

УДК:524.354.4-77

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ПУЛЬСАРОВ

Г.С.СААКЯН

Поступила 20 февраля 1995

Развит новый вариант теории радиоизлучения пульсара для случая соосного ротатора. При этом за основу приняты электрическое поле, установленное в нашей работе [8] для радиационного канала (канал открытых магнитных силовых линий), и полученные в [9] удобные аппроксимации для энергии электрона. Показано, что в нижней части радиационного канала, благодаря процессам испускания частицей кванта изгибного излучения $e \rightarrow e + \hbar\omega_c$

и аннигиляции кванта $\hbar\omega_c \rightarrow e^+e^-$ формируется особая область (магнитная воронка), где происходит бурный процесс каскадного размножения частиц. Высота магнитной воронки $h \approx 6R\Omega^{0.2}$, где R - радиус нейтронной звезды, Ω - ее угловая скорость вращения. В результате перенасыщения плотности плазмы в магнитной воронке, через каждый промежуток времени $\tau \approx 5 \cdot 10^{-7} \Omega^{-0.8} B_{12}^{-1.4} R_6^{0.2}$ с происходит разряд, т.е. продольное электрическое поле исчезает (B - магнитная индукция в звезде). За время активных радиационных процессов в магнитной воронке формируются два основных потока частиц высокой ультрарелятивистской энергии: идущий вверх поток электронов и падающий на магнитную шапку звезды поток позитронов. Эти потоки сопровождаются узкими полосками соответственно позитронного и электронного потоков значительно малой энергии, являющимися достаточно мощными когерентными источниками радиоизлучения. Вычислена радиосветимость пульсара:

$L \approx 7.4 \cdot 10^{22} \Omega^{3.8} \mu_{30}^3 R_6^{-2}$ эрг/с, где $\mu = BR^3/2$ - магнитный момент звезды. Сравнивая этот результат с наблюдательными данными, сделал вывод, что, в среднем, магнитный момент и, следовательно, масса нейтронной звезды быстрых пульсаров, по-видимому, должны быть заметно меньше, чем у медленных. Показано, что по интервалам между микроимпульсами в профилях импульсов пульсара можно определить магнитный момент нейтронной звезды. Обсуждается проблема происхождения макроструктуры пульсарного радиопучка.

1. *Введение.* В общих чертах физическая природа пульсаров была понята сразу же после их открытия [1]. Но за этим немедленно возникла сложная проблема мощного радиоизлучения для такого скромного по размерам объекта, каким является нейтронная звезда. После нескольких лет интенсивных поисков прорыв по этой проблеме был совершен в основополагающих работах [2, 3]. Позже, родственные по идеологии исследования в этой области были проведены в [4-6]. Сделано многое,

но тем не менее пока рано говорить о существовании лишенной недостатков общепризнанной теории. Бесспорным достижением этих работ является представление о том, что радиоизлучение пульсара формируется в канале открытых магнитных силовых линий магнитосферы нейтронной звезды, и что оно является изгибным излучением небольших по размерам сгустков очень большого числа заряженных частиц.

На пути разработки полноценной теории необходимо иметь правильное представление о физических условиях, господствующих в канале открытых магнитных силовых линий, которые ниже будем называть *радиационным каналом* пульсара. В комплексе факторов, обуславливающих явление пульсаров, основными являются магнитное и электрическое поля. Если в вопросе магнитного поля ситуация более или менее ясная, то это нельзя сказать относительно электрического поля. В принципе, казалось бы, в вопросе электрического поля проблемы не должны были существовать, ибо оно генерируется вращением намагниченной нейтронной звезды, тем не менее по этому вопросу общего мнения не существует, что, конечно, обусловлено сложным характером физических условий в магнитосфере пульсара. Здесь мы имеем в виду продольное (относительно магнитных силовых линий) электрическое поле в радиационном канале, которым и обусловлен комплекс радиационных процессов, в конечном счете приводящий к формированию относительно мощного направленного потока радиоизлучения.

Так или иначе без определенных допущений как относительно физических условий в магнитосфере нейтронной звезды и, в особенности, в ее радиационном канале, так и о природе конкретных когерентных источников радиоизлучения, продвижения вперед невозможно. При таких обстоятельствах гарантом развития теории в правильном направлении должен служить учет особенностей радиоизлучения пульсаров, а также использование основных результатов (масса, радиус, момент инерции) теории нейтронных звезд. В этом вопросе, кроме хорошо известных фактов, важную роль должно играть знание микроструктуры профилей пульсарного излучения, полной радиосветимости, а также спектра энергии радиоизлучения.

В недавно опубликованной работе [7], посвященной изучению структуры профилей импульсов пульсаров сообщаются важные сведения, которые, как нам кажется, имеют перспективное значение для теории. К этой работе мы вернемся позже.

Проблеме радиоизлучения пульсаров посвящен также ряд наших работ, в котором наряду с критикой уже сложившихся представлений, мы, в основном, оставаясь на их платформе, пытались придать существующей теории новые оттенки. Положительным итогом этих поисков является то, что мы достигли более или менее глубокого понимания проблемы радиоизлучения пульсаров. В нашей работе [8] определено электрическое поле в радиационном канале пульсара, которое существенно отличается от тех, которые приняты за основу в [2, 3]. Затем в [9] проведено детальное исследование движения частиц в радиационном канале и в соответствии с этой ситуацией предложены новые возможные каналы формирования радиоизлучения пульсара.

Настоящая статья, посвященная разработке основ теории радиоизлучения пульсаров, является продолжением и развитием наших вышеупомянутых работ и в определенном смысле итогом наших длительных поисков.

2. Электрическое поле в радиационном канале пульсара.

Электрическое поле в пульсаре было определено в работе [8] при следующих допущениях: 1) магнитное поле нейтронной звезды дипольное, 2) плазма в звезде и в ее магнитосфере (область замкнутых магнитных силовых линий) заморожена в магнитное поле и жестко вращается со звездой, 3) в радиационном канале электрическое поле непосредственно определяется вращением: протекающие по нему заряды играют лишь роль пробных зарядов и не оказывают существенного влияния на это основное поле. В соответствии с этим представлением о радиационном канале принято за основу уравнение Лапласа $\Delta\varphi=0$ для потенциала электрического поля и найдено согласованное с другими областями пульсара решение.

На основе вышеупомянутых допущений в случае соосного ротатора было найдено следующее решение для потенциала электрического поля [8],

$$\begin{aligned}\varphi_1 &= \frac{\Omega B_S R^2}{2c} \left(\frac{r^2}{R^2} \sin^2\theta - \frac{2}{3} \right), \\ \varphi_2 &= \frac{\Omega B_S R^2}{2c} \left(\frac{R}{r} \sin^2\theta - \frac{2}{3} \right), \\ \varphi_3 &= -\frac{\Omega B_S R^5}{6cr^3} (3\cos^2\theta - 1).\end{aligned}\tag{1}$$

Здесь R - радиус нейтронной звезды, Ω - ее угловая скорость вращения, B_S - магнитная индукция в звезде (она предполагается однородно намагниченной), r - расстояние от центра звезды, индекс 1 относится к звезде, 2 - к магнитосфере (область замкнутых магнитных силовых линий), и 3 - к радиационному каналу. Эти формулы относятся к случаю, когда вектор угловой скорости вращения параллелен вектору магнитной индукции, в антипараллельном случае потенциалы имеют обратный знак. В соответствии с тем, что магнитное поле звезды дипольное, электрическое поле оказывается квадрупольным. Звезда и ее магнитосфера заряжены: в звезде плотность заряда постоянна и равна $\rho_1 = -\Omega B_S / 2\pi c$, а в магнитосфере $\rho_2 = -\Omega B / 2\pi c$, при $r \ll c/\Omega$.

Напряженность электрического поля в радиационном канале равна

$$\vec{E} = -\frac{\Omega B_S R^5}{2cr^4} [(3\cos^2\theta - 1)\hat{e}_r + \sin 2\theta \cdot \hat{e}_\theta], \quad (2)$$

где \hat{e}_r и \hat{e}_θ - единичные векторы по радиальному и меридиональному направлениям. В радиационном канале $\theta \ll 1$, ибо $\theta < \theta_m(r)$, где $2\theta_m$ - угловой раcтвор этой воронкообразной области на расстоянии r

$$\theta_m(r) \approx \left(\frac{\Omega r}{c}\right)^{1/2}, \quad (3)$$

т.е. это угол точки последней открытой магнитной силовой линии. На всех расстояниях $\theta_m \ll 1$, за исключением точек вблизи светового цилиндра.

В теории радиоизлучения пульсара интерес представляет только проекция напряженности электрического поля на направление магнитной силовой линии:

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

Исходя из тех же предпосылок, что и для соосного ротатора в нашей работе [8], было определено также электрическое поле в случае наклонного ротатора:

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

$$\begin{aligned} \bar{E}_2 &= \frac{\Omega B_s R^3}{2 cr^2} \left\{ [\cos\alpha \sin^2\theta - \sin\alpha \sin\theta \cos\theta \cos(\Omega t - \varphi)] \hat{e}_r - \right. \\ &\quad \left. - 2[\cos\alpha \sin\theta \cos\theta + \sin\alpha \sin^2\theta \cos(\Omega t - \varphi)] \hat{e}_\theta \right\}, \\ \bar{E}_3 &= -\frac{\Omega B_s R^5}{2 cr^4} \left\{ \cos\alpha (3\cos^2\theta - 1) + 3\sin\alpha \sin\theta \cos\theta \cos(\Omega t - \varphi) \right\} \hat{e}_r + \\ &\quad + 2[\cos\alpha \sin\theta \cos\theta + \sin\alpha \sin^2\theta \cos(\Omega t - \varphi)] \hat{e}_\theta \}, \end{aligned} \quad (5)$$

где α - угол наклона магнитной оси звезды, относительно ее оси вращения, обозначение областей прежнес. По-прежнему ось вращения принята за координатную ось z .

Продольный компонент напряженности электрического поля в радиационном канале равен

$$E_B = -\frac{\Omega B_s R^5}{cr^4} f(\alpha, \theta, \varphi) \cos\alpha, \quad (6)$$

где

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

Решения (1) и (5) для соосного и наклонного ротаторов корректны только при $r < c/\Omega$. Вблизи светового цилиндра и, в особенности, вне его, электрическое поле совсем другое. Заметим также, что в решении (1) потенциал электрического поля на поверхности раздела радиационного канала и магнитосферы испытывает скачок. Нарушение непрерывности потенциала, конечно, недопустимо, однако здесь совершенно другая ситуация. Дело в том, что поверхность $\theta_m(r)$, представляющая геометрическое место последних открытых магнитных силовых линий, не замыкающихся в пределах магнитосферы, не совсем строго определена. По своей природе магнитосфера, как область замкнутых магнитных силовых линий, не имеет резкой границы в виде геометрической поверхности. На самом деле между ней и радиационным каналом должна существовать некоторая тонкая промежуточная область, где электрическое поле отличается как от φ_2 , так и от φ_3 . Для этой области сделанные при

получении решения (1) допущения не проходят, поэтому мы не можем определить электрическое поле в ней. Очевидно, картина здесь, по-видимому, такая, что обеспечивает непрерывное изменение потенциала ϕ при переходе между рассматриваемыми областями пульсара. Угловой растров промежуточной области, по-видимому, должен быть порядка углового раствора радиационного канала.

В пульсарах мы имеем дело с наклонным ротатором. Следовательно, при построении теории их радиоизлучения, вообще говоря, должны были принять за основу решение (5) для электрического поля. Однако в этом случае возникают осложнения, не имеющие отношения к процессу формирования радиоизлучения пульсара. Поэтому во избежание излишних осложнений ниже мы исходим из решения (1) для случая соосного ротатора.

