят от таких величин, как момент инерции  $I_r$  и радиус звезды  $R$ , причем радиус  $R$ , как видно, например, из формулы (3.37), входит в шестой степени. Теории внутреннего строения нейтронных звезд, существующие в настоящее время, приводят к неопределенности в коэффициентах, связанной с неопределенностью величин  $I_r$  и  $R^6$ , равной по крайней мере 100 % <sup>3</sup>. Во-вторых, как уже говорилось, соотношение (3.25) получено в предположении, что в области генерации плазмы

$$\beta_0 = \frac{\Omega}{c} f \frac{d\Psi}{df} = \text{const.}$$

Ускоряющий же потенциал (4.18), (6.1), как видно из рис. 15, не удовлетворяет этому условию, что также приводит к заметной неопределенности.

Для дальнейшего важно определить основные характеристики пульсаров через наблюдаемые величины  $P$  и  $dP/dt$ . Удобно ввести для этого безразмерный параметр

$$Q = 2P^{11/10} \dot{P}_{-15}^{-4/10}, \quad (6.10)$$

где  $\dot{P}_{-15} = 10^{15} dP/dt$  — скорость замедления пульсара. Используя теперь уравнение (3.35) для определения магнитного поля  $B_0$  через наблюдаемые величины  $P$ ,  $dP/dt$  и ненаблюдаемую величину  $\cos \chi$ , а также воспользовавшись асимптотикой «соотношения согласования» (3.25)

$$i_0 = i_M(\chi) \left( \frac{2\beta_0}{\beta_M(\chi)} \right)^{1/2}, \quad (6.11)$$

справедливой при  $i_0 \ll i_M(\chi)$ ,  $\beta_0 \ll \beta_M(\chi)$ , получаем

$$\frac{\beta_0}{\beta_M(\chi)} \approx Q^2, \quad (6.12)$$

$$\frac{r_{in}}{R_0} \approx Q^{7/9}, \quad (6.13)$$

причем зависимость от угла  $\chi$  в формулах (6.12), (6.13) оказывается несущественной <sup>41</sup>. Магнитное же поле

$$B_{12} \approx P^{-1/20} \dot{P}_{-15}^{7/10} \cos^{-1} \chi, \quad Q < 1, \quad (6.14)$$

существенно зависит от угла  $\chi$ .

Мы видим, что у пульсаров с  $Q < 1$  внутренний радиус истекающей плазмы  $r_{in}$  будет меньше  $R_0$ , а  $\beta_0 < \beta_m(\chi)$ . Следовательно, у пульсаров с  $Q \ll 1$  истекающий ток занимает практически всю поверхность полярной шапки, так что для таких пульсаров действительно можно пользоваться «соотношением согласования» (3.25), а точнее — его асимптотикой (6.11). Что же касается пульсаров с  $Q > 1$ , то для них мы положим  $r_{in} \approx R_0$ , а  $\beta_0 \approx \beta_m(\chi)$ . Такой подход позволяет получить следующее выражение для магнитного поля пульсаров с  $Q > 1$ :

$$B_{12} \approx P^{15/8} \cos^{-1} \chi, \quad Q > 1. \quad (6.15)$$

На рис. 16 показано распределение по периодам для 300 пульсаров, у которых в настоящее время известна скорость замедления  $dP/dt$  <sup>24, 25</sup>.

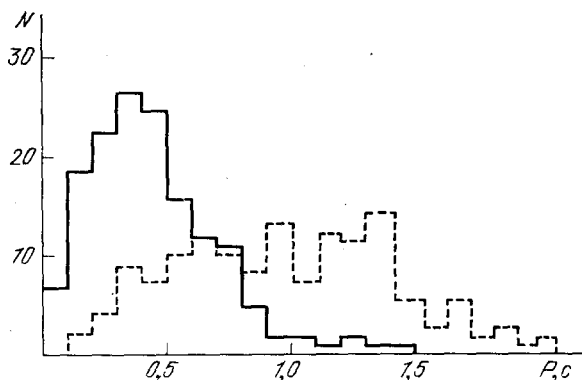


Рис. 16. Распределения по периоду  $P$  для молодых ( $Q < 1$ , сплошная линия) и старых ( $Q > 1$ , штриховая) пульсаров

Сплошная линия соответствует 152 пульсарам с  $Q < 1$ , штриховая — 148 пульсарам, у которых  $Q > 1$ . Мы видим, что большинство пульсаров с  $Q > 1$  имеют периоды  $P > 0,7$  с, а периоды пульсаров с  $Q < 1$  в основном меньше 0,8 с.

Напомним, что в литературе на основании анализа данных наблюдений неоднократно поднимался вопрос о том, что свойства пульсаров с большими и малыми периодами в значительной степени отличаются друг от друга <sup>70</sup>. Ниже будет показано, что наблюдаемое различие свойств радиопульсаров связано с параметром  $Q$  и может быть объяснено в рамках развитой теории.

## 6.2. Генерация плазмы

Прежде всего, величина  $Q$  характеризует интенсивность генерации электронно-позитронной плазмы у магнитных полюсов нейтронной звезды. Действительно, как видно из формулы (6.13), рождение плазмы у пульсаров с  $Q \geq 1$  должно быть подавлено, поскольку у них рождение плазмы происходит лишь в тонком кольце с  $r_{in} \approx R_0$ .

На рис. 17 показано распределение пульсаров на диаграмме период — магнитное поле, значения которых определялись по формулам (6.14), (6.15) с  $\cos \chi = 0,5$ . Мы видим, что все пульсары, в радиоизлучении которых наблюдаются различные нерегулярности («выключения» радиоизлучения, «переключения», дрейф субимпульсов), действительно лежат в области  $Q > 1$ . Все же пульсары с  $Q < 1$  характеризуются стабильным радиоизлучением <sup>41</sup>.

Более того, как легко проверить, критерий (4.19), определяющий возможность стационарной генерации плазмы (т. е. возможность существования



радиопульсара), может быть записан в виде  $Q < Q_0$ , где

$$Q_0 = 2,5b^{1/7}. \quad (6.16)$$

Как видно из рис. 17, этот критерий хорошо соответствует данным наблюдений<sup>21</sup>.

