

УДК: 524.354

К ПРОБЛЕМЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ*

Г.С.СААКЯН, Э.В.ЧУБАРЯН

Поступила 19 мая 1994

Определено взаимосогласованное электрическое поле в нейтронной звезде, в ее магнитосфере (область замкнутых магнитных силовых линий) и в радиационном канале (воронка открытых магнитных силовых линий) для случаев соосного и косоугольного роторов в предположении, что звезда намагничена однородно, а вне ее до светового цилиндра магнитное поле преимущественно дипольное. При острых углах наклона магнитной оси относительно оси вращения в вопросе радиоизлучения пульсара нет принципиального отличия между моделями косоугольного и соосного роторов, так как продольное электрическое поле E_B в радиационном канале примерно одинаковое и, что более важно, характерное время полного цикла процессов, приводящих к формированию радиоизлучения, меньше периода вращения звезды. Установлено, что, в принципе, существуют два разных канала образования радиоизлучения пульсара. Первый — это когерентное излучение небольших отрезков потока вторичных частиц (позитронов при $\vec{\mu} \uparrow \uparrow \vec{\Omega}$ и электронов при $\vec{\mu} \uparrow \downarrow \vec{\Omega}$, где $\vec{\mu}$ — магнитный момент звезды, $\vec{\Omega}$ — угловая скорость ее вращения) в нижней части радиационного канала ($r - R \sim R$, где R — радиус звезды). Второй канал — это когерентное излучение периодических сгустков зарядов (бунчи), которые в принципе могут образоваться в потоке электронно-позитронной плазмы на расстояниях $r \sim 10^{10}$ см в радиационном канале при прохождении через нее струи первичных электронов (ветвь плазменных колебаний, обусловленных двухпоточковой неустойчивостью).

1. *Введение.* Еще в начале восьмидесятых годов в пионерских работах Старрока [1], Рудермана и Сатерланда [2], был достигнут значительный прогресс в деле понимания сложной природы радиоизлучения пульсаров. Подобные исследования продолжались в работах Гуревича и сотрудников [3–5]. Исследования этой проблемы, проводимые нами, привели нас к представлению, что здесь ситуация пока достаточно сложная: фактически теория еще не доведена до той

* The research described in this publication was made possible in part by Grand № RY6000 from the International Science Foundation.

степени развития, чтобы могла охватить все важные особенности наблюдаемого излучения пульсаров, вообще, и радиоизлучения, в частности. В настоящее время накоплено огромное количество наблюдательных фактов и поэтому назрела необходимость создания такой теории, которая могла бы охватить наряду с проблемой радиоизлучения и другие аспекты богатой особенностями явления пульсаров.

Бесспорным в существующей теории нам кажется изгибный характер радиоизлучения пульсара, а именно то представление, что оно возникает при движении каких-то сгустков зарядов (с размерами, не превышающими длину излучаемых волн) по силовым линиям мощного магнитного поля нейтронной звезды, на определенном расстоянии от нее. Остается, однако, невыясненным ряд вопросов принципиального характера. Это прежде всего относится к электрическому полю в канале открытых магнитных силовых линий, генерируемому вращением звезды. Казалось бы, в этом вопросе каких-либо сомнений и проблем не должно быть, но, увы, ситуация не такая простая, как может показаться с первого взгляда. Далее известно, что в радиопулсарах нейтронная звезда имеет сильное магнитное поле (порядка 10^{12} Гаусс на полюсе), но неизвестен его точный характер, а именно: в пределах магнитосферы оно преимущественно дипольное, или же в некоторых областях содержит заметный вклад от мультиполей? Эти неопределенности, конечно, существенно влияют на теорию. Важнейшей частью магнитосферы нейтронной звезды является канал открытых магнитных силовых линий (ниже мы его называем радиационным каналом), где происходят бурные электромагнитные процессы, приводящие к формированию сравнительно мощного радиоизлучения пульсаров. Без уточнения наших представлений о радиационном канале и знания точной картины магнитного и электрического полей в нем, построение более или менее серьезной теории радиоизлучения, конечно, невозможно.

Предлагаемая работа посвящена исследованию электромагнитных полей и физической ситуации в радиационном канале, а также поискам возможных конкретных механизмов, ответственных за радиоизлучение.

2. *Электрическое поле в пульсарах.* В пульсарах магнитное поле является первичным, а электрическое поле, генерируемое вращением, — вторичным. Всем небесным телам присуще магнитное поле, но у нейтронных звезд оно очень сильное, что обусловлено их малым радиусом и, по-видимому, внутренними структурными особенностями. Разумно считать, что магнитное поле в ближней окрестности нейтронной звезды в основном дипольного характера. Токи, циркулирующие в магнитосфере, конечно, вносят некоторое искажение в исходное

поле, но оно, будучи вторичным эффектом, по-видимому, вряд ли может серьезно изменить исходную картину.

Итак, будем считать, что нейтронная звезда намагничена однородно с постоянным намагничением $\vec{I} = 3\vec{B}_s/8\pi$, где \vec{B}_s — магнитная индукция в звезде. Вне звезды магнитное поле дипольное

$$\vec{B} = \frac{3(\vec{\mu} \vec{r})\vec{r}}{r^5} - \frac{\vec{\mu}}{r^3}, \quad (1)$$

где $\vec{\mu} = 0.5 R^3 \vec{B}_s$, — магнитный момент, R — радиус нейтронной звезды.

Торможение вращения нейтронной звезды и ослабление ее магнитного поля происходят весьма медленно, поэтому электрическое поле в пульсарах можно с достаточной точностью считать потенциальным. Пульсар как космогонический объект состоит из трех основных областей: нейтронная звезда, магнитосфера и радиационные каналы. Под магнитосферой мы подразумеваем часть окружения нейтронной звезды с замкнутыми магнитными силовыми линиями. Радиационные каналы — это узкие воронкообразные части пространства над полюсами, где магнитные силовые линии, не замыкаясь в объеме магнитосферы, уходят за ее пределы. Физические условия в этих частях пульсара резко отличаются друг от друга, но они сильно взаимосвязаны, особенно в вопросе электромагнитных полей.

Для определения электрического поля в звезде и магнитосфере будем исходить из выражения плотности токов:

$$\vec{j}_k = \rho_k [\vec{\Omega} \vec{r}] + \sigma_k \left\{ -\nabla \varphi_k + \frac{1}{c} [[\vec{\Omega} \vec{r}] \vec{B}] \right\}, \quad (2)$$

где ρ_k — плотность зарядов, σ_k — электропроводность, индекс $k=1$ относится к звезде, а $k=2$ — к магнитосфере, r — расстояние точки наблюдения от центра звезды и Ω — угловая скорость вращения звезды. В (2) фактически считается, что плазма заморожена в магнитное поле и увлекается вращением звезды. Считая σ_k очень большим, из (2) получаем

$$\vec{E}_k \approx \frac{1}{c} [\vec{B} [\vec{\Omega} \vec{r}]]. \quad (3)$$

Приблизительно таково электрическое поле в звезде и в ее магнитосфере. Это признанное приближение, которое перестает быть верным лишь вблизи поверхности светового цилиндра.

Обсудим сначала случай, когда магнитный момент звезды совпадает с осью вращения (соосный ротатор). Магнитное поле внутри звезды считаем однородным:

$$\vec{B}_z = \pm B_z \hat{e}_z, \quad (4)$$

где \hat{e}_z — единичный вектор по оси z , представляющий общее направление оси вращения и магнитной оси; верхний знак относится к случаю, когда вектор магнитного момента параллелен оси вращения, а нижний — к антипараллельному случаю. Учитывая (4), из (3) для напряженности электрического поля в звезде находим

$$\vec{E}_1 \approx -\frac{(\vec{\Omega} \vec{B}_z)}{c} r \left(\sin^2 \theta \cdot \hat{e}_r + \sin \theta \cdot \cos \theta \cdot \hat{e}_\theta \right), \quad (5)$$

где \hat{e}_r — единичный вектор по направлению радиуса, \hat{e}_θ — по меридиональной линии. Скалярное произведение векторов $\vec{\Omega}$ и \vec{B}_z написано с целью избежания ошибки в выборе знака перед скобкой при их параллельном и антипараллельном расположении. Напряженности (5) соответствует потенциал

$$\varphi_1(r, \theta) = \frac{(\vec{\Omega} \vec{B}_z)}{2c} R^2 \left(\frac{r^2}{R^2} \sin^2 \theta + c_1 \right), \quad (6)$$

где c_1 — постоянная интегрирования.

