АСТРОФИЗИКА

ТОМ 43 ФЕВРАЛЬ, 2000 ВЫПУСК 1

УДК: 524.354.4-77

ОБЗОРЫ

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ПУЛЬСАРОВ

Г.С.САКЯН

Поступила 24 марта 1999

За время после 1992 года в ряде наших работ разрабатывалась теория радиоизлучения пульсаров. Было показано, что радиоизлучение пульсара образуется в нижней части канала открытых магнитных силовых линий, в области с высотой $h \approx 1.1 \cdot 10^7 \mu_{30}^{1/3} / P^{4/21}$ см над магнитной шапкой нейтронной звезды (P - период пульсара, μ - магнитный момент звезды). Здесь, благодаря бурно протекающим процессам (образование квантов изгибного излучения и их аннигиляции на e^+e^--пары), формируются два ультрарелятивистских потока частиц: идущий вверх поток электронов и падающий на магнитную шапку звезды поток позитронов. Эти основные потоки сопровождаются узкими полосками потоков позитронов и электронов сравнительно малой энергии, изгибное излучение которых является мощным когерентным источником радиоизлучения. Предлагаемая работа является обзором предыдущих, сделаны также важные добавления и уточнения. Предложены формулы для радиосветимости пульсара, телесного угла пучка радиоизлучения, магнитного момента и момента инерции нейтронной звезды пульсара.

1. *Введение*. Нейтронные звезды являются чудесным творением природы и по своей космологической значимости одними из важных небесных тел во Вселенной. Они поразительны тем, что при радиусе около 10км имеют массу порядка Солнца. Поэтому они состоят из вещества в виде вырожденного газа барионов (нуклонов и гиперонов), с небольшой примесью электронов, необходмой для обеспечения устойчивости такого состояния. Нейтронные звезды не менее поразительны и по своим внешним проявлениям, обусловленным их чрезвычайно сильными гравитационным, магнитным и электрическим полями, а также своим относительно быстрым вращением.

Наиболее примечательное проявление нейтронных звезд - это явление направленного пульсирующего излучения (пульсар). Оно было открыто в 1968г. группой радиоастрономов под руководством Э.Хьюиша [1,2]. Пульсары скоро были отождествлены с нейтронными звездами, и тем самым эти звезды из чисто теоретических построений превратились в реальные небесные тела. Следующим важным событием было открытие в конце 1970г. рентгеновских пульсаров, представляющих двойную систему, один из компонентов которой - нейтронная звезда [3].

Дальнейшее развитие обсуждаемого направления исследований было стремительным. Усилиями многочисленных наблюдателей и теоретиков за несколько лет был накоплен ценный материал большого объема. Параллельно

шло и развитие теории вырожденного звездного вещества и конфигураций нейтронных звезд. В результате к началу восьмидесятых годов сформировалось новое перспективное направление астрофизики, которое можно назвать "физика нейтронный звезд".

На пути становления этого направления появился ряд обзоров и сборников, подытоживающих накопленный материал по радио и рентгеновским пульсарам, среди которых наиболее важным была монография Манчестера и Тейлора [4]. Фундаментальную научную ценность представляет каталог 558 пульсаров, опубликованный в 1993г. Тейлором, Манчестером и Лайне [5]. В нем собрана обширная необходимая информация, без которой трудно представить проведение серьезных исследований по тематике пульсаров.

2. *Конфигурации нейтронных звезд*. Известное нам первое сообщение о возможном существовании звезд,в недрах которых плотности могут достигать порядка ядерной, появилось в 1932г. в работе Ландау [6]. Затем, в тридцатые годы, после открытия нейтрона Чедвиком, в работах Бааде и Цвикки [7-9] и в работе Оппенгеймера и Волкова [10] зародилось понятие о нейтронных звездах – небесных телах, состоящих из вырожденного газа нейтронов. Однако скоро было установлено, что нейтрон – неустойчивая частица. Это означало, что существование небесных тел, состоящих только из нейтронов, невозможно, и поэтому два десятка лет понятие "нейтронная звезда" было предано забвению.

