

УДК 524.354.4

К ТЕОРИИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ

Г. С. СААКЯН

Поступила 24 сентября 1992

Используя фундаментальные факты о радиоизлучении пульсаров, определены значения основных параметров, характеризующих узловые этапы процессов, приводящих к формированию этого излучения. Предложено новое решение для электрического поля магнитного взора нейтронной звезды. Затем найденные эмпирические соотношения использованы в качестве путеводителя для проведения в теории необходимых уточнений, диктуемых этим решением. Установлен порог выключения пульсара $\Omega B_p \approx 10^8$ Гаусс/с, где Ω — угловая скорость вращения нейтронной звезды, B_p — магнитная индукция в полюсе.

1. *Введение.* Еще в одной из первых работ [1], посвященной выяснению природы пульсаров, было замечено, что пульсирующее радиоизлучение этих объектов формируется в их магнитосфере, т. е. в среде, окружающей сильно замагниченную нейтронную звезду. Магнитосфера имеет сложную структуру и характеризуется рядом уникальных особенностей и происходящими в ней физическими процессами. Ее физика особенно сложна, когда магнитная ось не совпадает с осью вращения звезды, именно такова ситуация в пульсарах. В вопросе магнитосферы определенная степень познания достигнута в случае, когда магнитная ось параллельна (антипараллельна) оси вращения звезды (соосный ротатор). Теория магнитосферы и пульсарного излучения разрабатывалась в работах [2—14] и в ряде других. Прделана большая работа: сформулировано общее представление о магнитосфере, выявлены основные механизмы, приводящие к формированию пульсарного излучения. Однако теорию нельзя считать завершенной, она нуждается в доработке, ибо пока не все детали богатого комплекса наблюдательных фактов нашли должное теоретическое осмысление. В теории радиоизлучения пульсаров имеются два бесспорных фундаментальных понятия—это понятия изгибаемого излучения и двухпоточковой плазменной неустойчивости [4, 8]. Но помимо их для построения теории необходимо конкретное, аккуратное знание электромагнитного

поля в магнитосфере звезды и, в особенности, в канале открытых магнитных силовых линий. Над полюсами вращающейся намагниченной нейтронной звезды, у основания канала открытых магнитных силовых линий образуются сравнительно небольшие области цилиндрической формы—магнитные зазоры, где существует сильное продольное (относительно силовых линий) электрическое поле E_{\parallel} . Для пульсара магнитный зазор—важный структурный элемент, работой которого обусловлено формирование мощного направленного пучка радиоизлучения.

Характер работы магнитного зазора и протекающих в канале открытых силовых линий процессов определяется величиной продольного компонента электрического поля. В предлагаемой статье обосновано наличие в магнитном зазоре электрического поля, существенно отличного от рассматриваемого в работах [4, 8], в остальном мы в основном придерживаемся идеологии, развиваемой в этих работах.

2. Важные выводы из наблюдательных фактов. Напомним основные факты. Имеется ряд бесспорных свидетельств о том, что вращающиеся нейтронные звезды сильно намагничены; на их поверхности магнитная индукция должна быть порядка 10^{12} Гаусс. То обстоятельство, что радиоизлучение пульсаров имеет форму узкого пучка (малость продолжительности импульса по сравнению с периодом его повторения), указывает на то, что оно испускается струей ультрарелятивистского потока частиц. Образование плазменного потока частиц в виде струи возможно только в каналах открытых силовых линий с углом раствора у полюсов

$$\theta_p \approx \left(\frac{\Omega R}{c} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где R —радиус нейтронной звезды, Ω —угловая скорость вращения.

Существование заметных потоков частиц по другим направлениям, проходящим через область замкнутых магнитных силовых линий, невозможно по очевидным причинам. Извержение ультрарелятивистских потоков частиц в готовом виде непосредственно от полюсов звезды в каналы открытых силовых линий, конечно, исключено. Эти струи заряженных частиц могут формироваться только у основания каналов открытых силовых линий, если здесь существует сильное продольное электрическое поле, способное ускорять частицы (электроны, позитроны) до необходимых энергий. Такое поле естественным образом создается магнитным полем звезды благодаря вращению, и оно с удалением от полюсов должно быстро убывать, так как само исходное магнитное поле с расстоянием падает как $1/r^3$. Благодаря весьма эф-

эффективному синхротронному излучению (магнитное поле сильное) заряженные частицы при своем движении всегда остаются прижатыми к магнитным силовым линиям, и поскольку эти линии искривлены, частицы испытывают ускорение и поэтому испускают излучение, называемое изгибным. При этом элементарным путем можно убедиться в том, что в ультррелятивистском случае самым эффективным каналом потерь энергии частиц является изгибное излучение.

Исходя из приведенных бесспорных аргументов, попытаемся теперь получить важные количественные соотношения. Обсудим случай соосного ротатора. Выше под давлением фактов мы пришли к выводу, что пульсарное излучение должно образоваться в каких-то процессах, происходящих в каналах открытых магнитных силовых линий, где-то на расстояниях от звезды $r < c/\Omega$. Последнее утверждение обосновано тем, что уже вблизи поверхности светового цилиндра несущие плазменный поток магнитные силовые линии расходятся под большими углами, и поэтому на таких и тем более на еще больших расстояниях возникновение узкого пучка излучения невозможно. Излучение релятивистских заряженных частиц испускается по направлению касательной к силовым линиям, в пределах весьма малого угла $1/\gamma$ вокруг нее, где γ — лоренц-фактор электрона. Пусть r_1, θ_1 — характерные координаты области, где генерируется радиоизлучение. Угловой раcтвор пучка испускаемого излучения будет порядка 2α , где α — угол, образованный касательной к силовой линии с осью вращения, 2α — угол между касательными крайних открытых силовых линий, ответственных за радиоизлучение вблизи рассматриваемой точки (угол раствора пучка радиоизлучения в случае соосного ротатора). Предполагая магнитное поле дипольным, используя уравнение силовой линии $\sin^2\theta/r = \text{const}$ и то обстоятельство, что здесь $\theta \ll 1$, находим $2\alpha \approx 3\theta_1$. Согласно наблюдательным данным [15] ширина среднего профиля импульса составляет примерно 3% от полного периода, т. е. $2\alpha \approx 0.03 \cdot 2\pi$, следовательно

$$\theta_1 \approx 0.02\pi. \quad (2)$$

Это первая важная информация для теории радиоизлучения пульсаров. Как будет видно из последующего обсуждения, радиоизлучение образуется на расстояниях $r \gg R$, где магнитное поле звезды в основном имеет дипольный характер. Радиус кривизны силовой линии такого поля определяется формулой