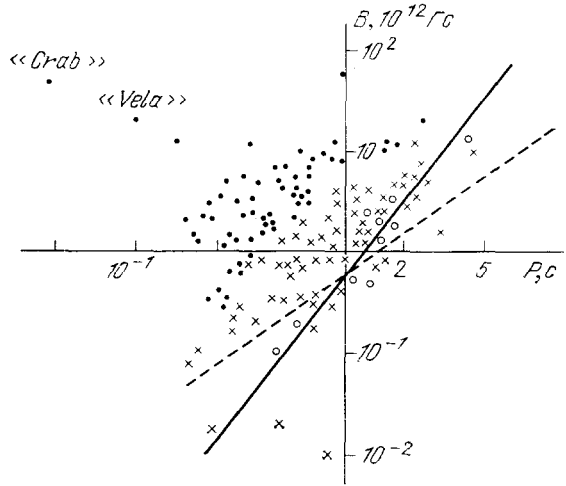


Рис. 17. Граница угасания пульсаров на диаграмме  $(P, B_{12})$ . Слева от границы — область стационарной генерации плазмы. Точками показаны пульсары с  $Q < 1$ , крестиками — пульсары с  $Q > 1$ ; кружки — погасающие, т. е. имеющие нерегулярное излучение, пульсары<sup>42</sup>. Штрихами обозначена граница  $\eta_M = 1/3$ , справа от которой энергия, теряемая первичным пучком, мала

Из сопоставления формулы (6.16) с наблюдаемой границей распределения пульсаров, показанной на рис. 17, следует, что  $b(K) \approx 0,2-0,4$  и, значит, средний коэффициент выбивания частиц с поверхности  $K^\pm \sim 10-100$ .

Другим наблюдательным тестом, позволяющим прямо судить о процессах, происходящих в окрестности магнитных полюсов нейтронной звезды, является обнаружение так называемого «реликтового»  $\gamma$ -излучения, т. е. фотонов изгибного излучения, создаваемых в процессе генерации плазмы. На рис. 18 показан результат расчета, выполненного для пульсара PSR 0833—45 на основе решения уравнений (4.1) — (4.3) для вращающегося дипольного магнитного поля. Видно достаточное согласие расчетных данных с результатами наблюдений, проведенных на спутниках COS B и SAS-2 для энергий  $\epsilon_\gamma \lesssim 1$  ГэВ<sup>36</sup>. При больших энергиях происходит завал спектра «реликтового»  $\gamma$ -излучения, что связано с сильным однофотонным поглощением  $\gamma$ -квантов в магнитном поле<sup>71</sup>.

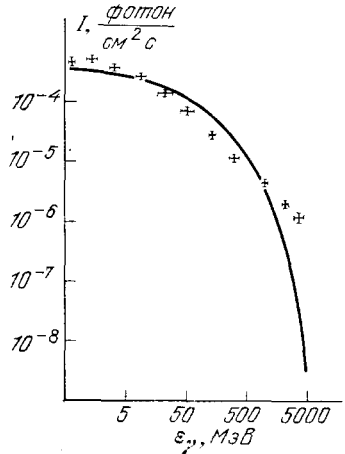


Рис. 18. Спектр «реликтового»  $\gamma$ -излучения, возникающего в процессе генерации  $e^+e^-$  плазмы.

Крестиками показаны результаты наблюдений  $\gamma$ -излучения пульсара PSR0833—45<sup>36</sup>

### 6.3. Эволюция.

#### Слабоизлучающие пульсары

Эволюция одиночных пульсаров полностью определяется формулами (3.35), (3.36), задающими скорость изменения периода  $P$  и угла наклона осей  $\chi$ . Воспользовавшись асимптотикой (6.11), получаем для пульсаров с  $Q < 1$

$$\dot{P}_{-15} \approx B_{12}^{10/7} P^{1/14} \cos^{2d} \chi, \quad (6.17)$$

$$\dot{\chi} \approx B_{12}^{10/7} \cos^{2d-1} \chi P^{1/14} \frac{\sin \chi_0}{P_0}, \quad (6.18)$$

где  $\chi_0$  и  $P_0$  — начальные значения угла наклона  $\chi$  и периода  $P$ , а  $d \approx 0,7—0,8$  — медленная функция угла  $\chi$ <sup>41</sup>. Как уже говорилось, угол  $\chi$  увеличивается с течением времени.

Уравнения (6.17), (6.18) позволяют, прежде всего, определить так называемый параметр торможения  $n_b \equiv \Omega \ddot{\Omega} / \dot{\Omega}^2$ :

$$n_b = 2 + 2d \operatorname{tg}^2 \chi, \quad \chi \neq \frac{\pi}{2}, \quad B_{12} < 4,4. \quad (6.19)$$

Зная величину  $n_b$ , мы можем определить и угол наклона осей  $\chi$ . Например, для пульсара PSR 1509—58 (одного из двух пульсаров, у которых надежно установлен параметр торможения<sup>72</sup>)  $n_b = 2,83 \pm 0,03$ , благодаря чему<sup>73</sup>

$$\chi_{1509} = (52 \pm 2)^\circ. \quad (6.20)$$

При этом значение (6.20) в точности совпадает с величиной того же угла  $\chi$ , определенной из анализа профиля рентгеновского излучения этого пульсара<sup>74</sup>.

Далее, анализ уравнений (6.17), (6.18) показал, что пульсары, у которых в момент рождения параметр  $Q$  был меньше единицы, через время  $t \approx t_a$ , где

$$t_a = 3 \frac{P_0}{\sin \chi_0} B_{12}^{-10/7} \text{ млн. лет}, \quad (6.21)$$

переходят в область  $Q > 1$  (или, что то же самое,  $\beta_0 \approx \beta_m(\chi)$ ). Здесь, как было показано, процесс каскадного рождения частиц в значительной степени подавлен, так что пульсары с  $Q > 1$  находятся на стадии угасания. Время  $t_a$  (6.21) является, таким образом, характерным временем жизни пульсаров. Для магнитных полей  $B_0 \sim 10^{12}$  Гс оно составляет несколько миллионов лет. Период же вращения, при котором пульсар достигает значения  $Q = 1$ , равен

$$P_{кр} \approx B_{12}^{8/15} \text{ с}. \quad (6.22)$$

Заметим, что если пульсар родился с достаточно малым периодом  $P_0$ , то, прежде чем достигнуть границы угасания  $\beta_0 \approx \beta_m(\chi)$ , он переходит в область углов  $\chi \approx 90^\circ$ . Если при этом период пульсара не слишком велик,

$$P \leq 0,3 B_{12}^{4/9} \text{ с}, \quad (6.23)$$

то параметр  $Q$  у таких пульсаров по-прежнему будет меньше единицы, так что рождение вторичных частиц будет продолжаться.