Проблема сверхплотных небесных тел свое новое развитие получила в начале шестидесятых годов в работах Амбарцумяна и Саакяна [11-13]. Предшествующее бурное развитие физики элементарных частиц подготовило необходимую почву для создания научно обоснованной теории звезд из вырожденного вещества. При плотностях чуть выше ядерной плотности, мы имеем дело с вырожденной плазмой, состоящей из разных видов барионов и небольшой примеси электронов, необходимой для обеспечения устойчивости этого состояния. Концентрации всех разновидностей барионов, в том числе и концентрации нейтронов, в этой плазме одинакового порядка. В последующие годы теория нейтронных звезд интенсивно развивалась в основном усилиями группы сотрудников кафедры теоретической физики Ереванского университета. Во второй половине семидесятых годов новым достижением в теории нейтронных звезд явилось понимание роли отрицательных пионов в вопросе термодинамики вырожденного звездного вещества и в особенности для нахождения корректного уравнения состояния этого вещества. Вопрос уравнения состояния имеет первостепенное значение, ибо им определяется внутреннее строение и параметры нейтронных звезд.

В рамках ограниченного объема обзора, посвященного радиоизлучению пульсаров, мы не имеем возможности обстоятельно обсудить вопросы термодинамики вырожденного вещества и уравнения его состояния. По этим вопросам рекомендуем обратиться к работе [14], а также к монографиям

[15,16]. Уравнение состояния вырожденного вещества задается в виде зависимости плотности массы от давления $\rho(P)$. Эта зависимость приведена

Таблица 1

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ВЫРОЖДЕННОГО ЗВЕЗДНОГО ВЕЩЕСТВА [14,16]

P(эрг/см³)	∞	44.000	41.405	39.193	37.890	37.566	36.522	35.980	35.572	35.253	34.993	34.779
ρ(г/см³)	∞	23.538	20.950	18.750	17.458	17.143	16.100	15.584	15.228	14.990	14.834	14.733
P	34.598	34.442	34.185	34.079	33.981	33.893	33.812	33.736	33.599	33.364	33.260	33.110
ρ	14.667	14.624	14.575	14.560	14.550	14.542	14.535	14.530	14.522	14.509	14.504	14.496
P	33.106	33.104	33.079	33.064	33.021	32.969	32.873	32.775	32.673	32.446	32.164	31.773
ρ	14.496	14.496	14.494	14.494	14.493	14.490	14.486	14.481	14.477	14.470	14.464	14.458
P	31.143	30.625	29.807	29.561	29.279	28.950	28.562	27.525	26.812	25.890	24.655	22.911
ρ	14.455	14.455	11.766	11.461	11.164	10.859	10.525	9.699	9.152	8.461	7.559	6.364

в табл.1, существуют также удобные аппроксимации [14].

В равновесных конфигурациях из вырожденного вещества вдоль радиуса давление должно изменяться непрерывно, а химический потенциал нейтронов μ_n должен оставаться постоянным: $\mu_n(r)\sqrt{g_{00}(r)} = \text{const}$, где g_{00} - временный компонент метрического тензора. Благодаря этим условиям при давлении $P = 6.41 \cdot 10^{29}$ эрг/см³, когда совершается переход от фазы ядерного вещества к Ae-фазе, плотность массы изменяется скачком от значения $2.85 \cdot 10^{14}$ г/см³ к значению $5.83 \cdot 10^{11}$ г/см³, т.е. уменьшается приблизительно в 500 раз. Ae-фаза - это плазма, состоящая из атомных ядер и вырожденного газа электронов. В белых карликах и в оболочках нейтронных звезд мы имеем дело именно с таким веществом.

В работе [14] были рассчитаны модели звездных конфигураций из вырожденного вещества, описываемые приведенным в табл.1 уравнением состояния. На рис.1 приведены графики их массы и радиуса в зависимости от центрального давления. Начальная часть кривой массы, левее точки A, представляет конфигурации белых карликов. Части ABCД, правее точки A, соответствуют нестабильным конфигурациям, космогоническая роль которых пока не выяснена. Последняя часть кривой, правее точки E, представляет нестабильные конфигурации. Наконец, точки отрезка DE этой кривой представляют нейтронные звезды. Имея в виду дальнейшие применения, мы считаем необходимым привести и таблицу значений параметров нейтронных звезд в зависимости от центрального давления (табл.2).