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

где K — постоянная. Для открытых силовых линий $\theta \ll 1$, поэтому

$\rho_c \approx 4K \sin \theta / 3 \approx 4r/3 \theta$. В соответствии с этим в точке с координатами r_1, θ_1 радиус кривизны силовой линии равен

$$\rho_1 \approx \frac{4r_1}{3\theta_1} \approx 21,2 r_1. \quad (4)$$

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

$$\omega_1 = \frac{3}{2} \frac{c}{\rho_1} \gamma_1^3, \quad (5)$$

где γ_1 — лоренц-фактор сгустка заряженных частиц, ответственного за радиоизлучение ($\gamma_1 m_0 c^2$ — энергия частиц в плазменном потоке). Во избежание недоразумений, заметим, что угол θ_1 не следует путать с углом крайней открытой магнитной силовой линии $(\Omega r/c)^{1/2}$. Для заданного расстояния r_1 полярный угол открытых силовых линий изменяется в интервале

$$0 < \theta(r_1) \leq (\Omega r/c)^{1/2},$$

а их радиусы кривизны — в интервале

$$\frac{4}{3} \left(\frac{c r_1}{\Omega} \right)^{1/2} \leq \rho_c(r_1) < \infty.$$

Тогда из (5) видно, что при заданной энергии частиц частота изгибного излучения попадает в радиодиапазон только для ρ_c со значением в определенном интервале и, следовательно, при определенных значениях угла θ . Таким образом, на расстоянии r_1 , для заданного γ_1 , радиоизлучение испускается только при движении частиц по определенному „пучку“ силовых линий, с угловым раствором $\Delta\theta \sim \theta_1 < \theta_p$. Мы говорим о сгустке зарядов, так как излучение отдельных частиц не способно обеспечивать требуемые радиосветимости. Для этого необходимо когерентное излучение, которое дает движущаяся по кривой траектории группа заряженных частиц, если размеры ее не превышают длину испускаемых волн. Такие, причем в пространстве периодически распределенные, сгущения частиц одного заряда могут образоваться, в протекающем по каналу открытых силовых линий, в электронно-позитронной плазме на расстояниях $r \sim 10^9$ см, благодаря двухпоточковой плазменной неустойчивости [4, 8]. По развиваемой идеологии изгибное излучение с частотой (5) как раз и есть радиоизлучение пульсаров. Ширина средних профилей импульсов обычно дается на частоте $\nu \approx 400$ МГц.

следовательно здесь в наших оценках мы должны принять $\omega_1 \approx 3 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$. Учитывая (4), из (5) для приведенного значения ω_1 , получаем

$$\gamma_1 = \left(\frac{3\omega_1}{3c} \rho_1 \right)^{1/3} \approx 1.12 r_1^{1/3}. \quad (6)$$

Теория пульсарного излучения базируется на представлении о том, что у основания канала открытых магнитных силовых линий имеется небольшая область (магнитный зазор) с размерами порядка радиуса магнитной шапки $r_p \approx R \theta_p$, где существует сильное продольное электрическое поле. В магнитные зазоры от полюсов звезды поступают электроны (позитроны). Здесь в электрическом поле они ускоряются до высоких ультрарелятивистских энергий и, двигаясь по магнитным силовым линиям, испускают кванты изгибного излучения с энергией $h\omega_c \gg m_e c^2$, которые, пройдя некоторое расстояние, аннигилируются в пары электрон-позитрон. Последние, двигаясь в противоположные стороны, также могут приобрести достаточно высокие энергии и испускать кванты изгибного излучения. В результате, благодаря каскадному размножению квантов изгибного излучения и $e^+ e^-$ — пар в магнитном зазоре образуется обильный поток $e^+ e^-$ — плазмы. Из магнитного зазора исходит также сравнительно слабый ток первичных частиц значительно высокой энергии (см. формулу (44)). По каналам открытых силовых линий потоки первичных частиц и $e^+ e^-$ — плазмы извергаются наружу и при этом на расстояниях $r \sim 10^9$ см генерируют изгибное радиоизлучение. После выхода из магнитного зазора энергия частиц остается почти неизменной, ибо на этом пути нет заметного продольного электрического поля ($E_B \approx 0$), и кроме того, потери энергии частиц на изгибное излучение здесь малы (благодаря сравнительно малому значению лоренц-множителя частиц γ и большому значению радиуса кривизны силовых линий ρ_c , которыми определяется энергия изгибных квантов: $h\omega_c \sim \gamma^3 / \rho_c$) ($h = 1.055 \cdot 10^{-27}$ эрг. сек).

Поперечные импульсы электронов и позитронов в парах, рожденные изгибными квантами, очевидно, должны быть сравнительно малы, поэтому можно написать:

$$2\gamma_{\pm} m_e c^2 \approx h\omega_c = \frac{3}{2} \frac{ch}{\rho_R} \gamma^3, \quad (7)$$

где $\gamma_{\pm} = \gamma_1$ и ρ_R — радиус кривизны магнитных силовых линий в области магнитного зазора, γ — лоренц-фактор первичных электронов (позитронов).

тронов), $\gamma m_e c^2$ — энергия электрона и, наконец, $h\omega_c$ — характерная энергия кванта изгибного излучения. Учитывая (6), из (7) находим

$$\gamma \approx \left(\frac{4\gamma_1 m_e c}{3h} \rho_R \right)^{1/3} \approx 3.38 \cdot 10^3 \rho_6^{1/3} r_1^{1/3}. \quad (8)$$

Понятие диполя (в данном случае магнитного) оправдано лишь для расстояний, намного превышающих характерные размеры системы, в данном случае при $r \gg R$. Вблизи полюсов, по-видимому, $\rho_c \approx R$, ибо только в этом случае можно построить теорию, согласующуюся с результатами наблюдений.

