

## ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

## Радиопульсары — поиски истины

В.С. Бескин, Я.Н. Истомина, А.А. Филиппов

*Развитая ещё в 1980-е годы группой А.В. Гуревича теория магнитосферы радиопульсаров и механизма их когерентного радиоизлучения подвергалась резкой критике и сейчас редко упоминается при обсуждении наблюдательных свойств радиопульсаров, несмотря на то что в своё время были даны подробные разъяснения, показывающие необоснованность подобной критики. Полученные в последнее время результаты дают возможность с ещё большей уверенностью утверждать, что никаких внутренних противоречий эта теория не содержит. Новые наблюдательные данные также указывают на справедливость основных выводов теории. С учётом последних результатов, касающихся эффектов распространения волн в магнитосфере нейтронной звезды, показано, что развитая теория действительно позволяет сделать количественные предсказания относительно эволюции нейтронных звёзд и свойств наблюдаемого радиоизлучения.*

PACS numbers: 52.35.-g, 95.30.Gv, 97.60.Gb

DOI: 10.3367/UFNr.0183.201302e.0179

## Содержание

1. Введение (179).
  2. Магнитосфера пульсара (180).
    - 2.1. Экранирование магнитодипольного излучения. 2.2. Токовые потери. 2.3. Эволюция угла наклона. 2.4. Световая поверхность.
  3. Теория радиоизлучения (186).
    - 3.1. Постановка задачи. 3.2. Поляризация изгибающей волны. 3.3. Распространение триплета гармоник. 3.4. Вычисление тензора диэлектрической проницаемости. 3.5. Теория распространения радиоволн.
  4. Заключение (193).
- Список литературы (193).

## 1. Введение

В этом году исполняется 30 лет со времени выхода первой статьи [1] группы А.В. Гуревича из отделения теоретической физики Физического института им. П.Н. Ле-

бедева РАН, посвящённой теории магнитосферы радиопульсаров, 25 лет со времени выхода статьи [2], посвящённой построению последовательной теории радиоизлучения пульсаров, и, наконец, 20 лет со времени опубликования монографии [3], в которой сформулирована замкнутая теория основных процессов, ответственных за наблюдаемую активность радиопульсаров. Оглядываясь назад, нам хотелось бы сделать несколько замечаний, которые, как можно надеяться, будут полезны на нынешнем этапе развития теории.

Сейчас, уже более 40 лет спустя после открытия радиопульсаров [4] в 1967 г., наше понимание этих объектов всё ещё оставляет двоякое впечатление. С одной стороны, значительный прогресс был достигнут уже в первое десятилетие после открытия радиопульсаров, когда теорией магнитосферы пульсаров и теорией их радиоизлучения активно занимались ведущие учёные во всём мире: В.Л. Гинзбург [5], В.В. Железняков [6], Б.Б. Кадомцев [7], Р.З. Сагдеев [8] и Дж. Ломинадзе [9] в СССР, П. Гольдрайх [10], Б. Коппи [11], Д. Мелроуз [12], Л. Местел [13] и М. Рудерман [14] в других странах. Это была эпоха "бури и натиска", позволившая понять основные свойства радиопульсаров (см., например, монографии [15, 16]): высокая стабильность следования радиоимпульсов связана с вращением нейтронной звезды, источником энергии является кинетическая энергия вращения, а механизм замедления вращения имеет электромагнитную природу.

Однако, несмотря на ряд тактических достижений (были, например, осознаны ключевая роль вторичной электронно-позитронной плазмы, заполняющей магнитосферу нейтронной звезды [14, 17], и важность токового механизма потерь энергии, т.е. потерь энергии, связанных с продольными токами, текущими в магнитосфере пульсара [10]), полный успех достигнут не был. В частности, только в последние годы стали активно обсуждаться

**В.С. Бескин, Я.Н. Истомина.** Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация  
Тел. (499) 132-65-95. E-mail: beskin@lpi.ru  
Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер. 9, 141700 Долгопрудный, Московская область, Российская Федерация  
**А.А. Филиппов.** Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер. 9, 141700 Долгопрудный, Московская область, Российская Федерация;  
Department of Astrophysical Sciences, Princeton University, 4 Ivy Lane, Peyton Hall, Princeton, NJ 08544, USA

Статья поступила 14 марта 2012 г.,  
после доработки 22 мая 2012 г.

процессы, происходящие в магнитосфере наклонного ротатора [18–21], — до этого большинство работ было посвящено осесимметричной магнитосфере [22–29]. Общая точка зрения на механизм когерентного радиоизлучения до сих пор отсутствует [30–32].

К концу 1980-х годов интенсивность исследований в области теории магнитосферы пульсаров и теории радиоизлучения резко снизилась. Две-три серьёзные работы в год (!), конечно, погоды не делали. Фактически началась эпоха глубокого застоя. С одной стороны, большинство теоретиков не могло предложить модель, которая давала бы легко проверяемые предсказания, а с другой, наличие простой геометрической модели полого конуса [33] (в которой предполагается, что диаграмма направленности радиоизлучения повторяет профиль плотности вторичной электронно-позитронной плазмы, истекающей вдоль открытых магнитных силовых линий) позволяло интерпретировать наблюдательные данные, не обращаясь к теории. В результате связь между теорией и наблюдениями фактически была утрачена.

Возможно, именно атмосфера общей неудачи (впрочем имелись, по-видимому, и чисто конъюнктурные моменты) стала причиной того, что серия выполненных в 1980-х годах работ группы А.В. Гуревича [1, 2, 34, 35], в которых удалось сформулировать замкнутую теорию магнитосферы и радиоизлучения пульсаров, была встречена, мягко говоря, недружелюбно. Вот лишь несколько цитат из статей и рецензий на книгу [3], которая подводила итог десятилетней работы<sup>1</sup>. "Мы заключаем, что вычисление тензора диэлектрической проницаемости, проведённое в работе [2], является ошибочным" [38]. "Существование неустойчивости следует считать ошибкой" [39]. "Это, как известно, неправильная теория. Она содержит ряд фатальных недостатков" [40].

К сожалению, такая беспощадная критика привела к тому, что серьёзное обсуждение результатов наших работ стало просто невозможным, несмотря на то что фактически по всем основным позициям критических высказываний нами были даны подробные разъяснения [30, 41, 42], показывающие необоснованность этих высказываний. Таким образом, мы по-прежнему уверены в справедливости наших выводов, которые кратко можно сформулировать следующим образом.

#### I. Теория магнитосферы радиопульсаров.

1. Плазма, заполняющая магнитосферу пульсара, будет полностью экранировать магнитодипольное излучение нейтронной звезды, поэтому все потери энергии должны быть связаны с продольными токами, циркулирующими в магнитосфере пульсара (и замыкающимися на поверхности нейтронной звезды).

2. Для локального гольдрайховского тока (см. раздел 2.2) токовые потери в случае ортогонального ротатора должны быть существенно меньше, чем для соосного, что следует из найденного нами выражения для токовых потерь энергии при произвольном угле наклона оси магнитного диполя к оси вращения.

3. Угол наклона оси магнитного диполя к оси вращения, в отличие от магнитодипольных потерь, должен увеличиваться с течением времени.

4. В магнитосфере пульсара реализуется достаточно малый продольный ток, в результате чего за пределами светового цилиндра неизбежно появляется область, в которой электрическое поле оказывается больше магнитного. В этой области становится возможным эффективное ускорение плазмы, истекающей из магнитосферы пульсара.

#### II. Теория радиоизлучения.

1. Найден тензор диэлектрической проницаемости плазмы в неоднородной среде, в частности для релятивистской плазмы, движущейся вдоль искривлённого магнитного поля. Этот тензор позволяет правильно учесть взаимодействие частиц и собственных волн, распространяющихся в неоднородной плазме.

2. На основе анализа такого тензора показана неустойчивость "изгибно-плазменных" волн, которая может служить базовой неустойчивостью для мазерного механизма когерентности наблюдаемого излучения.

3. Определён с помощью учёта нелинейного взаимодействия волн уровень накачки поперечных волн, способных покинуть магнитосферу нейтронной звезды, тем самым установлена интенсивность радиоизлучения пульсаров.

4. На основе последовательного анализа распространения волн в магнитосфере пульсара, учитывающего, в частности, преломление обыкновенной волны, сделаны количественные предсказания относительно основных наблюдаемых характеристик радиопульсаров (зависимость ширины средних профилей от частоты, статистика пульсаров с одиночными и двойными профилями и др.).

Цель данной статьи — показать, что в настоящее время накопилось достаточно много материала, который позволяет с уверенностью говорить, что перечисленные выше основные теоретические положения не только не устарели (это вполне могло бы случиться ввиду бурного развития численных методов), но и по-прежнему могут служить основой для понимания феномена радиопульсаров. Более того, мы покажем, что полученные в последнее время новые наблюдательные данные также указывают на справедливость основных выводов теории, сформулированных более 20 лет назад.

## 2. Магнитосфера пульсара

### 2.1. Экранирование магнитодипольного излучения

Как известно, однородно намагниченный шар, вращающийся в вакууме, теряет энергию вращения за счёт магнитодипольных потерь [43]

$$W_{\text{tot}} = -J_r \Omega \dot{\Omega} = \frac{1}{6} \frac{B_0^2 \Omega^4 R^6}{c^3} \sin^2 \chi. \quad (1)$$

Здесь  $R$  — радиус шара,  $B_0$  — магнитное поле на магнитном полюсе,  $J_r \sim MR^2$  — момент инерции,  $\chi$  — угол наклона оси магнитного диполя к оси вращения,  $\Omega = 2\pi/P$  — угловая скорость вращения. Этот механизм достаточно универсален, поэтому естественно было предположить, что выражение (1) для магнитодипольных потерь будет справедливым и в случае магнитосферы, заполненной вторичной электронно-позитронной плазмой. Таким образом, оценка (1) до сих пор выражает общую точку зрения на механизм замедления вращения радиопульсаров.

<sup>1</sup> Впрочем, тот факт, что критические работы появлялись до самого последнего времени [36, 37], скорее свидетельствует уже в пользу наших выводов.

Однако оказалось, что этот, на первый взгляд, очевидный вывод не имеет под собой основания. Точнее, нами было показано, что в рамках бессилового приближения (вторичная плазма, плотность энергии которой пренебрежимо мала по сравнению с плотностью энергии магнитного поля, полностью экранирует продольное электрическое поле) и при нулевом продольном (параллельном магнитному полю) электрическом токе поток вектора Пойнтинга через поверхность светового цилиндра  $R_L = c/\Omega$  равен нулю [1]. С математической точки зрения, это связано с тем, что на поверхности светового цилиндра тороидальная компонента магнитного поля должна равняться нулю (фактически этот вывод получен ещё в 1975 г. в работе [44]):

$$B_\varphi(R_L) = 0. \quad (2)$$

С физической точки зрения, это означает, что плазма, заполняющая магнитосферу пульсара, полностью экранирует магнитодипольное излучение нейтронной звезды. Иными словами, при нулевом продольном электрическом токе излучение магнитосферной плазмы находится точно в противофазе с магнитодипольным излучением пульсара. Следовательно, все потери энергии должны быть связаны с продольными токами, циркулирующими в магнитосфере нейтронной звезды и замыкающимися на её поверхности. Эти потери энергии могут быть определены по формуле  $W_{\text{tot}} = -\Omega \mathbf{K}$ , где  $\mathbf{K}$  — тормозящий момент силы Ампера поверхностных токов  $\mathbf{J}_s$ ,

$$\mathbf{K} = \frac{1}{c} \int [\mathbf{r} \times [\mathbf{J}_s \times \mathbf{B}]] dS. \quad (3)$$

Напомним, что возможность получить аналитическое решение для наклонного ротатора была связана с тем, что для нулевого продольного тока уравнение, описывающее магнитосферу нейтронной звезды, оказывается линейным; здесь также чрезвычайно существенно, что было использовано граничное условие на бесконечности (вдоль оси вращения).

В результате потери энергии могут быть записаны в виде [1]

$$W_{\text{tot}} = \frac{f_*^2 B_0^2 \Omega^4 R^6}{4 c^3} i_0 \cos \chi. \quad (4)$$

Здесь  $i_0 = j_{\parallel}/j_{\text{GJ}}$  — безразмерный продольный ток, нормированный на так называемый гольдрайховский ток (или ток Гольдрайха – Джулиана)

$$j_{\text{GJ}} = \frac{\Omega B}{2\pi}, \quad (5)$$

$f_* = 1,59 - 1,96$  — коэффициент, слабо зависящий от угла наклона  $\chi$ .

Необходимо отметить, что вывод о полном экранировании магнитодипольного излучения был, конечно, неочевидным. Поэтому неудивительно, что он до сих пор принят далеко не всеми. Интересно, что сейчас, по прошествии почти 30 лет, разговаривая со многими участниками тогдашних дискуссий, мы с удивлением открыли для себя, что основная критика касалась якобы нашего утверждения о том, что пульсары вообще не будут терять энергию вращения. Но такого утверждения мы не делали и не могли делать! Главным выводом

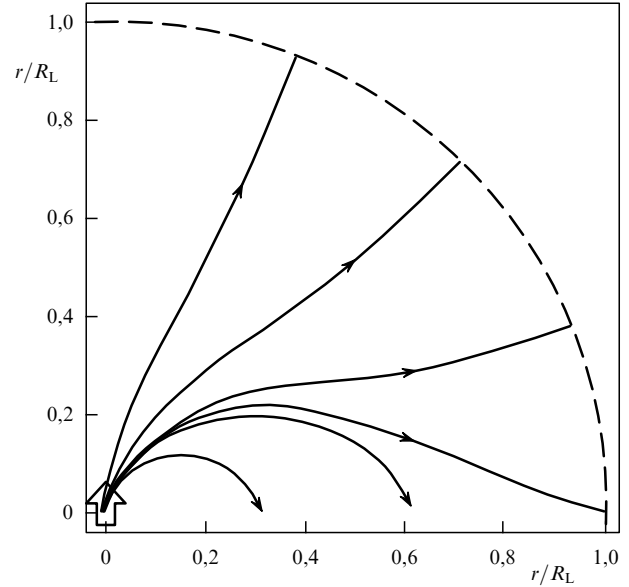


Рис. 1. Структура магнитных силовых линий ортогонального ротатора в экваториальной плоскости [45]. На световом цилиндре тороидальное магнитное поле равно нулю.