3. *Магнитное и электрическое поля пульсаров.* В первых же работах, посвященных пульсарам, допускалось, что вокруг нейтронной звезды должна существовать протяженная разреженная среда (магнитосфера), где и происходит формирование радиоизлучения [17]. Существование у нейтронной звезды магнитосферы обусловлено ее сильным магнитным полем. Основы теории этой магнитосферы были разработаны в работе [18]. В нейтронной

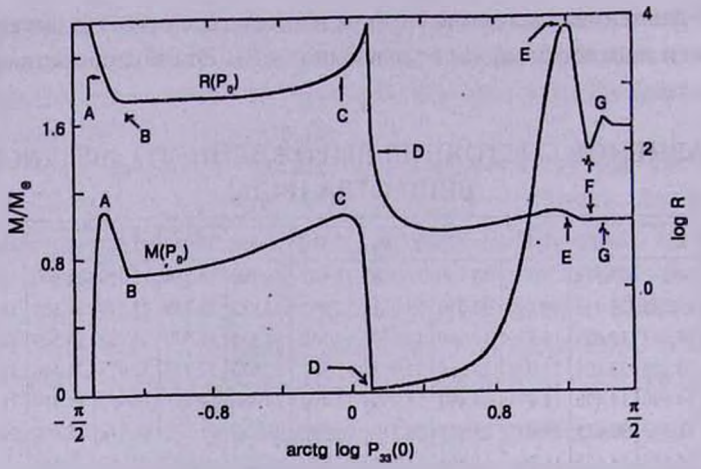

Рис.1. Зависимость координатного радиуса R (в км) и массы $M/M_\odot$ вырожденных звездных конфигураций от центрального давления [14,16].

звезде и ее магнитосфере существует также сильное электрическое поле, которое генерируется вращением звезды. Магнитосфера состоит из области замкнутых магнитных силовых линий и исходящих из магнитных полюсов узких каналов открытых магнитных силовых линий, которые дальше называются *радиационными каналами.* В дальнейшем термин "магнитосфера"

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД [14,16]

$10^{33}\cdot P_0$ (эрг/см^3)	$10^{14}\cdot\rho_0$ (г/см^3)	ΔR (км)	$10^{-5}\cdot\frac{\Delta M}{M_\odot}$	R (км)	$\frac{M}{M_\odot}$	$\frac{N}{N_\odot}$	$10^{-43}\cdot I$ $(\text{г}\cdot\text{см}^2)$
373	16.9	0.203	1.43	12.23	2.140	2.550	288.6
179	9.77	0.257	1.98	12.84	2.040	2.409	302.8
98.4	6.82	0.332	2.53	12.85	1.760	2.033	254.0
60.1	5.41	0.426	2.96	12.41	1.414	1.592	182.5
39.6	4.65	0.536	3.24	11.73	1.087	1.197	119.6
27.7	4.21	0.660	3.36	10.98	0.818	0.884	75.03
15.3	3.76	0.947	3.35	9.615	0.461	0.485	28.94
12.0	3.63	1.112	3.27	9.065	0.351	0.366	18.32
9.58	3.55	1.295	3.18	8.615	0.270	0.279	11.84
7.81	3.48	1.499	3.10	8.262	0.211	0.217	7.829
6.48	3.43	1.729	3.02	8.002	0.166	0.171	5.295
5.45	3.39	1.992	2.95	7.833	0.133	0.136	3.661
3.97	3.33	2.664	2.86	7.779	0.0882	0.0896	1.846
2.31	3.23	5.372	2.97	9.422	0.0428	0.0433	0.5590
1.82	3.19	9.177	3.34	12.82	0.0309	0.0311	0.3258

Примечания: P_0 - давление, ρ_0 - плотность массы в центре, ΔR - толщина и ΔM - масса Ае-оболочки, R - радиус, M - масса, N - число барионов и I-момент инерции конфигурации.

мы будем использовать только для области замкнутых магнитных силовых линий. Она заполнена плазмой, в основном состоящей из электронов и позитронов.

Здесь движение частиц происходит только по магнитным силовым линиям, в поперечном же направлении движение невозможно из-за эффективных потерь энергии, обусловленной синхротронным излучением (магнитное поле сильное). Поэтому здесь плазма вморожена в магнитное поле и жестко вращается со звездой. Эта картина сохраняется до расстояний порядка

$$r_c \approx c/\Omega, \qquad (1)$$

где линейная скорость вращения приближается к скорости света, Ω - угловая скорость вращения нейтронной звезды. Поверхность цилиндра с радиусом $r_\perp = r_c$ называется световым цилиндром, $r_\perp$ - расстояние от оси вращения.

В радиационном канале, также из-за сильного магнитного поля, частицы, двигаясь по магнитным силовым линиям, уходят за пределы магнитосферы. Отсчитанный от магнитной оси симметрии угол точек крайних открытых магнитных силовых линий, не замыкающихся в магнитосфере, равен

$$\varepsilon_m(r) \approx c_\alpha (\Omega r/c)^{1/2} \qquad (2)$$

для дипольного магнитного поля [19]. Здесь r - расстояние от центра звезды, c_α - определяемый углом наклона α вектора магнитного диполя от оси вращения, параметр, значение которого порядка единицы: $c(0) = 1$ (соосный ротатор), $c(\pi/4) \approx 0.9$, $c(\pi/2) \approx 0.58$.