Теперь мы должны привлечь понятие двухпоточковой плазменной неустойчивости [17]. В нейтральной плазме, через которую проходит релятивистский поток заряженных частиц, благодаря кулоновским взаимодействиям на частоте, близкой к плазменной,

$$\omega_p' \approx \left(\frac{4\pi e^2 n'}{m_e} \right)^{1/2}.$$

(n' — плотность частиц, ω_p' — частота в системе покоя нейтральной плазмы) возбуждается и быстро нарастает особая ветвь неустойчивости, называемой двухпоточковой неустойчивостью, смысл которой состоит в том, что в плазме образуются периодические сгущения (бунчи) частиц одинакового заряда (заряженные сгустки частиц). В нашем случае речь идет об исходящих от магнитного зазора потока $e^+ e^-$ — плазмы и струе первичных частиц. Оба эти потока движутся со скоростью, близкой к скорости света, вместе с тем струя первичных частиц более высокой энергии движется относительно потока нейтральной плазмы также со скоростью света (нужно иметь в виду релятивистское правило сложения скоростей). В системе наблюдателя, относительно которой оба потока извергаются со скоростью света

$$\omega_p \approx 2 \left(\frac{4\pi e^2 \gamma_{\pm} n}{m_e} \right)^{1/2}, \quad (9)$$

где $\omega_p = 2\gamma_{\pm} \omega_p'$ — частота, а $n = n' \gamma_{\pm}$ — плотность частиц в $e^+ e^-$ — плазме относительно этой системы и $\gamma_{\pm} = \gamma_1$.

Пусть n_0 — плотность числа первичных заряженных частиц в магнитном зазоре, поступающих от полюса звезды. Тогда путем каскадного лавинообразного размножения в магнитном зазоре образуются вторичные частицы, т. е. $e^+ e^-$ — пары со средней плотностью

$$n_0 \gamma / 2\gamma_{\pm}$$

$(\gamma/2\gamma_{\pm}$ — пар на каждую первичную частицу). За потолком магнитного зазора поток частиц практически сохраняется, и поскольку движение частиц происходит только вдоль открытых силовых линий, то можно написать:

$$\pi (r\theta)^2 n c \approx \pi (R\theta_p)^2 n_0 \gamma c / 2\gamma_1.$$

Здесь предполагается, что высота магнитного зазора значительно меньше радиуса звезды и учтено, что плазма удаляется со скоростью света. Учитывая, что $\theta_p \approx (\Omega R/c)^{1/2}$ и $\theta \approx (\Omega r/c)^{1/2}$, получаем

$$n(r) \approx \frac{n_0 \gamma}{\gamma_1} \left(\frac{R_0}{r} \right)^3. \quad (10)$$

Используя эту формулу, из (9) находим

$$\omega_p \approx 2 \left(\frac{4\pi e^2 \gamma R^3}{m_e r^3} \right)^{1/2}. \quad (11)$$

Если эта частота намного превышает частоту изгибного излучения (5), то в возникающей плазменной волне бунчировка оказывается неэффективной для усиления изгибного излучения. В этом случае пространственные и временные осцилляции плазменных неустойчивостей более быстрые, чем пространственно-временные осцилляции излучаемых волн, поэтому происходит усреднение последних до нуля. Но как только ω_p оказывается меньше ω_c , бунчировка становится чрезвычайно эффективной. Из-за того, что интенсивность изгибного излучения в области спектра $\omega < \omega_c$ не падает быстро ($I(\omega) \sim \omega^{-1/3}$), всегда найдется мода изгибного излучения, которая сильно усиливается бунчем в масштабе времени $1/\omega_p$. Интенсивность генерируемого когерентного излучения зависит от амплитуды бунчировки и от времени диссипации этой моды колебаний на другие степени свободы плазмы. Мы не будем останавливаться на этих вопросах более подробно, так как они обсуждаются в работе [8]. Итак, на искомом расстоянии r_1 , благодаря двухпоточковой неустойчивости, в потоке $e^+ e^-$ — плазмы образуются сгустки зарядов, генерирующих когерентное радиоизлучение. При этом плазменная частота ω_p должна быть несколько меньше частоты ω излученных радиоволн, т. е. $\omega_p = \omega_1/s$, где $s \geq 1$. Если теперь в формулу (11) подставим $\omega_p = \omega_1/s = 3 \cdot 10^9/s$ и значение γ из (8) и решим полученное уравнение относительно r_1 , то придем к результату

$$r_1 \approx 1.2 \cdot 10^5 n_0^{2/26} \cdot s^{9/13} R_0^{27/26} \rho_0^{3/26}. \quad (12)$$

Здесь и везде множители, содержащие R_0 , можно было опустить, так

как для всех нейтронных звезд $R_0 \approx 1$. Ниже мы увидим, что если речь идет об инжекции частиц от полюсов звезды, то

$$n_0 = \frac{\Omega B_0}{2\pi c s}, \quad (13)$$

где B_0 — магнитная индукция на полюсе звезды. Именно это выражение принято за основу в работах [4, 8]. Для этого значения n_0 из (12) находим

$$r_1 \approx 3.76 \cdot 10^8 s^{9/13} \Omega^{9/26} B_{12}^{9/26} R_0^{17/26} \rho_6^{3/26}. \quad (14)$$

Теперь, используя (6), (8) и результат (12), можно вычислить параметры γ_1 и γ :

$$\gamma_1 \approx 55.2 n_0^{3/26} s^{1/13} R_0^{9/26} \rho_6^{1/26} = 808 s^{1/13} \Omega^{3/26} R_0^{9/26} \rho_6^{1/26} B_{12}^{3/26}, \quad (15)$$

$$\gamma \approx 1.24 \cdot 10^8 n_0^{1/26} s^{1/13} R_0^{3/26} \rho_6^{9/26} = 3.03 \cdot 10^8 s^{1/13} \Omega^{1/26} R_0^{3/26} \rho_6^{9/26} B_{12}^{1/26}. \quad (16)$$

Справа приведены значения γ_1 и γ для плотности (13). Сохранение числа s в приведенных оценках, конечно, не имеет смысла, поэтому ниже мы его опускаем. Как видим, зависимость наиболее важных величин r_1 , γ_1 , γ , определяющих радиоизлучение пульсаров, от Ω , B_0 и $\rho_6(R)$ слабая. Для известных объектов $2 \leq \Omega \leq 4 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$, в соответствии с этим, с точностью множителей, близких к единице, имеем:

$$\begin{aligned} 5 \cdot 10^8 &\lesssim r_1 \lesssim 7 \cdot 10^9 \text{ см}, \\ 810 &\lesssim \gamma_1 \lesssim 2 \cdot 10^3, \\ 3 \cdot 10^8 &\lesssim \gamma \lesssim 4 \cdot 10^9 \text{ см}. \end{aligned} \quad (17)$$

Приведенные оценки следует рассматривать как следствия наблюдательных фактов, с которыми любая теория должна считаться. Они, вообще-то, согласуются с теорией, развитой в работах [4, 8]. Ниже выводы (17) для нас служат в качестве путеводителей.