Подставляя (1) в (3), получаем выражение

$$\vec{E}_2 \approx \frac{(\vec{\Omega} \vec{B}_z) R^3}{2cr^2} \left(\sin^2 \theta \cdot \hat{e}_r - \sin 2\theta \cdot \hat{e}_\theta \right) \quad (7)$$

для напряженности электрического поля в магнитосфере. Соответствующий потенциал равен

$$\varphi_2(r, \theta) = \frac{(\vec{\Omega} \vec{B}_z) R^2}{2c} \left(\frac{R}{r} \sin^2 \theta + c_2 \right), \quad (8)$$

где c_2 — постоянная интегрирования.

Теперь обсудим вопрос электрического поля в канале открытых магнитных силовых линий. Здесь плазма не удерживается магнитным полем: частицы, двигаясь по силовым линиям, уходят за пределы магнитосферы (на самом деле они возвращаются назад обратным током у поверхности магнитосферы, по-видимому, через промежуточный слой, существующий между областями открытых и закрытых магнитных силовых линий) или падают на полюс звезды в зависимости от знака их заряда. Правда, из обоих полюсов звезды исходит поток первичных электронов (позитронов), образующий в радиационном канале движущееся облако зарядов с определенной плотностью [2], но они скорее всего играют роль пробных зарядов и вряд ли смогут иметь заметное значение в вопросе электрического поля. Непосредственным источником электрического поля здесь является вращение и оно определяется уравнением Лапласа $\Delta \varphi_3 \approx 0$:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \varphi_3}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \varphi_3}{\partial \theta} \right) = 0 . \quad (9)$$

Общее решение этого уравнения [6]

$$\varphi_3(r, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \left(A_1 r^l + \frac{A_2}{r^{l+1}} \right) P_l(\cos \theta) , \quad (10)$$

где A_1 и A_2 — неопределенные постоянные.

Решения (6), (8) и (10) необходимо сплеть на поверхности раздела областей, требуя непрерывность потенциала:

$$\varphi_1(R, \theta) = \varphi_2(R, \theta) ; \quad \varphi_2(R, \theta) = \varphi_3(R, \theta) .$$

В результате получаем

$$A_1 = 0 , \quad l = 2 , \quad c_1 = c_2 = -\frac{2}{3} , \quad A_2 = -\frac{(\vec{\Omega} \vec{B}_s) R^5}{3c}$$

Таким образом, мы имеем следующее взаимосогласованное решение:

$$\varphi_1(r, \theta) = \frac{(\vec{\Omega} \vec{B}_s) R^2}{2c} \left(\frac{r^2}{R^2} \sin^2 \theta - \frac{2}{3} \right) , \quad (11)$$

$$\varphi_2(r, \theta) = \frac{(\vec{\Omega} \vec{B}_s) R^2}{2c} \left(\frac{R}{r} \sin^2 \theta - \frac{2}{3} \right), \quad (12)$$

$$\varphi_3(r, \theta) \approx \frac{(\vec{\Omega} \vec{B}_s) R^5}{2cr^3} \left(\sin^2 \theta - \frac{1}{3} \right). \quad (13)$$

В соответствии с нашим предположением, что магнитное поле нейтронной звезды является дипольным, электрическое поле ее получается квадрупольным. Найденное решение относится только к расстояниям $r < c/\Omega$, вне светового цилиндра электрическое и магнитное поля совсем другие.

На границе раздела радиационного канала и магнитосферы найденное решение не обеспечивает непрерывность электрического потенциала: $\varphi_3(r, \theta_m) \neq \varphi_2(r, \theta_m)$, где $\theta_m(r)$ — угол последней силовой линии, которая не замыкается внутри магнитосферы

$$\theta_m(r) \approx \left(\frac{\Omega r}{c} \right)^{1/2}. \quad (14)$$

Но нужно иметь в виду, что поверхность радиационного канала не строго определена. Разумеется, радиационный канал и магнитосфера не имеют резкой геометрической границы: на самом деле между ними должна существовать некоторая небольшая область в виде изогнутого конусообразного слоя, где электрическое поле отличается от (12) и (13). Допущение наличия такой области, конечно, обеспечивает непрерывность потенциала и по меридиональным направлениям. Для промежуточной области сделанные нами приближения не верны, поэтому мы не можем определить в ней электрическое поле. Угловой растрор этой области, по-видимому, должен быть порядка углового раствора самого радиационного канала.

Напряженность электрического поля в радиационном канале равна

$$\vec{E}_3 \approx - \frac{(\vec{\Omega} \vec{B}_s) R^5}{2cr^4} \left[(3 \cos^2 \theta - 1) \hat{e}_r + \sin 2\theta \cdot \hat{e}_\theta \right], \quad \theta \leq \left(\frac{\Omega r}{c} \right)^{1/2}. \quad (15)$$

Для теории радиоизлучения пульсара представляет интерес только компонента этой напряженности вдоль магнитных силовых линий:

$$E_B = -\frac{2(\vec{\Omega}\vec{B}_s)R^5}{cr^4} \frac{\cos^3\theta}{\sqrt{3\cos^2\theta+1}} \approx -\frac{(\vec{\Omega}\vec{B}_s)R^5}{cr^4}. \quad (16)$$

3. *Косой ротатор.* Пусть направление магнитной оси образует угол α с осью вращения, которая ниже принимается за координатную ось z . Магнитный момент однородно намагниченной звезды определяется формулой

$$\vec{\mu} = \frac{1}{2} B_s R^3 (\sin\alpha \cdot \cos\Omega t \hat{e}_x + \sin\alpha \cdot \sin\Omega t \hat{e}_y + \cos\alpha \hat{e}_z). \quad (17)$$

При определении электрического поля в звезде и ее магнитосфере мы опять исходим из формулы (3), т.е. считаем, что плазма вморожена в магнитное поле и жестко вращается со звездой. Подставляя в (3)

$$\vec{r} = r (\sin\theta \cdot \cos\varphi \cdot \hat{e}_x + \sin\theta \cdot \sin\varphi \cdot \hat{e}_y + \cos\theta \cdot \hat{e}_z),$$

получаем

$$\vec{E} = \frac{\Omega r}{c} (\sin\theta \cdot \sin\varphi [\hat{e}_x \vec{B}] + \sin\theta \cdot \cos\varphi [\vec{B} \hat{e}_y]). \quad (18)$$

Рассмотрим электрическое поле в звезде. Подставляя в (18) выражение вектора магнитной индукции

$$\vec{B} = B_s (\sin\alpha \cdot \cos\Omega t \hat{e}_x + \sin\alpha \cdot \sin\Omega t \hat{e}_y + \cos\alpha \hat{e}_z) \quad (19)$$

и затем, совершая переход к сферическому базису, получаем

$$\vec{E}_1 = -\frac{\Omega r}{c} B_s \left[(\cos\alpha \cdot \sin^2\theta + \sin\alpha \cdot \cos(\Omega t - \varphi) \cdot \sin\theta \cdot \cos\theta) \hat{e}_r + (\cos\alpha \cdot \sin\theta \cdot \cos\theta + \sin\alpha \cdot \cos(\Omega t - \varphi) \cdot \sin^2\theta) \hat{e}_\theta \right]. \quad (20)$$

При $\alpha = 0$ это выражение напряженности электрического поля совпадает с выражением (5) для случая соосного ротатора.

Перейдем к определению электрического поля в магнитосфере. Учитывая (1) и (17), для магнитной индукции получаем

$$\vec{B} = \frac{1}{2} B_s \left(\frac{R}{r} \right)^3 \left[(3A \sin\theta \cdot \cos\varphi - \sin\alpha \cdot \cos\Omega t) \hat{e}_x + (3A \sin\theta \cdot \sin\varphi - \sin\alpha \cdot \sin\Omega t) \hat{e}_y + (3A \cos\theta - \cos\alpha) \hat{e}_z \right], \quad (21)$$

где

$$A = \cos\alpha \cdot \cos\theta + \sin\alpha \cdot \sin\theta \cdot \cos(\Omega t - \varphi).$$

Подставляя (21) в (18) и затем совершая переход от декартового базиса к сферическому, приходим к результату

$$\vec{E}_2 = \frac{\Omega B_s R^3}{2cr^2} \left[(\cos\alpha \cdot \sin^2\theta - \sin\alpha \cdot \sin\theta \cdot \cos\theta \cdot \cos(\Omega t - \varphi)) \hat{e}_r - (\cos\alpha \cdot \sin 2\theta + 2\sin\alpha \cdot \sin^2\theta \cdot \cos(\Omega t - \varphi)) \hat{e}_\theta \right]. \quad (22)$$

Подставляя здесь $\alpha = 0$, получаем формулу (7) для случая соосного ротатора.