работы [1] является формула (4) для токовых потерь энергии, чётко указывающая на механизм торможения.

Сейчас с уверенностью можно сказать, что экранирование магнитодипольного излучения нейтронной звезды действительно имеет место. Прежде всего, в 1999 г. группа Л. Местеля [45], проведя исследования, эквивалентные таковым в [1], полностью подтвердила наши выводы: при нулевом продольном токе потери энергии наклонного ротатора равны нулю. На рисунке 1 показана структура магнитного поля ортогонального ротатора в экваториальной плоскости, полученная в [45] (соответствующий срез остался в черновиках работы [1]). Хорошо видно, что магнитные силовые линии действительно подходят к световому цилиндру под прямым углом.

Однако важнейшим результатом, полученным в последнее время, стало осознание того, что магнитодипольные потери отсутствуют и в решении для магнитосферы наклонного ротатора, построенном А. Спитковским на основе численного моделирования [20]. Прежде всего это следует из утверждения о квазимонопольной (split-monopole) асимптотике полученного решения, близкой к модели радиального замагниченного ветра [18]. Такие течения содержат лишь стационарный (не зависящий от времени вне тонкого токового слоя) замагниченный ветер, в котором, однако, поток энергии связан с потоком вектора Пойнтинга. Но главным является то, что об отсутствии магнитодипольных потерь говорит и прямой анализ структуры электромагнитных полей, полученных в работе [20].

Действительно, в случае вакуумного ротатора при любом значении угла наклона  $\chi \neq 0^\circ$  на оси вращения должна присутствовать переменная во времени компонента магнитного поля с амплитудой

$$B_{\perp} = \frac{|\ddot{\mathbf{m}}|}{c^2 r}, \quad (6)$$

где  $\mathbf{m}$  — магнитный момент звезды (так что  $|\mathbf{m}| = B_0 R^3/2$ ),  $\ddot{\mathbf{m}}$  — его вторая производная по времени,  $|\ddot{\mathbf{m}}| = |\dot{\mathbf{m}}| \Omega^2 \sin \chi$ . Однако, как видно из рис. 2, в решении

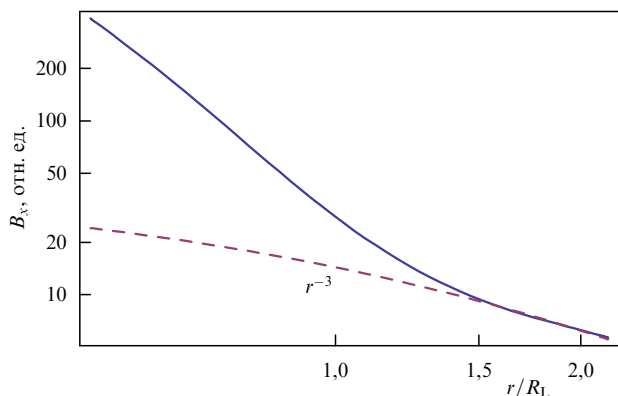


Рис. 2. Зависимость компоненты  $B_x$  магнитного поля на оси вращения от расстояния до нейтронной звезды  $r$  в численном моделировании [20]. Штриховой кривой показана асимптотика  $B \sim r^{-3}$ . Угол наклона оси  $\chi = 60^\circ$ .

Спитковского соответствующая переменная компонента магнитного поля убывает гораздо быстрее, скорее как  $1/r^3$ . Отсутствие в численном решении для наклонного ротатора переменных полей, спадающих как  $1/r$ , является, на наш взгляд, самым убедительным доказательством полного экранирования магнитодипольного излучения в случае магнитосферы, целиком заполненной плазмой.

## 2.2. Токовые потери

Ещё одно важное следствие теории токовых потерь состоит в том, что для локального продольного гольдрайховского тока потери энергии вращения должны уменьшаться при увеличении угла наклона  $\chi$  [1, 3]. Дело в том, что помимо фактора  $\cos \chi$ , связанного со скалярным произведением  $W_{\text{tot}} = -\mathbf{\Omega} \mathbf{K}$ , существенная зависимость токовых потерь  $W_{\text{tot}}$  (4) от угла наклона оси содержится и в величине  $i_0$ . Действительно, в определении безразмерного тока  $i_0 = j_{\parallel}/j_{\text{GJ}}$  в знаменателе стоит гольдрайховский ток для осесимметричного случая, тогда как при ненулевых углах  $\chi$  гольдрайховская плотность заряда вблизи магнитных полюсов

$$\rho_{\text{GJ}} = -\frac{\mathbf{\Omega} \mathbf{B}}{2\pi} \approx -\frac{\Omega B}{2\pi} \cos \chi \quad (7)$$

сама зависит от угла  $\chi$ . С другой стороны, естественно ожидать, что продольный ток будет ограничен величиной  $j_{\parallel} \approx \rho_{\text{GJ}} c$ . Во всяком случае и в модели Рудермана – Сазерленда [14] с затруднённым выходом частиц с поверхности нейтронной звезды, и в модели Аронса [46], в которой предполагается свободный выход частиц, продольный ток действительно определяется соотношением  $j_{\parallel} \approx \rho_{\text{GJ}} c$ . Но тогда в случае наклонного ротатора безразмерный ток  $i_0$  будет ограничен сверху как  $i_0^{\text{max}}(\chi) \sim \cos \chi$ . В результате токовые потери должны убывать с возрастанием угла  $\chi$  по крайней мере как  $\cos^2 \chi$ . В частности, при  $\chi = 90^\circ$  (когда  $\cos^2 \chi$  следует заменить его характерным значением в пределах полярной шапки ( $\cos^2 \chi \approx \Omega R/c$ )) получаем

$$W_{\text{tot}} = c_{\perp} \frac{B_0^2 \Omega^4 R^6}{c^3} \left( \frac{\Omega R}{c} \right) i_A. \quad (8)$$

Здесь для локального гольдрайховского тока  $i_A = 1$ , а коэффициент  $c_{\perp} \sim 1$  зависит уже не только от профиля

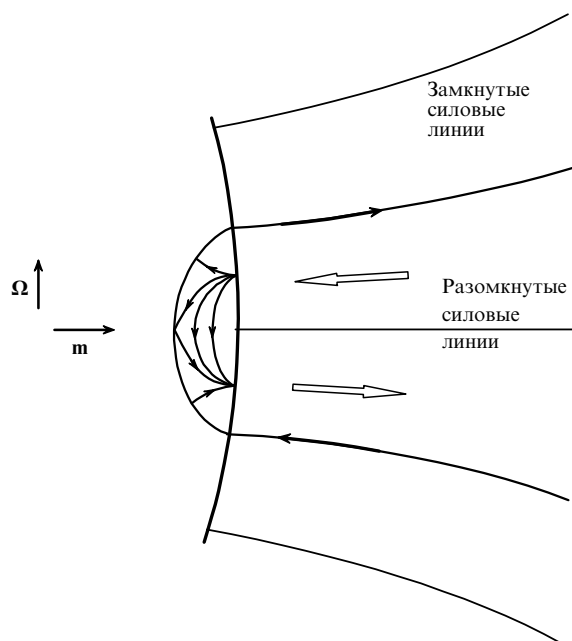


Рис. 3. Структура электрических токов, текущих вблизи магнитных полюсов ортогонального ротатора. Токи, текущие вдоль сепаратрисы (тёмные жирные стрелки), разделяющей области замкнутых и разомкнутых силовых линий, согласованы с объёмными токами (контурные стрелки) таким образом, чтобы замыкающий поверхностный ток был полностью сосредоточен в пределах полярной шапки.

асимметричного продольного тока, но и от формы полярной шапки.

Обычно при обсуждении этого вопроса в качестве аргумента против уменьшения потерь с возрастанием  $\chi$  приводится следующее соображение. В выражении для тормозящего момента (3) при увеличении угла  $\chi$  поверхностный ток  $\mathbf{J}_s$  действительно должен уменьшаться как  $\cos \chi$ . Но характерное расстояние от оси до полярной шапки при этом будет, напротив, увеличиваться как  $\sin \chi$ , так что в результате даже для локального гольдрайховского тока потери будут слабо зависеть от угла наклона.

Однако, как показал более точный анализ [1], в этом, на первый взгляд, очевидном рассуждении не учтена реальная структура поверхностных токов в области полярной шапки. Как показано на рис. 3, замыкающие токи в действительности должны быть устроены таким образом, чтобы усреднённый по поверхности полярной шапки ток равнялся нулю. Следовательно, при определении скорости торможения радиопульсара нужно рассматривать эффекты более высокого порядка, такие, например, как эффект кривизны поверхности нейтронной звезды.

Но тогда если усреднённый поверхностный ток в пределах полярной шапки действительно равен нулю, то, как показано на рис. 3, вдоль сепаратрисы, разделяющей области замкнутых и разомкнутых силовых линий, должен течь поверхностный ток, по величине сравнимый с объёмным током, текущим в магнитосфере. Так, в случае ортогонального ротатора (и для полярной шапки круговой формы, когда результат можно получить аналитически) обратный ток должен составлять 3/4 от объёмного тока, текущего в области открытых силовых линий. Замечательным событием стало то, что при численном моделировании магнитосферы наклонного

ротатора обратные токи вдоль сепаратрисы действительно были обнаружены [47]. Правда, при этом обратный ток составлял лишь 20% от объёмного. Однако такое несоответствие результатов моделирования теоретическим предсказаниям, по-видимому, можно объяснить тем, что при моделировании радиус звезды принимался лишь в два раза меньшим радиуса светового цилиндра, когда магнитное поле вблизи магнитных полюсов уже сильно отличается от дипольного.

Наконец, отметим, что на самом деле нет никакого противоречия и между соотношением (4) и выражением

$$W_{\text{tot}} \approx \frac{1}{4} \frac{B_0^2 \Omega^4 R^6}{c^3} (1 + \sin^2 \chi), \quad (9)$$

полученным Спитковским для наклонного ротатора. Дело в том, что аппроксимационная формула (9) получена в [20] для магнитосферы, в которой продольный ток на самом деле значительно превышает локальный гольдрайховский ток (подробнее см. [48]), что соответствует условию  $i_0 > 1$  (соответственно  $i_A > 1$ ). При этом продольный ток, больший локального гольдрайховского тока, был необходим для построения гладкого решения, содержащего магнитогидродинамический (МГД) ветер, уходящий на бесконечность (см. раздел 2.4).

Интересно, что недавно появилась ещё одна возможность прямой проверки правильности выражения (4) для токовых потерь  $W_{\text{tot}}$  (а вместе с тем и справедливости утверждения о том, что магнитосфера пульсара полностью экранирует магнитодипольное излучение нейтронной звезды). Возможность проведения такой проверки связана с необычными свойствами пульсара PSR B1931+24 [49]. В отличие от излучения других радиопулсаров, излучение PSR B1931+24 является сильно переменным. Этот пульсар находится в активном состоянии в течение 5–10 сут, а затем его радиоизлучение выключается менее чем за 10 с, и он не наблюдается в течение последующих 25–30 сут. При этом важно, что по абсолютной величине ускорения вращения PSR B1931+24 во "включённом" (on) и "выключенном" (off) состояниях оказываются различными:

$$\dot{\Omega}_{\text{on}} = 1,02 \times 10^{-14} \text{ с}^{-2}, \quad (10)$$

$$\dot{\Omega}_{\text{off}} = 0,68 \times 10^{-14} \text{ с}^{-2}, \quad (11)$$

так что

$$\frac{\dot{\Omega}_{\text{on}}}{\dot{\Omega}_{\text{off}}} \approx 1,5. \quad (12)$$

Позднее подобное поведение было обнаружено и у пульсара J1832+0031 ( $t_{\text{on}} \sim 300$  сут,  $t_{\text{off}} \sim 700$  сут, причём и в этом случае отношение  $\dot{\Omega}_{\text{on}}/\dot{\Omega}_{\text{off}} \approx 1,5$ ), а также у PSR J1841-0500 (в последнем случае  $\dot{\Omega}_{\text{on}}/\dot{\Omega}_{\text{off}} \approx 2,5$  [50]).

Естественно предположить, что различие  $\dot{\Omega}_{\text{on}}$  и  $\dot{\Omega}_{\text{off}}$  у этих пульсаров связано просто с тем, что во включённом состоянии торможение осуществляется за счёт токовых потерь, а в выключенном состоянии (когда магнитосфера не заполнена плазмой) — за счёт излучения магнитодипольной волны [51, 52]. Тогда, используя соотношение (1) и (4), получаем

$$\frac{\dot{\Omega}_{\text{on}}}{\dot{\Omega}_{\text{off}}} = \frac{3f_*^2}{2} \cot^2 \chi, \quad (13)$$

что даёт разумное значение угла наклона осей  $\chi \approx 60^\circ - 70^\circ$ . С другой стороны, если для включённого состояния воспользоваться соотношением (9), то мы приходим к соотношению

$$\frac{\dot{\Omega}_{\text{on}}}{\dot{\Omega}_{\text{off}}} = \frac{3}{2} \frac{1 + \sin^2 \chi}{\sin^2 \chi}. \quad (14)$$

Понятно, что последняя величина не может быть равна 1,5 или 2,5 ни при каком значении угла наклона  $\chi$ . Если такая интерпретация наблюдений соответствует действительности, то отсюда следует, что продольный ток, текущий в магнитосфере, на самом деле не превышает локального гольдрайховского тока.