3. Электрическое поле пульсаров. Замедление вращения нейтронной звезды весьма медленное, поэтому с достаточной точностью можно считать, что электрическое поле является потенциальным: $\vec{E} = -\nabla\varphi$. Будем исходить из следующих выражений токов:

$$\vec{j}_1 = \rho_1 [\vec{Q}_r] + \sigma_1 \left(-\nabla\varphi_1 + \frac{1}{c} \left[[\vec{Q}_r] \vec{B} \right] \right), \quad (18)$$

$$\vec{j}_2 = \rho_2 v e_B - \sigma_2 \nabla \varphi_2, \quad (19)$$

$$\vec{j}_3 = \rho_3 [\vec{\Omega} r] + \sigma_3 \left(-\nabla \varphi_3 + \frac{1}{c} \left[[\vec{\Omega} r] \vec{B} \right] \right), \quad (20)$$

Здесь индексы 1, 2, 3 относятся соответственно к звезде, каналу открытых силовых линий (магнитный зазор) и области замкнутых магнитных силовых линий, ρ_k — плотность свободных зарядов, σ_k — электропроводность, v — скорость движения зарядов по силовым линиям в магнитном зазоре, e_B — единичный вектор по направлению магнитной индукции. В соответствии с невызывающим сомнения представлением в (20) предположено, что магнитосферная плазма жестко вращается со звездой, это допущение становится неверным только вблизи светового цилиндра. В канале открытых силовых линий плазма не участвует во вращении, здесь движение происходит только по силовым линиям. Это обусловлено тем, что как только частица приобретает поперечный (относительно вектора магнитной индукции) компонент скорости, она мгновенно теряется благодаря весьма эффективному синхротронному излучению.

Ниже рассматривается случай соосного ротатора. Ось вращения примем за полярную ось и предположим, что звезда однородно намагничена. Тогда внутри звезды

$$\vec{B} = \delta B_s e_z, \quad \mu = B_s R^3 / 2, \quad (21)$$

где B_s — магнитная индукция на полюсе, которая такая же и по всему объему звезды, e_z — единичный вектор по оси z , μ — магнитный момент, δ — символ, указывающий знак: он равен $+1$ при параллельных векторах $\vec{\Omega}$ и $\vec{\mu}$ и -1 при антипараллельном. Вне звезды магнитное поле будем считать дипольным

$$\vec{B} = \frac{3(\vec{\mu} r) r}{r^5} - \frac{\vec{\mu}}{r^3}. \quad (22)$$

Электропроводность звезды очень большая, она достаточно большая и в магнитосферной плазме, поэтому можно считать, что в этих областях $j_k / \sigma_k \approx 0$, $\rho_k [\vec{\Omega} r] / \sigma_k \approx 0$. Тогда из (18) и (20) получаем

$$-\nabla\varphi_k + \frac{1}{c} \left[\left[\vec{\Omega}_r, \vec{B} \right] \right] \approx 0, \quad k = 1; 3. \quad (23)$$

Отсюда следует, что в звезде и в области замкнутых силовых линий $E_B \approx 0$. Умножая (23) векторно на \vec{B} , получаем

$$\vec{V}_D \approx \frac{c \left[\vec{E} \vec{B} \right]}{B^2} = \left[\vec{\Omega}_r, \vec{B} \right], \quad (24)$$

т. е. скорость дрейфа плазмы совпадает со скоростью жесткого вращения, таким образом плазма вморожена в магнитном поле звезды. Применяя оператор дивергенции к уравнениям (23) и (19), приходим к результатам:

$$\Delta\varphi_1 = \frac{2 \left(\vec{\Omega} \vec{B}_s \right)}{c}, \quad \rho_1 = -\frac{\left(\vec{\Omega} \vec{B}_s \right)}{2\pi c}, \quad (25)$$

$$\Delta\varphi_2 = 0, \quad (26)$$

$$\Delta\varphi_3 = \frac{\left(\vec{\Omega} \vec{B}_s \right) R^2}{cr^2} (3\cos^2\theta - 1), \quad \rho_3 = -\frac{\left(\vec{\Omega} \vec{B} \right)}{2\pi c}. \quad (27)$$

При выводе (26) мы учли, что $\text{div } \vec{j}_2 = 0$ и $\text{div}(\rho_2 v e_B) = 0$, где второе уравнение является следствием сохранения потока первичных заряженных частиц в канале открытых силовых линий.

Решения уравнений (25) — (27) должны удовлетворять граничным условиям

$$\varphi_1(R, \theta) = \varphi_2(R, \theta), \quad \varphi_1(R, \theta) = \varphi_3(R, \theta), \quad (28)$$

$$j_{1r}(R, \theta) = j_{2r}(R, \theta), \quad j_{1r}(R, \theta) = j_{3r}(R, \theta). \quad (29)$$

Кроме этих условий потенциалы φ_1 и φ_2 должны удовлетворять уравнению (23). К вопросу о непрерывности потенциала при переходе от первой области к третьей мы вернемся позже. Мы имеем следующие решения, удовлетворяющие условиям (28):

$$\varphi_1 = \frac{\left(\vec{\Omega} \vec{B}_s \right)}{2c} \left(r^2 \sin^2\theta - \frac{2}{3} R^2 \right), \quad (30)$$

$$\varphi_1 = - \frac{(\vec{\Omega} \vec{B}_s)}{6c} \frac{R^3}{r^3} (3 \cos^2 \theta - 1), \quad (31)$$

$$\varphi_2 = \frac{(\vec{\Omega} \vec{B}_s)}{2c} R^2 \left(\frac{R}{r} \sin^2 \theta - \frac{2}{3} \right). \quad (32)$$

Условие (23) для потенциалов φ_1 и φ_2 очевидно выполняется автоматически. Теперь об условии (29): в рассматриваемом приближении, когда за основу принято уравнение (23) (требование вмороженности плазмы в магнитном поле), на поверхности звезды $j_{1r} = j_{3r} = 0$. Тогда из условия $j_{2r}(R, \theta) = j_{1r} = 0$ следует, что

$$(\rho_2 v e_{Br} - \sigma_2 \partial \varphi_2 / \partial r)_{r=R} = 0.$$

Это условие не выполняется автоматически, а является определением плотности зарядов ρ_2 . Расписывая это уравнение и затем учитывая, что для точек канала открытых магнитных силовых линий $\theta \ll 1$, приходим к результату

$$\rho_2 \approx \frac{\sigma_2 (\vec{\Omega} \vec{B}_s) R}{v(R)}. \quad (33)$$

Нам хотелось бы вернуться к уравнению (19), и еще раз обсудить его. Дело в том, что оно специально подобрано так, чтобы не вступить в противоречие с известными фактами. О чем идет речь: первое то, что в магнитном зазоре движение частиц возможно только по магнитным силовым линиям; второе то, что в соответствии с обсуждением, проведенным в предыдущем разделе на основе наблюдательных фактов, в начальной части канала открытых силовых линий должно быть сильное продольное электрическое поле E_B . Если в (19), аналогично уравнениям для других областей, сохранили бы член типа $\sigma_2 [(\vec{\Omega} \vec{r}) \vec{B}] / c$ (соответствующий увлечению плазмы вращением звезды), то мы неизбежно пришли бы к выводу о том, что в канале открытых силовых линий $E_B = 0$. Таким образом, приведенное в (30), (31) решение для электрического поля пульсаров во всех отношениях обосновано.

