

РАЗВИТИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ О ПУЛЬСАРАХ

1. ОСНОВОПОЛАГАЮЩИЕ РАБОТЫ

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

Высота однородной атмосферы в гравитационном поле

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

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

Вследствие почти бесконечной проводимости плазмы внутри пульсара электрическое поле удовлетворяет уравнению

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

а продольное поле оказывается порядка

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

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

заполняться плазмой с пространственной плотностью зарядов

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

и используя выражение для касательной

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

приходим к следующему уравнению касательной:

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

Здесь учтены связи между декартовыми и полярными координатами точки касания:

$$y_0 = r_0 \sin \theta_0, \quad (14)$$

$$z_0 = r_0 \cos \theta_0.$$

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

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

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

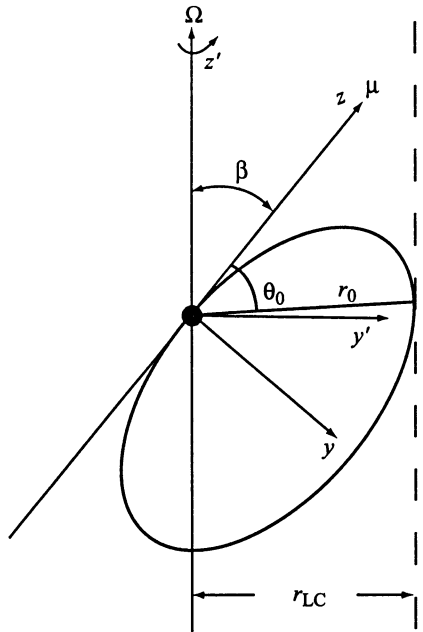


Рис. 17. Схема для вычислений углового размера конуса открытых силовых линий при произвольном угле β

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

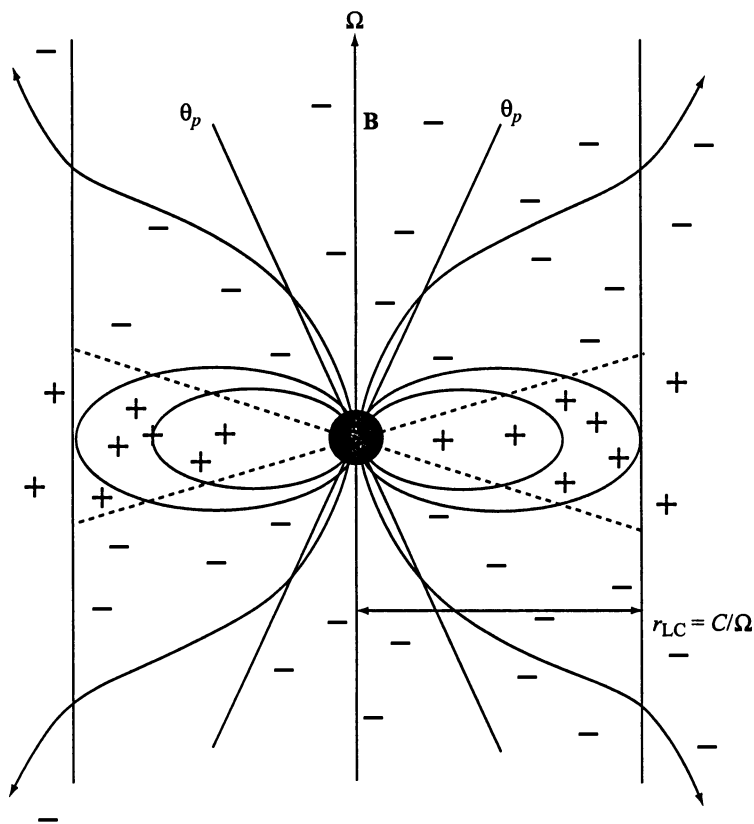


Рис. 18. Схематическое представление магнитосферы пульсара. Эта модель была предложена Голдрайхом и Джулианом в 1969 г. [81]

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

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

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

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

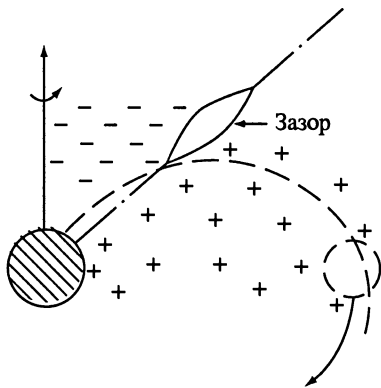


Рис. 19. Внешний зазор в магнитосфере пульсара

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

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

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

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

где

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

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

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

при ненулевом питч-угле ψ .

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

с сильным взаимодействием пучка и плазмы на локальной плазменной частоте

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

Здесь

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

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

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

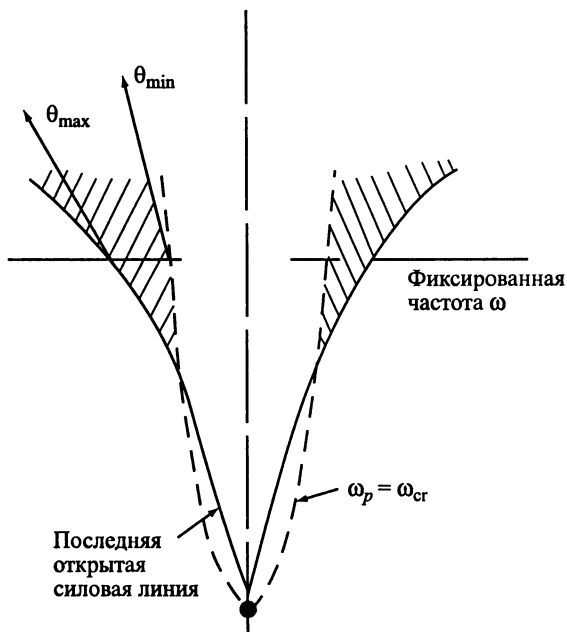


Рис. 20. Модель Рудермана–Сазерленда

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

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

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

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

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

и угла наклона касательной к радиусу-вектору

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

2. «ГРУЗИНСКАЯ» МОДЕЛЬ

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