### 2.3. Эволюция угла наклона

Ещё одним тестом, определяющим механизм торможения нейтронной звезды, могло бы стать определение эволюции угла наклона оси магнитного диполя к оси вращения  $\chi$ . Дело в том, что, поскольку для токовых потерь тормозящий момент  $\mathbf{K}$  направлен против магнитного момента нейтронной звезды, уравнение Эйлера приводит к сохранению проекции угловой скорости вращения на ось, перпендикулярную  $\mathbf{K}$ . Таким образом, в процессе эволюции должна сохраняться величина [3]

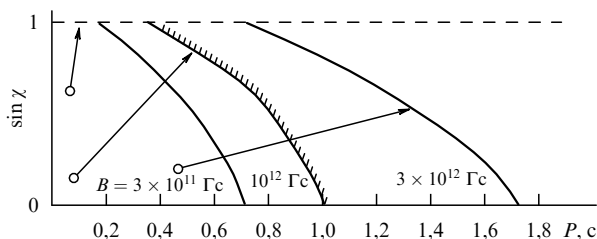
$$\Omega \sin \chi = \text{const}. \quad (15)$$

Следовательно, при токовых потерях угол  $\chi$  между осью вращения и осью магнитного диполя должен увеличиваться (а не уменьшаться, как при магнитодипольном излучении), причём характерное время его эволюции должно совпадать с характерным временем изменения периода пульсара  $\tau_D = P/2\dot{P}$  [34]. К сожалению, до сих пор не найден способ, позволяющий определить направление эволюции угла наклона  $\chi$  у индивидуальных пульсаров (см., однако, [54]). С другой стороны, статистическое предсказание об увеличении угла  $\chi$ , как известно, не противоречит наблюдениям [34, 55].

Последнее утверждение требует пояснения. Дело в том, что наблюдения показывают безусловное *уменьшение* среднестатистических углов наклона  $\chi$  с увеличением периода пульсаров  $P$  и уменьшением производной периода  $\dot{P}$  [56]. Поэтому формально среднестатистический угол наклона осей уменьшается с увеличением динамического возраста  $\tau_D$ . Соответственно, у пульсаров с большими периодами могут наблюдаться и относительно большие ширины средних импульсов  $W_r = W_r^{(0)}/\sin \chi$  [57] (здесь  $W_r^{(0)}$  — ширина импульса для ортогонального ротатора). Однако это вовсе не означает, что угол наклона для каждого конкретного пульсара уменьшается с течением времени. Подобное поведение среднего угла наклона осей  $\chi$  может быть реализовано и в том случае, когда углы  $\chi$  у каждого пульсара увеличиваются согласно (15).

Действительно, как видно из рис. 4, при данных значениях периода пульсара  $P$  и магнитного поля  $B_0$  рождение частиц будет подавлено как раз при углах  $\chi$ , близких к  $90^\circ$ . Это связано с тем, что при таких углах гольдрайховская плотность заряда (7) существенно уменьшается, что в свою очередь приводит к уменьшению падения электрического потенциала вблизи поверхности

<sup>2</sup> По этой причине в работе [53] соотношение (9) было несколько скорректировано.



**Рис. 4.** Линия угасания пульсаров на диаграмме  $P-\sin \chi$  для различных углов наклона осей  $\chi$ . Стрелками показаны эволюционные треки отдельных пульсаров в модели токовых потерь (15). Рождение вторичных частиц подавлено при углах  $\chi$ , близких к  $90^\circ$ . Поэтому нейтронные звёзды, которые на диаграмме находятся выше и правее линии погасания, не будут проявлять себя как радиопульсары, вне зависимости от механизма торможения.

нейтронной звезды. В результате здесь становится невозможной устойчивая генерация вторичных частиц. Поэтому благодаря такой зависимости линии погасания пульсаров от угла  $\chi$  среднестатистический угол наклона осей может и уменьшаться с увеличением динамического возраста, например, при однородном распределении пульсаров на плоскости  $P-\sin \chi$ . Выполненный ещё в работе [34] подробный анализ на основе кинетического уравнения, описывающего распределение пульсаров (см. также более поздние работы [58, 59]), подтвердил, что наблюдаемое распределение пульсаров по углу наклона осей не противоречит гипотезе (15) об увеличении угла  $\chi$  для каждого индивидуального пульсара.

Во всяком случае совершенно ясно, что угол наклона осей  $\chi$  является ключевым скрытым параметром, без учёта которого невозможно построить последовательную теорию эволюции радиопульсаров. К сожалению, за редким исключением (см., например, [60]) современные теории (так называемые машины сценариев), описывающие эволюцию нейтронных звёзд [61–63], не учитывают влияния эволюции угла наклона на наблюдаемое распределение пульсаров.

#### 2.4. Световая поверхность

Начиная с 1970-х годов магнитосфера пульсара обсуждалась практически лишь в бессиловом приближении [23, 64–66]. Основанием для этого служило то, что плазма, заполняющая магнитосферу нейтронной звезды, вторична по отношению к магнитному полю, поэтому (по крайней мере, в пределах светового цилиндра) плотностью энергии частиц можно пренебречь.

В бессиловом приближении структура магнитосферы описывается так называемым пульсарным уравнением, т.е. эллиптическим уравнением для функции магнитного потока. В разделе 2.1 при обсуждении решения подобного уравнения для нулевого продольного тока мы отмечали, что при численном моделировании осесимметричной магнитосферы приходится ставить дополнительное условие на внешней границе области интегрирования [24–29]. В качестве такого условия обычно выбиралось условие радиальности магнитных силовых линий. В рамках данного подхода именно такое дополнительное условие и фиксирует продольный ток, текущий в магнитосфере. Поэтому неудивительно, что ток оказывается близким к критическому току  $j_{GJ} = \rho_{GJ}c$  (5), который получен аналитически Майкелем [65] для квазисферического ветра.

Важнейшим свойством этого решения является то, что энергию в ветре переносят скрещённые поля  $E_\theta$  и  $B_\phi$ , которые формируют радиальный поток электромагнитной энергии (поток вектора Пойнтинга), причём электрическое поле вплоть до бесконечности оказывается меньше магнитного. В противном случае было бы нарушено условие вмороженности  $\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}/c = 0$ , которое всегда является краеугольным камнем в рассматриваемом подходе.

С другой стороны, как легко проверить, выполнение условия  $E < B$  возможно лишь в том случае, если в магнитосфере протекает достаточно большой продольный электрический ток  $I \approx I_{GJ}$ . Действительно, для квазисферического ветра за пределами светового цилиндра электрическое поле

$$E_\theta = \frac{\Omega r \sin \theta}{c} B_p \quad (16)$$

и тороидальное магнитное поле

$$B_\phi = \frac{2I}{cr \sin \theta} \quad (17)$$

убывают с увеличением расстояния  $r$  как  $r^{-1}$  (а полоидальное магнитное поле  $B_p$  — как  $r^{-2}$ ). Поэтому, для того чтобы световая поверхность ушла на бесконечность, необходимо, чтобы тороидальное магнитное поле на световом цилиндре было порядка полоидального поля. Выполнение последнего условия становится возможным именно тогда, когда полный ток  $I$ , вытекающий за пределы светового цилиндра, будет не меньше гольдрайховского тока  $I_{GJ} = \pi j_{GJ} R_0^2$ , где  $R_0$  — радиус полярной шапки. Подчёркнём, что во всех численных расчётах, упомянутых выше, никаких ограничений на продольный ток, истекающий с поверхности нейтронной звезды, не налагалось. Поэтому неудивительно, что продольный ток, получаемый как решение поставленной задачи, оказался порядка  $I_{GJ}$ .

Напомним, что в полной МГД-версии, где учёт конечности массы частиц приводит к появлению дополнительной критической (быстрой магнитозвуковой) поверхности, продольный ток уже не является свободным параметром [67]. Причём величина продольного тока оказывается близкой к  $I_{GJ}$ . Поэтому в настоящее время большинство исследователей считают существование сильнозамагниченного ветра, для которого выполнено условие  $E < B$ , практически доказанным [20, 21]. Подчёркнём, что речь здесь идёт о масштабах, сравнимых с радиусом светового цилиндра ( $r \sim 1-100 R_L$ ); на больших масштабах, как следует, например, из анализа взаимодействия пульсарного ветра с остатками сверхновых [68], основная энергия уже должна переноситься частицами. Как известно, в рамках теории сильнозамагниченного ветра для квазисферического истечения такого ускорения получить не удаётся [67, 69–71].

Вообще говоря, строгий аналитический вывод о близости продольного тока к критическому касался лишь стационарных осесимметричных течений. Однако проведённые в последнее время численные расчёты для нестационарных бессиловых конфигураций [53] однозначно показали, что система достаточно быстро эволюционирует именно к состоянию с током, близким к критическому. Причём такое состояние соответствует конфигурации с минимальной энергией (в частности, минимальной энергией обладают конфигурации, в которых

особая точка, разделяющая области замкнутых и разомкнутых силовых линий, находится на световом цилиндре, а не внутри магнитосферы [29, 72])<sup>3</sup>. Таким образом, существование достаточно сильного продольного тока получило ещё одно подтверждение; впрочем, и в этом случае никаких ограничений на величину продольного тока не налагалось.

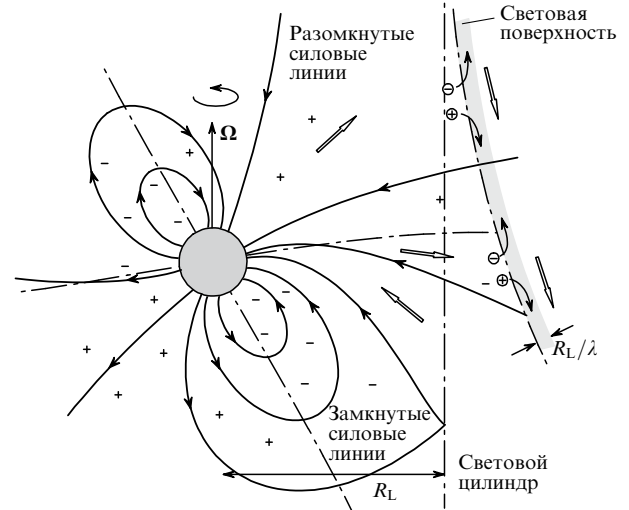
Здесь, однако, возникает следующая проблема. Как отмечалось, все теории стационарного рождения частиц в магнитосфере нейтронной звезды [3, 14, 46, 73, 74] однозначно свидетельствуют в пользу того, что плотность продольного тока не может быть больше локального гольдрайховского тока, который, как видно из определения (7), зависит от угла наклона  $\chi$ :

$$j_{GJ} = \frac{\Omega B}{2\pi} \cos \chi. \quad (18)$$

В частности, в случае ортогонального ротатора локальная гольдрайховская плотность заряда вблизи магнитных полюсов должна быть в  $(\Omega R/c)^{1/2}$  раз меньше, чем для осесимметричной магнитосферы. Соответственно, в той же пропорции должен быть меньше и продольный ток, текущий вдоль открытых силовых линий (для обычных пульсаров с периодом  $P \sim 1$  с в случае ортогонального ротатора этот ток будет меньше почти в 100 раз). Поэтому при построении решения для наклонного диполя [20], как отмечалось выше, необходимо было предположить, что в области магнитных полюсов продольный ток существенно больше локального гольдрайховского тока (А. Спитковский, частное сообщение).

Таким образом, вопрос о величине продольного тока, текущего в магнитосфере нейтронной звезды, оказывается ключевым вопросом, без решения которого невозможно продвинуться в понимании структуры магнитосферы радиопульсаров. Проблема состоит в том, может ли область генерации плазмы у поверхности нейтронной звезды обеспечить достаточно большую величину продольного тока, необходимую для существования МГД-ветра от наклонного ротатора. Если необходимый ток может быть создан (см., например, [75]), то ничто не мешает образованию МГД-ветра, в котором основная часть энергии будет переноситься электромагнитным полем, — этой точки зрения сейчас придерживается большинство исследователей. Однако если генерация достаточно большого продольного тока по каким-либо причинам невозможна, то вблизи светового цилиндра неизбежно должна возникнуть "световая поверхность", на которой электрическое поле сравняется с магнитным. Такая структура и была предсказана нами в работе [1].

Появление световой поверхности в магнитосфере радиопульсаров в корне меняет свойства пульсарного ветра, поскольку вблизи световой поверхности неизбежно будут происходить замыкание тока и эффективное ускорение частиц. В результате решения в простейшей цилиндрической геометрии уравнений двухжидкостной гидродинамики (описывающей как раз различие в движении электронов и позитронов) показано [1], что значительная часть энергии, переносимой в пределах световой поверхности электромагнитным полем, в тон-



**Рис. 5.** Структура магнитосферы с достаточно малым продольным током, имеющей естественную границу — "световую поверхность"  $E = B$ , на которой условие вмороженности не может быть выполнено. Поэтому электроны и позитроны ускоряются в разные стороны вдоль электрического поля. Этот ток и замыкает продольные токи, текущие в магнитосфере.

ком переходном слое

$$\Delta r \sim \lambda^{-1} R_L \quad (19)$$

вблизи световой поверхности передаётся частицам плазмы ( $\lambda = n_e/n_{GJ} \sim 10^3 - 10^5$  — множественность рождения частиц вблизи поверхности нейтронной звезды). В этом же слое, как показано на рис. 5, происходит и практически полное замыкание продольного тока, циркулирующего в магнитосфере. В результате естественным образом находит объяснение и высокая эффективность ускорения частиц. Впоследствии аналогичный результат был получен и в случае более реалистичной геометрии, когда полоидальное магнитное поле вблизи поверхности светового цилиндра близко к монополюсному [76]. В частности, подтверждено, что энергия частиц сразу за пределами световой поверхности достигает величин порядка

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_e &\sim eB_0 R \frac{1}{\lambda} \left( \frac{\Omega R}{c} \right)^2 \sim \\ &\sim 10^4 \text{ МэВ} \left( \frac{\lambda}{10^3} \right)^{-1} \left( \frac{B_0}{10^{12} \text{ Гс}} \right) \left( \frac{P}{1 \text{ с}} \right)^{-2}, \quad (20) \end{aligned}$$

но не превышает значения  $10^6$  МэВ, при котором становятся существенными эффекты радиационного трения.

Величина (20) соответствует практически полной передаче энергии от потока вектора Пойнтинга потоку ускоренных частиц. При этом  $\mathcal{E}_e$  (20) в  $\lambda$  раз меньше энергии  $\mathcal{E}_{\max} = e\Delta V$ , соответствующей максимальной разности между потенциалами  $\Delta V \sim (\Omega L/c) BL$  различных магнитных силовых линий в замагниченном ветре. Здесь  $L$  — характерный размер центральной машины; для радиопульсаров  $L$  равняется размеру полярной шапки  $R_0 = (\Omega R/c)^{1/2} R$ . В итоге для соответствующего лоренц-фактора  $\gamma_{\max} = \mathcal{E}_e/m_e c^2$  можно записать

$$\gamma_{\max} = \sigma, \quad (21)$$

<sup>3</sup> Решения, в которых особая точка находится внутри светового цилиндра, по-видимому, связаны с ограниченностью времени численного счёта (А. Чеховской, частное сообщение).