Напряженность электрического поля в канале открытых силовых линий равна

$$\vec{E} = - \nabla \varphi_1 = - \frac{(\vec{\Omega} \vec{B}_s) R^3}{2cr^4} [(3 \cos^2 \theta - 1) \vec{e}_r + 2 \sin \theta \cdot \cos \theta \cdot \vec{e}_\theta]. \quad (34)$$

Как видим, здесь поперечный компонент электрического поля очень мал по сравнению с продольным ($\theta \ll 1$). Ниже для нас представляет интерес только продольный компонент:

$$E_B \approx E_r \approx -\frac{(\vec{Q}\vec{B}_r)}{cr^4}. \quad (35)$$

Магнитная шапка заряжена поверхностным зарядом с плотностью

$$\sigma = \frac{E_{2r} - E_{1r}}{4\pi} = -\frac{(\vec{Q}\vec{B}_r)R}{8\pi c} (5 \cos^2 \theta - 3) \approx -\frac{(\vec{Q}\vec{B}_r)R}{4\pi c}. \quad (36)$$

При переходе от канала открытых магнитных силовых линий к области замкнутых силовых линий тангенциальный компонент напряженности электрического поля испытывает скачок: $E_{2B} \neq E_{3B}$. Причиной этого является то, что между ними существует промежуточная область магнитосферы, по которой протекают токи, замыкающие токи, исходящие из полюсов звезды [4, 8, 11]. В этой части звезды плазма совершает дифференциальное вращение и тангенциальный компонент напряженности электрического поля в пределах её совершает плавный переход от ситуации $E_B \neq 0$ в канале открытых силовых линий в ситуацию $E_B = 0$ в области замкнутых силовых линий.

4. Движение частиц в электрическом поле магнитного зазора. Рассмотрим временной компонент уравнения движения:

$$\frac{dp^0}{d\tau} = \gamma e E + g_{\text{изг}}^0 + g_{\text{рад}}^0. \quad (37)$$

Здесь τ — собственное время $d\tau = dt/\gamma$, γ — лоренц-фактор частицы, $p^0 = \gamma m_0 c^2$ — временной компонент 4-импульса частицы (электрон, позитрон), [справа первое слагаемое — электрическая сила, второе — сила реакции, обусловленная изгибным излучением, наконец третье — сила радиационного торможения, обусловленная тем, что частица под влиянием электрического поля движется с ускорением и поэтому излучает. Частица движется по силовой линии, поэтому магнитная сила равна нулю, из-за эффективного синхротронного излучения сравнительно небольшой поперечный компонент электрического поля не играет роли. Сначала рассмотрим случай, когда магнитная ось звезды параллельна её оси вращения. Напряженность электрического поля опре-

делается выражением (35). В магнитном зазоре электроны движутся по силовым линиям вверх, а позитроны — вниз, к магнитным шапкам. Используя формулу

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{1}{\gamma} \frac{d\varepsilon}{d\tau} = - \frac{2e^2}{3c^3} a^2$$

для мощности дипольного излучения и то, что при своем движении по силовой линии частица испытывает ускорение

$$a = \frac{u^2}{\rho_c} \approx \frac{c^2 \gamma^2}{\rho_c}$$

(ρ_c — радиус кривизны силовой линии, u — скорость частицы), получаем

$$g_{\text{изл}}^0 = - \frac{2e^2 \gamma^6}{3\rho_c^2}. \quad (38)$$

Далее, под воздействием электрического поля частица испытывает ускорение eE/m_e , в соответствии с чем

$$g_{\text{эл}}^0 = - \frac{2e^4 E^2}{3m_e^2 c^4} \gamma. \quad (39)$$

Учитывая выражение (35), для напряженности электрического поля и сил радиационного трения (38), (39) уравнение движения электрона представим в следующем виде:

$$\frac{d\gamma}{dz} = \frac{e\Omega B_z R^3}{m_e c^3 (R+z)^4} - \frac{2e^2 \gamma^4}{3m_e c^3 \rho_c^2} - \frac{2e^4 \Omega^2 B_z^2 R^{10}}{3m_e^2 c^3 (R+z)^8}, \quad (40)$$

где z — расстояние от поверхности звезды, $dz = c dt$ и $e > 0$. Последний член этого уравнения мал по сравнению с остальными, за исключением небольшого отрезка над магнитной шапкой, где он больше второго члена. Опуская этот несущественный член, с достаточной точностью имеем

$$\frac{d\gamma}{dz} \approx \frac{e\Omega B_z R^3}{m_e c^3 (R+z)^4} - \frac{2e^2 \gamma^4}{3m_e c^3 \rho_c^2}. \quad (41)$$

В этом уравнении зависимость ρ_c от z нам неизвестна: напомним, что выше мы приняли $\rho_c \approx R$, мотивируя этот выбор необходимостью

построения теории, не противоречащей наблюдательным данным. При таких обстоятельствах говорить о точном интегрировании уравнения (41) не приходится, но можно произвести разумные оценки. Ниже увидим, что высота магнитного зазора мала по сравнению с радиусом звезды. Поэтому, считая $z \ll R$ и предполагая $\rho_c \approx R$, получаем

$$\gamma(z) \approx \frac{e\Omega R B_s}{m_e c^3} z, \quad z < z_m, \quad (42)$$

где

$$z_m \approx \frac{921}{\Omega^{3/4}} \rho_0^{1/2} R_0^{-3/4} B_{12}^{3/4}. \quad (43)$$

На этом расстоянии энергия частицы $\gamma m_e c^2$ достигает насыщения и при её дальнейшем движении работа, совершаемая электрической силой, полностью израсходуется на изгибное излучение. Своего предельного значения $\gamma = \gamma(z_m)$ параметр γ достигает, когда производная $d\gamma/dz$ исчезает, при этом

$$\gamma_m \approx \left(\frac{3\Omega R B_s}{2ec} \rho_0^2 \right)^{1/4} = 1.8 \cdot 10^7 R_0^{1/4} \rho_0^{1/2} B_{12}^{1/4} \Omega^{1/4}. \quad (44)$$