Приведем аргументы, оправдывающие такой упрощенный подход к проблеме радиоизлучения. Радиационные процессы, ответственные за радиоизлучение пульсара, определяются продольным электрическим полем E_{\parallel} , которое, как видно из (4) и (6), в обоих случаях приблизительно одинаково: множитель $f(\alpha, \theta, \phi)$ в формуле (6) не имеет существенного значения, ибо он по величине порядка единицы. В этом вопросе важное значение имеет также время формирования пучка радиоизлучения, которое на много порядков меньше периода пульсаров. В самом деле позже мы увидим, что характерное время цепочки процессов, которое в итоге приводит к формированию радиоизлучения пульсара, порядка 10^{-6} с (см. (44)). Таким образом, факт наклона магнитной оси симметрии относительно оси вращения не играет роли в вопросе формирования пучка радиоизлучения пульсара, за исключением, конечно, самого явления его пульсации. Существенное отличие между соосным и наклонным ротаторами можно ожидать, когда $|\pi/2 - \alpha| \ll 1$. В этом случае необходимо специальное рассмотрение.

Формулы (1)-(6) относятся к случаю, когда векторы угловой скорости Ω и магнитной индукции \vec{B}_S направлены в одну сторону, т.е. когда угол наклона $\alpha < \pi/2$. В случае же, когда $\alpha \geq \pi/2$ знаки перед формулами нужно заменить на обратные. Ниже мы имеем дело только со случаем $\alpha = 0$.

В пульсарах магнитное поле очень сильное $B \sim 10^{12}$ Гаусс, поэтому в радиационном канале движение частиц происходит только по силовым линиям магнитного поля, так как любое их отклонение в поперечном направлении сразу же гасится весьма эффективным синхротронным

излучением. Таким образом, мы имеем дело с уникальной ситуацией: электрон (позитрон) движется по магнитной силовой линии, вдоль которой действует мощное электрическое поле, и поскольку эта линия кривая, он испускает излучение, называемое изгибным излучением (curvature radiation). При этом под влиянием электрического поля, частица на сравнительно коротком отрезке пути приобретает ультрарелятивистскую энергию. Но дальнейшему чрезмерному росту энергии частицы препятствует изгибное излучение, которое с возрастанием энергии быстро растет.

Согласно (1) между краем и центром магнитной шапки существует огромная разность потенциалов:

$$\begin{aligned} \varphi_3(\theta_m) - \varphi_3(0) &= \frac{\Omega B_S R^2}{2c} \sin^2 \theta_m \approx \\ &\approx \frac{\Omega^2 B_S R^3}{2c^2} \approx 2 \cdot 10^6 B_{12} R_6^3 \Omega^2 \text{ Вольт,} \end{aligned} \quad (7)$$

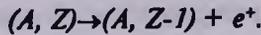
где в соответствии с (3) $\theta_m \approx (\Omega R/c)^{1/2}$. Нам кажется, что несмотря на это большое напряжение, по вышеупомянутой причине, вдоль радиуса магнитной шапки поток частиц, по-видимому, не должен существовать.

Из полюса в радиационный канал непрерывно поступают электроны, которые здесь образуют движущееся со скоростью близкой скорости света облако. Плотность частиц в этом облаке равна [2, 3]:

$$n_0(r) = \frac{\Omega B_S R^3}{2\pi e c r^3}. \quad (8)$$

Когда вектор магнитной индукции B_S направлен против оси вращения (антипульсар) напряженность электрического поля в радиационном канале имеет противоположное направление, поэтому в этом случае через магнитную шапку звезды в этот канал должен поступать поток положительных частиц. Разумно считать, что этими частицами являются позитроны, а не атомные ядра (в оболочке неаккрецирующей нейтронной звезды протонов нет). Но, спрашивается, откуда берутся эти частицы, которых в свободном виде в звезде нет? Дело в том, что электромагнитное поле вместе с веществом нейтронной звезды и с ее магнитосферой

образуют единую взаимосогласованную квазиравновесную систему. Для поддержания этой общей картины взаимосогласованности необходимо наличие сравнительно небольшого потока позитронов, а эти позитроны легко могут образоваться в процессах β - распада атомных ядер



Для этого процесса нет какого-либо барьера, а времена релаксации здесь очень малые.

Разумется точно такой же поток электронов (позитронов)

$$j = cn_0 = \frac{\Omega B_S}{2\pi e} \quad (9)$$

выбрасывается и из противоположного полюса звезды. Но это еще не все. В условиях наличия мощного продольного электрического поля, в радиационных каналах происходят бурные процессы образования электронно-позитронных пар. Под влиянием продольного электрического поля электроны по магнитным силовым линиям стремятся по радиационному каналу вверх, а позитроны - вниз, к полюсу звезды. В результате в радиационном канале формируются значительно более мощные противоположно направленные потоки вторичных электронов и позитронов, чем вышеупомянутый первичный поток электронов $cn_0(r)$.

3. *Движение электрона в радиационном канале.* Движение первичного электрона в радиационном канале в предположении, что продольное электрическое поле определяется формулой (4), исследовалось сначала в работе [10], а затем более обстоятельно в [9]. В случае, когда направление вектора магнитной индукции \vec{B}_s совпадает с направлением угловой скорости звезды мы имеем следующее уравнение движения электрона

$$\frac{d\gamma_e}{dr} = \frac{e\Omega B_S R^3}{m_e c^3 r^4} - \frac{2e^2 \gamma^4}{3m_e c^2 \rho_c^2} - \frac{2e^4 B_S^2 R^{10} \Omega^2}{3m_e^3 c^8 r^8} \quad (10)$$

Здесь γ - релятивистский множитель частицы ($\gamma m_e c^2$ - ее энергия), для интервала времени подставлен $dt=dr/c$, ρ_c - радиус кривизны силовой линии магнитного поля: для области радиационного канала, где $\theta \ll 1$,

$$R \approx \frac{4r}{3\theta} \quad (11)$$

в предположении, что магнитное поле преимущественно дипольное. В (10) первый член представляет электрическую силу, второй - силу радиационного торможения, обусловленную изгибным излучением, наконец, третий - силу радиационного торможения, обусловленную тем, что частица под влиянием продольного электрического поля движется с ускорением. Поскольку для точек радиационного канала $\theta \ll 1$, поэтому принято $dr \approx ds$, где ds - элемент длины вдоль магнитной силовой линии. Обоснование уравнения (10) приведено в нашей работе [10]. В этом уравнении, за исключением небольшого расстояния над магнитной шапкой, последний член мал по сравнению с первыми двумя и поэтому без заметного ущерба точности его можно опустить.

Для силовой линии дипольного магнитного поля

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

При интегрировании уравнения (10) это соотношение мы должны учесть. Для силовых линий внутри радиационного канала можно написать $\theta^2/r \approx \text{const.}$

Введя безразмерный параметр (интеграл движения)

$$\frac{c\theta^2}{\Omega r} \equiv \beta, \quad 0 \leq \beta \leq 1, \quad (12)$$

учитывая (11) и опуская последний член уравнения движения (10), перепишем его в виде

$$\frac{d\gamma}{dr} \approx \frac{e\Omega B_S R}{m_e c^3} \left(\frac{R^4}{r^4} - \frac{3\beta e \gamma^4}{8 R B_S r} \right). \quad (13)$$

При малых высотах над магнитной шапкой $z=r-R$, когда второй член в скобках уравнения (13) достаточно мал по сравнению с первым, параметр γ в зависимости от z растет линейно

$$\gamma(z) \approx \frac{e\Omega B_S R}{m_e c^3} z. \quad (14)$$

Отброшенный член растет пропорционально z^4 и быстро становится

сравнимым с первым, поэтому рост γ постепенно замедляется. При некотором $z=z_m$ параметр γ достигает максимума, после чего медленно убывает.

Из условия $d\gamma/dz=0$ получаем максимальное значение γ :

$$\gamma_m = \left(\frac{e D_S R^2}{3 e \beta} \right)^{1/4} = 2.73 \cdot 10^8 (R_6^2 B_{12} \beta^{-1})^{1/4}. \quad (15)$$

Сравнивая (14) с (15), мы можем оценить значение z , при котором γ достигает максимума,

$$z_m \approx \frac{R}{a} = \frac{1.4 \cdot 10^4}{\Omega} \beta^{-1/4} R_6^{-1/2} B_{12}^{-3/4} \text{ см}, \quad (16)$$

где

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

Введем безразмерные переменные

$$x=r/R, \quad y(x)=\gamma/\gamma_m,$$

тогда уравнение (13) запишется в удобном для численного интегрирования виде:

$$\frac{dy}{dx} = a \left(\frac{1}{x^4} - \frac{y^4}{x} \right); \quad y(1) \approx 0. \quad (17)$$

В работе [9] это уравнение было интегрировано численно для ряда значений параметра $\Omega\beta^{1/4}$. Варьируя Ω и β в разумных пределах при постоянных $\Omega\beta^{1/4}$ из имеющихся данных можно получить необходимые сведения и для любого значения параметров Ω и β .

Результаты численного интегрирования были аппроксимированы [9] следующими формулами

$$y(x) \approx a(x-1), \quad 1 < x < 1 + 0.02 / \Omega \quad (18)$$

$$y(x) \approx x^{-3/4}, \quad 1 + 0.02 / \Omega < x < 7\sqrt{\Omega} \quad (19)$$

$$y(x) \approx [200\Omega \ln(x/7\sqrt{\Omega})]^{-1/3}, \quad x > 7\sqrt{\Omega}. \quad (20)$$

Сшивка этих аппроксимаций обеспечена с точностью порядка 30%. Точность же каждой из этих формул в своих областях применения порядка нескольких процентов.

Найденное решение $\gamma(x) = \gamma_m y(x)$ относится к определенной магнитной силовой линии, представителем которой является введенный в (12) параметр β . Для вторичных же частиц, рожденных в радиационных процессах, такой параметр не используется.

Аппроксимации (18)-(20) при $\beta \rightarrow 0$ где-то становятся некорректными. Это видно хотя бы из того, что когда $\beta = 0$ постоянная $a = 0$ и, следовательно, $y = \text{const}$ (см. (17)). Поэтому необходимо выяснить до каких значений параметра β можно пользоваться ими. Из разумного требования $z_m < R$ получаем следующее ограничение на значения β :

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

Смысл этого требования состоит в том, что основные радиационные процессы ответственные за радиоизлучение пульсара, должны произойти на расстояниях $z \sim R$ над магнитной шапкой, где электрическое поле сравнительно сильное.

Можно найти и другое приближенное решение уравнения (13), применимое для любого значения β , однако заметно менее точное, чем (18)-(20). Для частицы, движущейся по магнитной силовой линии с $\beta = 0$ (ось симметрии магнитного поля) имеем

$$\gamma(r) = \gamma_0 \left(1 - \frac{R^3}{r^3} \right), \quad (21)$$

где

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

Приближенное решение уравнения (13) можно получить, используя следующие две особенности. Первая - это то, что для случая $\beta = 0$ релятивистский множитель γ при $r > R$ быстро достигает насыщения. Вторая особенность состоит в том, что функция $y(x)$ слабо зависит от Ω . Это видно из результатов численных расчетов, воплощением которых является аппроксимация $y \approx x^{-3/4}$. Произведя некоторые упрощения, допустимые

упомянутыми особенностями, получаем следующее приближенное решение для уравнения (13):

$$\gamma(r) \approx \gamma_0 \left(1 + c_1 \beta \gamma_0^3 \ln \frac{r}{r_1} \right)^{-1/3} \quad (22)$$

Здесь

$$c_1 = 1.4 e^2 / m_e c^3 = 1.32 \cdot 10^{-23}, \quad r_1 \approx 3 R,$$

r_1 - расстояние, на котором решение (22) достигает насыщения. Для расстояний $8R < r < 20R$ эта аппроксимация хорошо согласуется с результатами численных расчетов, при $r < 8R$ она даст заниженный, а при $r > 20R$ завышенный результат с ошибкой до 50%.