где  $\sigma$  — введённый ещё Майклем [77] в 1969 г. так называемый параметр замагниченности<sup>4</sup>. При этом, как показано в [48], параметр замагниченности может быть представлен в очень простом виде:

$$\sigma \sim \frac{1}{\lambda} \left( \frac{W_{\text{tot}}}{W_A} \right)^{1/2}, \quad (22)$$

где  $W_{\text{tot}}$  — полные потери энергии,  $W_A = m_e^2 c^5 / e^2 \approx 10^{17}$  эрг  $\text{с}^{-1}$  — универсальная постоянная. Поскольку множественность рождения частиц  $\lambda \sim 10^3 - 10^5$  для радиопульсаров хорошо известна [73, 74, 78], величина  $\sigma$  может быть определена с хорошей точностью. Для большинства пульсаров значение  $\sigma$  находится в интервале  $10^3 - 10^4$ , и лишь для самых молодых источников (пульсары Crab, Vela) может достигать  $10^6$ . Отметим, что параметр  $\sigma$  очень удобен для определения ключевых параметров сильно замагниченных ветров. В частности, радиус быстрой магнитозвуковой поверхности выражается просто как

$$r_f \sim \sigma^{1/3} R_L. \quad (23)$$

Таким образом, наша теория предсказывает эффективное ускорение частиц в области светового цилиндра до энергий, соответствующих лоренц-фактору  $10^4 - 10^6$ . Ясно, что такое ускорение возможно лишь в пределах быстрой магнитозвуковой поверхности,  $r < r_f$ ; как отмечалось, если замагниченный ветер может свободно достигнуть быстрой магнитозвуковой поверхности, то это означает, что продольный ток по величине сравним с гольдрайховским током.

Понятно, что эффективное ускорение частиц должно приводить к генерации жёсткого излучения, которое в принципе могло бы быть обнаружено. В монографии [3] оценены синхротронные потери ускоренных частиц и показано, что как полное энергосодержание, так и энергетический диапазон излучения очень сильно зависят от периода пульсара  $P$ . Лишь для самых молодых пульсаров (Crab, Vela) энергии излучённых фотонов могут достигать нескольких десятков МэВ, тогда как излучение большинства радиопульсаров, обусловленное синхротронным механизмом, должно лежать в оптическом диапазоне. При этом во всех диапазонах выделенная энергия оказывалась довольно малой, что не позволяло наблюдать эти источники с помощью существующих детекторов.

С другой стороны, как хорошо известно, ещё одним важным каналом энергосодержания, способным привести к ещё большим энергиям излучённых  $\gamma$ -квантов, является обратный комптон-эффект на тепловых рентгеновских фотонах, излучаемых с поверхности нейтронной звезды. В последнее время этот процесс рассматривается как основной процесс генерации фотонов с энергией в ТэВ-диапазоне для самого широкого класса объектов, таких как активные галактические ядра [79, 80], галактические источники ТэВ-диапазона [81] и, естественно, радиопульсары [82]. При этом в тех случаях, когда "центральной машиной" действительно является быстровращающаяся нейтронная звезда, лоренц-факторы электронов (или

позитронов), необходимые для переброса наблюдаемых рентгеновских фотонов и мягких  $\gamma$ -квантов в область ТэВ-энергий, как раз соответствуют значениям  $\gamma = 10^4 - 10^5$ . Так, для пульсара B1259-63 (который входит в двойную систему, содержащую Ве-звезду) наблюдения лучше всего согласуются с величиной  $\gamma \sim 10^4$  [83]. Как легко оценить из соотношений (21), (22), эта величина и представляет собой характерное значение параметра намагниченности  $\sigma$  для B1259-63.

Особенно хотелось бы обратить внимание на недавно опубликованную в *Nature* работу группы Ф. Агароняна [82], которая так и называется: "Резкое ускорение холодного ультрарелятивистского ветра от пульсара в Крабовидной туманности". В [82], в частности, показано, что наблюдаемая интенсивность ТэВ-фотонов может быть объяснена, если на расстояниях порядка  $30 R_L$  происходит резкое ускорение частиц, в результате которого они приобретают энергии, соответствующие лоренц-фактору  $\gamma \approx 10^6$ . Как отмечалось выше, величина  $\gamma \sim 10^6$  в точности соответствует оценке (22) параметра замагниченности  $\sigma$  для пульсара в Крабовидной туманности. Кроме того, масштаб  $30 R_L$  заведомо меньше радиуса быстрой магнитозвуковой поверхности  $r_f \approx 100 R_L$  (23).

Детальное сравнение предсказаний теории с данными наблюдений выходит, однако, за рамки настоящей статьи<sup>5</sup>. Тем не менее следует отметить, что после того, как стало ясно, что наличие большой разности потенциалов  $\Delta V$  между магнитными силовыми линиями в замагниченном ветре непосредственно не приводит к эффективному ускорению частиц до сверхвысоких энергий  $\mathcal{E}_{\text{max}} \sim \lambda \mathcal{E}_e$  (см., например, [84]), возможность прямого электростатического ускорения частиц в последнее время фактически не принималась во внимание (см., например, [85]). Однако, как показано выше, этот процесс вполне может реализоваться в случае, когда по каким-либо причинам продольный ток, текущий в магнитосфере компактного объекта, достаточно мал.

### 3. Теория радиоизлучения

#### 3.1. Постановка задачи

Как известно, один из способов определения инкрементов неустойчивости волн в плазме состоит в анализе дисперсионного уравнения, для которого необходимо определить тензор диэлектрической проницаемости среды. Процедура вычисления тензора диэлектрической проницаемости неоднородной анизотропной плазмы в приближении геометрической оптики на основе стандартного подхода, изложенного, например, в [86], подробно описана в нашей работе [2]. В этой же работе исследовано коллективное взаимодействие, при котором электромагнитные волны, связанные с изгибным излучением, одновременно усиливаются черенковским механизмом. Подчеркнём сразу, что этот эффект отсутствует в вакууме. По-видимому, в связи с тем, что процедура вычисления достаточно сложна, в ряде работ сделаны неверные утверждения [87–89]. При этом возражения, выдвинутые в работе [89], позднее были сняты [90] самим автором. Что касается работ [87, 88], которые до

<sup>4</sup> В последнее время параметр замагниченности стали обозначать буквой  $\mu$ , а буквой  $\sigma$  — отношение потока электромагнитной энергии к потоку энергии, переносимой частицами.

<sup>5</sup> В частности, по нашему мнению, оценка расстояния области ускорения от светового цилиндра как  $30 R_L$  для пульсара в Крабовидной туманности, возможно, является завышенной.



сих пор упоминаются в статьях по данной теме, то они изобилуют арифметическими ошибками, которые полностью выявлены и подробно описаны в [42].

Кроме того, был предложен другой способ рассмотрения проблемы коллективного изгибного излучения [36–38, 91]. В указанных работах рассматривалась модельная задача в цилиндрической геометрии, которая может быть решена "точно". В этой задаче магнитное поле предполагается в точности кольцевым, а релятивистская плазма движется вдоль круговых магнитных силовых линий из-за центробежного дрейфа,  $u = s\rho_c/\rho_0 \ll c$ , направленного параллельно цилиндрической оси. Здесь  $\rho_c = c/\omega_c$  — циклотронный радиус,  $\rho_0$  — радиус кривизны. Однако этот подход, как показано ниже, также не может быть использован для анализа коллективного изгибного излучения [2, 96].

Действительно, рассмотрим электромагнитные поля в волне вида

$$[\mathbf{E}, \mathbf{B}] = [\mathbf{E}(\rho), \mathbf{B}(\rho)] \exp(-i\omega t + is\varphi + ik_z z). \quad (24)$$

Здесь  $\omega$  — частота волны,  $s$  — целое число, определяющее азимутальную компоненту  $k_\varphi = s/\rho$  волнового вектора,  $k_z$  — компонента волнового вектора, параллельная оси цилиндра. В рассматриваемом подходе амплитуды полагаются зависящими только от цилиндрического радиуса  $\rho$ . Более того, предполагаются зависящими только от цилиндрического радиуса  $\rho$  не векторы  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$ , а их цилиндрические компоненты  $(E, B)_\rho$ ,  $(E, B)_\varphi$  и  $(E, B)_z$ . Это означает, что поляризация в волне следует за магнитным полем, поворачиваясь от одной точки к другой, что возможно только при чётко определённом граничном условии, например, для системы в металлическом цилиндре. При этих условиях мы приходим к одномерной задаче, которая действительно может быть легко решена. Однако, как нетрудно показать, рассматриваемая в таком подходе волна не имеет никакого отношения к изгибному излучению.

Действительно, рассмотрим частицу, которая движется по круговой траектории радиусом  $\rho_0$  с постоянной скоростью  $v$ . Такое движение соответствует бесконечно-малому магнитному полю. Тогда излучаемая энергия равна работе поля волны над электрическим током частицы. Электрический ток выражается в виде

$$\mathbf{j} = ev\delta(\varphi - \Omega t)\delta(z)\frac{\delta(\rho - \rho_0)}{\rho}\mathbf{e}_\varphi, \quad (25)$$

где  $\Omega = v/\rho_0$ . Для выбранной поляризации

$$\int \mathbf{j}\mathbf{E} \, d\mathbf{r} = evE_\varphi(\rho_0) \exp(-i\omega t + is\Omega t). \quad (26)$$

Отсюда следует, что излучение возможно только тогда, когда  $\omega = s\Omega = k_\varphi v$ . Но последнее является условием черенковского, а не изгибного излучения. Волна с такой поляризацией не может быть порождена изгибным механизмом. Разница между изгибной и черенковской волнами состоит в конечности времени взаимодействия тормозного излучения с излучающей частицей. Свободно распространяющаяся волна с почти постоянной поляризацией отклоняется от направления движения частицы. В результате возникает ненулевая проекция электрического поля волны на направление электриче-

ского тока частицы, т.е. становится возможным обмен энергией между волной и частицей. Процесс длится конечное время  $\tau$ , которое может быть найдено из условия  $\tau(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}) \simeq 1$ . Для релятивистских частиц ( $v \simeq c$ )  $\tau = (\rho_0^2/\omega c^2)^{1/3} \simeq \rho_0/c\gamma$ .

### 3.2. Поляризация изгибной волны

Как известно, поле излучения электрического тока  $\mathbf{j}$  и плотности заряда  $\rho_e$  движущейся частицы с зарядом  $e$  описывается запаздывающими потенциалами [43]:

$$\mathbf{A} = \frac{1}{c} \int \frac{\mathbf{j}(t')}{R} \, d\mathbf{r}, \quad (27)$$

$$\Phi = \int \frac{\rho_e(t')}{R} \, d\mathbf{r}, \quad (28)$$

где  $t' = t - R/c$  — так называемое запаздывающее время,  $R$  — расстояние от заряда до наблюдателя, находящегося в точке с координатами  $(\rho, \varphi, z)$ , в момент времени  $t'$ ,

$$R = [\rho^2 + z^2 + \rho_0^2 - 2\rho\rho_0 \cos(\varphi' - \varphi)]^{1/2}, \quad (29)$$

$$\varphi' = \Omega t'. \quad (30)$$

Введём фурье-преобразования потенциалов (27), (28) по времени:

$$\mathbf{A}_\omega = \frac{1}{2\pi} \int \mathbf{A}(t) \exp(i\omega t) \, dt, \quad (31)$$

$$\Phi_\omega = \frac{1}{2\pi} \int \Phi(t) \exp(i\omega t) \, dt. \quad (32)$$

Далее удобно перейти от интегрирования по  $t$  к интегрированию по запаздывающему времени  $t'$ , а затем — по углу  $\varphi' - \varphi$ . В результате в декартовых координатах  $(x, y, z)$  для векторного  $\mathbf{A}$  и скалярного  $\Phi$  потенциалов получаем

$$[\mathbf{A}_\omega; \Phi_\omega] = \frac{e\rho_0}{2\pi c} \exp\left(\frac{i\omega\varphi}{\Omega}\right) \left[ -K_s; K_c; 0; \frac{c}{v} K_0 \right], \quad (33)$$

где величины  $K_0$ ,  $K_s$ , и  $K_c$  являются функциями только координат  $\rho$  и  $z$ :

$$\begin{aligned} K_0 &= \int \frac{\exp[i\omega(R/c + \Omega^{-1})\alpha]}{R + v\rho \sin \alpha/c} \, d\alpha, \\ K_s &= \int \frac{\exp[i\omega(R/c + \Omega^{-1})\alpha] \sin \alpha}{R + v\rho \sin \alpha/c} \, d\alpha, \\ K_c &= \int \frac{\exp[i\omega(R/c + \Omega^{-1})\alpha] \cos \alpha}{R + v\rho \sin \alpha/c} \, d\alpha, \end{aligned} \quad (34)$$

$$R = (\rho^2 + z^2 + \rho_0^2 - 2\rho\rho_0 \cos \alpha)^{1/2}.$$

Подчеркнём, что выражение (33) верно не только в волновой зоне, но и в любой точке  $\mathbf{r}$ . Зависимость от угла  $\varphi$  даётся экспонентой:  $\exp(i\omega\varphi/\Omega)$ . Отсюда вследствие периодичности по углу  $\varphi$  получаем просто  $\omega = s\Omega$ .