5. *Магнитный зазор.* Вернемся теперь к важным итогам (14) — (16), полученным путем логического анализа наблюдательных фактов, и рассмотрим их применительно к конкретным условиям, которые были установлены для магнитного зазора в предыдущем изложении. В ряде работ было показано, что между звездой и ее магнитносферой циркулируют стационарные токи, которые, конечно, обусловлены вращением. Из них важным для теории радиоизлучения пульсаров является ток, обусловленный непрерывной инжекцией частиц от полюсов, а именно электронов, когда векторы, $\vec{\mu}$, $\vec{\Omega}$ параллельны и позитронов, в антипараллельном случае. В результате этого потока в магнитном зазоре формируется движущееся облако частиц с плотностью [4, 8, 12]

$$n_0 = \frac{\Omega B_s}{2\pi e c} = 1.11 \cdot 10^{10} B_{12} \Omega. \quad (45)$$

В продольном электрическом поле магнитного зазора первичные частицы, двигаясь по магнитным силовым линиям, после приобретения ультрарелятивистских энергий испускают кванты изгибного излучения с энергиями $h\omega_c \gg m_e c^2$, затем эти кванты, пройдя некоторое расстояние, рожают $e^+ e^-$ -пары. В итоге многократного повторения процес-

сов $e \rightarrow e + h\omega_c$, $h\omega_c \rightarrow e^+ e^-$ в магнитном зазоре образуется ливень $e^+ e^-$ -пар, который приводит не только к экранированию электрического поля и, следовательно, к ограничению высоты зазора, но и частому пробое его, когда он насыщается вторичными частицами. Здесь мы ограничимся этим кратким упоминанием о принципе работы магнитного зазора, так как он подробно рассмотрен в работах [4, 8].

Из наблюдательных фактов следует, что лоренц-фактор первичных электронов определяется выражением (16). Сравнивая его с (42), мы можем определить расстояние от магнитной шапки звезды, где первичный электрон (позитрон) приобретает необходимую энергию для разыгрывания сценария процессов, проводящую к генерации радиоизлучения:

$$\frac{e\Omega R B_s}{m_e c^3} z_1 \approx 3.03 \cdot 10^8 R_6^{3/26} r_6^{9/26} B_{11}^{1/26} \Omega^{1/26}.$$

Отсюда получаем

$$z_1 \approx 155 R_6^{-23/26} r_6^{9/26} B_{12}^{-25/26} \Omega^{-25/26} \text{ в.} \quad (46)$$

Это расстояние примерно в 6 раз меньше расстояния z_m , на котором энергия первичного электрона (позитрона) в магнитном зазоре достигает насыщения.

Бурное лавинообразное размножение γ -квантов и электрон-позитронных пар в конечном счете приводит к искровому разряду—захлопыванию магнитного зазора. Сразу же после разряда снова начинается образование зазора, при этом потолок появившейся щели со скоростью света раздвигается вверх и по достижению определенной высоты H , когда начинается экспоненциальное развитие электромагнитного ливня, снова наступает разряд, и так этот процесс периодически повторяется [8]. Высота зазора определяется предельным для роста энергии первичной частицы расстоянием z_m и пробегом образования $e^+ e^-$ -пар γ -квантами. Нужно иметь в виду, что на высоте $z \approx z_m$ существует обильный поток квантов изгибного излучения, способных рождать $e^+ e^-$ -пары. Число квантов, испущенных одной частицей в единицу пути, порядка

$$N_\gamma \approx \frac{dz_m}{dz} : h\omega_c = \frac{4}{9} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{\gamma_m}{\rho_c} \approx 0.06 \cdot \Omega^{1/4} \text{ квант/см,} \quad (47)$$

где $h\omega_c$ — характеристная энергия квантов изгибного излучения электронов с энергией $\gamma_m m_e c^2$:

$$h\omega_0 = \frac{3}{2} \frac{ch}{\rho_c} \gamma_m^3 \approx 1.73 \cdot 10^5 R_6^{3/4} \rho_6^{1/2} B_{12}^{3/4} \Omega^{3/4} \text{ МэВ}, \quad (48)$$

Поток же квантов, образованных в слое $z_m - 50 < \Delta z < z_m + 50$ потоком первичных частиц, будет порядка $j_1 \approx 100 n_0 c N_1 \approx 2 \cdot 10^{21} \Omega^{1/4}$ квантов/с см². Пробег кванта для рождения $e^+ e^-$ -пары в магнитном поле определяется формулой [16]

$$l_1 = \frac{10^6}{B_\perp} \exp\left(\frac{1.17 \cdot 10^{14}}{B_\perp} \frac{m_e c^2}{h\omega_c}\right), \quad (49)$$

где $B_\perp = B \sin \alpha$ — поперечный компонент вектора магнитной индукции (α — угол между силовой линией и направлением движения кванта в момент рождения пары). При $B_\perp = 0$, $l_1 = \infty$, т. е. процесс не идет, рождение пары может произойти, когда $\alpha \neq 0$. По порядку величины

$$B_\perp \approx B l_1 / \rho_c \approx 10^6 l_1 B_{12} / \rho_0.$$

Подставляя это выражение B_\perp и значение $h\omega_0$ из (48) в (49) и решая полученное трансцендентное уравнение для l_1 , получаем

$$l_1 \approx 45.4 R_6^{-3/4} \rho_6^{1/2} B_{12}^{-7/4} \Omega^{-3/4}. \quad (50)$$

Высота магнитного зазора должна быть порядка $z_m + l_1$, т. е.

$$H \approx 10^5 \rho_6^{1/2} R_6^{-3/4} B_{12}^{-3/4} \Omega^{-3/4} \text{ см}. \quad (51)$$

При $z \geq H$ продольное электрическое поле экранируется вытекающим из зазора плотным потоком плазмы.