Наконец, попытаемся определить электрическое поле в радиационном канале косоугольного ротатора. В случае соосного ротатора тангенциальная компонента напряженности электрического поля на поверхности нейтронной звезды не испытывает скачка, что является свидетельством отсутствия поверхностного тока на магнитной шапке. Это обстоятельство может служить основанием для предположения, что и в случае косоугольного ротатора на поверхности звезды — у основания радиационного канала не должен существовать поверхностный ток, т.е.

$$E_{3r}(R, \theta, \varphi) = E_{1r}(R, \theta, \varphi). \quad (23)$$

Условие (23) позволяет нам написать следующее выражение для напряженности электрического поля в радиационном канале:

$$\vec{E}_3 = -\frac{\Omega B_s}{c} f(r) \left[\psi(\alpha, \theta, \varphi) \hat{e}_r + (\cos\alpha \cdot \sin\theta \cdot \cos\theta + \sin\alpha \cdot \sin^2\theta \cdot \cos(\Omega t - \varphi)) \hat{e}_\theta \right],$$

где $f(r)$ и $\psi(\alpha, \theta, \varphi)$ — неизвестные функции. Аналогично случаю соосного ротатора будем исходить из уравнения

$$\operatorname{div} \vec{E}_3 = 0, \quad (24)$$

т.с. мы считаем, что протекающие по радиационному каналу какие-то заряды являются пробными зарядами и поэтому не могут оказывать заметное влияние на существующее электрическое поле, непосредственно создаваемое вращением. Таким образом, мы имеем следующее уравнение для электрического поля в радиационном канале:

$$\frac{\psi}{r^2} \frac{d}{dr}(r^2 f) + \frac{f}{r} [3\cos\alpha \cdot \cos^2\theta - \cos\alpha + 3\sin\alpha \cdot \sin\theta \cdot \cos\theta \cdot \cos(\Omega t - \varphi)] = 0.$$

Произведем разделение переменных:

$$\frac{1}{rf} \frac{d(r^2 f)}{dr} = \frac{\cos\alpha (3\cos^2\theta - 1) + 3\sin\alpha \cdot \sin\theta \cdot \cos\theta \cdot \cos(\Omega t - \varphi)}{\psi(\alpha, \theta, \varphi)} = -n(\alpha),$$

где n — постоянная, которая может зависеть от угла α . Отсюда следует

$$f = \frac{N}{r^{n+2}}; \quad \psi = \frac{\cos\alpha (3\cos^2\theta - 1) + 3\sin\alpha \cdot \sin\theta \cdot \cos\theta \cdot \cos(\Omega t - \varphi)}{n},$$

N — постоянная интегрирования. Таким образом

$$\vec{E}_3 = -N \frac{\Omega B_s}{cn} r^{-n-2} \left[[3\cos^2\theta - 1 + 3tg\alpha \cdot \sin\theta \cdot \cos\theta \cdot \cos(\Omega t - \varphi)] \hat{e}_r + n [\sin\theta \cdot \cos\theta + tg\alpha \cdot \sin^2\theta \cdot \cos(\Omega t - \varphi)] \hat{e}_\theta \right].$$

При $\alpha = 0$ это выражение должно совпадать с (15). Из этого требования получаем $n(0) = 2$, $N(0) = R^5$ а зависимость этих параметров от угла α остается неопределенной. Ниже мы считаем, что n и N вообще не зависят от α , и, соответственно, приходим к результату

$$\vec{E}_3 = -\frac{\Omega B_s R^5}{2cr^4} \cos\alpha \left[[3\cos^2\theta - 1 + 3tg\alpha \cdot \sin\theta \cdot \cos\theta \cdot \cos(\Omega t - \varphi)] \hat{e}_r + [\sin 2\theta + 2tg\alpha \cdot \sin^2\theta \cdot \cos(\Omega t - \varphi)] \hat{e}_\theta \right]. \quad (25)$$

Это выражение напряженности электрического поля применимо лишь в области углов

$$\alpha - \left(\frac{\Omega r}{c}\right)^{1/2} \leq \theta \leq \alpha + \left(\frac{\Omega r}{c}\right)^{1/2}; \quad \alpha \geq 2 \left(\frac{\Omega r}{c}\right)^{1/2},$$

а для углов $\alpha \leq 2(\Omega r/c)^{1/2}$ мы по сути имеем дело со случаем соосного ротатора.

В теории радиоизлучения пульсара важная роль отводится только продольной компоненте напряженности электрического поля в радиационном канале. Учитывая, что в сферическом базисе магнитная индукция (21) равна

$$\vec{B} = \frac{B_z R^3}{2 r^3} \left[2(\cos\alpha \cos\theta + \sin\alpha \cdot \sin\theta \cdot \cos(\Omega t - \varphi)) \hat{e}_r + \right. \\ \left. + (\cos\alpha \cdot \sin\theta - \sin\alpha \cdot \cos\theta \cdot \cos(\Omega t - \varphi)) \hat{e}_\theta - \sin\alpha \cdot \sin(\Omega t - \varphi) \hat{e}_\varphi \right],$$

Нетрудно вычислить проекцию напряженности вдоль вектора магнитной индукции:

$$E_B = -\frac{\Omega B_z R^5}{c r^4} f(\alpha, \theta), \quad (26)$$

где

$$f(\alpha, \theta) = \frac{2\cos^2\alpha \cos^3\theta + 2\sin 2\alpha \sin\theta \cos^2\theta \cos(\Omega t - \varphi) + 2\sin^2\alpha \cos\theta \sin^2\theta \cos^2(\Omega t - \varphi)}{[1 + 3\cos^2\alpha \cos^2\theta + 1.5\sin 2\alpha \sin 2\theta \cos(\Omega t - \varphi) + 3\sin^2\alpha \sin^2\theta \cos^2(\Omega t - \varphi)]^{1/2}}.$$

Появление в (26) множителя $f(\alpha, \theta)$ не имеет существенного значения для теории, так как при любом угле отклонения α он по величине порядка единицы.

4. *Феноменологический анализ явления радиоизлучения пульсара.* Исходя из общего представления, что радиоизлучение пульсара это изгибное излучение зарядов с ультрарелятивистскими энергиями, попытаемся получить некоторые общие соотношения, при этом используя также общезвестные факты. В радиационном канале заряды движутся по силовым линиям магнитного поля с ультрарелятивистскими энергиями и поэтому их радиоизлучение испускается по направлению касательной к этим линиям, в пределах весьма малого угла $1/\gamma$, где γ — лоренцов фактор электрона. Пусть r_1 , θ_1 — характерные координаты

места, где генерируется радиоизлучение. Угловой раcтвор пучка испускаемого излучения порядка 2α , где α — угол, образованный касательной к силовой линии с магнитной осью; 2α — угол между касательными крайних силовых линий, ответственных за радиоизлучение вблизи точки r_1, θ_1 . Угол 2α можно отождествить с шириной субимпульсов по долготѣ, которая порядка от 3° до 10° (по длительности от 1 до 3% от периода) [7]. Имея в виду, что для дипольного магнитного поля силовая линия описывается уравнением $\frac{\sin^2\theta}{r} = \text{const}$ и то обстоятельство, что в радиационном канале $\theta \ll 1$, легко получить соотношение $2\alpha \approx 3\theta_1$. Считая среднюю ширину субимпульса приблизительно равной 3% от периода пульсара: $2\alpha \approx 0.03 \cdot 2\pi$, получаем первую важную информацию о радиоизлучении пульсара:

$$\theta_1 \approx 0.02\pi. \quad (27)$$

Радиус кривизны силовой линии дипольного магнитного поля определяется формулой

$$\rho_c = K \frac{\sin\theta (1 + 3\cos^2\theta)^{3/2}}{3(1 + \cos^2\theta)},$$

где K — постоянная. Для открытых магнитных силовых линий $\theta \ll 1$, поэтому $\rho_c \approx 4K \sin\theta/3 \approx 4r/3\theta$. Таким образом, в точке с координатами r_1, θ_1 радиус кривизны магнитной силовой линии равен

$$\rho_1 \approx \frac{4r_1}{3\theta_1} \approx 21.2r_1 \quad (28)$$

Это второе важное соотношение, которое ниже используется нами.

Движущийся по магнитной силовой линии заряд вблизи рассматриваемой точки испускает изгибное радиоизлучение с характерной частотой

$$\omega_1 = \frac{3}{2} \frac{c}{\rho_1} \gamma_1^3 \approx \frac{9c\theta_1}{8r_1} \gamma_1^3 \approx 2.12 \cdot 10^9 \frac{\gamma_1^3}{r_1}. \quad (29)$$

Это третье важное соотношение, которое понадобится нам. Здесь γ_1 релятивистский множитель частиц, входящих в состав этого заряда, т.е. электрона или позитрона, $\gamma_1 m_e c^2$ — энергия электронов в этом потоке.