Главная особенность таких пульсаров заключается в том, что их торможение определяется асимметричным током, т. е. током, стекающим со звезды в одной части полярной шапки и возвращающимся на звезду в другой ее части<sup>40, 41</sup>. Такая конфигурация тока возможна лишь в том случае, если угол  $\chi$  удовлетворяет условию

$$\left| \chi - \frac{\pi}{2} \right| < \frac{R_0}{R} \approx \left( \frac{\Omega R}{c} \right)^{1/2}. \quad (6.24)$$

При этом тормозящий момент, связанный с асимметричным током, оказывается по крайней мере в  $(\Omega R/c)$  раз меньше тормозящего момента, даваемого формулой (3.34) при  $\chi \approx 0^\circ$ . Благодаря этому интенсивность радиоизлучения таких пульсаров также должна быть невелика.

Таким образом, пульсары, имеющие углы  $\chi \approx 90^\circ$ , должны обладать следующими особенностями<sup>41</sup>:

- а) быстрое ( $P \leq 0,1—0,4$  с) или сверхбыстрое ( $P \leq 0,01$  с) вращение;
- б) слабое торможение ( $\dot{P} \sim 10^{-17}—10^{-20}$ );
- в) слабое радиоизлучение ( $E_{\text{rad}} \sim 10^{24}—10^{25}$  эрг/с для быстрых и  $E_{\text{rad}} \sim 10^{27}—10^{28}$  эрг/с для сверхбыстрых пульсаров);
- г) наличие интеримпульса ( $\chi \approx 90^\circ$ );
- д) пониженная величина магнитного поля  $B_0$ .

Мы видим, что при современном уровне чувствительности приемной аппаратуры <sup>75</sup> можно зарегистрировать лишь сверхбыстрые «слабоизлучающие» пульсары. Не исключено, что к этой группе относятся недавно обнаруженные миллисекундные пульсары <sup>76-78</sup> с периодами 1,56, 5,4 и 6,1 мс, имеющие при этом чрезвычайно малые скорости замедления  $\dot{P} \sim 10^{-18} - 10^{-19}$ , причем у двух из них наблюдается интеримпульс. Необходимо, правда, помнить, что согласно современной теории эволюции быстропериодических пульсаров <sup>79</sup> все они должны проходить стадию двойной системы, когда динамика их торможения может, вообще говоря, отличаться от динамики торможения одиночной нейтронной звезды. Два из трех миллисекундных пульсаров действительно являются членами двойных систем.

Что же касается слабоизлучающих пульсаров с периодом  $P \sim 0,1 - 0,4$  с, то их наблюдение возможно лишь при увеличении чувствительности современной приемной аппаратуры на 1—2 порядка.

#### 6.4. Статистика пульсаров

Статистический анализ пульсаров удобно проводить, рассматривая их функцию распределения по магнитному полю  $B$ , периоду  $P$ , углу наклона осей  $\chi$  и времени  $t$ :  $N(P, \chi, B, t)$ . Изменение функции распределения описывается при этом кинетическим уравнением

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial P} \left( N \frac{dP}{dt} \right) + \frac{\partial}{\partial \chi} \left( N \frac{d\chi}{dt} \right) = U - V; \quad (6.25)$$

здесь  $dP/dt$  и  $d\chi/dt$  определены согласно (3.35), (3.36), т. е. являются известными функциями  $B$ ,  $P$  и  $\chi$ . В правой части уравнения (6.25) источник  $U$  описывает рождение, а  $V$  — исчезновение (погасание) пульсаров.

Характерное время изменения источника  $U$ , определяемое средним временем жизни звезд, много больше времени жизни пульсаров (6.21). Поэтому функцию распределения пульсаров можно считать квазистационарной — не зависящей от времени. Ниже для простоты будет предполагаться, что источник  $U$  независим по  $P$  и  $B$  и равновероятен по начальным углам  $\chi$ :

$$U = \frac{2}{\pi} U_P(P) U_B(B). \quad (6.26)$$

Что же касается функции стока  $V$ , то она должна быть отличной от нуля лишь в области погасания пульсаров, т. е. в области параметров, соответствующих условию  $Q > 1$ . Поэтому удобно рассмотреть лишь пульсары с  $Q < 1$ , для которых можно положить  $V = 0$ . «Стоком» в этом случае будет область параметров, соответствующая условию  $\beta_0 = \beta_m(\chi)$ .

Подставляя теперь в кинетическое уравнение (6.25) асимптотические выражения (6.17), (6.18), справедливые как раз для пульсаров с  $Q < 1$ , а также воспользовавшись интегралом движения (3.36), получаем окончательно для стационарной функции распределения

$$N(P, \chi, B) = \frac{2}{\pi} \frac{U_B(B)}{B_{12}^{10/7} P \cos^{2d-1} \chi} \int_0^P \frac{P' U_P(P') dP'}{[1 - (\sin^2 \chi P'^2 / P^2)]^{1/2}} \Theta_1(\beta_m - \beta_0). \quad (6.27)$$

Ступенчатая функция  $\Theta_1[\beta_m - \beta_0(P, \chi, B)]$  как раз выделяет пульсары с  $Q < 1$ .