4. *Основные радиационные процессы.* В радиационном канале электрон (позитрон), двигаясь по магнитной силовой линии, испускает изгибное излучение. Характерная энергия квантов изгибного излучения равна

$$\hbar \omega_c = \frac{3 c \hbar}{2 \rho_c} \gamma^3. \quad (23)$$

Эту формулу можно сразу же получить из соответствующей формулы синхротронного излучения [13], поскольку оно сходно с явлением изгибного излучения. Для последующего важно иметь в виду, что аналогично с синхротронным излучением спектр энергии квантов здесь имеет хорошо выраженный максимум для энергии (23). Подставляя в (23) $g = g_{\text{н}} y$ и учитывая (11) и (12), получаем

$$\hbar \omega_c = \frac{9 c \hbar \theta}{8 r} \gamma^3 = 2.61 \cdot 10^6 \frac{y^3(x)}{\sqrt{x}} \Omega^{1/2} R_6 B_{12}^{3/4} \beta^{-1/4} \text{ МэВ} \quad (24)$$

Средняя длина свободного пробега электрона l_e для испускания одного кванта изгибного излучения с энергией (24) определяется уравнением

$$\frac{2 e^2 \gamma^4}{3 \rho_c^2} l_e \approx \frac{3 c \hbar}{2 \rho_c} \gamma^3. \quad (25)$$

Здесь выражение с левой стороны представляет собою энергию, теряемую частицей на отрезке пути длиной l_e . Из этого уравнения получаем

$$l_e \approx \frac{9}{4} \frac{\hbar c}{\gamma e^2} R \approx \left(\frac{cr}{\beta \Omega} \right)^{1/2} \frac{3\hbar c}{\gamma e^2} = \frac{260\sqrt{x}}{\sqrt{\Omega} y(x)} (\beta B_{12})^{-1/4} \text{ см}, \quad (26)$$

где опять использован интеграл движения (12), а $y(x)$ определяется одной из формул (19) и (20), смотря с каким расстоянием имеем дело.

На небольших высотах $z \ll R$ над полюсом звезды, когда энергия частицы еще сравнительно мала, пробег $l_e \gg R$. В области расстояний $z < R/a \approx 1.4 \cdot 10^4 / \Omega$, где функция $y(x)$ определяется формулой (18), с возрастанием расстояния над магнитной шапкой l_e убывает обратно пропорционально z . При $z = z_m \approx R/a$ функция $y(x)$ имеет максимум $y(z_m) = 1$, на этом расстоянии пробег l_e достигает своего наименьшего значения, а затем растет пропорционально $x^{5/4}$ - эта область расстояний, где $y(x) \approx x^{-3/4}$. Максимальное значение пробега l_e равно

$$l_e \approx \frac{260}{\sqrt{\Omega}} (\beta B_{12})^{-1/4} \text{ с}. \quad (27)$$

Здесь мы имеем дело с электронами ультрарелятивистских энергий, поэтому квант изгибного излучения испускается по направлению касательной к магнитной силовой линии, вдоль которой движется частица. После прохождения некоторого расстояния, при котором квант пересекает магнитные силовые линии под заметным углом, он аннигилирует, рождая электронно-позитронную пару. В этом процессе магнитное поле играет роль третьего тела, обеспечивающего сохранение импульса. Средняя длина свободного пробега для акта аннигиляции кванта в магнитном поле определяется формулой [14, 3]

$$l_\gamma = \frac{10^6}{B_\perp} \exp\left(\frac{1.17 \cdot 10^{14} m_e c^2}{B_\perp \hbar \omega_e}\right). \quad (28)$$

Здесь B_\perp - поперечный (относительно направления распространения кванта) компонент магнитной индукции в точке, где происходит аннигиляция кванта: $B_\perp = B \sin \psi$, где

$$\sin \psi \approx \psi \approx l / \rho_c$$

угол между направлением распространения кванта и магнитной силовой линии [9].

Учитывая формулу (11), находим

$$B_{\perp} \approx B \frac{l_{\gamma}}{R} \approx B_S \left(\frac{R}{r} \right)^3 \frac{3\theta}{4r} l_{\gamma} = 7.5 \cdot 10^5 \frac{B_{12}}{R_6} \frac{\theta l_{\gamma}}{x^4}. \quad (29)$$

Здесь θ и r - координаты места, где был испущен квант изгибного излучения.

Учитывая (24) и (29) из (28) находим

$$\theta l_{\gamma} \approx 1.15 \left(\frac{R_6 \theta}{B_{12}} \right)^{1/2} x^2 \exp \left(\frac{15.3 \beta^{1/4} x^{9/2}}{B_{12}^{7/4} \Omega^{1/2} y^3 \theta l_{\gamma}} \right) \quad (30)$$

Вблизи полюса звезды, в области применения аппроксимации (18) выражение в экспоненте равно

$$\left(\frac{3.47 \cdot 10^4}{\Omega^{7/6} z} \right)^3 \frac{R_6^{-3/2} B_{12}^{-4} \beta^{-1/2}}{\theta l_{\gamma}}.$$

Вблизи максимума $y(x)$, чуть выше z_m , где

$$3.47 \cdot 10^4 / \left(z \Omega^{7/6} \right) < 1$$

пробег l_{γ} имеет свое наименьшее значение

$$l_{\gamma} \approx \frac{1.15}{\sqrt{\theta}} \approx 1.15 \left(\frac{c}{\Omega R} \right)^{1/4} \approx \frac{15}{\Omega^{1/4}} \text{ см.}$$

Наиболее важным для теории радиоизлучения пульсара является область радиационного канала, где вступает в силу аппроксимация (19), поскольку, как видно будет позже, именно здесь происходит формирование радиоизлучения пульсара. Далее по очевидной причине основной вклад в это излучение дает наружный слой радиационного канала. В соответствии со сказанным, подставляя в (30) $y = x^{-3/4}$, $\beta \approx 1$, $\theta \approx \theta_m \approx (\Omega r/c)^{1/2}$, получаем

$$I_{\gamma} \approx 15 \frac{R_6^{1/4} x^{7/4}}{B_{12}^{1/2} \Omega^{1/4}} \exp \left(\frac{2.65 \cdot 10^3 x^{25/4}}{B_{12}^{7/4} \Omega R_6^{1/2} I_{\gamma}} \right). \quad (31)$$

Отсюда, как достаточно хорошее приближение, находим

$$I_{\gamma} \approx \frac{828}{\Omega B_{12}^{7/4} R_6^{1/2}} x^{25/4}. \quad (32)$$

Напомним, что $r = Rx$ - расстояние, где был испущен квант изгибного излучения. Эта формула подогнана для области расстояний $1.2 < x < 20$.

Из формулы (30) видно, что для заданного расстояния x произведение $\theta I_{\gamma}(x, \theta)$ не зависит от угла θ , т.е. $\theta I_{\gamma}(x, \theta) \approx \theta_m(x) I_{\gamma}(x, \theta_m)$, отсюда с учетом (32) получаем

$$I_{\gamma}(x, \theta) \approx \frac{5}{B_{12}^{7/4} \sqrt{\Omega}} \frac{x^{25/4}}{\theta}.$$

5. *О вторичных частицах.* Релятивистский множитель частиц, образованных при аннигиляции кванта изгибного излучения с энергией (24) равен:

$$\gamma_{\pm}(r_a) \approx \frac{\hbar \omega_c}{2 m_e c^2} = 2.55 \cdot 10^6 \frac{y^2(x_{\gamma})}{\sqrt{x_{\gamma}}} \Omega^{1/2} R_6 B_{12}^{3/4}. \quad (33)$$

Здесь $r_{\gamma} = Rx_{\gamma}$ - расстояние, где испущен квант изгибного излучения, а $r_a = r_{\gamma} + l_{\gamma}$ - расстояние, где произошла аннигиляция этого кванта. Так как $\hbar \omega_c \gg 2 m_e c^2$ - поперечные компоненты импульсов частиц, очень малые по сравнению с продольными, поэтому частицы движутся вдоль магнитной силовой линии, касательной к линии распространения кванта. В (33) параметр β опущен, и в дальнейшем также он опускается, так как в вопросах, касающихся радиоизлучения пульсара $\beta \approx 1$.

Рассмотрим поведение электрона и позитрона сразу же после их рождения. Электрон ускоряется электрическим полем, а движение позитрона тормозится (случай $\vec{B}_{\perp} \parallel \vec{\Omega}$) при этом значения релятивистских

множителей частиц в зависимости от расстояния определяются формулой

$$\gamma_{\pm}(r) \approx \gamma_{\pm}(r_a) \mp \frac{e}{m_e c^2} \int_{r_a}^r E_B dr, \quad (34)$$

где верхний знак относится к позитрону, а нижний - к электрону. Здесь не учтена сила радиационного торможения, обусловленная изгибным излучением, что для электрона оправдано при небольших расстояниях от места его рождения $r - r_a < R/a$, а для позитрона уравнение (34) достаточно точное. Учитывая формулу (4) для продольного электрического поля, получаем

$$\gamma_{\pm}(r) \approx \gamma_{\pm}(r_a) \mp \frac{e \Omega B_S R^5}{3 m_e c^3 r_a^3} \left(1 - \frac{r_a^3}{r^3} \right). \quad (35)$$

В радиационном канале, на расстояниях $r \leq 10 R$ продольное электрическое поле достаточно сильное, так что позитрон после своего появления на сравнительно коротком отрезке пути тормозится до остановки, а затем с ускорением движется к полюсу и скоро, набирая достаточно высокую энергию, сам становится источником радиационных процессов $e^+ \rightarrow e^+ + \hbar \omega_c$, $\hbar \omega_c \rightarrow e^+ e^-$. Электрон же, продолжая свое движение вверх, скоро приобретает энергию, сравнимую с энергией первичного электрона и наравне с первичными электронами принимает участие в процессе каскадного размножения квантов и $e^+ e^-$ - пар.

Рассмотрим нижнюю часть радиационного канала с $x \leq 10$. Оценим длину отрезка расстояния Δr , после прохождения которого энергия вторичного электрона становится примерно такой, какая у первичного электрона. В (35), опуская сравнительно малый член $\gamma_{\pm}(r_a)$, имеем

$$\frac{e \Omega B_S R^5}{3 m_e c^3 x_a^3} \left(1 - \frac{x_a^3}{x^3} \right) \approx \gamma_m \gamma(x),$$

где выражение справа представляет энергию первичного электрона на рассматриваемом расстоянии. Введя обозначение $\Delta r = r - r_a$ и учитывая, что $\Delta r \ll r$ из этого уравнения получаем

$$\Delta r \approx \frac{R}{a} x^{13/4} = \frac{1.4 \cdot 10^4}{\Omega} R_0^{-1/2} B_{12}^{-3/4} x^{13/4}. \quad (36)$$

Как видим в области $x < 7\Omega^{1/4}$

$$\frac{0.014}{\Omega} < \frac{\Delta r}{r} < 1,$$

т.е. для тех Ω , которые мы имеем в пульсарах, $\Delta r \ll r$ при $x \leq 10$. Таким образом, в области $R < r < 10R$ радиационного канала, в вопросе развития радиационного каскадного процесса размножения частиц, нет принципиальной разницы между первичными и вторичными электронами.

Обсудим теперь уравнение (35) для случая позитронов. Поставив в нем $\gamma_+(r) \approx 0$, мы получаем уравнение, определяющее величину отрезка пути Δr_+ , на котором происходит полное торможение движения позитрона. Введя обозначение $r_+ = Rx_+$ для расстояния, где происходит остановка позитрона, и учитывая, что $\Delta x_+ = x_+ - x_a \ll x_a$ получаем:

$$\Delta r_+ \approx \frac{131}{\sqrt{\Omega} B_{12}^{1/4}} \frac{x_a^4}{x_+^{11/4}} \approx \frac{131}{\sqrt{\Omega}} x_a^{5/4} B_{12}^{-1/4} \text{ см}, \quad (37)$$

который в самом деле весьма небольшой отрезок: $\Delta r_+ / r \approx 10^{-4} / \sqrt{\Omega}$. Итак, позитрон на сравнительно коротком расстоянии теряет свою кинетическую энергию, а затем, изменяя направление движения, с ускорением падает на магнитную шапку звезды и при этом, подобно своему напарнику электрону, он также на отрезке пути длиной порядка (36) приобретает примерно такую энергию, какая у первичного электрона на этом месте.

Теперь для дальнейшего рассмотрения необходимо уточнить высоту области радиационного канала, где происходят бурные процессы размножения частиц. Речь идет об области, названной в работе [3] магнитным зазором. В нашем случае высота этой области значительно больше, чем в упомянутой работе. Имея в виду это обстоятельство и то, что она по своей внешней форме похожа на воронку, дальше мы ее будем называть *магнитной воронкой*. Процесс размножения частиц определяется пробегом $l = \Delta r + l_e + l_\gamma$, где Δr приведенный в (36) отрезок расстояния, на котором только что рожденная частица приобретает энергию, необходимую для испускания кванта с энергией $\hbar\omega_c \gg m_e c^2$, он порядка z_m .