Угловой растров пучка радиоизлучения, очевидно, не должен превышать угол канала открытых магнитных силовых линий

$$\theta_1 \leq (\Omega r_1 / c)^{1/2}.$$

Отсюда получаем некоторую информацию о месте формирования радиоизлучения пульсара

$$r_1 \geq \frac{c\theta_1^2}{\Omega} \approx \frac{1.2 \cdot 10^8}{\Omega}.$$

Для заданного r полярный угол открытых магнитных силовых линий изменяется в пределах

$$0 \leq \theta(r) \leq (\Omega r / c)^{1/2},$$

их радиусы кривизны варьируются в широком диапазоне

$$\frac{4}{3} \left(\frac{cr}{\Omega} \right)^{1/2} \leq \rho_c < \infty.$$

Тогда из (29) видно, что при заданной энергии частиц частота изгибного радиоизлучения приходится в радиодиапазон только для ρ_c со значениями в определенном интервале и, следовательно, при определенных значениях угла θ . Таким образом, для заданного γ_1 и r_1 радиоизлучение испускается только при движении зарядов внутри определенного "пучка" магнитных силовых линий, с углом раствора $\Delta \theta \sim \theta_1 < (\Omega r_1 / c)^{1/2}$. Для теоретических поисков практическое значение имеет обратное утверждение: поскольку угловая ширина пучка радиоизлучения приблизительно известна, то можно утверждать, что при заданном угле θ_1 радиоизлучение генерируется на определенных расстояниях r_1 и при определенном значении параметра γ_1 . Таким образом, одна из наших основных задач состоит в том, чтобы определить допустимые значения расстояния r_1 и параметра γ_1 . Фактически эти параметры радиоизлучения не вполне независимы друг от друга: между ними существует приблизительная зависимость. Так, ширина средних профилей пульсарного импульса обычно определяется на частоте

$\nu \approx 400$ МГц, чему соответствует циклическая частота $\omega \approx 3 \cdot 10^9$. Из (29) для этого значения частоты находим

$$\gamma_1 \approx \left(\frac{2\omega_1}{3c} \rho_1 \right)^{1/3} \approx \left(\frac{8\omega_1 r_1}{9c\theta_1} \right)^{1/3} \approx 1.12 r_1^{1/3}. \quad (30)$$

Ниже эта оценка между параметрами r_1 и γ_1 для нас служит путеводителем при исследовании возможных каналов радиоизлучения пульсаров.

Наконец нужно учесть, что когерентный механизм излучения работает только тогда, когда размеры излучаемого сгустка заряда не превышают длину испускаемых волн.

5. *Движение частиц в радиационном канале.* Для умеренных углов отклонения вектора магнитного момента относительно оси вращения звезды ($\alpha \leq \pi/4$, $\alpha \geq 3\pi/4$) в радиационном канале практически мы имеем дело с примерно одинаковым продольным электрическим полем E_B , поэтому при исследовании проблемы радиоизлучения пульсаров не имеет значения, какая модель ротатора — соосная или косая принимается за основу. В соответствии с этим замечанием ниже, при исследовании движения частиц в радиационном канале, мы используем формулу (16) для продольного электрического поля E_B .

Так, учитывая (16), из уравнения движения электрона для релятивистского множителя γ получаем

$$\frac{d\gamma}{dr} = \frac{e \Omega B_s R^5}{m_e c^3 r^4} - \frac{2e^2 \gamma^4}{3m_e c^2 \rho_c^2}. \quad (31)$$

Здесь, справа, первый член представляет электрическую силу, второй — силу радиационного трения, обусловленную изгибным излучением. Мы опускаем совершенно несущественный член, соответствующий реакции излучения, обусловленный ускорением электрического поля. Обоснование этого уравнения можно найти в работе [8]. Согласно (28) в радиационном канале для радиуса кривизны магнитной силовой линии имеем

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

В условиях очень сильного магнитного поля движение заряженных частиц совершается только вдоль магнитных силовых линий, так как любое отклонение

от них мгновенно гасится весьма эффективным синхротронным излучением. Это существенная особенность, которая уже учтена при написании уравнения (31). Мы считаем, что магнитное поле нейтронной звезды является дипольным. Для силовых линий такого поля

$$\frac{\sin^2 \theta}{r} \approx \frac{\theta^2}{r} = \text{const}.$$

При интегрировании уравнения (31) мы должны учесть этот интеграл движения.

Введем параметр

$$\frac{c\theta^2}{\Omega r} \equiv \alpha = \text{const}, \quad 0 \leq \alpha \leq 1 \quad (33)$$

и учитывая (32), уравнение движения перепишем в виде

$$\frac{dy}{dr} \approx \frac{e \Omega B_s R}{m_e c^3} \left(\frac{R^4}{r^4} - \frac{3\alpha e \gamma^4}{8 R B_s r} \right). \quad (34)$$

Введем следующие безразмерные переменные:

$$x = \frac{r}{R}, \quad y(x) = \frac{\gamma}{\gamma_m}; \quad 1 < x < \infty, \quad 0 < y \leq 1,$$

где

$$\gamma_m = \left(\frac{8 B_s R^2}{3 e \alpha} \right)^{1/4} = 2.73 \cdot 10^8 \left(\frac{R_6^2 B_{12}}{\alpha} \right)^{1/4}$$

есть максимальное значение функции $\gamma(r)$, которое достигается при движении электрона по заданной силовой линии в радиационном канале. Максимум кривой $\gamma(r)$ расположен недалеко от магнитной шапки ($r_m - R \ll R$) и в соответствии с этим приведенное значение γ_m получается из условия обращения в нуль правой части уравнения (34).

В новых обозначениях получается следующее дифференциальное уравнение:

$$\frac{dy}{dx} = a \left(\frac{1}{x^4} - \frac{y^4}{x} \right), \quad y(1) \approx 0, \quad (35)$$

где

$$a = \frac{e \Omega B_s R^2}{m_e c^3 \gamma_m} = 71.5 \alpha^{1/4} R_6^{3/2} B_{12}^{3/4} \Omega .$$

Это уравнение было интегрировано численно для значений произведения $\Omega \alpha^{1/4} = 5, 25, 50, 200, 1000$. Варьируя Ω и α в разумных пределах при $\Omega \alpha^{1/4} = \text{const}$ из этих данных можно получить соответствующий результат для любого значения параметров Ω и α .

Для результатов численного интегрирования были получены следующие аппроксимации:

$$\begin{aligned} y &\approx a(x-1) \text{ при } x-1 < 0.02\Omega^{-1}, \\ y &\approx x^{-3/4} \text{ при } 1 + 0.02\Omega^{-1} < x < 7\sqrt{\Omega}, \\ y &\approx [200 \Omega \ln(x/7\sqrt{\Omega})]^{-1/3} \text{ при } x > 7\sqrt{\Omega}. \end{aligned} \quad (36)$$

Сшивка этих аппроксимаций обеспечена с точностью примерно 30%. На рис. 1 приведен график функции $\gamma(x)$ в зависимости от $\ln(x-1)$ для $\Omega \alpha^{1/4} = 50$. Сходные кривые получаются и для других значений параметра $\Omega \alpha^{1/4}$.

Аппроксимация (36) становится некорректной, когда $\alpha \rightarrow 0$. Это видно хотя бы из того, что при $\alpha = 0$ постоянная $a = 0$ и, следовательно, $\gamma(x) = \text{const}$. Поэтому чувствуется необходимость выяснить, до каких значений параметра α можно пользоваться этими аппроксимациями. Для случая $\alpha = 0$ из уравнения (34) получаем решение

$$\gamma_0(r) = \frac{e \Omega B_s R^2}{3m_e c^3} \left(1 - \frac{R^3}{r^3}\right). \quad (37)$$

Как видим, в этом предельном случае (магнитная силовая линия совпадает с осью вращения) уже при $x \approx 2$ энергия частицы практически достигает насыщения:

$$\gamma_0(\infty) = \frac{e \Omega B_s R^2}{3m_e c^3} = 6.5 \cdot 10^9 \Omega B_{12} R_6^2 .$$

Для относительно малых высот $z = r - R < R$ над магнитной шапкой из (37) получаем