Из соотношения (33) следует важный факт — поле излучённой волны является суперпозицией трёх гармоник:  $s$ ,  $s - 1$  и  $s + 1$ . Например, приведём выражение для

азимутальной компоненты электрического поля  $E_{\varphi\omega}$ :

$$E_{\varphi\omega} = \frac{i\omega}{v} \left( -\frac{\rho_0}{\rho} \Phi_\omega + \frac{v}{c} A_{\varphi\omega} \right) = -i \frac{e\rho_0\omega}{2\pi v^2} \exp(is\varphi) \left[ \frac{\rho_0}{\rho} K_0 - \frac{v^2}{c^2} (K_s \sin\varphi + K_c \cos\varphi) \right]. \quad (35)$$

Первый член в правой части (35), пропорциональный скалярному потенциалу  $\Phi$ , не важен в волновой зоне,  $\rho \gg \rho_0$ , но важен вблизи траектории частицы,  $\rho = \rho_0$ . Из-за наличия этого члена частица, находящаяся в резонансе с одной из трёх гармоник, например с  $s$  ( $\omega = s\Omega$ ), выбивается из резонанса соседними гармониками  $s \pm 1$ . При этом компонента  $E_{\varphi\omega}$  меняет знак за время  $\tau$ . Условие синхронности  $1 - \cos\Omega\tau \simeq 1 - v^2/c^2 = \gamma^{-2}$  и определяет время

$$\tau \simeq \frac{1}{\Omega\gamma} = \frac{\rho_0}{c\gamma}, \quad (36)$$

которое совпадает со временем формирования изгибного излучения.

Таким образом, излучённая изгибная волна состоит из трёх гармоник,  $s$  и  $s \pm 1$ , с фиксированным соотношением между амплитудами. Именно это обстоятельство обеспечивает изгибный механизм излучения. Соседние гармоники,  $s \pm 1$ , возникают из-за модуляции поля излучённой волны электрическим током частицы, имеющим гармонику  $s = 1$ . Теперь становится понятным, почему простое рассмотрение коллективного изгибного излучения в цилиндрической геометрии с одной цилиндрической гармоникой не показывает существенного усиления волн [36–38, 91]. Характер поляризации в этом случае заведомо исключает наличие изгибного механизма.

### 3.3. Распространение триплета гармоник

В разделе 3.2 было показано, что изгибное излучение одной заряженной частицы в вакууме не может быть описано одной цилиндрической гармоникой  $\exp(is\varphi)$ . В задаче о коллективном изгибном излучении волн модуляция электрического тока частиц происходит одновременно с их возбуждением, поэтому резонансная азимутальная гармоника  $s = \omega\rho/v_\varphi$  перемешивается с гармониками модуляции электрического тока частиц, производя гармоники со всеми возможными значениями  $s$ . Ниже мы покажем, что все азимутальные гармоники дают вклад в отклик среды на электромагнитное поле. Здесь же мы покажем, что распространение триплета ( $s, s \pm 1$ ) цилиндрических гармоник значительно отличается от распространения одной-единственной гармоники, обычно рассматриваемого в литературе.

Рассмотрим простую цилиндрическую одномерную задачу излучения потока частиц холодной релятивистской плазмы с зарядом  $e$  и массой  $m_e$ , которые движутся в плоскости  $x\varphi$  вдоль бесконечного азимутального магнитного поля  $B_0 = B_\varphi$ . В этом случае частицы могут двигаться только в направлении  $\varphi$  со скоростью  $v_\varphi$  на произвольном цилиндрическом радиусе  $\rho$ . Мы будем предполагать, что невозмущённая плотность частиц  $n_e^{(0)}$  и скорость  $v_\varphi^{(0)}$  постоянны, т.е. не зависят от радиуса  $\rho$ . При этом электрический ток  $\mathbf{j}$  будет иметь только компоненту вдоль  $\varphi$ , а магнитное поле волны — только компоненту  $B_z$  ( $B_\rho = B_\varphi = 0$ ). Что касается электрического поля в волне, то оно будет иметь две ненулевые компоненты:  $E_\rho$  и  $E_\varphi$  ( $E_z = 0$ ).

Зависимость поля волны от координат даётся следующим выражением:

$$[E_\rho; E_\varphi; B_z] = [E_\rho(\rho); E_\varphi(\rho); B_z(\rho)] \exp(-i\omega t + is\varphi). \quad (37)$$

Из уравнений Максвелла получаем

$$\frac{dE_\varphi^{(\sigma)}}{d\rho} = \frac{i\sigma}{\rho} E_\rho^{(\sigma)} - i \frac{\rho}{\sigma} \frac{\omega^2}{c^2} E_\rho^{(\sigma)} - \frac{E_\varphi^{(\sigma)}}{\rho}, \quad (38)$$

$$\frac{dE_\rho^{(\sigma)}}{d\rho} = -i \frac{\sigma}{\rho} E_\varphi^{(\sigma)} + \frac{4\pi}{\omega} \frac{\sigma}{\rho} j_\varphi^{(\sigma)} - \frac{E_\rho^{(\sigma)}}{\rho}. \quad (39)$$

Здесь индекс  $\sigma$  соответствует одной из трёх гармоник:  $s$  или  $s \pm 1$ . Для простоты введём безразмерную переменную  $r = \rho\omega/c$ , а также величину

$$A = \frac{\omega_p^2}{\omega^2 \gamma^3}, \quad (40)$$

где  $\omega_p = (4\pi n_e e^2 / m_e)^{1/2}$  — плазменная частота,  $\gamma$  — лоренц-фактор частиц плазмы,  $\gamma = (1 - v_\varphi^2/c^2)^{-1/2}$ , и безразмерный ток

$$G_\sigma = \frac{4\pi j_\varphi^{(\sigma)}}{A\omega}. \quad (41)$$

В новых переменных уравнения (38), (39) примут вид

$$\frac{dE_\varphi^{(\sigma)}}{dr} = \frac{i\sigma}{r} E_\rho^{(\sigma)} - i \frac{r}{\sigma} E_\rho^{(\sigma)} - \frac{E_\varphi^{(\sigma)}}{r}, \quad (42)$$

$$\frac{dE_\rho^{(\sigma)}}{dr} = -i \frac{\sigma}{r} E_\varphi^{(\sigma)} + A \frac{\sigma}{r} G_\sigma - \frac{E_\rho^{(\sigma)}}{r}. \quad (43)$$

Как уточнялось, здесь рассматривается взаимодействие трёх волн,  $s$  и  $s \pm 1$ . Очень важно то, что распространение этих волн не является независимым — взаимодействие волн осуществляется посредством электростатического поля  $[E_\rho(\rho); E_\varphi(\rho)] \exp(i\varphi)$ , имеющего низшую азимутальную гармонику,  $s = 1$ . Электростатическое поле оказывается результатом нелинейного взаимодействия высокочастотных гармоник  $s$  и  $s \pm 1$ . Уравнения распространения моды  $s = 1$  в тех же обозначениях имеют вид

$$\frac{dE_\varphi}{dr} = \frac{i}{r} E_\rho - \frac{E_\varphi}{r}, \quad (44)$$

$$\frac{dE_\rho}{dr} = -i \frac{1}{r} E_\varphi + AZ - \frac{E_\rho}{r}. \quad (45)$$

Здесь  $Z = 4\pi n_e e c / (A\omega)$ . Подчеркнём, что в уравнении (44) отсутствует второй член из правой части уравнения (42), поскольку поле, пропорциональное  $\exp(i\varphi)$ , является статическим ( $\omega = 0$ ).

Для определения отклика среды на электромагнитные поля можно использовать уравнение непрерывности и уравнение Эйлера:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla(n_e \mathbf{v}) = 0, \quad (46)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla \right) \mathbf{p} = e \left( \mathbf{E} + \left[ \frac{\mathbf{v}}{c}, \mathbf{B} \right] \right). \quad (47)$$

Легко проверить, что существенной является только  $\varphi$ -компонента уравнения Эйлера, в то время как радиаль-

ная компонента даёт равновесную конфигурацию поперёк бесконечного магнитного поля.

Представим скорость частиц плазмы и плотность потока через разложение по степеням амплитуд поля волны:

$$v_\varphi = v_\varphi^{(0)} + \delta v_\varphi^{(1)} + \delta v_\varphi^{(2)} + \dots, \quad (48)$$

$$n_e = n_e^{(0)} + \delta n_e^{(1)} + \delta n_e^{(2)} + \dots \quad (49)$$

Линейный отклик может быть легко найден:

$$n_e^{(1)} = n_e^{(0)} \frac{kv_\varphi^{(1)}}{\omega - kv_\varphi^{(0)}}, \quad (50)$$

$$v_\varphi^{(1)} = i \frac{eE_\varphi}{m_e \gamma^3 (\omega - kv_\varphi^{(0)})}, \quad (51)$$

где  $k = s/\rho$ . Для нахождения нелинейного отклика среды необходимо учесть нелинейную связь между  $\delta v_\varphi$  и  $\delta p_\varphi$ :

$$\delta p_\varphi = m_e \gamma^3 \delta v_\varphi - \frac{3}{2} m_e v_\varphi^{(0)} \gamma^5 \frac{(\delta v_\varphi)^2}{c^2}. \quad (52)$$

Результат прямого вычисления даёт

$$G_s = \frac{1}{1 - sv_\varphi^{(0)}/r} \left[ i \frac{E_\varphi^s}{1 - sv_\varphi^{(0)}/r} + \alpha \frac{r}{v_\varphi^{(0)}} \times \right. \\ \left. \times \left( A_{s,s-1} \frac{E_\varphi^{s-1} E_\varphi^1}{1 - (s-1)v_\varphi^{(0)}/r} - A_{s,s+1} \frac{E_\varphi^{s+1} E_\varphi^{1*}}{1 - (s+1)v_\varphi^{(0)}/r} \right) \right], \quad (53)$$

$$J_{s-1} = \frac{1}{1 - (s-1)v_\varphi^{(0)}/r} \times \\ \times \left( i \frac{E_\varphi^{s-1}}{1 - (s-1)v_\varphi^{(0)}/r} - \alpha \frac{r}{v_\varphi^{(0)}} A_{s,s-1} \frac{E_\varphi^s E_\varphi^{1*}}{1 - sv_\varphi^{(0)}/r} \right), \quad (54)$$

$$J_{s+1} = \frac{1}{1 - (s+1)v_\varphi^{(0)}/r} \times \\ \times \left( i \frac{E_\varphi^s}{1 - (s+1)v_\varphi^{(0)}/r} + \alpha \frac{r}{v_\varphi^{(0)}} A_{s,s+1} \frac{E_\varphi^s E_\varphi^1}{1 - sv_\varphi^{(0)}/r} \right), \quad (55)$$

$$Z = \frac{1}{(v_\varphi^{(0)})^2} \left[ i \frac{E_1}{1/r} + \alpha \left( \frac{E_\varphi^{s+1} E_\varphi^{s*}}{(1 - (s+1)v_\varphi^{(0)}/r)(1 - sv_\varphi^{(0)}/r)} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{E_\varphi^s E_\varphi^{(s-1)*}}{(1 - sv_\varphi^{(0)}/r)(1 - (s-1)v_\varphi^{(0)}/r)} \right) \right], \quad (56)$$

$$A_{a,b} = \frac{1}{1 - av_\varphi^{(0)}/r} + \frac{1}{1 - bv_\varphi^{(0)}/r} - 3\gamma^2.$$

Здесь  $\alpha = e/(m_e c \gamma^3 \omega)$ , а скорость частиц плазмы выражена в единицах скорости света. Аналогичные величины для плоских волн можно найти в [3]. Уравнения анализировались численно с начальным условием  $E_\varphi^{(\sigma)} = -J_\sigma'(r)$ ,  $E_r^{(\sigma)} = i\sigma J_\sigma(r)/r$ , которое соответствует нормальной моде в вакууме в цилиндрической геометрии; здесь  $J_\sigma(r)$  — функция Бесселя порядка  $\sigma$ . Сингулярность в уравнениях (53)–(56) сглаживалась, как обычно, добавлением малого члена  $+i\epsilon$  в резонансные знаменатели (50), (51).

Уравнения (42)–(45) для  $\sigma = s$  и  $\sigma = s \pm 1$  решались численно при двух различных значениях величин  $G_\sigma$  и  $Z$ . В первом случае мы пренебрегли нелинейными членами в (53)–(56), в то время как второй случай соответствовал

полной нелинейной задаче. На рисунке 6 представлены результаты расчёта для этих обоих случаев. Для того чтобы лучше показать влияние нелинейного тока, мы выбрали амплитуды мод  $s-1$  и  $s+1$  в 20 раз большими амплитуды  $s$ -моды. На самом деле  $s$ -мода взаимодействует с целым континуумом мод, поэтому такое модельное предположение является разумным. Рисунок 6 показывает, что в полной нелинейной задаче  $|E|^2$  примерно в 2,5 раза больше, чем в случае пренебрежения нелинейным током. Поэтому мы можем заключить, что трёхволновое взаимодействие является достаточно эффективным.

Таким образом, мы показали, что триплет цилиндрических гармоник, лучше соответствующий изгибному механизму, усиливается более эффективно, чем одна-единственная цилиндрическая гармоника. Это, в частности, означает, что истинная поляризация коллективных изгибных мод может быть получена только вычислением диэлектрического тензора потоковой плазмы в сильном искривлённом магнитном поле. При этом решение волновых уравнений не только даёт дисперсионное соотношение для нормальных мод  $\omega = \omega(\mathbf{k})$ , но и определяет их поляризацию. Отметим, что изначально совершенно неясно, какая поляризация соответствует неустойчивым модам.

На первый взгляд, рассмотренная выше задача, которая является существенно нелинейной, не имеет прямого отношения к задаче об усилении в линейном приближении. Мы включили в рассмотрение нелинейность только для того, чтобы рассмотреть самосогласованно взаимодействие мод  $s$  и  $s \pm 1$ . Присутствие соседних мод  $s \pm 1$  даже при слабой нелинейности существенно изменяет усиление  $s$ -моды. Также абсолютно ясно, что взаимодействие гармоник  $s \pm 1$  с низкочастотной гармоникой  $s = 1$  приведёт к появлению всех возможных азимутальных гармоник.

### 3.4. Вычисление тензора электрической проницаемости

В этом разделе мы покажем, что асимптотика тензора диэлектрической проницаемости, полученная в [2] при больших значениях радиуса кривизны магнитного поля  $\rho_0$ , может быть найдена непосредственно суммированием откликов на отдельные цилиндрические моды (50), (51). Прежде всего отметим, что для бесконечного тороидального поля существует только отклик на тороидальную компоненту  $E_\varphi$  электрического поля волны [92]. Здесь мы рассматриваем только случай стационарной среды, поэтому временную зависимость можно выбрать в виде  $\exp(-i\omega t)$ .