Учитывая, что $\Delta r < l_\gamma$ и $l_e < l_\gamma$ ниже, имея в виду формулу (32) примем

$$l \approx l_1 \approx 10^3 x^{2/4} \Omega^{-1} B_{12}^{-7/4} R_6^{-1/2} \text{ см.} \quad (38)$$

Напомним, что здесь $r=Rx$ - расстояние, где испущен квант изгибного излучения с характерной энергией $\hbar\omega_c$. Очевидно, для того, чтобы в магнитной воронке шел процесс размножения частиц, ее высота h должна быть такой, чтобы в ней укладывалась хотя бы одна цепочка событий $e \rightarrow e + \hbar\omega_c, \hbar\omega_c \rightarrow e^+e^-$. В соответствии со сказанным потребуем, чтобы квант, испущенный в средней части магнитной воронки, аннигилировал у его потолка. Таким образом, подставляя в (38) $x=1+0.5h/R$ и $l \approx h/2$, приходим к результату:

$$h \approx 6 \cdot 10^6 \Omega^{4/19} B_{12}^{7/19} R_6^{25/19} \text{ см.} \quad (39)$$

На основании вышеприведенного анализа движения вторичных частиц мы приходим к важному выводу о том, что в области радиационного канала ($1 < x < 1 + h/R$) нет существенной разницы между энергиями первичного электрона и вторичных частиц. Это означает, что вторичный электрон и позитрон наравне с первичным электроном принимают участие в происходящих в магнитной воронке радиационных процессах $e \rightarrow e + \hbar\omega_c, \hbar\omega_c \rightarrow e^+e^-$. Поэтому в результате многократно повторяющихся актов рождений кванта и e^+e^- - пары в этой части радиационного канала образуется богатая ультрарелятивистская электронно-позитронная плазма, в которой как мы увидим ниже, плотность частиц со временем экспоненциально растет до наступления разряда.

6. Режим работы магнитной воронки. Образование богатой плазмы в магнитной воронке обеспечивается стационарным потоком первичных электронов от магнитной шапки и процессами рождения квантов и e^+e^- - пар с примерно одинаковым темпом во всех его точках. Но в этом вопросе, пожалуй, решающим является не столь роль первичного потока частиц, сколько то обстоятельство, что пробеги радиационных процессов $\Delta r, l_e$ и l_γ здесь достаточно короткие. Именно благодаря этому обстоятельству и обеспечивается быстрое размножение частиц и рост плотности в плазме. Этот процесс неизбежно происходит даже при наличии одного случайного электрона или позитрона в

магнитной воронке, если, конечно, верно наше представление о наличии в радиационном канале столь сильного электрического поля, какое предполагается в (4). Можно сказать, что в условиях наличия такого сильного продольного электрического поля в радиационном канале, его нижняя часть с высотой $h \approx 6R$ неустойчива относительно спонтанного образования электронно-позитронной плазмы.

Итак, в магнитной воронке безусловно должна существовать плазма с некоторой средней плотностью частиц $n(r, t)$. Напомним, что здесь потоки частиц происходят только по силовым трубкам магнитного поля: рой электронов со скоростью близкой к скорости света стремится вверх, рой позитронов - вниз к полюсу звезды. В соответствии с этой картиной плотность частиц в плазме должна быть пропорциональна магнитной индукции, т.е. предполагается примерно равномерное распределение частиц в магнитной воронке, с поправкой на то, что силовые линии магнитного поля с удалением от полюса расходятся. Для дипольного магнитного поля $B \sim r^{-3}$, поэтому:

$$n(r, t) \approx n(t) \frac{R^3}{r^3}. \quad (40)$$

Плазма в магнитной воронке вообще говоря локально не нейтральная. Несмотря на это, она не рассивается по боковым сторонам, так как движение частиц в поперечном к силовому направлению гасится весьма эффективным синхротронным излучением. Локальная нейтральность в плазме не имеет места не только из-за того, что существует непрерывная инжекция первичных электронов, но и по той причине, что вторичные электроны и позитроны движутся по противоположным направлениям. Поэтому трудно представить такую ситуацию, когда в каждой точке пространства заряды, уносимые токами этих частиц, точно компенсировали бы друг друга.

В магнитной воронке плазма свособразная и в вопросе энергетического распределения частиц: энергия частиц изменяется в широком интервале $m_e c^2 < \epsilon < m_e c^2 \gamma_m \nu(x)$, где $\nu(x)$ определяется выражениями (18) и (19). Спектр энергии неоднородный, в нем имеется сильное численное преобладание частиц с энергией $\gamma_m \nu(x) m_e c^2$.

Площадь поперечного сечения радиационного канала на расстоянии r от центра звезды равна

$$S(r) \approx \pi (r \theta_m)^2 \approx \frac{\pi \Omega}{c} r^3, \quad (41)$$

где θ_m - приведенный в (3) угол. Используя (40) и (41) вычислим полное число частиц в магнитной воронке в данный момент времени

$$N(t) = \int_R^{R+h} n(r, t) S(r) dr \approx \frac{\pi \Omega h R^3}{c} n(t). \quad (42)$$

Число частиц N определяется следующим уравнением баланса

$$dN \approx 2 \int_R^{R+h} \frac{n(r, t) S(r) dr c dt}{l(x)} - S(R+h) n(R+h) c dt - S(R) n(R, t) c dt. \quad (43)$$

Здесь первый член представляет общее число электронов и позитронов, образованных в магнитной воронке в актах аннигиляции квантов изгибного излучения, за интервал времени dt , второй и последний члены соответственно представляют утечку частиц от потолка и дна магнитной воронки, $l(x)$ - пробег, приведенный в (38).

Подставляя в (43) соотношения (40)-(42) и затем при выкладках, опуская явно малые слагаемые, приходим к результату

$$\frac{dn(t)}{n(t)} \approx \frac{dt}{\tau},$$

где

$$\tau \approx 4.75 \cdot 10^{-7} \Omega^{-15/19} B_{12}^{-105/76} R_6^{-7/38} \quad (44)$$

представляет собой масштаб времени активной работы магнитной воронки, т.е. существования в ней сильного продольного электрического поля. В магнитной воронке возрастание числа частиц со временем происходит так быстро, что утечка частиц из него не играет заметной роли и поэтому полученный результат обусловлен первым членом уравнения (43). Таким образом временная зависимость плотности частиц в магнитной воронке описывается формулой

$$n(r, t) \approx \frac{n(0)}{x^3} e^{t/\tau}. \quad (45)$$

Постоянную $n(0)$, имеющую смысл начальной плотности частиц в плазме, можно отождествлять с плотностью в первичном инжекционном потоке электронов вблизи полюса звезды, которая в соответствии с (8) равна

$$n(0) = \frac{\Omega B_s}{2\pi e c}. \quad (46)$$

Однако по развиваемой здесь идеологии такая интерпретация необязательна. Более важным является вопрос о продолжительности работы магнитной воронки в период экспоненциального роста плотности частиц в ней. В самом деле, выбор того или иного значения постоянной $n(0)$ непосредственно сказывается только на эту продолжительность.

Экспоненциальный рост плотности частиц в магнитной воронке, конечно, не может продолжаться сколь угодно долго. Он через некоторое время $t > \tau$ должен привести к захлопыванию магнитной воронки, т.е. к снятию падения напряжения в ней.

Таким образом, кроме времени τ , работа в магнитной воронке характеризуется еще двумя другими интервалами времени. Первое - это время τ_1 , в течение которого в магнитной воронке происходят бурные процессы рождения и аннигиляции квантов с энергией $\hbar\omega_c \gg 2m_e c^2$. Второе - это время τ_2 , требуемое для полного восстановления мощного продольного электрического поля в магнитной воронке.

Времена τ_1 и τ_2 имеют важное значение. Время τ_1 является одним из параметров, от которых зависит радиосветимость пульсара, к этому вопросу мы вернемся позже. Что касается времени τ_2 , то в определении его величины проблем нет. Разумно считать, что восстановление магнитной воронки после ее захлопывания начинается от поверхности магнитной шапки звезды с образованием над ней небольшого зазора, потолок которого затем со скоростью света раздвигается вверх до достижения высоты h , следовательно,

$$\tau_2 \approx h/c \approx 2 \cdot 10^{-4} \Omega^{4/19} B_{12}^{7/19} R_6^{25/19} \text{ с}. \quad (47)$$

Однако, следует иметь в виду, что разделение между этапами восстановления и активной работы магнитной воронки в значительной мере условное. В самом деле, в радиационном канале бурные радиационные процессы начинаются уже с расстояний $r \sim R \approx 10^4/\Omega$ (см.(16)), т.е. задолго до достижения потолка образовавшегося зазора предельной высоты h . Из сказанного следует, что

$$\tau < \tau_1 < \tau_2.$$

Необходимо заметить, что времена τ_1 и τ_2 имеют прямое отношение

к микроструктуре профиля импульсов пульсара. Очевидно, профиль радиоимпульса должен иметь микроструктуру с характерной периодической модуляцией, в которой τ_1 соответствует полуширине микроимпульса, а τ_2 - промежутку между микроимпульсами. Возможно, τ_1 и τ_2 не строго постоянны: со временем они могут испытывать флуктуации, поэтому в местах появления микроимпульсов в профилях флуктуации могут быть. Примечательно, что время (47) примерно такое, какое было установлено для характерных масштабов времени микроструктур пяти пульсаров [16]. Так, например, для PSR 2016+28, с $\Omega \approx 11.3 \text{ с}^{-1}$ было найдено $\tau_2 \approx 2.910^{-4} \text{ с}$, а по формуле (47) оно приблизительно равно $3.3 \cdot 10^{-4} \text{ с}$. К сожалению, мы не располагаем новыми данными, чтобы провести более серьезное обсуждение этого важного вопроса. Во всяком случае, указанное согласие времени τ_2 с характерным временем микроструктуры профилей импульсов для этих пяти объектов свидетельствует о том, что наше представление о наиболее важном структурном элементе пульсара - о магнитной воронке, по-видимому, правильно. Параметры τ_1 и τ_2 микроимпульсов не зависят от частоты излучения, их определение позволит получить ценную информацию не только для теории радиоизлучения пульсаров, но и для самих нейтронных звезд.

7. Об источниках радиоизлучения пульсара. В § 5 мы убедились, что после рождения новой частицы, в актах аннигиляции кванта, ее энергия на сравнительно коротком отрезке пути (36) становится примерно такой, какая у первичной частицы. Благодаря этому обстоятельству, в магнитной воронке формируются два ультррелятивистских потока частиц: стремящийся по радиационному каналу вверх поток электронов и падающий на магнитную шапку звезды поток позитронов. Таким образом на данной высоте энергия основной части частиц в потоках электронов и позитронов приблизительно определяется аппроксимацией (19). Ниже мы исходим из этой усредненной картины о потоках частиц в магнитной воронке.

Теперь детально исследуем поведение электрона и позитрона после их рождения в акте аннигиляции кванта. Сначала рассмотрим частицы в тех парах, которые сопровождают направленный по радиационному каналу вверх основной поток электронов. Только что рожденный электрон, под воздействием мощного продольного электрического поля, с ускорением движется по магнитной силовой линии вверх и на сравнительно

коротком отрезке пути, приобретая достаточно высокую энергию, становится равноправным членом основного потока электронов.

Позитрон же после своего появления на сравнительно небольшом отрезке пути, преодолевая тормозящее действие электрической силы, сначала движется вверх. Однако, пройдя небольшое расстояние (37), исчерпав свою кинетическую энергию, и изменив направление движения, он с ускорением падает на полюс звезды. Перед изменением направления движения, на узком отрезке пути энергия позитрона становится такой, что частота его изгибного излучения приходится в радиодиапазон.