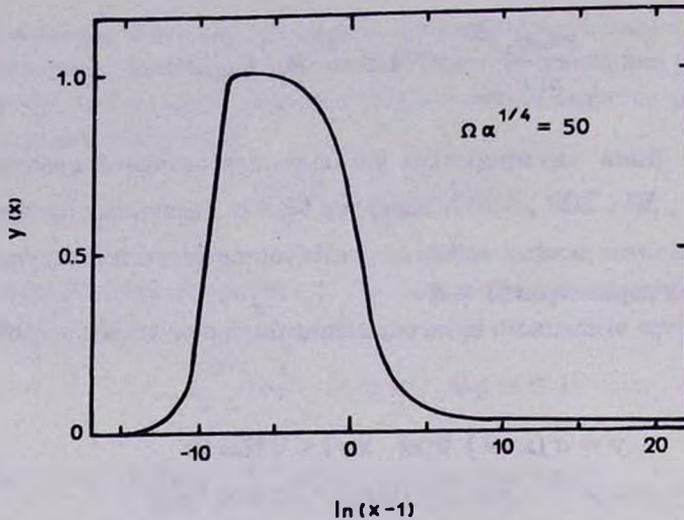


Рис. 1. График определяет зависимость энергии $\gamma m_e c^2$ первичной частицы (электрона) в радиационном канале от расстояния r до центра звезды. По оси абсцисс отложен $\ln(x-1)$, где $x=r/R$ (R — радиус нейтронной звезды). По оси ординат отложен релятивистский множитель частицы γ в единицах γ_m , определение которого приведено после формулы (34). Энергия частицы достигает своего наибольшего значения на расстоянии $r-R = 2 \cdot 10^4 \Omega^{-1}$ см от магнитной шапки звезды, прекращение дальнейшего роста и медленного спада энергии частицы обусловлено ее изгибным излучением.

$$\gamma(r) = \frac{e \Omega B_s R}{m_e c^3} z. \quad (38)$$

Очевидно, этой формулой приблизительно определяется и $\gamma_\alpha(r)$ для тех расстояний z , где первый член в скобках (34) больше второго. Поэтому, приравнявая выражение (38) к γ_m , мы можем определить приближенное значение расстояния z , где $\gamma_\alpha(r)$ имеет максимум:

$$z_m \approx \frac{m_e c^3 \gamma_m}{e \Omega B_s R} = \frac{R}{a} = \frac{1.4 \cdot 10^4}{\Omega} \alpha^{-1/4} R_6^{-1/2} B_{12}^{-3/4} \text{ см.}$$

Отсюда из разумного требования $z_m < R$ получаем ограничение на значения α :

$$\alpha > \frac{4 \cdot 10^{-8}}{\Omega}$$

Используя следующие два обстоятельства, можно найти и другое приближенное решение уравнения (34), но заметно менее точное, чем (36). Первое это то, что решение (37) для $\alpha = 0$ быстро выходит на плато. Второе состоит в том, что $u(x)$ довольно слабо зависит от Ω . Это отчетливо видно из результатов численных расчетов, а также из аппроксимации $u(x) \approx x^{-3/4}$. В уравнении (34), произведя некоторые упрощения, допускаемые упомянутыми особенностями, мы находим следующее приближенное решение:

$$\gamma_\alpha(r) \approx \frac{\gamma_0(r_1)}{\left[1 + 1.25 \frac{9e^2 \dot{a}}{8m_e c^3} \gamma_0^3(r_1) \ln r/r_1\right]^{1/3}}, \quad r > r_1. \quad (39)$$

При не слишком малых α взамен этого выражения можно написать

$$\gamma_\alpha(r) \approx 0.18 (\ln r/r_1)^{-1/3}.$$

Для расстояний $8 < x < 20$ эта аппроксимация хорошо согласуется с результатами точных численных расчетов; при $x < 8$ она дает заниженный, а при $x > 20$ завышенный результат с ошибкой до 50%. Аппроксимация (39) остается в силе и при $\alpha = 0$, обеспечивая плавный переход к решению (37).

б. О процессах, разыгрывающихся в радиационном канале. Поскольку в пульсарах магнитное поле очень сильное, движение частиц в радиационном канале происходит только по силовым линиям. В поперечном направлении движение частиц исключено, так как при небольшом их отклонении от магнитной силовой линии оно мгновенно гасится весьма эффективным процессом синхротронного излучения (при $B \approx 10^{12}$ Гс ларморовская частота здесь порядка $\omega \sim 2 \cdot 10^{19} / \gamma$, а радиус ларморовской окружности порядка $c/\omega \approx 10^{-9} \gamma$ см).

Таким образом, в радиационном канале частицы движутся по искривленным магнитным силовым линиям, поэтому они испускают излучение, называемое изгибным излучением. Энергия квантов этого излучения оказывается очень высокой, поскольку они испускаются электронами высоких ультрарелятивистских энергий. Все необходимые формулы явления изгибного излучения (для характерной энергии квантов, спектра энергии и т.д.) легко получить из соот-

ветствующих формул теории синхротронного излучения [9]. Так, для характерной энергии квантов изгибного излучения имеем

$$\begin{aligned} \hbar \omega_c &= \frac{3}{2} \frac{c\hbar}{\rho_c} \gamma^3 = \frac{9\hbar}{8} \left(\frac{c\alpha \Omega}{R} \right)^{1/2} \gamma_m^3 \frac{y^3(x)}{\sqrt{x}} = \\ &= 2.61 \cdot 10^6 \frac{y^3(x)}{\sqrt{x}} \alpha^{-1/4} R_6 B_{12}^{3/4} \Omega^{1/2} \text{ МэВ}. \end{aligned} \quad (40)$$

Здесь мы учли (32), (33) и выражение для γ_m .

Средняя длина пробега электрона l_e для испускания кванта изгибного излучения с энергией (40) определяется уравнением

$$\frac{2e^2\gamma^4}{3\rho_c^2} l_e \approx \frac{3}{2} \frac{\hbar c}{\rho_c} \gamma^3,$$

где слева написана энергия, теряемая частицей на отрезке длиной l_e . Отсюда получаем

$$\hbar l_e = \frac{9}{4} \frac{\hbar c \rho_c}{e^2 \gamma} \approx \frac{3\hbar c}{e^2 \gamma} \left(\frac{c\tau}{\alpha \Omega} \right)^{1/2} = \frac{262}{\sqrt{\Omega}} \frac{\sqrt{x}}{y(x)} (\alpha B_{12})^{-1/4} \text{ см}. \quad (41)$$

Как видим, вблизи полюса (при $r \sim R \sim R$) этот пробег мал: $l_e \ll R$.

Квант изгибного излучения испускается по направлению движения частицы (энергия электрона ультрарелятивистская), т.е. в касательном к силовой линии направлении. Он, пройдя некоторое расстояние, когда угол пересечения его направления распространения с соседними магнитными силовыми линиями становится заметным, аннигилируется в e^+e^- - пару. В этом процессе роль третьего тела, обеспечивающего закон сохранения импульса, играет магнитное поле. Свободный пробег кванта для явления аннигиляции в магнитном поле определяется формулой [2,10].

$$l_y = \frac{10^6}{B_1} \exp \left(\frac{1.17 \cdot 10^{14} m_e c^2}{B_1 \hbar \omega} \right). \quad (42)$$

Здесь $B_{\perp} = B \sin\psi$, где ψ — угол между направлением распространения кванта и магнитной силовой линии в точке их пересечения, где происходит акт аннигиляции.

Пусть θ_1 и θ_2 — полярные углы точек рождения и аннигиляции кванта изгибного излучения. Тогда, учитывая, что в канале открытых магнитных силовых линий $\theta \ll 1$ (разумеется только внутри светового цилиндра), легко убедиться в справедливости следующих оценок:

$$L_{\gamma} \approx 2r \frac{\Delta\theta}{\theta}, \quad \psi \approx \frac{3}{2} \Delta\theta, \quad \Delta\theta = \theta_2 - \theta_1.$$

Отсюда получаем

$$L_{\gamma} \approx \frac{4r}{3\theta} \psi = \rho_c \psi, \quad \psi = \frac{L_{\gamma}}{\rho_c}.$$

Очевиден результат, который можно было написать без всякого обоснования. Таким образом,

$$\begin{aligned} B_{\perp} &= B \sin\psi \approx B \frac{L_{\gamma}}{\rho_c} \approx B_s \left(\frac{R}{r}\right)^3 \frac{3\theta}{4r} L_{\gamma} = \\ &= \frac{4.33 \cdot 10^3}{x^{3.5}} L_{\gamma} (\Omega\alpha)^{1/2} B_{12} R_6^{-1/2}. \end{aligned} \quad (43)$$

Здесь мы учли формулу (32) для радиуса кривизны и обозначение (33). Разумеется, B_{\perp} не зависит от угловой скорости, но оно так и есть, ибо параметр $\alpha \sim 1/\Omega$. Просто нам кажется, что запись B_{\perp} в виде (43) является более удобной.