Проведя суммирование по всем цилиндрическим модам, получим

$$D_\varphi(\rho, \varphi) = E_\varphi(\rho, \varphi) - \sum_{s=-\infty}^{\infty} E_\varphi(\rho, s) K(\rho, s) \exp(is\varphi), \quad (57)$$

где (см., например, [36])

$$K(\rho, s) = \frac{4\pi e^2}{\omega} \int \frac{v_\varphi}{\omega - sv_\varphi/\rho} \frac{\partial f^{(0)}}{\partial p_\varphi} dp_\varphi. \quad (58)$$

Здесь  $f^{(0)}(p_\varphi)$  — невозмущённая функция распределения частиц. Выполнив фурье-преобразование

$$E_\varphi(\rho, s) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} E_\varphi(\rho, \varphi') \exp(-is\varphi') d\varphi' \quad (59)$$

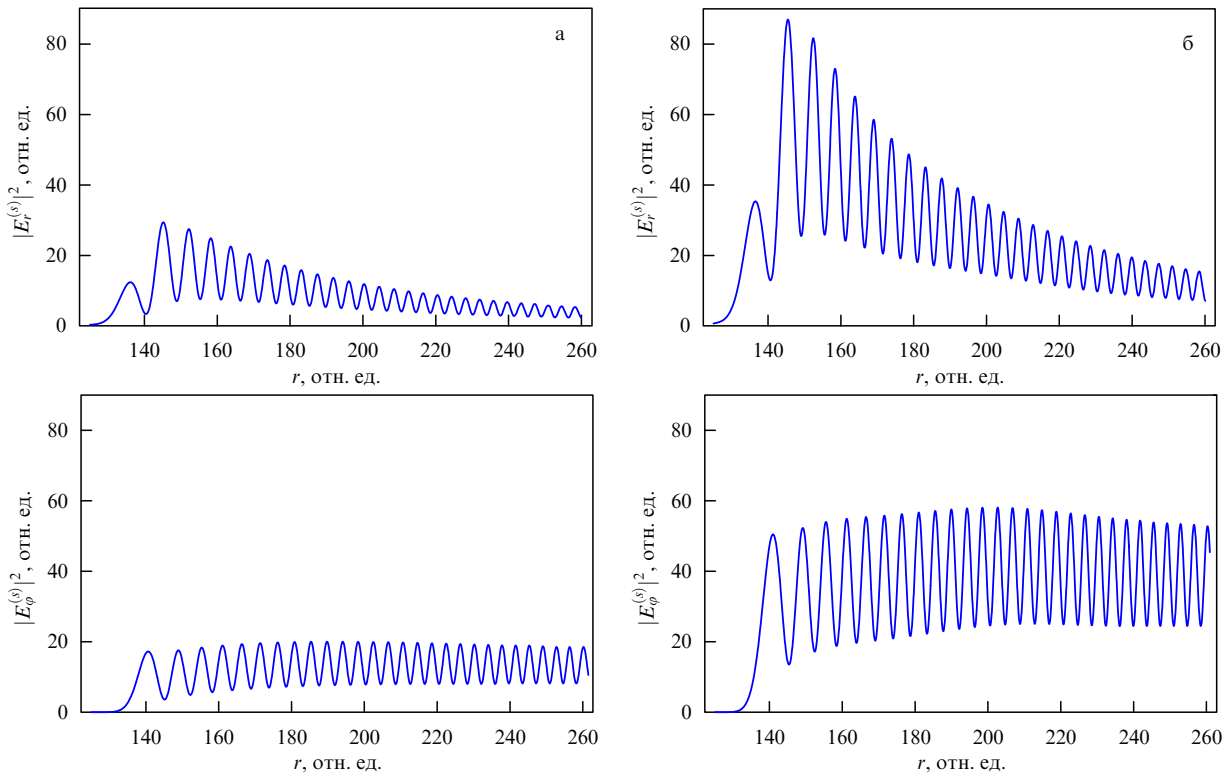


Рис. 6. Усиление волн при пренебрежении взаимодействием с остальными гармониками (а) и при его учёте (б);  $L = 10^{-2}$ ,  $\nu = 1$  ГГц,  $\gamma = 5$ ,  $s = 125$ .

и перейдя к декартовой системе координат, найдём

$$D_x = E_x + \frac{1}{2\pi} \int \frac{\rho' d\rho' d\varphi'}{\rho'} \sum_{s=-\infty}^{\infty} E_\varphi(\rho', \varphi') \delta(\rho - \rho') \times \\ \times K(\rho, s) \exp[is(\varphi - \varphi')] \sin \varphi, \quad (60)$$

$$D_y = E_y - \frac{1}{2\pi} \int \frac{\rho' d\rho' d\varphi'}{\rho'} \sum_{s=-\infty}^{\infty} E_\varphi(\rho', \varphi') \delta(\rho - \rho') \times \\ \times K(\rho, s) \exp[is(\varphi - \varphi')] \cos \varphi. \quad (61)$$

Мы выбираем локальную систему координат, ось  $y$  которой направлена вдоль магнитного поля, а ось  $x$  ортогональна ему. Из приведённых выше выражений получаем компоненты ядра оператора диэлектрической проницаемости:

$$\varepsilon_{yy}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = 1 - \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\rho'} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \delta(\rho - \rho') K(\rho, s) \times \\ \times \exp[is(\varphi - \varphi')] \cos \varphi \cos \varphi', \quad (62)$$

$$\varepsilon_{yx}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\rho'} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \delta(\rho - \rho') K(\rho, s) \times \\ \times \exp[is(\varphi - \varphi')] \cos \varphi \sin \varphi', \quad (63)$$

$$\varepsilon_{xy}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\rho'} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \delta(\rho - \rho') K(\rho, s) \times \\ \times \exp[is(\varphi - \varphi')] \sin \varphi \cos \varphi', \quad (64)$$

$$\varepsilon_{xx}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = 1 - \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\rho'} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \delta(\rho - \rho') K(\rho, s) \times \\ \times \exp[is(\varphi - \varphi')] \sin \varphi \sin \varphi', \quad (65)$$

который определяет материальное соотношение

$$D_i(\mathbf{r}) = \int \varepsilon_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') E_j(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'. \quad (66)$$

Следует отметить, что найденное ядро удовлетворяет необходимому свойству симметрии

$$\varepsilon_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = \varepsilon_{ji}(\mathbf{r}', \mathbf{r}, -\omega), \quad (67)$$

обеспеченному условием  $K(r, s, \omega) = K(r, -s, -\omega)$ . Далее, хорошо известно, что для вычисления тензора диэлектрической проницаемости должна использоваться только симметризованная форма  $\varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{r})$  [93, 94]:

$$\varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}, \boldsymbol{\eta} \rightarrow \mathbf{r}) = \int \varepsilon_{ij}(\omega, \boldsymbol{\xi}, \boldsymbol{\eta}) \exp(-i\mathbf{k}\boldsymbol{\xi}) d\boldsymbol{\xi}. \quad (68)$$

Здесь по определению  $\boldsymbol{\eta} = (\mathbf{r} + \mathbf{r}')/2$  и  $\boldsymbol{\xi} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$ . Важно отметить, что только этот тензор корректно описывает взаимодействие между волнами и частицами в среде с медленно изменяющимися параметрами (см., например, [35, 86]; в задачах о космологической плазме такой подход был использован в работе [95]).

Подставляя теперь компоненты ядра, получаем

$$\varepsilon_{xx}(\omega, \mathbf{k}, \boldsymbol{\eta}) = 1 - \frac{1}{2\pi} \int d\boldsymbol{\xi} \exp(-i\mathbf{k}\boldsymbol{\xi}) \frac{1}{|\boldsymbol{\eta} - \boldsymbol{\xi}/2|} \times \\ \times \sum_{s=-\infty}^{\infty} \delta\left(\left|\boldsymbol{\eta} + \frac{\boldsymbol{\xi}}{2}\right| - \left|\boldsymbol{\eta} - \frac{\boldsymbol{\xi}}{2}\right|\right) K\left(\left|\boldsymbol{\eta} + \frac{\boldsymbol{\xi}}{2}\right|, s\right) \times \\ \times \exp[is(\varphi - \varphi')] \sin \varphi \sin \varphi', \quad (69)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xy}(\omega, \mathbf{k}, \boldsymbol{\eta}) &= \frac{1}{2\pi} \int d\xi \exp(-i\mathbf{k}\xi) \frac{1}{|\boldsymbol{\eta} - \xi/2|} \times \\ &\times \sum_{s=-\infty}^{\infty} \delta\left(\left|\boldsymbol{\eta} + \frac{\xi}{2}\right| - \left|\boldsymbol{\eta} - \frac{\xi}{2}\right|\right) K\left(\left|\boldsymbol{\eta} + \frac{\xi}{2}\right|, s\right) \times \\ &\times \exp[is(\varphi - \varphi')] \sin \varphi \cos \varphi', \end{aligned} \quad (70)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_{yx}(\omega, \mathbf{k}, \boldsymbol{\eta}) &= \frac{1}{2\pi} \int d\xi \exp(-i\mathbf{k}\xi) \frac{1}{|\boldsymbol{\eta} - \xi/2|} \times \\ &\times \sum_{s=-\infty}^{\infty} \delta\left(\left|\boldsymbol{\eta} + \frac{\xi}{2}\right| - \left|\boldsymbol{\eta} - \frac{\xi}{2}\right|\right) K\left(\left|\boldsymbol{\eta} + \frac{\xi}{2}\right|, s\right) \times \\ &\times \exp[is(\varphi - \varphi')] \cos \varphi \sin \varphi', \end{aligned} \quad (71)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_{yy}(\omega, \mathbf{k}, \boldsymbol{\eta}) &= 1 - \frac{1}{2\pi} \int d\xi \exp(-i\mathbf{k}\xi) \frac{1}{|\boldsymbol{\eta} - \xi/2|} \times \\ &\times \sum_{s=-\infty}^{\infty} \delta\left(\left|\boldsymbol{\eta} + \frac{\xi}{2}\right| - \left|\boldsymbol{\eta} - \frac{\xi}{2}\right|\right) K\left(\left|\boldsymbol{\eta} + \frac{\xi}{2}\right|, s\right) \times \\ &\times \exp[is(\varphi - \varphi')] \cos \varphi \cos \varphi'. \end{aligned} \quad (72)$$

В выражениях (69)–(72) углы  $\varphi$  и  $\varphi'$  являются функциями полярных углов  $\alpha_{\boldsymbol{\eta}}$  и  $\alpha_{\xi}$  векторов  $\boldsymbol{\eta}$  и  $\xi$ ,

$$\sin \varphi = \frac{|\boldsymbol{\eta}| \sin \alpha_{\boldsymbol{\eta}} + (|\xi|/2) \sin \alpha_{\xi}}{|\boldsymbol{\eta} + \xi/2|}, \quad (73)$$

$$\cos \varphi' = \frac{|\boldsymbol{\eta}| \cos \alpha_{\boldsymbol{\eta}} - (|\xi|/2) \cos \alpha_{\xi}}{|\boldsymbol{\eta} - \xi/2|}. \quad (74)$$

В результате интегрирование в (69)–(72) сводится к интегрированию по компонентам вектора  $\xi$ , перпендикулярным  $\boldsymbol{\eta}$ . С другой стороны, выражения для дельта-функций в соотношениях (69)–(72) имеют следующий вид:

$$\delta(\dots) = \frac{\delta(\theta - \pi/2)}{(|\boldsymbol{\eta} + \xi/2| - |\boldsymbol{\eta} - \xi/2|)_{\theta}} + \frac{\delta(\theta + \pi/2)}{(|\boldsymbol{\eta} + \xi/2| + |\boldsymbol{\eta} - \xi/2|)_{\theta}}, \quad (75)$$

где  $\theta$  — угол между векторами  $\boldsymbol{\eta}$  и  $\xi$ . Таким образом, интегрирование по углам выполняется тривиально. Наконец, при переходе  $\boldsymbol{\eta} \rightarrow \mathbf{r}$  получаем  $\cos \alpha_{\boldsymbol{\eta}} \rightarrow \cos \alpha_{\mathbf{r}} = 1$ . Таким образом, согласно (75), можно записать  $\mathbf{k}\xi = k_{\perp}|\xi|$ , где  $k_{\perp}$  — компонента волнового вектора вдоль магнитного поля.

Свойство независимости конечного результата от  $k_{\perp}$  очень важно. Именно оно обеспечивает такое же свойство симметрии, как и в однородной среде [42]:

$$\varepsilon_{ij}(-\omega, -\mathbf{k}, -\mathbf{B}, \mathbf{r}) = \varepsilon_{ji}(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{B}, \mathbf{r}). \quad (76)$$

Если пренебречь преобразованием (68), то необходимой симметрии получить не удаётся [36] (авторы [36] объяснили зависимость диэлектрического тензора от  $k_{\perp}$  тем, что  $k_{\perp}$  не является вектором Киллинга).

Наконец, используем разложение Тейлора по переменной  $|\xi|$  и сведение суммирования к дельта-функции:

$$\begin{aligned} \sum(\dots) \frac{1}{\omega|\boldsymbol{\eta} + \xi/2|/v_{\varphi} - s} \rightarrow \\ \rightarrow i\pi \int(\dots) \delta\left(s - \frac{\omega(|\boldsymbol{\eta}|^2 + |\xi|^2/4)^{1/2}}{v_{\varphi}}\right) ds. \end{aligned} \quad (77)$$

Таким образом, получим

$$\varepsilon_{xx} = 1 - i \frac{8\pi^2 e^2}{\omega} \int F''(\kappa) \frac{v_{\varphi}}{\omega} \frac{\partial f^{(0)}}{\partial p_{\varphi}} dp_{\varphi}, \quad (78)$$

$$\varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx} = \frac{8\pi^2 e^2}{\omega} \int F'(\kappa) \frac{\rho_0^{1/3} v_{\varphi}^{2/3}}{\omega^{2/3}} \frac{\partial f^{(0)}}{\partial p_{\varphi}} dp_{\varphi}, \quad (79)$$

$$\varepsilon_{yy} = 1 - i \frac{8\pi^2 e^2}{\omega} \int F(\kappa) \frac{\rho_0^{2/3} v_{\varphi}^{1/3}}{\omega^{1/3}} \frac{\partial f^{(0)}}{\partial p_{\varphi}} dp_{\varphi}, \quad (80)$$

где

$$F(\kappa) = \frac{1}{\pi} \int_0^{+\infty} \exp\left(ikt + \frac{it^3}{3}\right) dt, \quad (81)$$

$$\kappa = \frac{2(\omega - k_{\parallel} v_{\varphi})}{\omega^{1/3} v_{\varphi}^{2/3}} \rho_0^{2/3}, \quad (82)$$

производная функции  $F$  по аргументу обозначается штрихом,  $\rho_0$  — радиус кривизны магнитного поля.