Релятивистский множитель позитрона перед изменением направления движения равен

$$\gamma_+(\xi) \approx \frac{eE_B}{m_e c^2} \xi \approx \frac{e\Omega B_S R}{m_e c^3 x^4} \xi, \quad (48)$$

где ξ - расстояние до места изменения направления движения, $r = Rx$ - расстояние, где произошла аннигиляция кванта. Напомним, что длина отрезка, на котором происходит полное торможение позитрона, очень мала $\Delta r \ll r$, поэтому на этом отрезке пути x можно считать постоянным. Характерная частота изгибного излучения этого позитрона равна

$$\omega \approx \frac{9c\theta}{8r} \gamma_+^3 \approx 2.51 \cdot 10^{17} R_6^2 B_{12}^3 \frac{\Omega^3 \theta \xi^3}{x^{13}}. \quad (49)$$

Здесь $\theta(r)$ - полярная координата точек магнитной силовой линии, по которой движется позитрон. Подставив в (49) выражение (3) для θ , можно составить представление о характерном значении расстояния ξ , при котором частота изгибного излучения позитрона попадает в радиодиапазон:

$$\xi \approx 1.9 \cdot 10^{-2} \frac{\omega^{1/3} x^{25/6}}{\Omega^{7/6} B_{12} R_6^{5/6}}. \quad (50)$$

Соответствующее значение релятивистского множителя равно

$$\gamma_+ \approx 372 \omega^{1/3} \left(\frac{R_6 x}{\Omega} \right)^{1/6}.$$

Уточним геометрические параметры отрезка позитронного тока, частота изгибного излучения которого приходится в радиодиапазон. Подставляя в (50) $\omega_{\min} \approx 0.01 \omega_{\max} \approx 10^8$ получаем

$$\xi_{\min} \approx 0.1 \xi_{\max},$$

т.е. толщина излучающего в радиодиапазоне отрезка тока порядка ξ_m . В поперечном же к магнитным силовым линиям направлении для заданного ξ имеем

$$\theta_{\min}(r) \approx \frac{\omega_{\min}}{\omega_{\max}} \theta_m(r) \approx 10^{-3} \theta_m(r),$$

т.е.

$$\theta_m(r) - \theta_{\min}(r) \approx \left(\frac{\Omega r}{c} \right)^{1/2}.$$

Таким образом полоса позитронного тока, генерирующая изгибное излучение в радиодиапазоне имеет форму шайбы с радиусом $r\theta_m$ и толщиной приблизительно равной ξ .

Изгибное излучение этой полосы позитронного тока существенно немонохроматическое. В каждой из них, как в продольном, так и в поперечном к магнитным силовым линиям направлениях, частота изгибного излучения позитронов изменяется в широком интервале, охватывая весь диапазон радиочастот.

Ниже при оценке мощности излучения позитронного тока мы пользуемся формулой дипольного излучения для заданной частоты. Она содержит быстро изменяющийся множитель $\gamma^4 \sim \xi^4$, а также сильно зависит от угла θ . Поэтому необходимо рассматриваемый слой позитронного тока разбить на кольцевые элементы, для которых можно применить эту формулу.

Для заданного ξ из (49) имеем

$$\Delta\theta = \frac{\Delta\omega}{\omega} \theta,$$

где $\Delta\theta$ - изменение меридионального угла, соответствующее изменению частоты на $\Delta\omega$. Монохроматичность в поперечном направлении будет обеспечена, если $\Delta\omega < \omega$. Ниже мы примем $\Delta\omega \approx \omega/b$, где b число порядка единицы. Следовательно изгибное излучение кольцевого элемента тока с меридиональным углом в интервале $(\theta, \theta + \Delta\theta)$ приблизительно является монохроматическим, если

$$\Delta\theta \approx \theta/b, \quad (51)$$

при заданном фиксированном значении ξ .

Для заданного кольцевого слоя $r\Delta\theta$ частота изгибного излучения зарядов быстро изменяется и в зависимости от переменной ξ . Так из той же

формулы (49) для заданного угла θ имеем

$$\frac{\Delta\xi}{\xi} = \frac{1}{3} \frac{\Delta\omega}{\omega}.$$

Отсюда с той же точностью монохроматичности, как в перпендикулярном к магнитным линиям направлении, имеем

$$\Delta\xi = \frac{1}{3b} \xi \quad (52)$$

Таким образом кольцеобразные элементы позитронного тока с размерами $r\Delta\theta$, $\Delta\xi$ и $2\pi r \sin\theta$ являются когерентными источниками изгибного радиоизлучения с определенными частотами и разными мощностями. Каждый из этих элементов со скоростью света движется по своей трубке магнитных силовых линий вверх по радиационному каналу. При этом излучения соседних колец не перекрываются, так как они испускаются в касательном к силовым линиям направлении.

Теперь определим область радиационного канала, где действует рассматриваемый механизм генерации радиоизлучения. Снизу какого-либо ограничения нет: он эффективно работает, начиная с поверхности магнитной шапки. Однако, по понятным причинам, определенное ограничение существует сверху. Обсуждаемая идея о формировании радиоизлучения основана на факте быстрого торможения движения позитрона после его рождения в акте аннигиляции кванта. Следовательно этот механизм исчезает, когда в радиационном канале в результате достаточного ослабления продольного электрического поля торможение движения позитрона после его рождения станет несущественным. Из (35) видно, что это наступает тогда, когда второе слагаемое в этой формуле станет заметно меньше по сравнению с первым

$$\frac{e\Omega B_s R^2}{3m_e c^3 x_a^3} < 2.55 \cdot 10^6 \frac{\Omega^{1/2} B_{12}^{3/4} R_6}{x_\gamma^{11/4}}.$$

Здесь x_γ указывает место, где электроном был испущен квант изгибного излучения, а $x_a = r_a/R$ - расстояние, на котором произошла аннигиляция этого кванта

$$x_a = x_\gamma + l_\gamma / R \approx x_\gamma + 10^{-3} \Omega^{-1} B_{12}^{-7/4} R_6^{-3/2} x_\gamma^{-7/4}.$$

В неравенстве для x_\pm использована формула (33), а в последнем уравнении

для l_r использована (38).

Решая вышеприведенное неравенство находим, что уменьшение параметра $\gamma_+(r)$ после рождения позитрона становится сравнительно несущественным, начиная с расстояния $x=x_m$, где

$$x_m \approx 7\Omega^{2/29} (B_{12} R_p)^{11/29}. \quad (53)$$

Сравнивая это расстояние с формулой (39) для высоты магнитной воронки замечаем, что $r_m - R \approx h$. Это примечательный результат, указывающий на то, что формирование радиоизлучения по рассматриваемому механизму происходит в области магнитной воронки. Этот результат согласуется с нашим представлением о режиме работы магнитной воронки, рассмотренным в предыдущем параграфе. Позже мы, увидим, что он согласуется также с выводами из наблюдательных фактов о местах формирования радиоизлучения пульсара.

Итак, направленный по радиационному каналу вверх основной ультрарелятивистский поток электронов сопровождается полосками позитронного тока, которые генерируют изгибное радиоизлучение когерентным образом. Эти полоски в среднем разделены интервалом расстояния $l_e + l_r$. Реальность такой полосатой структуры потока позитронов обусловлена достаточно определенными значениями пробега испускания кванта изгибного излучения с характерной энергией $\hbar\omega_c$ и пробега для акта аннигиляции этого кванта. Насколько обосновано это утверждение о пробегах l_e и l_r ?

Из определения (28) и следующей из него формулы (32) для l_r видно, что этот пробег действительно имеет достаточно точные значения в зависимости от x . Относительно менее точно определен пробег l_e , хотя, как можно заключить из его определения (25), он все-таки не может иметь большой разброс. Обусловленная им неопределенность мест появления интересующих нас полосок потока вторичных позитронов не может быть значительной. О справедливости последнего утверждения свидетельствует тот факт, что спектр энергии изгибного излучения имеет довольно четкий максимум для энергии кванта $\hbar\omega_c = 3c\hbar\gamma^3 / 2R$, а пробег $l_e \sim \hbar\omega_c$.

Рассмотрим теперь падающий на магнитную шапку основной поток позитронов. В нем энергия частиц в зависимости от расстояния r также приблизительно описывается формулой (19). Можно сказать, что здесь

мы имеем дело примерно с тем же потоком частиц, что и в случае электронов только в противоположном направлении. Очевидно, что в этом случае также, в среднем через каждый интервал расстояния $l_e(x)$, рождается интенсивный поток квантов высокой энергии (примерно столько квантов, сколько частиц в основном потоке позитронов). Этот поток квантов, пройдя расстояние $l_e(x)$ исчезает, рождая поток e^+e^- -пар: т.е. основной поток позитронов в среднем, через каждый интервал расстояния $l_e + l_e$, создает равный своей интенсивности поток e^+e^- -пар.

Сначала на небольшом расстоянии (37) электрон в этих парах вместе со своим напарником - позитроном движется вниз в сторону полюса звезды, затем после полного торможения, изменяя направление своего движения, стремится вверх, и на отрезке пути порядка (50), приобретая энергию $m_e c^2 \gamma_+$, где γ_+ - порядка (48), испускает изгибное радиоизлучение. В результате образуется картина полосок электронного тока, сходная с вышеописанной картиной полосок позитронного тела. Таким образом, в магнитной воронке существуют два сходных канала когерентного излучения радиоволн.

8. *Радиосветимость пульсара.* На базе вышеразвиваемой идеологии можно произвести разумную оценку радиосветимости пульсара. Мы исходим из представления, что радиоизлучение пульсара является изгибным излучением полосок потока вторичных частиц, образованных при аннигиляции квантов.

Рассмотрим когерентно излучающий элемент потока позитронов с размерами $\Delta\xi$, $r\Delta\theta$ и $2\pi r \sin\theta$ соответственно в продольном (относительно силовых линий магнитного поля), поперечном и азимутальном направлениях. Электрический заряд этого кольцеобразного элемента равен

$$Q \approx 2\pi r \sin\theta \cdot r \Delta\theta \cdot \Delta\xi \cdot 0.5n(r, t),$$

где $\Delta\theta$ и $\Delta\xi$ определяются формулами (51) и (52) соответственно, $0.5n$ - плотность позитронов в полосках потока вторичных позитронов, n - приведенная в (45) общая плотность частиц в магнитной воронке в момент времени t . Учитывая (45), (51) и (52), а также имея в виду, что в радиационном канале $\sin\theta \approx \theta$ получаем

$$Q \approx 5.56 \cdot 10^{12} \frac{\Omega B_{12} R_6^2 \xi_0^2}{b^2 x} e^{1/\xi}. \quad (54)$$

Этот заряд движется по магнитной силовой трубке со скоростью близкой скорости света и испускает изгибное излучение с мощностью

$$P = \frac{2Q^2}{3c^3} \left(\frac{c^2 \gamma_+^2}{\rho_c} \right)^2 \approx 5.05 \cdot 10^{40} b^{-4} (\Omega B_{12} R_6)^6 \frac{\xi^6 \theta^6}{x^{20}} e^{2/\tau}. \quad (55)$$

Здесь для радиуса кривизны магнитной силовой линии ρ_c использована формула (11), а для параметра γ_+ - формула (48).

Теперь нужно P усреднить по времени за один период работы магнитной воронки. Среднее значение $\exp(2t/\tau)$ равно

$$e^{2t/\tau} \approx \frac{\tau}{2\tau_1} e^{2\tau_1/\tau} = k, \quad (56)$$

если $2\tau_1 \gg \tau$, что очевидно из смысла времен τ и τ_1 . Следовательно средняя мощность излучения одного когерентно излучающего кольцеобразного элемента позитронного тока равна

$$\bar{P} \approx 5.05 \cdot 10^{40} kb^{-4} (\Omega B_{12} R_6)^6 \frac{\xi^6 \theta^6}{x^{20}}. \quad (57)$$

Мощность же всего слоя позитронного тока, которая дает излучение в радиодиапазоне, равна

$$\Delta L \approx \int_{\xi_{\min}}^{\xi_{\max}} \int_{\theta}^{\theta_m} \bar{P} \frac{d\xi}{\Delta\xi} \frac{d\theta}{\Delta\theta},$$

где $\Delta\theta$, $\Delta\xi$, ξ_{\max} и θ_m соответственно определяются формулами (51), (52), (50) и (3), а $\xi_{\min} \approx 0.1\xi_{\max} \approx 0.1\xi_m$.