Подставим выражение энергии кванта (40) и выражение (43) для B_{\perp} в (42):

$$L_{\gamma} \approx 15.2 \frac{R_6^{1/4} x^{7/4}}{B_{12}^{1/2} (\alpha\Omega)^{1/4}} \exp\left(\frac{2.64 \cdot 10^3 x^4}{L_{\gamma} y^3(x) \Omega \alpha^{1/4} R_6^{-1/2} B_{12}^{-7/4}}\right). \quad (44)$$

Процессы испускания квантов изгибного излучения высоких энергий и аннигиляций квантов на электрон-позитронные пары особенно бурно происходят в области $1 < x < 7\sqrt{\Omega}$, где справедливо приближение $y \approx x^{-3/4}$. Для этой области из (44) находим

$$l_\gamma \approx \frac{500}{\Omega} \frac{x^4}{y^3} (\alpha R_6^2 B_{12}^7)^{-1/4} \approx \frac{500}{\Omega} x^{25/4} (\alpha R_6^2 B_{12}^7)^{-1/4} \quad (45)$$

Таким образом, радиационные процессы в канале открытых магнитных силовых линий характеризуются тремя пробегами: расстояние от магнитной шапки z_m , на котором энергия электрона достигает наибольшего значения, пробег l_e для испускания электроном кванта изгибного излучения с характерной энергией (40) и пробег для процесса аннигиляции этого кванта. В представляющей наибольший интерес области значений x и при умеренных значениях угловой скорости $l_\gamma > z_m$, $l_\gamma > l_e$, так что общая длина пути от полюса, откуда инжектируется первичный электрон, до места рождения электрон-позитронной пары изгибным квантом равна $l = z_m + l_e + l_\gamma \approx l_\gamma$.

Итак, аннигиляция кванта изгибного излучения на электрон-позитронную пару происходит на расстоянии $r \approx R + z_m + l_e + l_\gamma \approx r_\gamma + l_\gamma$ от центра звезды. Релятивистский параметр частиц в паре равен

$$\begin{aligned} \gamma_\pm(r_\gamma + l_\gamma) &\approx \frac{\hbar \omega_c}{2m_e c^2} \approx 2.55 \cdot 10^6 \frac{y^3(x)}{\sqrt{x}} \sqrt{\Omega} \alpha^{-1/4} R_6 B_{12}^{3/4} \approx \\ &\approx 2.55 \cdot 10^6 \frac{\sqrt{\Omega}}{x^{1/4}} \alpha^{-1/4} R_6 B_{12}^{3/4}. \end{aligned} \quad (46)$$

7. *Возможные источники радиоизлучения пульсара.* После рождения e^+e^- пары, за расстоянием $r \approx r_\gamma + l_\gamma$ электроны ускоряются электрическим полем, а позитроны тормозятся, при этом дальнейшее значение релятивистского множителя частиц определяется формулой

$$\gamma_\pm(r) \approx \gamma_\pm(r_\gamma + l_\gamma) \pm \frac{e}{m_e c^2} \int_{r_\gamma + l_\gamma}^r E_B dr,$$

где верхний знак относится к позитрону, нижний — к электрону (случай $\vec{\mu} \parallel \vec{\Omega}$). В случае соосного ротатора поле E_B определяется формулой (16) и

$$\gamma_\pm(r) \approx \gamma_\pm(r_\gamma + l_\gamma) \mp \frac{e \Omega B_s R^5}{3m_e c^3 (r_\gamma + l_\gamma)^3} \left[1 - \left(\frac{r_\gamma + l_\gamma}{r} \right)^3 \right]. \quad (47)$$

Обсудим это уравнение сначала для расстояний, близких к магнитной шапке. На расстояниях $x_\gamma = r_\gamma/R < 5$ продольное электрическое поле в радиационном канале достаточно сильное, так что позитрон после своего рождения, на сравнительно коротком отрезке расстояния, тормозится до полной остановки, а затем с ускорением движется к магнитному полюсу, по пути набирая достаточную энергию для совершения процессов $e^+ \rightarrow e^+ + \hbar \omega_c$, $\hbar \omega_c \rightarrow e^+ + e^-$. Электрон же, продолжая свое движение наружу, очень скоро приобретает энергию, сравнимую с энергией первичного электрона, и принимает участие в процессах каскадного размножения квантов и частиц.

Теперь обратим внимание на особенность движения позитрона после его рождения. Она состоит в том, что при торможении позитрона, а затем после изменения направления его движения, дважды, на определенных небольших отрезках пути характерная частота его изгибного излучения оказывается в радиодиапазоне. В связи с этим напрашивается мысль о том, что радиоизлучение, может быть, является изгибным излучением соответствующих отрезков потока этих вторичных позитронов. Разумеется, при этой толщине отрезка поток частиц не должен превышать длину излучаемых волн, чтобы излучение было когерентным, и, очевидно, число частиц в отрезке должно быть достаточно большим для того, чтобы обеспечить необходимые радиосветимости. Идея о том, что в качестве когерентного источника радиоволн могут служить, в определенных условиях, отрезки интенсивного потока первичных или вторичных частиц, была выдвинута и апробирована в работе [11] для версий со сравнительно слабыми продольными электрическими полями в радиационном канале, используемыми в работах [1,2]. Теперь требуется исследовать возможность реализации этой идеи для версии с сильным (в $R/h \approx 100$ раз, где h — высота магнитного зазора) продольным электрическим полем E_p , найденным в этой статье.

В (47), пренебрегая $\gamma_+(r)$, находим, на каком расстоянии от места аннигиляции кванта позитрон, теряя кинетическую энергию, изменяет направление своего движения

$$\gamma_+(r_\gamma + l_\gamma) = \frac{e \Omega B_s R^5}{3m_e c^3} \frac{1}{(r_\gamma + l_\gamma)^3} \left[1 - \left(\frac{r_\gamma + l_\gamma}{r_+} \right)^3 \right], \quad (48)$$

где r_+ определяется условием $\gamma_+(r_+) = 1$. Для обсуждаемого вопроса мы имеем дело с расстояниями вблизи магнитной шапки, где $r - R \leq R$. В этой части радиационного канала электрическое поле достаточно сильное и торможение движения позитрона происходит на сравнительно небольшом

отрезке пути после его рождения: $\Delta r_+ = r_+ - (r_\gamma + l_\gamma) \ll r_\gamma + l_\gamma$, поэтому $r_+ \approx r_\gamma + l_\gamma$. Учитывая это обстоятельство, из (48) получаем

$$\Delta r_+ \approx \frac{131}{\sqrt{\Omega}} x_\gamma^{-11/4} \left(x_\gamma + \frac{5 \cdot 10^{-4} x_\gamma^{25/4}}{\Omega \alpha^{1/4} R_6^{1/2} B_{12}^{1/4}} \right)^4 (\alpha B_{12})^{-1/4}. \quad (49)$$

Релятивистский множитель γ_+ позитрона в зависимости от расстояния до места его остановки $\Delta r = r_+ - r$ определяется формулой

$$\gamma_+(r) = \gamma_+(r_+ - \Delta r) \approx \frac{e \Omega B_0 R^5}{m_e c^3 r^4} \Delta r. \quad (50)$$

Таблица 1

ВЕЛИЧИНА Δr_+ (в см) ДЛЯ ТРЕХ ХАРАКТЕРНЫХ ЗНАЧЕНИЙ Ω

x_γ	1	2	3	4	5
Δr_+ (10)	41.4	99.2	174	309	717
Δr_+ (100)	13.1	31.2	52.1	76.3	107
Δr_+ (1000)	4.14	9.86	16.4	23.5	31.2

Подставим это выражение γ_+ в формулу (29) для частоты изгибного радиоизлучения и затем, разрешая полученное уравнение относительно Δr , находим

$$\Delta r \approx \frac{4 \cdot 10^{-3} x^5}{\Omega} \cdot \frac{\omega_0^{1/3}}{B_{12} R_6^{2/3}}, \quad (51)$$

где $\omega_0 \approx 2.5$ соответствует типичной частоте диапазона радиоизлучения, регистрируемого в пульсарах. Следовательно, на расстояниях $r \approx r_+ - \Delta r$, на отрезке пути длиной порядка Δr , позитроны испускают изгибное излучение с частотой, принадлежащей радиодиапазону. Но нужно иметь в виду, что на этих расстояниях мы имеем дело не с отдельными вторичными частицами, а с интен-

сивным потоком позитронов. Протекающий по трубке магнитных силовых линий отрезок Δr этого потока позитронов с релятивистским множителем (50), очевидно, является когерентным источником изгибного радиоизлучения, так как при $x \approx 1$ его длина $\Delta r \leq 2\pi c/\omega$.