Подчеркнем, что функция распределения (6.27) не совпадает с ожидаемой функцией распределения наблюдаемых пульсаров. Дело в том, что радиоизлучение может быть зарегистрировано лишь в том случае, если плотность потока в импульсе  $I_\nu$  превышает некоторую величину  $I_\nu^{(0)}(P, DM, \dots)$ , характеризующую данный приемник излучения ( $DM$  — мера дисперсии пульсара). В частности, наблюдение пульсара невозможно, если Земля не попа-

дает в его диаграмму направленности. Поэтому функция распределения наблюдаемых пульсаров  $N_0(P, \chi, B)$  будет связана со стационарной функцией (6.27) соотношением вида

$$N_0 = NA, \quad (6.28)$$

где  $A(I_r^{(0)}, DM, \dots)$  — коэффициент наблюдаемости. Ниже для простоты будет использована простейшая зависимость<sup>25</sup>

$$A = \pi \sin \chi \frac{W_r^0(P)}{360^\circ} \quad (6.29)$$

( $W_r^0$  (град) — ширина окна наблюдаемого излучения), отражающая только геометрические свойства диаграммы направленности. Более точные выражения для величины  $A$ , учитывающие специфику различных приемников, приведены в работе Лайна, Манчестера и Тейлора<sup>14</sup>.

Таким образом, для последовательного сравнения наблюдательного материала и теории необходимо знать как функцию распределения пульсаров  $N(P, \chi, B)$ , так и коэффициент наблюдаемости  $A$ . Зная же функции  $N(P, \chi, B)$  и  $A$ , мы можем определять статистические характеристики пульсаров как средние по функции распределения  $N_0(P, \chi, B)$ . В частности, такой подход позволяет восстановить функции источника  $U_P(P)$  и  $U_B(B)$ .

Анализ уравнений (6.27), (6.29) показал, что наблюдаемое распределение пульсаров достаточно хорошо согласуется с предположением, что функция источника  $U_P(P) = U_P = \text{const}$ , т.е. что начальные периоды пульсаров равновероятны. (Это находится в соответствии с результатами работ<sup>80,81</sup>). Лишь в этом случае функция распределения  $N_0(P)$ , как и наблюдаемое распределение пульсаров, показанное на рис. 16, падает при малых  $P$ . Такой дефицит пульсаров при  $P < 0,3$  с, как сейчас установлено<sup>82</sup>, отражает реальное падение числа пульсаров при малых периодах и не связан с эффектами наблюдательной селекции.

Что же касается функции источника  $U_B(B)$ , то она оказалась малочувствительной к изменениям остальных параметров. При этом достаточно хорошей интерполяцией функции источника  $U_B(B)$  является функция

$$U_B(B) = \frac{\Gamma(\bar{\gamma} + \bar{\beta} + 1)}{\Gamma(\bar{\gamma} + 1) \Gamma(\bar{\beta})} \frac{1}{B_0} \left( \frac{B}{B_0} \right)^{\bar{\gamma}} \left( 1 + \frac{B}{B_0} \right)^{-1 - \bar{\gamma} - \bar{\beta}}; \quad (6.30)$$

параметры  $\bar{\gamma}$ ,  $\bar{\beta}$  и  $B_0$  будут определены в дальнейшем.

Воспользовавшись теперь соотношениями (6.27) — (6.30), а также тем фактом, что ширина окна  $W_r^0$  для пульсаров с  $Q < 1$  может быть записана в виде  $W_r^0 = W_0 P^{\bar{\nu}}$ , где (см., например,<sup>70</sup>)

$$\bar{\nu} = -0,2 \pm 0,1, \quad (6.31)$$

получаем окончательно для функции распределения (6.28)

$$N_0(P, \chi, B) = k_N N P^{\bar{\nu}+1} \frac{1}{B_0} \left( \frac{B}{B_0} \right)^{\bar{\gamma} - (10/7)} \left( 1 + \frac{B}{B_0} \right)^{-1 - \bar{\gamma} - \bar{\beta}} F_d(\chi) \Theta_1(\beta_M - \beta_0), \quad (6.32)$$

где  $F_d(\chi) = 2(1 - \cos \chi) \cos^{1-2d} \chi / \sin \chi$ ,  $N$  — полное число пульсаров, а  $k_N$  — нормировочный множитель порядка единицы.

Покажем теперь на трех примерах, как можно с помощью функции распределения (6.32) провести сравнение предсказаний теории с данными наблюдений. Прежде всего необходимо сказать несколько слов об эволюции магнитного поля. Действительно, развитая выше схема основывалась на предположении, что магнитное поле у каждого пульсара за время его жизни не изменяется. Чтобы проверить справедливость этого предположения, проанализируем отдельно распределения по магнитному полю для «старых» ( $Q > 1$ ) и «молодых» ( $Q < 1$ ) пульсаров. Для пульсаров с  $Q < 1$  получаем, интегри-

руя функцию распределения (6.32) по  $P$  и  $\chi$ ,

$$N_0(B) \propto \left(\frac{B}{B_0}\right)^{(8/15)(\bar{\nu}+2)-(10/7)+\bar{\nu}} \left(1 + \frac{B}{B_0}\right)^{-1-\bar{\nu}-\bar{\beta}}, \quad Q < 1. \quad (6.33)$$

Для пульсаров же с  $Q > 1$ , проектируя функцию распределения (6.32) на границу  $\beta_0 = \beta_M(\chi)$  (где согласно нашему предположению находятся все пульсары с  $Q > 1$ ), получаем

$$N_0(B) \propto \left(\frac{B}{B_0}\right)^{(8/15)(\bar{\nu}+1)-(10/7)+\bar{\nu}} \left(1 + \frac{B}{B_0}\right)^{-1-\bar{\nu}-\bar{\beta}}, \quad Q > 1. \quad (6.34)$$

На рис. 19 показано сравнение функций распределения (6.33), (6.34) с наблюдаемыми распределениями пульсаров по магнитному полю  $B$ , определенному по формулам (6.14), (6.15). Мы видим, что как для старых, так и

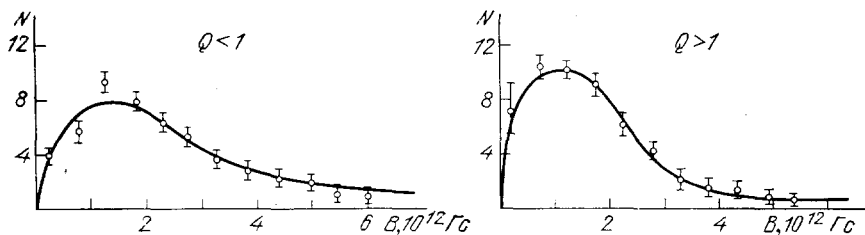


Рис. 19. Распределение пульсаров по величине магнитного поля  $B_0$ . Сплошные кривые соответствуют теоретическим формулам (6.33), (6.34), значки — наблюдениям