После интегрирования получаем

$$\Delta L \approx 7.33 \cdot 10^{15} \omega_{10}^2 \frac{k \Omega^2 R_6^4}{b^2} x^8, \quad x \leq x_m. \quad (58)$$

Напомним, что x - расстояние рассматриваемой полосы позитронного потока от центра звезды, в единицах R , а x_m определяется формулой (53). Формула (58) дает мощность радиоизлучения одной полосы позитронного тока в зависимости от расстояния r . Сильная зависимость мощности от расстояния r естественна, ибо с удалением от магнитной шапки звезды геометрические размеры диска излучающего позитронного тока быстро растут. Подчеркнем еще, что формула (58) относится только к расстояниям

$x \leq x_m \approx 7\Omega^{2/29}$. Вне этой области расстояний (фактически вне магнитной воронки) рассмотренный механизм образования радиоизлучения не работает.

Полученные формулы для радиоизлучения позитронных токов относятся также к вышеупомянутым отрезкам токов вторичных электронов, сопровождающих падающий на магнитную шапку звезды основной поток позитронов.

Теперь можно вычислить также полную радиосветимость пульсара. Для этого необходимо произвести суммирование мощностей полос позитронных и электронных токов, которые дают изгибное радиоизлучение в области радиодиапазона частот:

$$L \approx 2 \int_R^{r_m} \Delta L \frac{dr}{l}.$$

Здесь l - приведенный в (38) пробег цепочки радиационных процессов, $r_m = R x_m$ и двойка перед интегралом написана для того, чтобы учесть вклад от системы полосок потока вторичных электронов, сопровождающий падающий на магнитную шапку звезды основной поток позитронов.

Учитывая (58) и (53) и то что $x \gg 1$, после интегрирования приходим к следующему результату

$$L \approx 2.52 \cdot 10^{21} \frac{k \omega_{10}^2}{b^2} \Omega^{3.78} B_{12}^{2.98} R_6^{6.73} \text{ эрг/с.} \quad (59)$$

Прежде чем приступить к обсуждению полученной формулы радиосветимости пульсара, необходимо иметь конкретное представление о величине параметра k . Поскольку время τ нам уже известно, то речь идет об оценке времени τ_1 . По своему физическому смыслу очевидно, что $\tau_1 > \tau$. Попытаемся теперь найти ограничение на τ_1 сверху.

Из выражений (1) для потенциалов электрического поля пульсара, следует, что нейтронная звезда заряжена:

$$Q = \frac{\Omega B_s R^3}{c} - \frac{2\Omega B_s R^3}{3c} = \frac{\Omega B_s R^3}{3c}, \quad (60)$$

где первое слагаемое представляет поверхностный, а второе - объемный заряды звезды. Это соответствует нормальному состоянию вращающейся нейтронной звезды, которое с высокой степенью точности квазистационарно. Свидетельством этого является весьма медленное торможение

темпа вращения пульсара. Процессы, происходящие в радиационном канале, в принципе вносят некоторый элемент нестационарности в эту ситуацию. Однако в соответствии с вышеуказанным это нарушение является лишь малым возмущением на общем стабильном фоне состояния нейтронной звезды с ее магнитосферой, за исключением, конечно, очага нестационарности - радиационного канала. Воспользуемся этим фактом для получения новой информации о времени работы магнитной воронки τ_1 .

За время активного этапа работы магнитной воронки, когда в ней существует значительное продольное электрическое поле, на звезду, через ее магнитную шапку, падает поток позитронов. В результате этого звезда приобретает положительный заряд

$$Q_1 \approx 2 \int_0^{\tau_1} \pi (R\theta_p)^2 c e \cdot 0.5 n(R, t) dt \approx \frac{B_p \Omega^2 R^3}{c} \tau e^{\tau_1/\tau}. \quad (61)$$

Здесь $R\theta_p \approx R(\Omega R/c)^{1/2}$ - радиус магнитной шапки звезды, $n(R, t)$ - плотность частиц вблизи полюса, она определяется формулами (45) и (46) при $r=R$, а $0.5nc$ - падающий на полюс звезды поток позитронов. Двойка перед интегралом написана для того, чтобы учесть вклад от второго полюса звезды, далее при получении результата (61), учтено то обстоятельство, что $\tau_1 > \tau$.

Со временем накопление на звезду заметного количества положительного заряда, сверх того, которое присуще равновесному состоянию, не происходит. По-видимому, заряд (61) непрерывно удаляется обратным током, который по всей вероятности должен существовать в промежуточном слое между радиационным каналом и магнитосферой [11]. Но более правдоподобно, что он выбрасывается по радиационному каналу обратно, когда в нем продольное электрическое поле исчезает.

Итак, логика фактов вынуждает нас считать, что $Q_1 \ll Q$, откуда следует

$$e^{\tau_1/\tau} \ll \frac{1}{3\Omega\tau}.$$

Учитывая (44) и отбрасывая сравнительно малое слагаемое

$\ln(\Omega^{0.2} B_{12}^{-1.4} R_6^{-0.2})$, для τ_1 получаем $\tau_1 < 13\tau$, следовательно $\tau < \tau_1 < 13\tau$.

Отсюда можно заключить, что $\tau_1 \approx c_1 \tau$, где $c_1 \approx 1+3$.

Прежде чем начать обсуждение формулы (59), необходимо выяснить, каким наблюдательным материалом мы располагаем по радиосветимостям

Таблица 1

РАДИОСВЕТИМОСТИ ПУЛЬСАРОВ И МАГНИТНЫЕ
МОМЕНТЫ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

PSRB	P (с)	$\lg L_0$ (эрг/с)	$R_6^{-0.74} k^{1/3} \mu_{30}$ (сгс)	$\mu_{30} / R_6^{0.74} (\text{г}^{1/2} \text{см}^3/2\text{с}^{-1})$	
				$\tau_1 = 2\tau$	$\tau_1 = 3\tau$
1845-19	4.308	26.85	20.3	8.50	4.99
2151-56	1.374	25.77	2.08	0.871	0.512
1039-55	1.171	28.41	12.8	5.36	3.15
1648-42	0.844	29.30	17.8	7.46	4.38
1302-64	0.5716	30.00	17.5	7.33	4.30
1223-58	0.478	29.57	10.1	4.23	2.48
1159-58	0.4528	28.33	3.62	1.52	0.890
0254-53	0.4477	26.93	1.22	0.511	0.300
1900-06	0.4319	28.87	5.16	2.16	1.27
1732-07	0.4193	28.07	2.69	1.13	0.662
1240-64	0.3885	29.79	9.15	3.83	2.25
1356-60	0.1275	29.14	1.35	0.566	0.332
0833-45	0.0893	28.68	0.603	0.253	0.148
1913+16	0.0590	27.89	0.194	0.0813	0.0477
0531+21	0.0331	29.16	0.247	0.103	0.0607

Таблица 2

**ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ УСТОЙЧИВЫХ НЕЙТРОННЫХ
КОНФИГУРАЦИЙ**

$10^{-33}\rho(0)$ (эрг. см ⁻³)	$10^{-14}\rho(0)$ (г. см ⁻³)	Радиус R (км)	Масса M/M_{\odot}	Момент инерции $10^{47}I(\text{г.см}^2)$
373	16.9	12.23	2.140	17.85
179	9.77	12.84	2.040	11.98
98.4	6.82	12.85	1.760	6.911
60.1	5.41	12.41	1.414	4.984
39.6	4.65	11.73	1.087	4.250
27.7	4.21	10.98	0.818	4.045
15.3	3.76	9.615	0.461	4.023
12.0	3.63	9.065	0.351	4.017
9.58	3.55	8.615	0.270	4.496
7.81	3.48	8.262	0.211	5.922
6.48	3.43	8.002	0.166	8.846
3.54	3.39	7.833	0.133	14.53
3.97	3.33	7.779	0.0882	51.00
2.31	3.23	9.422	0.0428	111.4
1.82	3.19	12.82	0.0309	271.1

пульсаров. Насколько нам известно, полноценные сведения о спектральном распределении потоков радиоизлучения пульсаров не имеются. Однако имеются данные об интенсивностях потоков радиоизлучения на определенных частотах, при этом, как правило, всегда для частоты $\nu=400$ МГц, вблизи которой спектр энергии радиоизлучения большинства пульсаров имеет максимум.

Ниже мы пользуемся итоговыми данными о монохроматических радиосветимостях пульсаров, приведенными в работе [17]:

$$L_{\nu} = S_{400} d^2,$$

где S_{400} - интенсивность потока радиоизлучения на частоте $\nu=400$ МГц, а d - расстояние объекта. Для большинства пульсаров правильное представление о величине полной радиосветимости можно составить, умножив L_{ν} на $4 \cdot 10^8$:

$$L_0 \approx 4 \cdot 10^8 S_{400} d^2. \quad (62)$$

Из приведенной в [17] таблицы мы отобрали пятнадцать пульсаров. два с наибольшими периодами, пять с короткими и восемь - с промежуточным значением периода. Среди последних объектов имеются с наибольшими и наименьшими радиосветимостями. Ниже радиосветимости этих пульсаров используются для обсуждения корректности формулы (59).

В (59) произведя замену

$$B_s = 2\mu/R^3,$$

где μ - магнитный момент нейтронной звезды, получаем

$$L \approx 2 \cdot 10^{22} \left(\frac{\omega_{10}}{b} \right)^2 k \Omega^{3.78} \mu_{30}^{2.98} R_6^{-2.21}. \quad (63)$$

Теперь время уточнить роль множителя $(\omega_{10}/b)^2$. В формуле светимости ω_{10} происходит из выражения (50) для толщины отрезка позитронного тока, генерирующий радиоизлучение: он имеет смысл наибольшей частоты изгибного радиоизлучения. Число же $b = \omega/\Delta\omega$ является мерой монохроматичности излучаемых волн. Ниже мы примем $(\omega_{10}/b)^2 \approx 1$, считая $\omega_{10} \approx 10$, $b \approx 10$.

Зависимость радиосветимости L от параметров Ω , μ и R сильная.

Может показаться, что роль радиуса здесь не важна, однако это на самом деле не так. У нейтронных звезд разброс значений радиуса вокруг традиционно предполагаемого значения $R=10$ км до 30% вполне реален (см. табл. 2). А это может привести к изменению светимости до двух раз.

Приравнивая (63) к наблюдаемой радиосветимости L_0 , получаем

$$\mu_{30} \approx \left(\frac{5 \cdot 10^{-23} L_0}{k} \right)^{1/3} \frac{R_6^{0.74}}{\Omega^{1.27}} \text{ сгс.} \quad (64)$$

В табл. 1 приведены радиосветимости пятнадцати пульсаров и вычисленные по формуле (64) магнитные моменты соответствующих нейтронных звезд. В четвертом столбце приведены значения комбинаций $R^{0.74} k^{1/3} \mu_{30}$, а в последних двух столбцах отношение $\mu_{30}/R_6^{0.74}$ для случаев $\tau_1=2\tau$ и $\tau_1=3\tau$ (соответствующие значения k равны 13.6 и 67.2). Из этих данных видно, что $\tau \leq \tau_1 \leq 2\tau$, ибо большие значения τ_1 приводят для быстрых пульсаров к нелепому результату в вопросе магнитного момента.

Из четвертого столбца табл. 1 отчетливо видно, что магнитные моменты медленных пульсаров заметно больше быстрых; так, например, отношение магнитных моментов пульсаров PSR (1845-19) и PSR(0531+21) равно 82. Этот результат совсем неожиданный, ибо в рамках сложившихся представлений казалось бы магнитный момент нейтронной звезды должен быть тем больше, чем больше ее угловая скорость вращения. Как понимать это: мы имеем дело с некорректностью теории или же тут есть что-то новое в понимании ситуации по этому вопросу?

Оказывается здесь нет серьезного затруднения, и оно просто сводится к правильному пониманию реальной ситуации по вопросу параметров нейтронных звезд. Обычно даже в серьезных теоретических разработках принимается, что масса нейтронной звезды $M=1.4M_\odot$, радиус $R \approx 10$ км и момент инерции $I \approx 10^{45}$ г·см². Если в вопросе радиуса такое приближенное представление более или менее оправдано, то для массы и момента инерции нейтронных звезд оно просто ошибочное и в ряде специальных случаев может привести к неверным последствиям.