Согласно (44) параметр γ потока первичных частиц на один порядок превышает то его значение, которое приведено в (15). Убедимся, что это несоответствие кажущееся. Для выяснения этого вопроса рассмотрим уравнение (41) для области над магнитным зазором. Проинтегрируем его учитывая, что здесь электрическая сила отсутствует:

$$l \approx \frac{1.78 \cdot 10^{24}}{\gamma^2} \left(1 - \frac{\gamma^2}{\gamma_m^2}\right) \approx \frac{1.78 \cdot 10^{24}}{\gamma^2}, \quad \gamma \ll \gamma_m,$$

где l — расстояние над потолком магнитного зазора. Отсюда видно, что уже при $l = 6.4 \cdot 10^4 \text{ см} \approx 0.064 R$ параметр γ достигает значения, приведенного в (15), а дальнейшее его уменьшение сильно замедляется

из-за быстрого роста радиуса кривизны и уменьшения самого γ . Таким образом, уже чуть выше над магнитным зазором мы фактически имеем поток первичных электронов (позитронов) со значением γ , приведенным в (15).

Вернемся к цепи процессов, приводящей к формированию радиоизлучения. Согласно (16), энергия первичных электронов, ответственная за радиоизлучение, равна

$$\varepsilon_e = \gamma m_e c^2 \approx 1.55 \cdot 10^6 R_6^{3/26} \rho_6^{9/26} B_{12}^{1/26} \Omega^{1/26} \text{ МэВ}, \quad (52)$$

она набирается на высоте (46). Характерная энергия квантов изгибаемого излучения этих электронов равна

$$h\omega_c = \frac{3}{2} \frac{ch}{\rho_c} \gamma^3 \approx 825 R_6^{9/26} \rho_6^{1/2} B_{12}^{3/26} \Omega^{3/26} \text{ МэВ}. \quad (53)$$

На высоте $z = z_\gamma \approx 150/\Omega$ см имеется значительный поток таких квантов. Так, например, поток квантов от слоя $z_\gamma - 10 \leq \Delta z \leq z_\gamma + 10$ см приблизительно равен

$$j_\gamma \approx 20 n_0 c \frac{4}{9} \frac{e^2}{hc} \frac{\gamma}{\rho_c} \approx 6 \cdot 10^{19} \Omega.$$

Аналогично тому, как это было сделано выше, можно оценить длину пробега квантов с энергией (53) для процесса $h\omega_c \rightarrow e^+ e^-$:

$$l_\gamma \approx 4.3 \cdot 10^3 \Omega^{-3/26} R_6^{-9/26} \rho_6^{25/26} B_{12}^{-29/26}. \quad (54)$$

Сумма длин z_γ и l_γ приблизительно равна

$$z_\gamma + l_\gamma \approx 5 \cdot 10^3 \Omega^{-3/26} R_6^{-9/26} \rho_6^{25/26} B_{12}^{-29/26} \text{ см}, \quad (55)$$

что примерно в 5 раз больше высоты магнитного зазора. Это примечательное обстоятельство в пользу допущения, что радиоизлучение обусловлено бунчировкой зарядов в $e^+ e^-$ — плазме на расстояниях $5 \cdot 10^8$ см. Таким образом, ответственный за радиоизлучение поток $e^+ e^-$ -плазмы с лоренц-фактором γ_1 формируется над магнитным зазором в условиях отсутствия продольного электрического поля и затем по каналу открытых силовых линий, не испытывая существенных изменений (из-за сравнительной малости лоренц-фактора γ_1 и возрастания радиуса кривизны магнитных силовых линий, изгибаемое излучение при $z > R$ становится неэффективным), доходит до расстояний порядка r_1 . Здесь, благодаря эффекту двухпотоковой неустойчивости, обус-

ловленной взаимодействием e^+e^- -плазмы с проходящим через нее релятивистским пучком первичных частиц, в e^+e^- -плазме формируются сгущения зарядов (электронов или позитронов). Частота этой моды колебаний близка к плазменной, которая в данном случае близка к частотам изгибного радиоизлучения (5). Возникающее излучение является когерентным излучением, так как обусловлено движущимися по магнитным силовым линиям заряженными сгустками с размерами, меньше длины испущенных волн. Эта мода колебаний неустойчива, но время ее распада больше времени формирования радиоволн, так что обсуждаемый эффект реально существует. Обоснованное обсуждение рассмотренного механизма когерентного излучения радиоволн в пульсарах проведено в работе [8], здесь можно найти и все необходимые ссылки на оригинальные работы.

Таким образом, при том электрическом поле, которое, по нашему мнению, существует в магнитном зазоре, радиоизлучение обусловлено первичными электронами с энергией, приобретенной ими на расстоянии $z_1 \lesssim 200/\Omega$ см (см. формулу (46)). А изгибное излучение, возникающее при движении первичных частиц в остающемся отрезке $z_1 \lesssim z < H$ магнитного зазора, не приводит к формированию излучения в области радиодиапазона до светового цилиндра, в пользу чего косвенно свидетельствуют наблюдательные факты. Так, из соотношений (6) и (7) следует, что расстояние, где ожидается формирование радиоизлучения, должно быть порядка

$$r_1 \approx 2 \cdot 10^{-50} \gamma^9 / \beta_0.$$

Оно уже при $\gamma > 5 \cdot 10^6$ превышает радиус светового цилиндра, что никак нельзя согласовать с фактом (2) ширины профиля сигналов, ибо в этой части магнитосферы раствор пучка открытых магнитных силовых линий сильно расширяется.

При рассмотрении электрического поля в магнитном зазоре мы обошли молчанием вопрос о роли объемных зарядов, которые постоянно существуют здесь, благодаря стационарному потоку электронов (позитронов), исходящему от полюса. Оценим вклад этих зарядов в электрическое поле магнитного зазора. Размеры магнитного зазора очень малы по сравнению с радиусом звезды, поэтому фактически мы имеем дело с одномерной задачей электростатики. Суммарное поле, обусловленное вращением и объемными зарядами, определяется следующим уравнением и граничным условием к нему:

$$\frac{dE}{dz} = 4\pi\rho, \quad E(0) = -\frac{\Omega R B_z}{c}, \quad (56)$$

где $\rho_s = \pm e n_0$, значение плотности частиц n_0 приведено в (45). Из условия сохранения потока числа первичных частиц следует, что в области зазора $\rho_s \approx \text{const}$. Из (56) находим

$$E(z) = -\frac{\Omega R B_s}{c} \left(1 - a \frac{z}{H}\right), \quad (57)$$

где

$$a = \frac{4\pi n_0 e c H}{\Omega R B_s} = \frac{2H}{R} \ll 1.$$

Таким образом, образованное потоком первичных частиц облако зарядов не оказывает заметного влияния на исходное электрическое поле зазора, следовательно, оно движется в этом поле подобно пробному заряду.