Поскольку в магнитосфере радиопульсаров, как легко проверить, благодаря большой величине радиуса кривизны магнитного поля  $\rho_0$  выполнено условие  $\kappa \gg 1$ , можно использовать асимптотику функции  $F(\kappa)$ :

$$F(\kappa) \approx \frac{i}{\pi\kappa} + \frac{2i}{\pi\kappa^4} + \dots \quad (83)$$

После интегрирования по частям получаем окончательный результат:

$$\varepsilon_{ij} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{3}{2} \left\langle \frac{\omega_p^2 v_{\parallel}^2}{\gamma^3 \rho_0^2 \tilde{\omega}^4} \right\rangle & -i \left\langle \frac{\omega_p^2 v_{\parallel}}{\gamma^3 \rho_0 \tilde{\omega}^3} \right\rangle \\ i \left\langle \frac{\omega_p^2 v_{\parallel}}{\gamma^3 \rho_0 \tilde{\omega}^3} \right\rangle & 1 - \left\langle \frac{\omega_p^2}{\gamma^3 \tilde{\omega}^2} \right\rangle \end{pmatrix}. \quad (84)$$

Здесь по определению  $\tilde{\omega} = \omega - \mathbf{k}\mathbf{v}$ , угловые скобки означают как усреднение по функции распределения частиц  $f_{e^+,e^-}(p_{\varphi})$ , так и суммирование по типу частиц:

$$\langle(\dots)\rangle = \sum_{e^+,e^-} \int(\dots) f_{e^+,e^-}^{(0)}(p_{\varphi}) dp_{\varphi}. \quad (85)$$

Мы видим, что найденный тензор диэлектрической проницаемости (84) в точности совпадает с тензором, полученным в [2], и является тем самым тензором диэлектрической проницаемости, который предсказывает существование неустойчивых изгибно-плазменных мод. Как и ожидалось, в пределе  $\rho_0 \rightarrow \infty$  найденный тензор совпадает с тензором однородной плазмы. При этом ненулевые компоненты  $\varepsilon_{xy}$ ,  $\varepsilon_{yx}$  и  $\delta\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{xx} - 1$  в тензоре  $\varepsilon_{ij}$  (84) для конечной кривизны возникают вследствие нелокального отклика плазмы на электромагнитное поле волны. Параметр нелокальности  $(v_{\parallel}/\tilde{\omega})/\rho_0$  является отношением длины формирования излучения  $l_f = ct$  к величине радиуса кривизны. Для вакуума  $\tilde{\omega} \simeq \omega/\gamma^2$ , а длина  $v_{\parallel}/\tilde{\omega}$  совпадает с длиной формирования изгибного излучения  $l_f$ .

Важно, что компоненты  $\varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx}$  и  $\delta\varepsilon_{xx}$  существенно изменяют поляризацию волны. Связь между компонентами  $E_{\varphi}$  и  $E_{\rho}$  электрического поля волны, следующая из выражения для тензора диэлектрической проницаемости (84), даётся соотношением

$$(\varepsilon_{xy} + n_{\rho} n_{\varphi}) E_{\varphi} + (\delta\varepsilon_{xx} + 1 - n_{\varphi}^2) E_{\rho} = 0, \quad (86)$$

где  $n_{\rho}$  и  $n_{\varphi}$  — безразмерные компоненты волнового вектора  $\mathbf{n} = \mathbf{k}c/\omega$ . Для строго азимутального распро-

странения (т.е. для  $n_p = 0$ )

$$E_\varphi \simeq \frac{\delta \varepsilon_{xx}}{\varepsilon_{xy}} E_\rho \simeq \frac{c}{\rho c \bar{\omega}} E_\rho. \quad (87)$$

В результате электрическое поле в волне может совершать отрицательную работу над током частиц  $j_\varphi$ , т.е. может возбуждаться. Это свойство нарушается, если  $\delta \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{xy} = 0$ , из чего следует, что  $E_\varphi = 0$ .

Таким образом, как показано выше (см. также [96]), волна с поляризацией  $[E_\rho(\rho); E_\varphi(\rho)] \exp(is\varphi)$ , содержащая лишь одну азимутальную гармонику  $s$ , удовлетворяет только черенковскому механизму излучения, тогда как излучение заряженной частицы в кольцевом магнитном поле в вакууме содержит три азимутальные гармоники:  $s$  и  $s \pm 1$ . Это свойство обеспечивает выход волны из фазового синхронизма с током частиц. Далее, для коллективного изгибного излучения показано, что гидродинамическая модель плазмы, движущейся вдоль бесконечного магнитного поля, даёт различные результаты для усиления волн в зависимости от их поляризации. Следовательно, нет никакого другого способа нахождения поляризации неустойчивых мод, кроме вычисления отклика среды на электромагнитное поле, точнее говоря, вычисления тензора диэлектрической проницаемости. Правильная процедура вычисления тензора диэлектрической проницаемости через разложение на цилиндрические моды указана выше. Показано, что вычисленный нами тензор совпадает с тензором [3], полученным ранее другим способом.

В заключение следует отметить, что неудачные попытки найти коллективное изгибное излучение привели к введению термина "изгибно-дрейфовая неустойчивость" [36]. Как показано выше, выбираемая в таком анализе поляризация волны, а именно единственная азимутальная гармоника, обеспечивает только возможность черенковского механизма усиления. В этом случае центробежный дрейф частиц играет определяющую роль. Практически это единственный эффект кривизны в таком анализе. Черенковский резонанс с учётом дрейфового движения даёт в лучшем случае малое усиление волн [37].

### 3.5. Теория распространения радиоволн

В этом разделе мы сделаем несколько замечаний, касающихся последних работ по теории распространения волн в магнитосфере радиопульсаров и проблеме формирования их средних импульсов. За многие годы накопилось большое количество поляриметрических наблюдений [97–100], для анализа которых недостаточно простейшей модели полого конуса, используемой до сих пор. Напомним, что в основе этой модели лежат три следующих предположения (см., например, [15]):

- поляризация формируется в месте излучения;
- радиоволны распространяются по прямой;
- циклотронным поглощением можно пренебречь.

Однако, по большому счёту, все эти три предположения оказались неверными. А именно, в работе [101] показано, что во внутренних областях магнитосферы существенно преломление одной из нормальных мод. После появления работы группы А.Б. Михайловского [102] стало ясно, что циклотронное поглощение может существенно влиять на интенсивность выходящего радиоизлучения. Влиянием магнитосферной плазмы на изменение поляризации радиоизлучения при распространении во внутренних областях магнитосферы также нельзя

пренебречь [103]. Здесь главным оказывается эффект предельной поляризации, который заключается в следующем. В области плотной плазмы поляризация радиоизлучения следует законам геометрической оптики, поэтому ориентация эллипса поляризации совпадает с ориентацией магнитного поля в картинной плоскости. В вакуумной области, напротив, поляризация волны остаётся неизменной. Таким образом, существует некий переходный слой, после прохождения которого поляризация "замораживается". При типичных параметрах магнитосферы пульсара оказывается, что поляризация формируется не в месте излучения, а на расстоянии от него около  $0,1R_L$  [104, 105]. Учёт этого эффекта должен объяснить и наблюдаемую долю круговой поляризации порядка (5–10)%. Таким образом, для количественного сравнения результатов теории радиоизлучения с данными наблюдений необходимо иметь последовательную теорию распространения радиоволн в магнитосфере.

В настоящее время теорию распространения радиоволн в магнитосфере пульсаров можно считать разработанной с достаточной для этого точностью [106–110]. В магнитосфере существуют четыре нормальные моды [3, 16]. Две из них являются плазменными, две — электромагнитными, способными покинуть магнитосферу. Необыкновенная волна (Х-мода), поляризованная перпендикулярно направлению магнитного поля в картинной плоскости, распространяется по прямой, а обыкновенная волна (О-мода) испытывает преломление, отклоняясь от магнитной оси [101]. Важным моментом здесь является то, что при типичных параметрах магнитосферы преломление происходит на расстояниях до  $\approx 0,01R_L$ , т.е. его можно рассматривать отдельно от циклотронного поглощения и предельной поляризации.

В нашей работе [110] на основании метода Кравцова — Орлова [109] построена такая теория распространения в реалистичной магнитосфере радиопульсара, учитывающая поправки к дипольной магнитосфере (на основании результатов, полученных при численном моделировании в работе [20]), дрейф частиц плазмы в скрещённых электрическом и магнитном полях, а также реалистичную функцию распределения частиц. Построенная теория позволяет рассматривать произвольный профиль пространственного распределения плазмы, который может отличаться от модели полого конуса, поскольку известно, что именно неоднородное распределение плазмы приводит к появлению характерной "пятнистости" диаграммы направленности радиоизлучения [98].

Основным результатом теории является предсказание корреляции между знаком круговой поляризации (параметр Стокса  $V$ ) и знаком производной хода позиционного угла линейной поляризации р.а. вдоль профиля  $d \text{p.a.}/d\phi$ , где  $\phi$  — фаза радиоимпульса. В частности, для обыкновенной моды эти знаки должны быть противоположными, а для необыкновенной — совпадать. Поскольку, как отмечалось, преломление обыкновенной волны приводит к отклонению лучей от оси вращения, её диаграмма направленности должна быть шире, чем диаграмма направленности необыкновенной волны. Причём для обыкновенной моды в основном должны наблюдаться двойные профили радиоизлучения, а для более узкой необыкновенной моды — одиночные [3].

Наблюдения полностью подтверждают и этот вывод теории [111]. В обзорах [99, 100] для анализа были отоб-

**Таблица.** Статистика пульсаров с известными круговой поляризацией  $V$  и ходом позиционного угла р.а. Периоды пульсаров  $P$  выражены в секундах, а ширина окна  $W_{50}$  — в градусах

Профиль	O <sub>S</sub>	O <sub>D</sub>	X <sub>S</sub>	X <sub>D</sub>
Число	6	23	45	6
$\sqrt{PW}_{50}$	$6,8 \pm 3,1$	$10,7 \pm 4,5$	$6,5 \pm 2,9$	$5,3 \pm 3,0$

раны более 70 пульсаров, у которых хорошо прослеживается как ход позиционного угла, так и знак циркулярной поляризации  $V$  (результаты анализа представлены в таблице). В случае противоположных знаков производной  $dr.a./d\phi$  и параметра Стокса  $V$  соответствующий пульсар отнесли к классу O, а в случае одинаковых знаков — к классу X. Как видно из таблицы, большинство пульсаров, имеющих двугорбый (индекс D) профиль, действительно соответствует обыкновенной волне, а большинство пульсаров с одnogорбыми профилями (индекс S) — необыкновенной. Более того, средняя ширина диаграммы направленности на уровне 50 % интенсивности  $W_{50}$  (нормированная с учётом различных периодов пульсаров  $P$ ) для пульсаров O<sub>D</sub> действительно примерно в два раза превышает среднюю ширину диаграммы направленности для пульсаров класса X<sub>S</sub>. Существование некоторого количества пульсаров классов O<sub>S</sub> и X<sub>D</sub> не должно вызывать удивления, поскольку при центральном прохождении через диаграмму направленности, независимо от того, соответствует она O-моду или X-моду, должен наблюдаться двугорбый профиль, а при боковом прохождении — одnogорбый.

Другим важным результатом является определение границы применимости стандартного соотношения

$$p.a. = \arctan\left(\frac{\sin \chi \sin \phi}{\sin \chi \cos \zeta \cos \phi - \sin \zeta \cos \chi}\right), \quad (88)$$

описывающего ход позиционного угла в среднем профиле в предположении о справедливости модели полого конуса (отсутствие поглощения, дипольное магнитное поле в области излучения, где и определяется поляризация). Здесь вновь  $\chi$  — угол наклона магнитного диполя к оси вращения,  $\zeta$  — угол между осью вращения и направлением на наблюдателя,  $\phi$  — фаза импульса. Аккуратный учёт эффектов распространения показал [108, 111], что такой ход позиционного угла может быть реализован только в условиях малой плотности плазмы или высокой средней энергии частиц. При достаточно разумных параметрах (например, множественности  $\lambda \sim 10^4$  и среднем лоренц-факторе  $\gamma \sim 50$ ), удовлетворяющих моделям рождения частиц, получены серьёзные отклонения от предсказания (88). Напомним, что именно уравнение (88) в течение многих лет использовалось для оценки угла наклона пульсара, являющегося важнейшим параметром для определения структуры магнитосферы. В ближайшее время мы планируем провести детальное сравнение наблюдательных данных с предсказаниями теории.

#### 4. Заключение

Приведённых в данной статье соображений, на наш взгляд, совершенно достаточно для того, чтобы с уверенностью утверждать, что развитая нами ещё в 1980-х годах теория магнитосферы радиопульсаров и механизма их когерентного излучения [3] никаких внутренних противоречий не содержит. Более того, как показано выше,

полученные в последнее время наблюдательные данные подтверждают справедливость основных выводов теории. Поэтому с учётом последних результатов [110], касающихся эффектов распространения волн в магнитосфере нейтронной звезды (см. раздел 3.5), развитая нами теория, в отличие от многих других, позволяет делать количественные предсказания относительно эволюции нейтронных звёзд и свойств наблюдаемого радиоизлучения.

Ещё раз подчеркнём, что настоящая статья касается лишь теоретических основ нашей модели радиопульсаров. Подробное изложение количественных предсказаний теории, как и их сравнение с наблюдательными данными, требует отдельного детального обсуждения. Этот вопрос будет рассмотрен в другой публикации.

Авторы благодарят А.В. Гуревича за ценные замечания и поддержку, а также А. Спитковского и А.Д. Чеховского за полезное обсуждение. Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 11-02-01021).