для молодых пульсаров имеется хорошее согласие теории и наблюдений, что и подтверждает сделанное нами предположение о постоянстве магнитного поля. При этом наиболее подходящими параметрами, входящими в функцию  $U_B(B)$ , являются

$$\bar{\gamma} = 2, \quad \bar{\beta} = 0,75, \quad B_0 = 10^{12} \text{ Гс}. \quad (6.35)$$

Постоянство магнитного поля связано, по-видимому, с относительно малым временем активной жизни пульсара (6.21), в течение которого магнитное поле не успевает существенно измениться. Подчеркнем, что анализ эволюции пульсаров на основе формул магнитодипольного излучения (3.38) приводил к противоположному выводу<sup>83,84</sup>. Далее, можно определить число интеримпульсных пульсаров, т. е. пульсаров, у которых  $|\pi/2 - \chi| < W_r$ , так что радиоизлучение может быть зарегистрировано от обоих магнитных полюсов. Наблюдаемая зависимость относительно числа интеримпульсных пульсаров  $N_{\text{inter}}/N$  от периода  $P$ , а также ожидаемое распределение, определенное с помощью функции распределения (6.32), показаны на рис. 20. Теория, таким образом, не только правильно определяет полное число пульсаров с интеримпульсами, но и хорошо объясняет зависимость их относительного числа  $N_{\text{inter}}/N$  от периода<sup>41</sup>.

Напомним, что отсутствие пульсаров с интеримпульсом при больших значениях периода  $P \gg 1$  связано с тем, что такие пульсары достигают границы погасания  $\beta_0 = \beta_M(\chi)$  при углах  $\chi$ , значительно меньших  $90^\circ$ . Напротив, при малых  $P$  большинство наблюдаемых пульсаров должно иметь интеримпульс. Дело в том, что, как видно из формулы (6.21), нейтронные звезды с периодами вращения  $P \ll 1$  с достаточно быстро переходят в область углов  $\chi \approx 90^\circ$ , где и происходит их эффективное накопление.

Наконец, на рис. 21 для пульсаров с  $Q < 1$  показано их наблюдаемое распределение по величине  $W = I_r \Omega \dot{\Omega}$  — полной мощности, теряемой нейтронной звездой. Мы видим, что в широком интервале потерь  $W \sim 10^{31}$  —

—  $10^{34}$  эрг/с такое распределение имеет степенной вид:  $N(W) \propto W^{-\bar{\nu}}$ , где

$$\bar{\nu}_{\text{набл}} = 1,58 \pm 0,03. \quad (6.36)$$

К степенной зависимости  $N_0(W)$  от  $W$  приводит и функция распределения

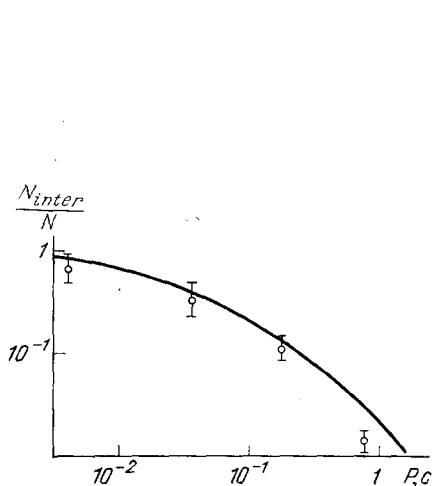


Рис. 20. Относительное число пульсаров, имеющих интеримпульс, в зависимости от периода  $P$

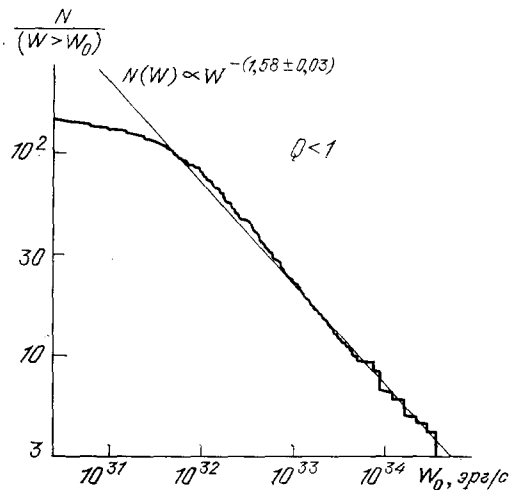


Рис. 21. Интегральное распределение пульсаров с  $Q < 1$  по величине  $W = I_{\gamma} \Omega \dot{\Omega}$  — полной мощности, теряемой нейтронной звездой

(6.32), следующая из теории. При этом показатель степени  $\bar{\nu}_{\text{теор}} = 1,68 + 0,34 \bar{\nu}$  определяется лишь достаточно хорошо известной величиной  $\bar{\nu}$  (6.31) и не зависит от вида функции источника  $U_B(B)$  (6.30), (6.35). Для значений  $\bar{\nu}$ , следующих из формулы (6.31), получаем

$$\bar{\nu}_{\text{теор}} = 1,60 \pm 0,03, \quad (6.37)$$

что, как мы видим, также находится в соответствии с данными наблюдений.

## 6.5. Радиоизлучение

В заключение сопоставим основные свойства наблюдаемого радиоизлучения с выводами теории.

Прежде всего, как было показано в разделе 5, характерные частоты, для которых усиление неустойчивых изгибно-плазменных волн наиболее эффективно, совпадают с частотами наблюдаемого радиоизлучения (см. рис. 14). Далее, поскольку усиление таких мод, как было показано, ограничено нелинейными процессами, интенсивность радиоизлучения должна составлять определенную часть от полной энергии плазмы, текущей во внутренних областях магнитосферы пульсара. Поэтому величина коэффициента трансформации  $\alpha$ , равного отношению радиосветимости  $E_{\text{rad}}$  к энергии  $W_p$  (3.37), идущей на генерацию плазмы, должна быть в среднем постоянна для всех пульсаров.