Посмотрим, какая на самом деле истинная картина. В табл.2 мы приводим вышеупомянутые параметры для всей устойчивой ветви нейтронных конфигураций, вычисленные с использованием релятивистской теории гравитации и хорошо обоснованного уравнения состояния

[15, 18]. В первых двух столбцах табл. 2 приведены давление и плотность массы в центре конфигурации: этими данными описывается уравнение состояния вырожденного (по сути адронного) вещества. В последних же трех столбцах приведены соответствующие радиусы, массы и моменты инерции. Нужно учесть, что в табл. 2 даны значения координатного радиуса. Истинный радиус чуть больше и равен

$$R_0 = \int_0^R \left(1 - \frac{2Gu(r)}{c^2 r} \right)^{-1/2} dr \approx \left(1 + \frac{0.15 M}{R_0 M_\odot} \right) R,$$

где $u(r)$ - "масса" на расстоянии r от центра конфигурации: для самой плотной конфигурации, представленной на первой строке, $R_0 \approx 1.4R$, а для сравнительно менее плотных, представленных на последних строках $R_0 \approx R$.

Вернемся к вопросу о магнитных моментах нейтронных звезд. Если исходить из представления о нейтронных звездах, как о небесных телах с примерно одинаковыми массами, радиусами и моментами инерции, то, безусловно, приведенные в табл. 1 результаты о магнитных моментах следует считать ошибочными. Теперь обсудим эти результаты, используя данные о параметрах нейтронных звезд, приведенные в табл. 2. В этом случае мы приходим к совершенно другому выводу, если при этом учесть следующие два очевидных утверждения:

1. В пульсарах нейтронные звезды с малой массой в среднем вращаются быстрее, чем более массивные.

2. Магнитный момент нейтронной звезды зависит от массы: он тем больше, чем больше ее масса.

Первое утверждение разумно по интуитивным соображениям, а в пользу второго утверждения можно привести веские аргументы. Магнитный момент небесного тела несомненно зависит от массы. Так, например, согласно формуле Блекетта для вращающегося небесного тела

$$\mu = \frac{\sqrt{G}}{c} I,$$

где I - момент количества движения. Очевидно, что I пропорционален массе тела M , следовательно, магнитный момент также пропорционален M . Тогда из приведенных в табл. 2 данных о массах нейтронных звезд следует, что отношение магнитных моментов нейтронных звезд с наи-

большими и наименьшими массами должно быть

$$\frac{\mu(2.14)}{\mu(0.0309)} \approx 69.$$

А если допустить, что механический и магнитный моменты нейтронной звезды подобно адронам имеют спиновое происхождение [19], то это отношение оказывается равным 284. Но эта версия не проходит, так как она для магнитных моментов нейтронных звезд дает сильно завышенный результат. Таким образом, если учесть реальную ситуацию, существующую в вопросе параметров нейтронных звезд, то по крайней мере явного противоречия с фактами мы не замечаем и, по-видимому, приведенная в (63) оценка радиосветимости пульсара корректна.

9. *Микроструктура радиопучка и магнитный момент.* Заманчивая возможность для определения дипольного магнитного момента нейтронной звезды в пульсаре таит в себе формула (47), представляющая время восстановления магнитной воронки. В соответствии с развиваемой идеологией пики микроимпульсов в профилях импульсов радиоизлучения в среднем должны быть разделены интервалом времени

$$\tau_{\mu} \approx c_2 \tau_2, \quad (65)$$

где τ_2 - определяется формулой (47), а коэффициент c_2 - число порядка единицы, который вводится для того, чтобы учесть возможные флуктуации в моментах появления пиков излучения, а также для учета неизбежных ошибок, допускаемых в измерениях микроструктуры профилей импульсов радиоизлучения.

Подставив выражение τ_2 в (65), затем произведя замену $B_s = 2\mu/R^3$ и разрешая полученное уравнение относительно μ получаем

$$\mu_{\mu} \approx \frac{5.48 \cdot 10^9}{(\Omega R_0)^{3/2}} \left(\frac{\tau_{\mu}}{c_2} \right)^{2/7}, \quad (66)$$

где под τ_{μ} мы подразумеваем измеренное характерное время микроструктуры профилей радиоимпульсов.

В табл. 3 представлены пять пульсаров, для которых время τ_{μ} известно [16, 20]. В четвертом и шестом столбцах приведены значения магнитных моментов нейтронных звезд, вычисленные по формулам (66) и (64),

Таблица 3

ХАРАКТЕРНЫЕ ВРЕМЕННЫЕ МАСШТАБЫ МИКРОИМПУЛЬСОВ ПЯТИ ПУЛЬСАРОВ [20] И МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ ИХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД.

PSRB	P (с)	τ_{μ} (мкс)	$R_0^{4/7} C_2^{19/7} \mu_{30}$ (сгс)	$\lg L$ (эрг·с ⁻¹)	$\mu_{30}/R_0^{0.74}$ (сгс)	$C_2 R_0^{0.48}$
0950+08	0.253	175	0.0555	26.34	0.243	0.581
2016+28	0.558	290	0.344	28.17	2.70	0.469
1133+16	1.188	575	3.39	26.92	2.70	1.09
0834+06	1.274	1050	18.1	27.22	3.72	1.79
1919+21	1.337	1220	28.0	27.52	4.98	1.89

соответственно. В последнем случае предположено $\tau = \tau_1$, т.е. $k \approx 3.69$. В последнем столбце приведены значения коэффициента c_2 , для которого магнитный момент, вычисленный по обоим способам, даст одинаковый результат. Это значение коэффициента определяется формулой

$$c_2 = R_0^{-0.48} (N_{\tau} / N_L)^{7/19},$$

где N_{τ} и N_L - числа, приведенные в четвертом и шестом столбцах табл. 3. Среднее арифметическое значение этого коэффициента приблизительно равно 0.95, его колебания, по-видимому, обусловлены ошибками в определении светимости L и времени τ_{μ} .

10. *О макроструктуре пульсарного радиопучка.* Ранкиной [7] было проведено исследование геометрической структуры профилей импульсов 150 пульсаров и установлено, что в ряде случаев радиопучок состоит из внутреннего и наружного полых конусообразных пучков. Утверждается, что у 6% пульсаров это несомненный факт, при этом у большинства из них радиопучок имеет также центральный компонент (core beam). Для угловых радиусов этих компонент радиопучка было

найденно

$$\frac{1}{2} W_{\text{core}} = \frac{8.53 \cdot 10^{-3}}{\sin \alpha} \sqrt{\Omega}; \rho_{\text{outer}} = 0.04 \sqrt{\Omega}; \rho_{\text{inner}} = 0.029 \Omega^{0.52}, \quad (67)$$

где W - полуширина по мощности при частоте 1 GHz, α - угол наклона магнитной оси относительно оси вращения звезды, углы выражены в радианах.

Утверждение о том, что пульсарный пучок состоит из трех четко выраженных компонент, равносильно тому, что радиоизлучение пульсара формируется в радиационном канале на трех разных высотах над магнитной шапкой. Вполне естественно, что радиопучок по форме похож на полый конус. Так и должно быть, ибо образование основной части радиоизлучения связано с наружным сравнительно тонким слоем магнитных силовых линий, который по форме подобен поверхности усеченного конуса, или, можно сказать, на воронку с толстой стенкой. Строго говоря, центральный компонент радиопучка также должен быть канального вида с полым центром. Но он формируется у основания радиационного канала - вблизи магнитной шапки, где угловая ширина стенок магнитных силовых линий, эффективно охваченная излучением радиоволн, примерно такая же, как и угловая полуширина конуса, поэтому в измерениях этот компонент воспринимается как сплошной пучок. Весьма ценной для теории является информация о том, что радиоизлучение пульсара формируется на трех высотах вблизи магнитного полюса, а не на больших расстояниях от него, как считалось раньше.

Половина угла раствора пучка радиоизлучения пульсара равна [21]

$$\alpha_1 \approx 1.5 \theta_m, \quad (68)$$

где $\theta_m = (\Omega r / c)^{0.5}$ и r - координата места формирования радиоизлучения. Отличие между углами $\theta_m(r)$ и $\alpha_1(r)$ обусловлено только тем, что изгибное радиоизлучение испускается не вдоль радиуса вектора, а по направлению касательной к магнитной силовой линии в точке (θ, r) .

Угол α_1 можно отождествить с углами, приведенными в (67), откуда можно определить расстояния, где формируются соответствующие компоненты радиопучка. Но при этом мы будем иметь дело с заметными ошибками, поскольку по объективным причинам как в определении углов (67), так и в приведенном в (3) определении угла θ_m некоторая

неточность неизбежна. Поэтому мы сперва определим место образования центрального компонента, а затем, используя этот результат, сравнительно точно можем определить также расстояния, где формируются остальные компоненты радиопучка.

Так, в приведенном в (67) выражении для $0.5W_{\text{core}}$ подставим $\alpha=\pi/2$ и приравняв с (68), получаем $r_{\text{core}}=0.97 \cdot 10^6$ см. Этот результат свидетельствует о том, что центральный компонент пульсарного радиопучка формируется вблизи полюса звезды на расстояниях $z \ll R$ над ним. Наше представление о механизме образования радиоизлучения пульсара согласуется с этим выводом.

Зная, что центральный компонент радиопучка образуется вблизи магнитной шапки, можно определить и места формирования других его компонент. Можно считать, что на всех высотах рождение изгибного радиоизлучения в основном обусловлено наружным, сравнительно тонким, слоем магнитных силовых линий. Учитывая это обстоятельство, соотношение $\theta^2/r \approx \text{const}$ и результат $r_{\text{core}} \approx R$, из (67) получаем

$$r_{\text{inner}} \approx 1.16 \cdot 10^7 R_g; \quad r_{\text{outer}} \approx 2.2 \cdot 10^7 R_g \text{ см.} \quad (69)$$

Эти расстояния меньше или порядка высоты магнитной воронки, которая согласно (39) равна $h \approx 1.26 \cdot 10^7 \Omega_1^{4/19} \mu_{30}^{7/19}$, где $\Omega_1 = 0.1 \Omega$. Таким образом, мы приходим к заключению, что все компоненты радиоизлучения пульсара формируются в области магнитной воронки, что говорит в пользу нашей версии образования радиоизлучения.

Направивается мысль отождествить конические компоненты радиоизлучения с излучением верхних полос тока вторичных частиц. Мощность излучения одной полосы тока вторичных позитронов определяется формулой (58), а полная радиосветимость пульсара - формулой (59). Отношение их равно

$$\frac{\Delta L}{L} \approx 3.64 \cdot 10^{-7} \frac{R_g^{6.2} x^8}{\Omega^{1.78} \mu_{30}^3}. \quad (70)$$

Подставляя в эту формулу $x_{\text{inner}} \approx 11.6$ и $x_{\text{outer}} \approx 22$ получаем

$$\frac{\Delta L_{\text{inner}}}{L} \approx 120 R_g^{6.2} \Omega^{-1.78} \mu_{30}^{-3}, \quad (71)$$

$$\frac{\Delta L_{\text{outer}}}{L} \approx 2 \cdot 10^4 R_g^{6.2} \Omega^{-1.78} \mu_{30}^{-3}. \quad (72)$$

Из требования $\Delta L_{\text{outer}} < L$ следует, что для пульсаров с конической структурой радиопучка

$$\mu_{30} \geq 27\Omega^{-0.6}.$$

Таким образом, мы опять приходим к выводу о том, что магнитные моменты медленных пульсаров в среднем должны быть больше, чем у быстрых.

Трудно представить такую ситуацию, когда у всех пульсаров с заметной макроструктурой, высоты формирования компонент радиопучка (т.е. в формуле (67) коэффициент при $\sqrt{\Omega}$) были строго одинаковыми. Нам кажется, здесь мы имеем дело только с приблизительным равенством этих высот: скорее всего в зависимости от магнитного момента μ и угловой скорости вращения Ω для разных объектов они должны быть разными. Если такая зависимость действительно существует, то она должна быть достаточно слабой. Правдоподобность этого замечания подтверждается той реальной картиной, которая имеется на графиках $\rho(P)$, представленных на рис. 3+6 работы [7], а также данными, приведенными в шести таблицах в ее дополнительном сообщении [21]. Параметры ρ_{inner} , ρ_{outer} содержат в себе определенную информацию о магнитном моменте μ и радиусе R нейтронной звезды, которая при усреднении по объектам теряется. Поэтому мы считаем важным, в исследованиях, посвященных изучению макроструктуры пульсарного радиопучка, сосредоточить внимание на более точном определении обсуждаемых параметров для каждого объекта.