Согласно (29) характерная длина волны изгибного излучения частиц

$$\lambda = \frac{16\pi r}{9\gamma^3 \theta} \quad (52)$$

изменяется не только вдоль силовых линий, но и в поперечном направлении при заданном r . Поэтому при выборе когерентно излучающего элемента потока частиц следует накладывать ограничение и на его толщину, т.е. в качестве такого элемента мы должны брать кольцеобразный отрезок потока не только с длиной, не превышающей λ , но и с толщиной колец, не превышающей λ . Число позитронов в таком элементе порядка

$$N \approx 2\pi r \sin \theta \Delta r n(r) \approx 2\pi r \theta \Delta r n(r),$$

где $n(r)$ — плотность позитронов в потоке, а $\theta(r)$ порядка половины угла раствора канала открытых магнитных силовых линий

$$\theta \approx \left(\frac{\Omega r}{c} \right)^{1/2}.$$

С первого взгляда этот угол, кажется, чуть превышает угол $\theta_1 \approx 0.02\pi$ приведенный в (27), однако в качественном отношении можно все-таки согласовать эти соотношения, если учесть их приближенный характер и взять сравнительно большие значения x , например, $x \approx 5$.

Естественно считать, что в условиях наличия мощного продольного электрического поля в радиационный канал из полюса звезды поступает поток первичных электронов (случай $\vec{\mu} \parallel \vec{\Omega}$). Уже вблизи самой магнитной шапки первичный электрон ускоряется до таких высоких ультрарелятивистских энергий, что вызывает радиационные процессы $e \rightarrow e' + \hbar \omega_c$, $\hbar \omega_c \rightarrow e^+ + e^-$ и т.д. Благодаря непрерывной инжекции от полюса электронов, в радиационном канале образуется облако первичных частиц, которое движется вверх с гидродинамической скоростью, близкой к скорости света. Из условия сохранения потока частиц следует, что плотность первичных электронов в облаке равна [1,2]

$$n_o(r) \approx \frac{\Omega B_z}{2\pi e c} \left(\frac{R}{r} \right)^3. \quad (53)$$

Плотность же вторичных частиц (позитронов)

$$n(r) = \eta n_o(r) \approx \eta \frac{\Omega B_z}{2\pi e c} \left(\frac{R}{r} \right)^3,$$

где коэффициент η определяет среднее число позитронов, приходящееся на один первичный электрон. Благодаря бурному каскадному размножению электрон-позитронных пар в нижней части радиационного канала (здесь $l_y \ll R$), очевидно, что $\eta \gg 1$.

Итак, учитывая (51), (52) и (53), для числа позитронов в когерентно излучающем элементе $2\pi r \lambda \theta \Delta r$ потока позитронов, получаем

$$N \approx \eta \frac{1.55 \cdot 10^{21}}{\gamma_+^3} R_6^{4/3} \omega_9^{1/3} x^4. \quad (54)$$

Напомним, что здесь речь идет о расстояниях вблизи магнитной шапки $1 < x \leq 5$. Согласно (50) и (51), релятивистский множитель γ_+ частиц в когерентно излучающем отрезке потока позитронов, генерирующий изгибное радиоизлучение, приблизительно равен

$$\gamma_+ \approx 78 x \omega_9^{1/3} R_6^{1/3}. \quad (55)$$

При $x \approx 3$ имеем $\gamma_+ \approx 234 \omega_9^{1/3}$ и $N \approx 10^{16} \eta \omega_9^{-2/3}$. Как видим, $N > 10^{16}$, поэтому обсуждаемый механизм когерентного изгибного излучения потока вторичных частиц на расстояниях от полюсов $r - R \approx R$ в самом деле реально существует.

Перейдем к обсуждению второго механизма когерентной генерации радиоизлучения. Он обусловлен явлением бунчировки электронно-позитронной плазмы и подробно исследован в работе [2] для варианта сравнительно слабого продольного электрического поля в магнитном зазоре. Эта уникальная ветвь плазменных колебаний возникает тогда, когда через нейтральную плазму проходит быстрый поток заряженных частиц. В случае пульсара предполагается,

что в потоке e^+e^- — плазмы периодические сгущения зарядов могут появляться на частотах, близких к частотам изгибного радиоизлучения частиц на соответствующих расстояниях в радиационном канале.

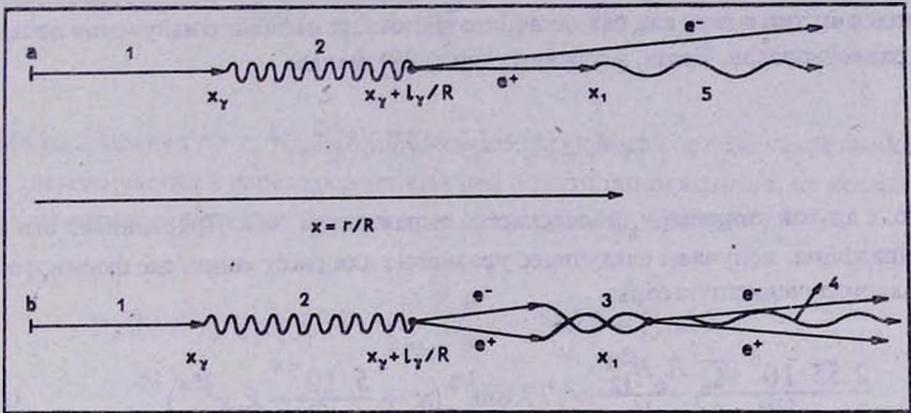


Рис. 2. Схема цепочки процессов, происходящих в радиационном канале, приводящая к образованию радиоизлучения пульсара.

2а. Случай малых расстояний от магнитной шапки: $1 \leq x \leq 5$, где $x = r/R$, а r — расстояние от центра звезды. На расстоянии r_g первичный электрон 1 испускает квант изгибного излучения 2, который, пройдя путь l_g , в точке $x_g + l_g/R$, аннигилирует, рождая e^+e^- -пару частиц. Электрон с возрастающей энергией уходит наружу, движение же позитрона тормозится продольным электрическим полем E_D . Точка x_1 — место, в окрестности которой частота изгибного излучения позитрона попадает в радиодиапазон. На этих расстояниях отрезки (с размерами, не превышающими длин радиоволн) потока позитронов содержат очень много частиц, поэтому испускают радиоизлучение когерентным образом. После точки $x = x_g$ линия, изображающая путь первичного электрона, пропущена.

2в. Случай больших расстояний от магнитной шапки: $x_1 \approx 15$. Квант изгибного излучения 2, испущенный первичной частицей 1 в точке $x = x_g$, пройдя расстояние l_g , аннигилирует, рождая e^+e^- -пару. На этих расстояниях электрическое поле достаточно слабое, поэтому обе частицы в паре по радиационному каналу движутся наружу почти с одинаковой энергией $\hbar \omega \simeq 2$.

Предполагается, что на расстояниях в окрестности точки $x = x_1$, где частота изгибного излучения вторичных частиц попадает в радиодиапазон, происходит бунчировка в потоке электронно-позитронной плазмы (образуются периодические сгущения зарядов, с размерами сгустка порядка радиоволн), благодаря взаимодействию с проходящей через нее менее плотной струей первичных электронов со значительно высокой энергией: $3 \cdot 10^6 < \gamma_{перв} < 2 \cdot 10^7$ (релятивистский множитель частиц плазмы $\gamma_{\pm} \approx 1600$). Бунчи 3 на расстояниях $x = x_1$ когерентно генерируют изгибное радиоизлучение 4. Отдавая всю энергию на формирование радиоизлучения, бунчи распадаются, образуя значительный медленный поток электронно-позитронной плазмы. После точки $x = x_g$ линия, изображающая первичный электрон, пропущена.

Этот механизм формирования радиоизлучения пульсара действует на расстояниях $r \gg R$ от звезды, где энергия вторичных частиц после их рождения не испытывает заметного изменения. Так, рассмотрим ситуацию, когда $r_1 \geq r_\gamma + l_\gamma$ (в соответствии с ранее принятым обозначением r_1 — характерное расстояние области, где происходит формирование радиоизлучения пульсара), т.е. мы ищем такую ситуацию, когда после аннигиляции кванта энергии появившихся частиц в паре как раз такая, что частота их изгибного излучения попадет в радиодиапазон. Тогда, в соответствии с (29), имеем

$$\gamma_1 \equiv \gamma_{\pm}(r_\gamma + l_\gamma) \approx 77.8 \omega_9^{1/3} x_1^{1/3}. \quad (56)$$

Но, с другой стороны, γ_{\pm} определяется выражением (46). Приравнявая эти два выражения, получаем следующее уравнение для расстояния, где формируется радиоизлучение пульсара:

$$\frac{2.55 \cdot 10^6 \sqrt{\Omega} R_6 B_{12}^{3/4}}{x_\gamma^{1/4} \alpha^{1/4}} \approx 77.8 \omega_9^{1/3} \left(x_\gamma + \frac{5 \cdot 10^{-4}}{\Omega} k_1 x^{25/4} \right)^{1/3}. \quad (57)$$

Здесь использована формула (45) для l_γ и $k_1 \equiv (\alpha R_6^2 B_{12}^7)^{-1/4} \approx 1$.