На рис. 22 показаны распределения пульсаров с  $Q < 1$  (сплошная линия) и  $Q > 1$  (штриховая) в зависимости от коэффициента трансформации  $\alpha$ . Величина  $\alpha$  определялась при этом непосредственно из наблюдений, поскольку согласно (3.37)

$$\alpha \equiv \frac{E_{\text{rad}}}{W_p} = \frac{E_{\text{rad}}}{W} \frac{W}{W_p} = \frac{E_{\text{rad}}}{I_{\gamma} \Omega \dot{\Omega}} \frac{\beta_M(x)}{\beta_0}; \quad (6.38)$$

здесь  $W = I_r \Omega \dot{\Omega}$  — полная мощность потерь нейтронной звезды (3.37), а отношение  $\beta_0/\beta_M(\chi)$ , благодаря (6.12), связано с величиной  $Q$ . (Для  $Q > 1$ , как уже говорилось,  $\beta_0 \approx \beta_M(\chi)$ ).

Мы видим, что эти распределения практически совпадают. Следовательно, коэффициент трансформации  $\alpha$  действительно оказывается универсальной характеристикой, не зависящей, в частности, от периода  $P$ . Такое постоянство величины  $\alpha$  указывает на существование единого механизма радиоизлучения для всех пульсаров. Среднее значение коэффициента трансформации  $\alpha$  составляет при этом

$$\alpha \sim 10^{-4}. \quad (6.39)$$

Что же касается отношения  $E_{\text{rad}}/I_r \Omega \dot{\Omega}$ , то, как видно из (6.38), для быстропериодических пульсаров оно должно быть на 1 — 2 порядка меньше, чем у пульсаров с  $P \sim 1$  с (см. <sup>70, 86</sup>). Это связано с тем, что у пульсаров с  $P \ll 1$  с, у которых в большинстве  $Q \ll 1$  и  $\beta_0 \ll \beta_M(\chi)$ , частицы в пределах светового цилиндра переносят лишь малую долю по сравнению с полными потерями энергии вращения звезды.

Теория позволяет определить также и основные геометрические свойства наблюдаемого радиоизлучения. Так, например, если считать, что трансформация неустойчивых изгибно-плазменных мод в поперечные электромагнитные волны происходит на высоте порядка  $r_M$ , определяемой формулой (5.21), то можно получить следующее выражение для ширины диаграммы направленности радиоизлучения:

$$W_r^0 = 22^\circ \lambda_3^{1/6} \gamma_{300}^{-1/2} P^{-1/2} v_{\text{ГГц}}^{-1/6} \left( \frac{f}{f^*} \right)^{1/3}. \quad (6.40)$$

Величина  $W_r^0$ , как мы видим, совпадает с характерной шириной средних профилей пульсаров (см. рис. 2).

Более того, соотношение (6.40) позволяет объяснить и наблюдаемую зависимость ширины средних профилей  $W_r^0$  от частоты  $\nu$  и периода пульсара  $P$ . Действительно, согласно (6.40) величина  $W_r^0$  для каждого пульсара должна зависеть от частоты  $\nu$  степенным образом:  $W_r^0 \propto \nu^{-1/6}$ . Такая зависимость действительно наблюдается как в среднем в диапазоне 400 МГц — 4 ГГц (где согласно <sup>87</sup>  $W_r^0 \propto \nu^{-(0.15 \pm 0.05)}$ ), так и для многих отдельных пульсаров в значительно более широкой области частот <sup>88</sup>. Зависимость ширины окна  $W_r^0$  от периода  $P$  будет определяться не только степенным множителем  $P^{-1/2}$ , но и тем, как зависит от периода значение силовой линии  $f_{\text{диаг}}$ , определяющей растров диаграммы направленности радиоизлучения. Так, для пульсаров с  $Q > 1$ , у которых  $f_{\text{диаг}} \approx f^*$ , получаем, что  $W_r^0 \propto P^{-1/2}$ . По результатам работы <sup>70</sup>  $W_r^0 \propto \nu^{-(0.46 \pm 0.05)}$ , в полном согласии с предсказанием теории. Для пульсаров же с  $Q < 1$  ширина диаграммы направленности должна определяться внутренним радиусом полого конуса (6.5), где течет интенсивная струя поверхностного тока  $I_{\text{in}}$  (6.8) <sup>41</sup>. Благодаря этому зависимость  $W_r^0$  от  $P$  становится несколько иной (см. формулу (6.31)).

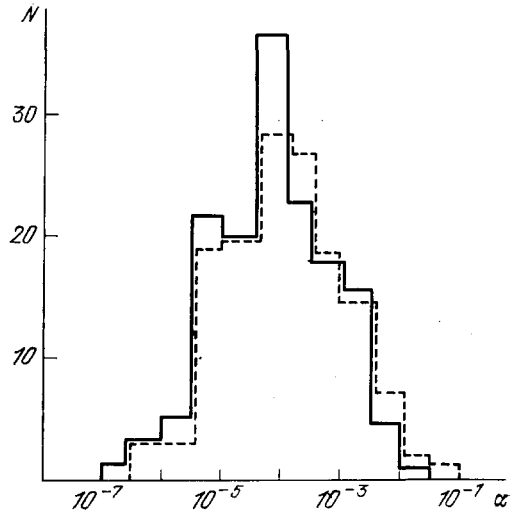


Рис. 22. Распределения по величине коэффициента трансформации  $\alpha$  для пульсаров с  $Q < 1$  (сплошная линия) и с  $Q > 1$  (штриховая)

Далее, если максимум радиоизлучения действительно лежит в области  $r_{\perp} = r_{in}$ , то все пульсары, у которых луч зрения пересекает диаграмму направленности вдали от внутреннего радиуса полого конуса, должны иметь простой одиночный профиль. Лишь у тех пульсаров, у которых  $r_{\perp, min} < r_{in}$ , наблюдаемый профиль должен быть двойным. Примеры таких средних профилей показаны на рис. 2.

Ясно, что при данном внутреннем радиусе полого конуса  $r_{in}$  отношение числа пульсаров с простыми и двойными профилями должно быть равно

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{R_0 - r_{in}}{r_{in}} = \frac{R_0}{r_{in}} - 1 \quad (6.41)$$

и, согласно (6.13), может быть выражено непосредственно через наблюдаемую величину  $Q$ . Как видно из рис. 23, здесь также имеется хорошее соответствие теории и наблюдений<sup>41</sup>.