11. *Резюме.* В нашей предыдущей работе [8], предполагая, что магнитное поле нейтронной звезды дипольное, было определено электрическое поле пульсара в случае соосного и наклонного ротаторов. Для теории радиоизлучения пульсара особый интерес представляет электрическое поле в радиационном канале, а именно компонент напряженности по направлению магнитной силовой линии E_{\parallel} . В случае соосного ротатора $E_{\parallel} \approx \Omega B_p R^2 / cr^2$. Исходя из этого выражения для напряженности продольного электрического поля исследована проблема радиоизлучения пульсаров. При этом не сделано никаких специальных предположений относительно радиуса кривизны магнитной силовой линии, и даже относительно механизма образования радиоизлучения, не считая, конечно, очевидного обстоятельства, что оно безусловно является изгибным

излучением сгустка заряженных частиц.

Рассмотрено движение электрона в радиационном канале с учетом радиационного трения, обусловленное изгибным излучением. Частицы двигаются, оставаясь все время прижатыми к силовым линиям магнитного поля: в условиях сильного магнитного поля эффективность процесса синхротронного излучения весьма большая, поэтому их движение в поперечном направлении невозможно. Для энергии электрона найдены достаточно точные и удобные аппроксимации, описываемые формулами (18)-(20).

Важным параметром, характеризующим комплекс радиационных процессов, приводящих в конечном счете к формированию радиоизлучения пульсара, является пробег

$$l = l_e + l_\gamma + \Delta r \approx 30 \Omega^{-1} \mu_{30}^{-7/4} R_6^{19/4} \chi^{23/4} \text{ см,}$$

где l_e - пробег испускания кванта изгибного излучения электроном (см. (26)), l_γ - пробег аннигиляции кванта на пару электрон-позитрон (его определение приведено в (28)) и Δr - отрезок расстояния, на котором частица успеваеет приобрести энергию насыщения, описываемую формулами (18) и (19), он по сравнению с l_γ очень мал.

Процессы размножения квантов и электронно-позитронных пар особенно интенсивно происходят в нижней части радиационного канала, где продольное электрическое поле достаточно сильное. Благодаря этому здесь образуется область, называемая магнитной воронкой, в которой плотность частиц со временем экспоненциально растет. Разумеется, процесс роста плотности частиц не может продолжаться долго, он должен завершиться разрядом магнитной воронки и, следовательно, исчезновением продольного электрического поля $E_{\parallel} = 0$. Высота магнитной воронки

$$h \approx 1.26 \cdot 10^7 \Omega_1^{4/19} \mu_{30}^{7/19} R_6^{4/19} \text{ см, } \Omega_1 \leq 0.1 \Omega,$$

продолжительность ее активной работы:

$$\tau \approx 3 \cdot 10^{-8} \Omega_1^{-0.8} \mu_{30}^{-1.4} R_6^4$$

и время восстановления $\tau_2 \approx h/c$.

Заметим, что для формирования и функционирования магнитной

в радиационный канал и вообще существует он или нет. В самом деле, при таком мощном продольном электрическом поле, магнитная воронка вообще не устойчива относительно спонтанной вспышки процессов рождения квантов высокой энергии и рождения электронно-позитронных пар. Для этого достаточно того, чтобы хотя бы одна частица попала в радиационный канал. Возможность попадания частиц в радиационный канал вполне реальна за счет аккреции межзвездного вещества.

За время разыгрывания радиационных процессов рождения квантов и частиц, в магнитной воронке формируются два основных потока частиц высокой энергии $m_e c^2 \gamma_m \nu$, где $\nu(x)$ в основном определяется аппроксимацией (19) (значение γ_m приведено в (15)): стремящийся вверх поток электронов и такой же поток падающий на магнитный полюс позитронов. Эти основные потоки сопровождаются узкими полосками потока "вторичных" позитронов (в первом случае) и "вторичных" электронов (во втором случае) с умеренным значением релятивистского множителя $\gamma \approx 400(x/\Omega)^{1/6}$. Толщина этих сопровождающихся слоев тока порядка и меньше длин радиоволн и в них содержатся достаточно много частиц, поэтому они являются когерентными источниками изгибного излучения радиоволн.

Образование этих излучающих радиоволн слоев тока связано с пробегом полного цикла радиационных процессов l . Из определений (25) и (31) пробегов l_e , l_p и отрезка пути разгона частиц Δr (см. (37)) видно, что на заданном расстоянии $\Delta l \ll l$, где Δl - возможные флуктуации в значении пробега l . Поэтому в магнитной воронке формируется определенная динамическая картина системы излучающих в радиодиапазоне полосок позитронного и электронного токов. Эти полоски потоков "вторичных" частиц можно интерпретировать также, как небольшой хвост в распределении частиц по энергиям в основном потоке.

На базе вышеупомянутых предпосылок вычислена мощность радиоизлучения одной полосы потока вторичных позитронов:

$$\Delta L \approx 2.7 \cdot 10^{16} \Omega^2 R_6^4 x^8, \quad x \leq 7\Omega^{0.24},$$

(x - расстояние полосы потока от центра звезды), и радиосветимость пульсара:

$$L \approx 7.4 \cdot 10^{22} \Omega^{2.8} \mu_{30}^3 R_6^{-2} \text{ эрг / с.}$$

Произведено сравнение теоретической радиосветимости с наблюдаемой для ряда пульсаров. Установлено, что согласие существует, если считать, что в среднем магнитные моменты нейтронных звезд быстрых пульсаров заметно меньше медленных. Этот нетривиальный вывод становится очевидным, если учесть, что массы нейтронных звезд [15, 18] изменяются в широком интервале $0.0309 < M/M_{\odot} < 2.14$ и еще то, что вообще говоря, магнитный момент звезды с возрастанием массы должен расти. При том, в среднем нейтронная звезда с меньшей массой должна вращаться быстрее, чем звезда с большей массой.

Показано, что изучение микроструктуры профилей импульсов пульсаров может служить эффективным средством для определения магнитных моментов нейтронных звезд. К сожалению, мы не располагаем необходимым экспериментальным материалом по этому вопросу. Естественно, интервалы между микроимпульсами нужно отождествить со временем восстановления магнитной воронки $\tau \approx h/c$. Тем не менее результаты сравнения времени τ с имеющимися в нашем распоряжении скудными данными о временных масштабах микроимпульсов для 5 объектов представляют определенный интерес (см. табл. 3).

В связи с работой Ранкиной [7] обсужден вопрос о макроструктуре пульсарного радиопучка. Центральную составляющую радиопучка (core beam) можно отождествить с изгибным излучением полосок тока вторичных частиц в нижней половине магнитной воронки, где они расположены сравнительно близко друг от друга. Число таких полосок здесь приблизительно равно

$$N \approx 2 \int_R^{R+h/3} \frac{dr}{i} \approx 1.4 \cdot 10^4 \Omega_1 \mu_{30}^{7/4} R_6^{-15/4},$$

среднее расстояние между полосками порядка

$$h/3N \approx 300 \Omega_1^{-0.79} \mu_{30}^{-1.38} R_6^4 \text{ с м, } \Omega_1 = 0.1 \Omega$$

Установленные в упомянутой работе конусообразные компоненты радиопучка можно интерпретировать как излучение последних двух полосок тока вторичных позитронов в верхней половине магнитной воронки.

Необходимо, по-видимому, просмотреть полученные здесь результаты также для случая наклонного ротатора. Нельзя при этом исключить и

проявления некоторых важных особенностей.

Выражаю свою признательность профессору Л.В.Мирзояну за проявленный интерес к работе и ценное обсуждение.

Ереванский государственный университет,
Армения

RADIO RADIATION OF PULSARS

G.S.SAHAKIAN

A new version of pulsar's radio radiation theory is developed for the case of aligned rotator. Here we used the formula for the electrical field and suitable approximations for electron energy in the radiation channel (channel of open field lines), which were found in our previous works [8,9]. It is shown that due to the processes of curvature radiation of quantum $e \rightarrow e + \hbar\omega_c$ and annihilation of quantum $\hbar\omega_c \rightarrow e^+e^-$, at the radiation channel bottom a special region (magnetic funnel) is formed, where violent process of cascading multiplication of particles takes place. The height of magnetic funnel is $h \approx 6R\Omega^{0.2}$, where R is the radius of neutron star and Ω is its rotation angular velocity. In magnetic funnel periodically the longitudinal electrical field vanishes, i.e. a discharge takes place, due to the partial density supersaturation over each time interval $\tau \approx 5 \times 10^{-7} \Omega^{-0.8} B^{-1.4} R^{0.2}$ (B is the magnetic induction in the neutron star). In magnetic funnel, during the course of active rotation processes two basic streams of high energy particles are formed: a striking up stream of electrons and a stream of positrons incident on the magnetic cap of the star. These basic particle streams are accompanied by thin strips of lower energy secondary positron and electron streams, presenting sufficiently powerful coherent sources of radio radiation. The radio luminosity of pulsar is estimated: $L \approx 7.4 \times 10^{22} \Omega^{3.8} \mu_{30}^3 R^2 \text{ erg/s}$, where $\mu = BR^3/2$ is the magnetic moment of the star. A comparison is made with observational data, and is concluded that on average the magnetic moments and consequently the masses of neutron stars of faster pulsars must be noticeably smaller than that for slower pulsars. The problem of microstructure of pulsars' impuls is discussed and it is shown that the magnetic moment of neutron star may be determined by means of intervals

between microimpulses. The problem of pulsar's radio beam macrostructure is discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. *T.Gold*, *Nature*, **221**, 25, 1969.
2. *P.A.Sturrock*, *Astrophys. J.*, **164**, 529, 1971.
3. *M.A.Ruderman*, *P.G.Sutherland*, *Astrophys. J.*, **196**, 51, 1975.
4. *В.С.Бескин*, *А.В.Гуревич*, *Я.Н.Истомин*, *Ж.Экспер. и теор.физ.*, **58**, 401, 1983.
5. *V.S.Beskin*, *A.V.Gurevich*, *Ya.N.Istomin*, *Astrophys. Space Sci.*, **102**, 301, 1984.
6. *V.S.Beskin*, *A.V.Gurevich*, *Ya.N.Istomin*, *Astrophys. Space Sci.*, **146**, 205, 1988.
7. *Yoanna M.Rankin*, *Astrophys. J.*, **405**, 285, 1993.
8. *Г.С.Саакян*, *Астрофизика*, **37**, 97, 1994.
9. *Г.С.Саакян*, *Э.В.Чубарян*, *Астрофизика*, **37**, 255, 1994
10. *Г.С.Саакян*, *Астрофизика*, **36**, 87, 1993.
11. *В.С.Бескин*, *А.В.Гуревич*, *Я.Н.Истомин*, *УФН*, **150**, 257, 1986.
12. *Г.С.Саакян*, *Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс*, Наука, М., 1972.
13. *Л.Д.Ландау*, *Е.М.Лифшиц*, *Теория поля*, Наука, М., 1967.
14. *T.Erber*, *Rev.Mod.Phys.*, **38**, 516, 1966.
15. *L.Sh.Grigorian*, *G.S.Sahakian*, *Astrophys. Space Sci.*, **95**, 305, 1983.
16. *Р.Манчестер*, *Дж.Тейлор*, *Пульсары*, Изд. Мир, М., 1980.
17. *У.Н.Taylor*, *R.N.Manchester*, *A.G.Lyne*, *Astrophys. J., Suppl.Series*, **88**, 529, 1933.
18. *Г.С.Саакян*, *Физика нейтронных звезд*, Изд.ОИЯИ, г.Дубна, 1995.
19. *Р.М.Мурадян*, *Astrophys.Space Sci.*, **69**, 325, 1980.
20. *У.М.Cordes*, *Pulsar Micro structure*, University of California, San Diego, 1975.
21. *Yoanna M.Rankin*, *Astrophys. J., Suppl.Ser.*, **85**, 145, 1993.