#### Список литературы

1. Бескин В С, Гуревич А В, Истомин Я Н *ЖЭТФ* **85** 401 (1983) [Beskin V S, Gurevich A V, Istomin Ya N *Sov. Phys. JETP* **58** 235 (1983)]
2. Beskin V S, Gurevich A V, Istomin Ya N *Astrophys. Space Sci.* **146** 205 (1988)
3. Beskin V S, Gurevich A V, Istomin Ya N *Physics of the Pulsar Magnetosphere* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1993)
4. Hewish A et al. *Nature* **217** 709 (1968)
5. Ginzburg V L, Zheleznyakov V V *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **13** 511 (1975)
6. Гинзбург В Л, Железняков В В, Зайцев В В *УФН* **98** 201 (1969) [Ginzburg V L, Zheleznyakov V V, Zaitsev V V *Sov. Phys. Usp.* **12** 378 (1969)]
7. Кадомцев Б Б, Кудрявцев В С *Письма в ЖЭТФ* **13** 61 (1971) [Kadomtsev B B, Kudryavtsev V S *JETP Lett.* **13** 42 (1971)]
8. Ломинадзе Д Г, Михайловский А Б, Сагдеев Р З *ЖЭТФ* **77** 1951 (1979) [Lominadze D G, Mikhailovskii A B, Sagdeev R Z *Sov. Phys. JETP* **50** 927 (1979)]
9. Lominadze J G, Machabeli G Z, Usov V V *Astrophys. Space Sci.* **90** 19 (1983)
10. Goldreich P, Julian W H *Astrophys. J.* **157** 869 (1969)
11. Coppi B, Pegoraro F *Ann. Physics* **119** 97 (1979)
12. Melrose D B *Astrophys. J.* **225** 557 (1978)
13. Mestel L *Stellar Magnetism* (New York: Oxford Univ. Press, 1999)
14. Ruderman M A, Sutherland P G *Astrophys. J.* **196** 51 (1975)
15. Manchester R N, Taylor J H *Pulsars* (San Francisco: W. H. Freeman, 1977) [Манчестер Р, Тейлор Дж *Пульсары* (М.: Мир, 1980)]
16. Lyne A G, Graham-Smith F *Pulsar Astronomy* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1998)
17. Sturrock P A *Astrophys. J.* **164** 529 (1971)
18. Bogovalov S V *Astron. Astrophys.* **349** 1017 (1999)
19. Lyubarsky Y, Kirk J G *Astrophys. J.* **547** 437 (2001)
20. Spitkovsky A *Astrophys. J.* **648** L51 (2006)
21. Kalapotharakos C, Contopoulos I *Astron. Astrophys.* **496** 495 (2009)
22. Michel F C *Astrophys. J.* **180** 207 (1973)
23. Mestel L, Wang Y-M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **188** 799 (1979)
24. Contopoulos I, Kazanas D, Fendt C *Astrophys. J.* **511** 351 (1999)
25. Goodwin S P et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **349** 213 (2004)
26. Gruzinov A *Phys. Rev. Lett.* **94** 021101 (2005)
27. Komissarov S S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **367** 19 (2006)
28. McKinney J C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **368** L30 (2006)
29. Timokhin A N *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **368** 1055 (2006)
30. Бескин В С *УФН* **169** 1169 (1999) [Beskin V S *Phys. Usp.* **42** 1071 (1999)]
31. Usov V V, in *On the Present and Future of Pulsar Astronomy, 26th Meeting of the IAU, Joint Discussion 2, 16–17 August, 2006, Prague, Czech Republic* (2006) JD02, No. 3
32. Lyubarsky Yu *AIP Conf. Proc.* **983** 29 (2008)
33. Radhakrishnan V, Cooke D J *Astrophys. Lett.* **3** 225 (1969)
34. Beskin V S, Gurevich A V, Istomin Ya N *Astrophys. Space Sci.* **102** 301 (1984)
35. Бескин В С, Гуревич А В, Истомин Я Н *ЖЭТФ* **92** 1277 (1987) [Beskin V S, Gurevich A V, Istomin Ya N *Sov. Phys. JETP* **65** 715 (1987)]



36. Lyutikov M, Machabeli G, Blandford R *Astrophys. J.* **512** 804 (1999)
37. Kaganovich A, Lyubarsky Yu *Astrophys. J.* **721** 1164 (2010)
38. Larroche O, Pellat R *Phys. Rev. Lett.* **59** 1104 (1987)
39. Melrose D B *J. Astrophys. Astron.* **16** 137 (1995)
40. Beskin V S, Gurevich A V, Istomin Ya N, Arons J *Phys. Today* **47** (10) 71 (1994)
41. Beskin V S, Gurevich A V, Istomin Ya N *Phys. Rev. Lett.* **61** 649 (1988)
42. Istomin Ya N *Plasma Phys. Control. Fusion* **36** 1081 (1994)
43. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Теория поля* (М.: Наука, 1973) [Landau L D, Lifshitz E M *The Classical Theory of Fields* (Oxford: Butterworth-Heinemann, 1980)]
44. Henriksen R N, Norton J A *Astrophys. J.* **201** 719 (1975)
45. Mestel L, Panagi P, Shibata S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **309** 388 (1999)
46. Arons J *Astrophys. J.* **248** 1099 (1981)
47. Bai X-N, Spitkovsky A *Astrophys. J.* **715** 1282 (2010)
48. Бескин В С *УФН* **180** 1241 (2010) [Beskin V S *Phys. Usp.* **53** 1199 (2010)]
49. Kramer M et al. *Science* **312** 549 (2006)
50. Camilo F et al. *Astrophys. J.* **746** 63 (2012); arXiv:1111.5870
51. Beskin V S, Nokhrina E E *Astrophys. Space Sci.* **308** 569 (2007)
52. Gurevich A V, Istomin Ya N *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **377** 1663 (2007)
53. Li J, Spitkovsky A, Tchekhovskoy A *Astrophys. J.* **746** 24 (2012)
54. Истомин Я Н, Шабанова Т В *Астрон. журн.* **84** 139 (2007) [Istomin Ya N, Shabanova T V *Astron. Rep.* **51** 119 (2007)]
55. Lyne A G, Manchester R N, Taylor J H *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **213** 613 (1985)
56. Tauris T M, Manchester R N *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **298** 625 (1998)
57. Young M D T et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **402** 1317 (2010)
58. Бескин В С, Нохрина Е Е *Письма в Астрон. журн.* **30** 754 (2004) [Beskin V S, Nokhrina E E *Astron. Lett.* **30** 685 (2004)]
59. Бескин В С, Елисеева С А *Письма в Астрон. журн.* **31** 290 (2005) [Beskin V S, Eliseeva S A *Astron. Lett.* **31** 263 (2005)]
60. Eliseeva S A, Popov S B, Beskin V S, astro-ph/0611320
61. Lipunov V M, Postnov K A, Prokhorov M E *Astron. Astrophys.* **310** 489 (1996)
62. Story S A, Gonthier P L, Harding A K *Astrophys. J.* **671** 713 (2007)
63. Попов С Б, Прохоров М Е *УФН* **177** 1179 (2007) [Popov S B, Prokhorov M E *Phys. Usp.* **50** 1123 (2007)]
64. Michel F C *Astrophys. J.* **180** L133 (1973)
65. Mestel L *Astrophys. Space Sci.* **24** 289 (1973)
66. Любарский Ю Э *Письма в Астрон. журн.* **16** 34 (1990) [Lyubarskii Y E *Sov. Astron. Lett.* **16** 16 (1990)]
67. Бескин В С *Осесимметричные стационарные течения в астрофизике* (М.: Физматлит, 2005) [Beskin V S *MHD Flows in Compact Astrophysical Objects* (Heidelberg: Springer, 2010)]
68. Kennel C F, Coroniti F V *Astrophys. J.* **283** 694 (1984)
69. Barkov M V, Komissarov S S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **385** 28 (2008)
70. Tchekhovskoy A, McKinney J C, Narayan R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **388** 551 (2008)
71. Narayan R, McKinney J C, Farmer A F *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **375** 548 (2007)
72. Beskin V S, Malyskin L M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **298** 847 (1998)
73. Истомин Я Н, Собьянин Д Н *ЖЭТФ* **136** 458 (2009) [Istomin Ya N, Sobyenin D N *JETP* **109** 393 (2009)]
74. Medin Z, Lai D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **406** 1379 (2010)
75. Timokhin A N *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **408** 2092 (2010)
76. Beskin V S, Rafikov R R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **313** 433 (2000)
77. Michel F C *Astrophys. J.* **158** 727 (1969)
78. Daugherty J K, Harding A K *Astrophys. J.* **252** 337 (1982)
79. Takahashi T et al. *Astrophys. J.* **470** L89 (1996)
80. Abdo A A et al. *Astrophys. J.* **707** 1310 (2009)
81. Bosch-Ramon V, Khangulyan D *Int. J. Mod. Phys. D* **18** 347 (2009)
82. Aharonian F A, Bogovalov S V, Khangulyan D *Nature* **482** 507 (2012)
83. Khangulyan D et al. *Astrophys. J.* **752** L17 (2012); arXiv:1107.4833
84. Березинский В С и др. *Астрофизика космических лучей* (Под ред. В Л Гинзбурга) (М.: Наука, 1990) [Berezinskii V S et al. *Astrophysics of Cosmic Rays* (Ed. V L Ginzburg) (Amsterdam: North-Holland, 1990)]
85. Bogovalov S V et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **387** 63 (2008)
86. Bernstein I B, Friedland L, in *Basic Plasma Physics* Vol. 1 (Handbook of Plasma Physics, Vol. 1, Eds A Galeev, R N Sudan) (Amsterdam: North-Holland, 1984) p. 367; Бернштейн А, Фриденд Л, в сб. *Основы физики плазмы* Т. 1 (Под ред. А А Галеева, Р Судана) (М.: Энергоатомиздат, 1983) с. 393
87. Machabeli G Z *Plasma Phys. Control. Fusion* **33** 1227 (1991)
88. Machabeli G Z *Plasma Phys. Control. Fusion* **37** 177 (1995)
89. Nambu M *Plasma Phys. Control. Fusion* **31** 143 (1989)
90. Nambu M *Phys. Plasmas* **3** 4325 (1996)
91. Asseo E, Pellat R, Sol H *Astrophys. J.* **266** 201 (1983)
92. Asseo E, Pellat R, Rosado M *Astrophys. J.* **239** 661 (1980)
93. Кадомцев Б Б *Коллективные явления в плазме* 2-е изд. (М.: Наука, 1988) [Kadomtsev B B, in *Reviews of Plasma Physics* Vol. 22 (Ed. V D Shafranov) (New York: Kluwer Acad./Plenum Publ., 2001) p. 1]
94. Bornatici M, Kravtsov Yu A *Plasma Phys. Control. Fusion* **42** 255 (2000)
95. Dodin I Y, Fisch N J *Phys. Rev. D* **82** 044044 (2010)
96. Istomin Ya N, Philippov A A, Beskin V S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **422** 232 (2012); arXiv:1111.3935
97. Rankin J M *Astrophys. J.* **274** 333 (1983)
98. Rankin J M *Astrophys. J.* **352** 247 (1990)
99. Weltevrede P, Johnston S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **391** 1210 (2008)
100. Hankins T H, Rankin J M *Astron. J.* **139** 168 (2010)
101. Barnard J J, Arons J *Astrophys. J.* **302** 138 (1986)
102. Михайловский А Б и др. *Письма в Астрон. журн.* **8** 685 (1982) [Mikhailovskii A B et al. *Sov. Astron. Lett.* **8** 369 (1982)]
103. Petrova S A, Lyubarskii Yu E *Astron. Astrophys.* **355** 1168 (2000)
104. Cheng A F, Ruderman M A *Astrophys. J.* **229** 348 (1979)
105. Barnard J J *Astrophys. J.* **303** 280 (1986)
106. Petrova S A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **368** 1764 (2006)
107. Wang C, Lai D, Han J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **403** 569 (2010)
108. Beskin V S, Philippov A A, arXiv:1101.5733
109. Кравцов Ю Н, Орлов Ю И *Геометрическая оптика неоднородных сред* (М.: Наука, 1980) [Kravtsov Yu A, Orlov Yu I *Geometrical Optics of Inhomogeneous Media* (Berlin: Springer-Verlag, 1990)]
110. Beskin V S, Philippov A A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **425** 814 (2012)
111. Андрианов А С, Бескин В С *Письма в Астрон. журн.* **36** 260 (2010) [Andrianov A S, Beskin V S *Astron. Lett.* **36** 248 (2010)]

### Radio pulsars: the search for truth

V.S. Beskin, Ya.N. Istomin

*P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences,*

*Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation. Tel. +7 (499) 132 65 95. E-mail: beskin@lpi.ru*

*Moscow Institute of Physics and Technology, Institutskii per. 9, 141700 Dolgoprudnyi, Moscow region, Russian Federation*

A.A. Filippov

*Moscow Institute of Physics and Technology,*

*Institutskii per. 9, 141700 Dolgoprudnyi, Moscow region, Russian Federation;*

*Department of Astrophysical Sciences, Princeton University, 4 Ivy Lane, Peyton Hall, Princeton, NJ 08544, USA*

It was as early as the 1980s that A.V. Gurevich and his group proposed a theory to explain the magnetosphere of pulsars and the mechanisms by which they produce coherent radiation. The theory has been sharply criticized and is currently rarely mentioned when discussing the observational properties of radio pulsars, even though all the criticisms were in their time disproven in a most thorough and detailed manner. Recent results show even more conclusively that the theory has no internal inconsistencies. New observational data also demonstrate the validity of the basic conclusions of the theory. Based on the latest results on the effects of wave propagation in the magnetosphere of a neutron star, it is shown that the developed theory does indeed allow quantitative predictions on the evolution of neutron stars and the properties of the observed radio emission.

PACS numbers: **52.35** – g, 95.30.Gv, 97.60.Gb

Bibliography — 111 references

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **183** (2) 179–194 (2013)

DOI: 10.3367/UFNr.0183.201302e.0179

Received 14 March 2012, revised 22 May 2012

*Physics – Uspekhi* **56** (2) (2013)