Напомним, что в этом уравнении, в выражении слева, использовано приближение $y(x) \approx x^{-3/4}$, т.е. речь идет о расстояниях $x \leq 7\sqrt{\Omega}$. Удовлетворяющие уравнению (57) значения x_γ такие, что $l_\gamma \gg r_\gamma$, поэтому, справа, в скобках, опуская первое слагаемое, получаем

$$x_\gamma \approx 14.5 \left(\frac{\Omega^5}{\omega_9^2} \right)^{1/29} k_2, \quad (58)$$

где $k_2 = R_6^{7/29} B_{12}^{8/29} \alpha^{-2/29} \approx 1$. В соответствии с этим результатом мы имеем следующую характеристику места генерации радиоизлучения пульсара:

$$\begin{aligned} r_1 = l_\gamma &\approx 9.07 \cdot 10^9 \Omega^{9/116} \omega_9^{-25/58} R_6^{175/116} B_{12}^{50/29} \alpha^{-25/58} \text{ см}, \\ \gamma_1 = \gamma_{\pm} &\approx 1632 \Omega^{3/116} \omega_9^{1/58} \alpha^{-7/116} R_6^{39/116} B_{12}^{-1/116}, \\ r_\gamma &\approx 1.45 \cdot 10^7 \Omega^{5/29} \omega_9^{-2/29} \alpha^{-1/29} R_6^{36/29} B_{12}^{8/29}. \end{aligned} \quad (59)$$

На расстояниях $r \approx r_1 \approx 9 \cdot 10^9$ см энергия частиц в первичном потоке определяется последним выражением в (36):

$$\gamma_{перо} = \begin{cases} 1.5 \cdot 10^7, & \Omega = 5, \\ 8.4 \cdot 10^6, & \Omega = 30, \\ 5.8 \cdot 10^6, & \Omega = 100, \\ 2.9 \cdot 10^6, & \Omega = 1000. \end{cases}$$

На расстояниях $r > r_\gamma + l_\gamma \approx r_1$ продольное электрическое поле такое слабое, что энергия частиц в парах, рожденных при аннигиляции квантов, не испытывает заметного изменения. В самом деле, согласно (47), при $r \gg r_1$

$$\gamma_{\pm}(r) \approx \gamma_{\pm}(r_\gamma + l_\gamma) \mp \frac{e \Omega B_p R^5}{3 m_e c^3 r_1^3} \approx 1632 \mp 0.009 \Omega^{0.77}.$$

Итак, в радиационном канале при $r \approx 9 \cdot 10^9$ имеется поток e^+e^- -плазмы (приблизительно с одинаковой энергией электронов и позитронов) с $\gamma_{\pm} \approx 1600$, через который проходит менее плотная струя "первичных" электронов (со скоростью, близкой к скорости света относительно плазмы) со значением γ параметра в интервале $3 \cdot 10^6 \leq \gamma \leq 1.5 \cdot 10^7$. Согласно работе [2], в такой ситуации в электронно-позитронной плазме должны образоваться периодические заряженные сгустки (бунчи). В системе покоя плазмы характерный размер бунча порядка $l \sim 2\pi c/\omega_p$, где ω_p — плазменная частота, которая примерно такая же, как и частота радиоволн. В каждом бунче содержится огромное число частиц $Z \approx 10^{17}$ с одинаковым зарядом: заряд бунча $Q \approx eZ$. Поэтому в своем движении по силовым линиям магнитного поля эти заряженные сгустки испускают когерентным образом изгибное радиоизлучение. Дальнейшую детализацию мы не считаем целесообразной, поскольку этот механизм формирования радиоизлучения подробно обсужден в работе [2].

8. Заключение. В приближении допущения о вмороженности магнитного поля в плазме (в звезде и ее магнитосфере) определено взаимосогласованное электрическое поле в нейтронной звезде, в ее магнитосфере (область замкнутых магнитных силовых линий) и в радиационном канале (область открытых магнитных силовых линий). Для теории радиоизлучения пульсара особый интерес

представляет продольное электрическое поле E_B в радиационном канале. Оно примерно в 100 раз сильнее, чем то, которое предполагается в работах [1,2].

Отдельно исследованы случаи соосного и косоого ротаторов. В случае соосного ротатора продольное электрическое поле в радиационном канале определяется формулой (16), а в случае косоого ротатора — формулой (26). В вопросе радиоизлучения пульсара нет принципиального различия между этими случаями, поскольку характерное время, необходимое для развития полного цикла процессов, приводящих к формированию радиоизлучения, меньше периода пульсара (в случае первого источника радиоизлучения можно сказать, что значительно меньше). Поэтому при построении теории без ущерба для дела можно исходить из модели соосного ротатора для вращающейся нейтронной звезды.

Рассмотрены движения частиц (первичных и вторичных) и основные радиационные процессы (испускание частицей кванта изгибаемого излучения $e \rightarrow e' + \hbar \omega_c$ и аннигиляция кванта $\hbar \omega_c \rightarrow e^+ + e^-$). В радиационном канале зависимость энергии первичной частицы от расстояния до центра звезды определяется формулами, приведенными в (36).

Исследованы возможные источники радиоизлучения пульсара. Показано, что в качестве когерентного источника радиоизлучения пульсара могут служить отдельные отрезки (с размерами меньше или порядка длины излучаемых волн) потока позитронов (в случае, когда магнитная ось параллельна оси вращения) в радиационном канале на сравнительно близких расстояниях от полюса $R \leq r \leq 5R$: где R — радиус звезды.

Другим возможным когерентным источником радиоизлучения пульсара является изгибаемое излучение сгустка зарядов (бунчи), которые в принципе могут образоваться в потоке электронно-позитронной плазмы при прохождении через него струи первичных частиц значительно высокой энергии (релятивистский множитель частиц плазмы $\gamma_{\pm} \approx 1630$, а для первичных электронов $\gamma \approx 3 \cdot 10^6 + 2 \cdot 10^7$) на расстояниях $r \sim 10^{10}$ см. Здесь речь идет об известном эффекте бунчировки, возникающем при двухпоточковой неустойчивости в нейтральной холодной плазме.

ON THE PROBLEM OF RADIORADIATION OF PULSARS

G.S.SAHAKIAN, E.V.CHUBARIAN

The mutual consistent electrical field in neutron star, in its magnetosphere (the region of closed magnetic field lines) and in the radiation channel (channel of the open magnetic field lines) is defined for the aligned and skewed rotators in suggestion, that the star is homogeneously magnetized, and out of it up to the light cylinder the magnetic field has dipole character. At acute angles of inclination of magnetic axis respect to the axis of rotation in the question of radioradiation of pulsar there is no principle difference between the models of aligned and skewed rotators, because longitudinal electrical field E_B in the radiation channel in both cases is approximately the same and the characteristic time of the full circle of the processes, which bring to the formation of the radioradiation less than the star's rotation period. It is established, that, in principle, there exist two different channels formation of radioradiation of pulsars. First — it is a coherent radiation of small length of secondary particles flux, (positrons, when $\vec{\mu} \uparrow \uparrow \vec{\Omega}$ and electrons, when $\vec{\mu} \uparrow \downarrow \vec{\Omega}$, where $\vec{\mu}$ is the magnetic moment of the star, $\vec{\Omega}$ — its angular velocity) in the bottom part of the radiation channel ($r-R \sim R$, where R — radius of the star). Second — it is the coherent radiation of a periodical clusters of charges (bunches), which in principle, can be formed in the flux electron-positron plasma at the distance of $r \sim 10^{10}$ cm in the radiation channel by passing the streams of primary electrons through it.

ЛИТЕРАТУРА

1. P.A.Sturrock, *Astrophys. J.*, 164, 529, 1971.
2. M.A.Ruderman, P.G.Sutherland, *Astrophys. J.*, 196, 51, 1975.
3. В.С.Бескин, А.В.Гуревич, Я.Н.Истомин, *Ж. Эксперим. и теор. физ.*, 58, 401, 1983.
4. V.S.Beskin, A.V.Gurevich, Ya.N.Istomin, *Astrophys. Space Sci.*, 102, 301, 1984.
5. V.S.Beskin, A.V.Gurevich, Ya.N.Istomin, *Astrophys. Space Sci.*, 146, 205, 1988.
6. Г.Корн, Т.Корн, *Справочник по математике*, Наука, М., 1970.
7. Р.Манчестер, Дж.Тейлор, *Пульсары*, Мир, М., 1980.
8. Г.С.Саакян, *Астрофизика*, 36, 87, 1993.
9. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Теория поля*, Наука, М., 1967.
10. T.Erber, *Rev. Mod. Phys.*, 38, 626, 1966.
11. Г.С.Саакян, *Астрофизика*, 36, 516, 1993.