В том случае, когда векторы $\vec{\mu}$ и $\vec{\Omega}$ антипараллельны, магнитная шапка заряжена положительным зарядом, а напряженность электрического поля равна $E_B \approx \Omega R B_s / c$. В этом случае естественно считать, что исходящий из полюсов инжекционный ток состоит из позитронов. Версия инъекции от полюсов протонов или ионов связана с трудностями и вряд ли возможна, но независимо от этого она не обеспечивает реализации той цепи процессов, которая в конечном счете приводит к формированию излучения в радиодиапазоне. Спрашивается, откуда берутся позитроны, которых нет в звезде? Дело в том, что электромагнитное поле, система зарядов и токов вместе с веществом вращающейся звезды образует единую квазиравновесную систему, поэтому для поддержания общего равновесия позитроны требуемого тока должны образоваться под влиянием электрического поля в процессах β — превращений атомных ядер $(A, Z) \rightarrow (A, Z-1) + e^+$. Этот процесс необходим для того, чтобы обеспечить минимум энергии полной системы в данной ситуации.

6. *Выключение пульсара.* Период пульсаров сверху ограничен: у обнаруженных объектов самый большой период $P = 4.308$ с имеет PSR 1845—19, т. е. угловая скорость вращения $\Omega \approx 1.46$ с⁻¹. По-видимому, это дает повод предположить, что при $\Omega \lesssim 1$ с⁻¹, механизм когерентного радиоизлучения перестает работать, т. е. нейтронная звезда не проявляет себя как пульсар.

Естественно считать, что выключение пульсара наступает тогда, когда приобретенная в магнитном зазоре энергия электрона (позитрона) становится меньше энергии (52), необходимой для действия цепи

процессов, приводящих к генерации мощного радиоизлучения:

$$e\Omega R B_s H < \gamma m_e c^2.$$

Учитывая значения параметров γ и H , приведенные в (16) и (51), находим

$$\Omega B_s < 1.3 \cdot 10^8 R_6^{-7/11} \rho_6^{-8/11}. \quad (58)$$

Это и есть условие выключения пульсара. Магнитная индукция в звезде B_s , конечно не является неизменным параметром нейтронной звезды, она, безусловно, зависит от Ω . В самом деле, вращение и магнитное поле нейтронной звезды взаимосвязаны: при замедлении вращения магнитное поле в какой-то мере должно затухать. Предполагая для порога выключения пульсарного механизма $\Omega_c \approx 1 \text{ с}^{-1}$, получаем

$$B_s(\Omega_0) \lesssim 1.3 \cdot 10^8 \text{ Гаусс}. \quad (59)$$

7. *Резюме.* Найдено согласованное решение для электрического поля вращающейся намагниченной нейтронной звезды и ее магнитосферы. В магнитном зазоре электрическое поле в основном имеет продольный характер: компонент его напряженности, перпендикулярный к вектору магнитной индукции, сравнительно очень мал. Магнитные шапки заряжены поверхностным зарядом с плотностью $\sigma \approx -R(\vec{\Omega} \vec{B}_s)/4\pi c$. При движении электрона (позитрона) в электрическом поле магнитного зазора его энергия достигает насыщения на высоте $z_m \approx 1000/(\Omega B_s)^{3/4}$ см над магнитной шапкой звезды. Энергия насыщения равна $\epsilon_m \approx 9.2 \cdot 10^5 B_s \Omega^{1/4}$ МэВ. Этим расстоянием фактически и определяется высота магнитного зазора. В канале открытых магнитных силовых линий при $z \gtrsim H \approx 10^8/\Omega^{3/4}$ см продольное электрическое поле экранируется обильным плазменным потоком (e^+e^- -пар), исходящим из магнитного зазора. Это, по сути дела, допущение, которое необходимо принять, чтобы иметь теорию, согласованную с наблюдательными фактами. За радиоизлучение (с характерной частотой ~ 400 МГц) ответственны первичные электроны с энергией $\epsilon_e \approx 1.6 \cdot 10^6$ МэВ, которую они приобретают на расстоянии $z \approx 0.16 H$ от магнитной шапки. При $\Omega B_s \lesssim 10^8$ Гаусс/с пульсар выключается.

Выражаю свою признательность участникам семинара кафедры теоретической физики Ереванского университета за обсуждение работы.

Ереванский Государственный университет

ON THE THEORY OF PULSARS RADIORADIATION

G. S. SAHAKIAN

Fundamental data of pulsars radioradiation are used for determination of the important parameters of the main stages of processes which are leading to the formation of this radiation. A new solution for the electric field of neutron star polar gap is suggested.

Then the empiric relations which were found are used as a guide to carry out necessary precisions in the current theory which are required by this solution. The threshold of the pulsar turn off is found: $\Omega B_p \lesssim 10^8$ Gauss/s where Ω is the angular velocity of the neutron star rotation, and B_p is the magnetic field stress in it.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Gold, *Nature*, **221**, 25, 1969.
2. P. Goldreich, W. H. Julian, *Astrophys. J.*, **157**, 869, 1969.
3. F. C. Michel, *Astrophys. J.*, **180**, 207, 1973.
4. P. A. Starrok, *Astrophys. J.*, **164**, 529, 1971.
5. L. Mestel, *Astrophys. Space Sci.*, **24**, 289, 1973.
6. L. Mestel, Y. M. Wang, *Mon. Notic., Roy. Astron. Soc.*, **188**, 799, 1979.
7. F. C. Michel, *Rev. Mod. Phys.*, **54**, 1, 1882.
8. M. A. Ruderman, P. G. Sutherland, *Astrophys. J.*, **196**, 51, 1975.
9. V. S. Beskin, A. V. Gurevich, Ya. N. Istomin, *Astrophys. Space Sci.*, **102**, 301, 1984.
10. V. S. Beskin, A. V. Gurevich, Ya. N. Istomin, *Astrophys. Space Sci.*, **146**, 205, 1988.
11. В. С. Бескин, А. В. Гуревич, Я. Н. Истомин, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, **58**, 401, 1983.
12. В. С. Бескин, А. В. Гуревич, Я. Н. Истомин, *Успехи физ. наук*, **150**, 257, 1986.
13. В. С. Бескин, А. В. Гуревич, Я. Н. Истомин, *Письма в Астрон. ж.*, **14**, 224, 1988.
14. А. В. Гуревич, Я. Н. Истомин, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, **89**, 3, 1985.
15. P. Manchester, Дж. Тейлор, *Пульсары*, Мир. М., 1980.
16. T. Eber, *Rev. Mod. Phys.*, **38**, 626, 1966.
17. S. A. Bludman, K. M. Watson, M. N. Rosenbluth, *Phys. Fluids.*, **3**, 747, 1960.