Наконец, теория объясняет и основные поляризационные свойства радиоизлучения. Действительно, как было показано в разделе 4, во внешних областях магнитосферы (область III на рис. 12) возможно распространение лишь двух поперечных линейно поляризованных волн, причем только одна из них может достаточно эффективно взаимодействовать с неустойчивыми изгибно-плазменными модами. Поэтому радиоизлучение пульсаров должно иметь значительную линейную поляризацию, позиционный угол которой будет определяться проекцией магнитного поля на картинную плоскость. Такая модель, как известно, хорошо объясняет и наблюдаемый ход позиционного угла, показанный на рис. 3<sup>25, 89</sup>.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, изложенная выше теория действительно позволила существенно продвинуться в понимании основных физических процессов, происходящих в магнитосфере нейтронной звезды. С ее помощью удалось определить основные свойства динамики и эволюции пульсаров, выяснить природу их активности и, в частности, найти когерентный механизм наблюдаемого излучения. При этом основные предсказания теории, как было показано, находятся в соответствии с данными наблюдений.

Разумеется, остается еще много вопросов, требующих детального теоретического исследования, например, о влиянии нелинейных процессов на характеристики радиоизлучения, о происхождении субимпульсных и микроструктурных деталей и об их корреляционных свойствах, о происхождении  $\gamma$  — излучения сверхвысоких энергий и т.д. Однако в целом физическая картина основных процессов в магнитосфере пульсара представляется выясненной.

Физический институт им. П. Н. Лебедева  
АН СССР

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hewish A., Bell S. J., Pilkington J. D. H., Scott P. F., Collins R. A. // Nature. 1968. V. 217. P. 709; перевод: УФН. 1968. Т. 95. С. 705.
2. Gold T. // Nature. 1968. V. 218. P. 731.
3. Pandharipande V. R., Pines D., Smith R. A. // Astrophys. J. 1976. V. 208. P. 550.



4. Baade W., Zwicky F.//Proc. Nat. Acad. Sci. 1934. V. 20. P. 254.
5. Giacconi R.//Ann. N.Y. Acad. Sci. 1975. V. 262. P. 312.
6. Бабушкина О. П., Братолобова-Цулукдзе Л. С., Израйлович Р. Н., Кудрявцев М. И., Мешоронский А. С., Савенко И. А., Шамонин В. М.//Письма Астрон. ж. 1975. Т. 1. С. 6.
7. Klebesadel R. W., Strong I. B., Olson R. A.//Astrophys. J. 1973. V. 182. P. L85.
8. Margon B., Ford H. C., Katz J. I., Kwitter K. B., Ulrich R. K., Stone R. P. G., Klemola A.//Ibidem. 1979. V. 230. P. L41.
9. Giacconi R., Gorenstein P., Gurski H., Waters J. R.//Ibidem. 1967. V. 148. P. L119.
10. Townes C. H., Lacy J. H., Geballe T. R., Hollenbach D. J.//Nature. 1983. V. 301. P. 661.
11. Розенталь И. Л., Усов В. В., Эстулин И. В.//УФН. 1983. Т. 140. С. 97.
12. Амнуэль П. Р. Небо в рентгеновских лучах.— М.: Наука, 1984.
13. Владимирский Б. М., Гальпер А. М., Лучков Б. И., Степанян А. А.//УФН. 1985. Т. 145. С. 255.
14. Lyne A. G., Manchester R. N., Taylor J. H.//Mon. Not. RAS. 1985. V. 213. P. 613.
15. Davies J. G., Lyne A. G., Seiradakis J. H.//Ibidem. 1977. V. 179. P. 635.
16. Anderson B., Lyne A. G.//Nature. 1983. V. 303. P. 597.
17. Вайсберг Дж., Тейлор Дж., Фаулер Л.//УФН. 1982. Т. 137. С. 707.
18. Hall A. N.//Mon. Not. RAS. 1980. V. 191. P. 739.
19. Lotova N. A., Chashey I. V.//Astrophys. and Space Sci. 1975. V. 32. P. 331.
20. Ruzmaikin A. A., Sokolov D. D.//Astron. and Astrophys. 1977. V. 58. P. 247.
21. Taylor J. H., Stinebring D. R.//Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1986.
22. Davis M. M., Taylor J. H., Weisberg J. M., Backer D. C.//Nature. 1985. V. 315. P. 547.
23. Ильин В. Г., Ильясов Ю. П., Кузьмин А. Д., Пушкин С. Б., Паллий Г. Н., Шабанова Т. В., Шитов Ю. П.//ДАН СССР. 1984. Т. 275. С. 835.
24. Гусейнов О. Х., Юсифов И. М.//Астрон. ж. 1984. Т. 61, С. 708.
25. Манчестер Р., Тейлор Дж. Пульсары.— М.: Мир, 1980.
26. Rankin J. M.//Astrophys. J. 1983. V. 274. P. 333.
27. Rickett B. J., Hankins T. H., Cordes J. M.//Ibidem. 1975. V. 201. P. 425.
28. Смирнова Т. В., Согласнов В. А., Попов М. В., Новиков А. Ю.//Астрон. ж. 1986. Т. 63. С. 84.
29. Manchester R. N., Taylor J. H., Huguenin G. R.//Astrophys. J. 1975. V. 196. P. 83.
30. Hamilton P. A., McCalloch P. M., Ables J. G., Komesaroff M. M.//Mon. Not. RAS. 1977. V. 180. P. 1.
31. Stinebring D. R., Cordes J. M., Rankin J. M., Weisberg J. M., Boriakoff V.//Astrophys. J. Suppl. 1984. V. 55. P. 521.
32. Sieber W.//Astron. and Astrophys. 1973. V. 28. P. 237.
33. Izveкова V. A., Kuzmin A. D., Malofeev V. M., Shitov Yu. P.//Astrophys. and Space Sci. 1981. V. 78. P. 45.
34. Гинзбург В. Л., Железняков В. В., Зайцев В. В.//УФН. 1969. Т. 98. С. 201.
35. Гинзбург В. Л.//УФН. 1971. Т. 103. С. 393.
36. Kanbach G., Bennet K., Bignami G. F. et al//Astron. and Astrophys. 1980. V. 90. P. 163.
37. Knight F. K.//Astrophys. J. 1982. V. 260. P. 538.
38. Goldreich P., Julian W. H.//Ibidem. 1969. V. 157. P. 869.
39. Michel F. C.//Rev. Mod. Phys. 1982. V. 54. P. 1.
40. Бескин В. С., Гуревич А. В., Истомин Я. Н.//ЖЭТФ. 1983. Т. 58. С. 401.
41. Beskin V. S., Gurevich A. V., Istomin Ya. N.//Astrophys. and Space Sci. 1984. V. 102. P. 301.
42. Гуревич А. В., Истомин Я. Н.//ЖЭТФ. 1985. Т. 89. С. 3.
43. Sturrock P. A.//Astrophys. J. 1971. V. 164. P. 529.
44. Daugherty J. K., Harding A. K.//Ibidem. 1982. V. 252. P. 337.
45. Бескин В. С., Гуревич А. В., Истомин Я. Н.//Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 44. С. 18.
46. Пайнс Д.//УФН. 1980. Т. 131. С. 479.
47. Blandford R. D., Applegate J. H., Heraguist L.//Mon. Not. RAS. 1983. V. 204. P. 1025.
48. Strickman M. S., Kurfess J. D., Johnson W. N.//Astrophys. J. 1982. V. 254. P. L23.
49. Michel F. C.//Ibidem. 1973. V. 180. P. 207.
50. Mestel L., Wang Y. M.//Mon. Not. RAS 1979. V. 188. P. 799.

51. Gurevich A. V., Krylov A. L., Tsedilina E. E. // *Space Sci. Rev.* 1976. V. 19. P. 59.
52. Heintzmann H. // *Nature*. 1981. V. 292. P. 811.
53. Ostriker J. P., Gunn J. E. // 1969. *Astrophys. J.* 1969. V. 157. P. 1395.
54. Ruderman M. A., Sutherland P. G. // *Ibidem*. 1975. V. 196. P. 51.
55. Tademaru E. // *Ibidem*. 1973. V. 183. P. 625.
56. Scharlemann E. T., Arons J., Fawley W. M. // *Ibidem*. 1978. V. 222. P. 297.
57. Arons J., Scharlemann E. T. // *Ibidem*. 1979. V. 231. P. 854.
58. Arons J. // *Ibidem*. 1983. V. 266. P. 215.
59. Jones P. B. // *Mon. Not. RAS* 1981. V. 197. P. 1103.
60. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. *Квантовая электродинамика*. — М.: Наука, 1980.
61. Oshelkov Yu. P., Usov V. V. // *Astrophys. and Space Sci.* 1980. V. 69. P. 439.
62. Shabad A. E., Usov V. V. // *Ibidem*. 1984. V. 102. P. 327.
63. Усов В. В., Шабад А. Е. // *Письма ЖЭТФ*. 1985. Т. 42. С. 17.
64. Blandford R. D. // *Mon. Not. RAS*. 1975. V. 170. P. 551.
65. Ломинадзе Д. Г., Михайловский А. Б., Саргсеев Р. З. // *ЖЭТФ*. 1979. Т. 77. С. 1951.
66. Шапошников В. Е. // *Астрофизика*. 1981. Т. 17. С. 749.
67. Lominadze J. G., Machabeli G. Z., Usov V. V. // *Astrophys. and Space Sci.* 1983. V. 90. P. 19.
68. Asseo E., Pellat R., Sol H. // *Astrophys. J.* 1983. V. 266. P. 201.
69. Шафранов В. Д. // *Вопросы теории плазмы*. — М.: Госатомиздат, 1963. — Т. 3. С. 3.
70. Малов И. Ф., Сулейманова С. А. // *Астрофизика*. 1982. Т. 18. С. 107.
71. Harding A. K., Tademaru E., Esposito L. W. // *Astrophys. J.* 1978. V. 225. P. 226.
72. Manchester R., Durdin J. M., Newton L. M. // *Nature* 1985. V. 313. P. 376.
73. Истомин Я. Н. // *Письма Астрон. ж.* 1986.
74. Seward F. D., Harnden F. R. // *Astrophys. J.* 1982. V. 256. P. L45.
75. Stokes G. H., Taylor J. H., Weisberg J. M., Dewey R. J. // *Nature* 1985. V. 317. P. 787.
76. Backer D. C., Kulkarni S. R., Heiles C., Davis M. M., Goss W. M. // *Nature*. 1982. V. 300. P. 615.
77. Boriakoff V., Buccheri R., Fauci F. // *Ibidem*. 1983. V. 304. P. 417.
78. Segelstein D. J., Rawley L. A., Stinebring D. R., Fruchter A. S., Taylor J. H. // *Ibidem*. 1986.
79. Van den Heuvel E. P. J. // *Astrophys. and Astron.* 1984. V. 5. P. 209.
80. Vivekanand M., Narayan R. // *Ibidem*. 1981. V. 2. P. 315.
81. Мнацаканян М. А. // *Астрофизика*. 1979. Т. 15. С. 515.
82. Dewey R. J., Taylor J. H., Weisberg J. M., Stokes G. H. // *Astrophys. J.* 1985. V. 294. P. L25.
83. Flowers E., Ruderman M. A. // *Astrophys. J.* 1977. V. 215. P. 302.
84. Fujimura F. S., Kennel C. F. // *Ibidem*. 1980. V. 236. P. 242.
85. Нешпор Ю. И. // *Астрон. ж.* 1985. Т. 62. С. 408.
86. Malov I. F., Malofeev V. M. // *Astrophys. and Space Sci.* 1981. V. 78. P. 73.
87. Kuzmin A. D., Malofeev V. M., Izvekova V. A., Sieber W., Wielebinski R. // *Astron. and Astrophys.* 1986.
88. Rankin J. M. // *Astrophys. J.* 1983. V. 274. P. 359.
89. Radhakrishnan V., Cocke D. J. // *Astrophys. Lett.* 1969. V. 3. P. 225.