Для правильного понимания явлений, наблюдаемых в пульсарах, решающее значение имеет аккуратное знание магнитного и электрического полей в радиационном канале. Мы предполагаем, что нейтронная звезда намагничена однородно, поэтому ее магнитное поле дипольное. Следовательно, для вектора магнитного момента звезды имеем

$$\overline{\mu} = 0.5\, B_s R^5 \left(\sin\alpha \cdot \cos\Omega t \cdot \hat{e}_x + \sin\alpha \cdot \sin\Omega t \cdot \hat{e}_y + \cos\alpha \cdot \hat{e}_z\right) \qquad (3)$$

где R - радиус нейтронной звезды, B_s - магнитная индукция в звезде, за ось Z принято направление угловой скорости вращения: $\overline{\Omega} = \Omega \hat{e}_z$.

Электрическое поле в пульсарах было определено с использованием следующих допущений: 1) магнитное поле нейтронной звезды дипольное; 2) плазма в звезде и в ее магнитосфере вморожена в магнитное поле и жестко вращается со звездой; 3) в радиационном канале электрическое поле имеет кинематический характер, т.е. генерируется вращением. Протекающие по радиационному каналу заряды играют лишь роль пробных зарядов и не могут оказывать существенного влияния на основное, генерируемое вращением, поле. В соответствии с этим допущением об электрическом поле в радиационном канале, за основу принято уравнение Лапласа $\Delta\varphi = 0$ и найдено согласованное с другими областями пульсара решение. Итак, на основе перечисленных допущений были найдены [16,19,20] следующие

выражения для напряженности электрического поля:

$$\vec{E}_1 \approx -\frac{\Omega B_s}{c} r\left\{\left[\cos\alpha\sin^2\theta - \sin\alpha\sin\theta\cos\theta\cos(\Omega t - \varphi)\right]\hat{e}_r + \right.$$
$$\left. + \left[\cos\alpha\sin\theta\cos\theta + \sin\alpha\sin^2\theta\cos(\Omega t - \varphi)\right]\hat{e}_\theta\right\} \quad (4)$$

для внутренней области звезды,

$$\vec{E}_2 \approx \frac{\Omega B_s R^3}{2cr^2}\left\{\left[\cos\alpha\sin^2\theta - \sin\alpha\sin\theta\cos\theta\cos(\Omega t - \varphi)\right]\hat{e}_r - \right.$$
$$\left. - 2\left[\cos\alpha\sin\theta\cos\theta + \sin\alpha\sin^2\theta\cos(\Omega t - \varphi)\right]\hat{e}_\theta\right\} \quad (5)$$

для магнитосферы и

$$\vec{E}_3 \approx -\frac{\Omega B_s R^5}{2cr^4}\left\{\left[\cos\alpha\left(3\cos^2\theta - 1\right) + 3\sin\alpha\sin\theta\cos\theta\cos(\Omega t - \varphi)\right]\hat{e}_r + \right.$$
$$\left. + 2\left[\cos\alpha\sin\theta\cos\theta + \sin\alpha\sin^2\theta\cos(\Omega t - \varphi)\right]\hat{e}_\theta\right\} \quad (6)$$

для радиационного канала. Радиационный канал пульсара образуется вокруг оси симметрии магнитного поля, следовательно формула (6) относится только к области углов $\alpha - \varepsilon_m(r) < \theta < \alpha + \varepsilon_m(r)$.

Основное пульсарное излучение образуется в радиационном канале и обусловлено продольным электрическим полем (проекция E_B напряженности электрического поля на направление магнитных силовых линий). Из (6) находим для этого поля

$$E_B \approx -\frac{\Omega B_s R^5}{cr^4} f\cos\theta, \qquad \alpha - \varepsilon_m < \theta < \alpha + \varepsilon_m, \quad (7)$$

где

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

где $\varphi' = \varphi - \Omega t$. В нижней части радиационного канала, где формируются радио и гамма излучения пульсара, $\varepsilon_m(r) << 1$. Поэтому при углах наклона $\alpha \approx \varepsilon_m$ фактически мы имеем дело со случаем соосного ротатора, т.е. можно считать $\cos\theta \approx 1, f \approx 1$. Следовательно, говорить о наклонном ротаторе имеет смысл, когда $\alpha > \varepsilon_m$, но тогда $|\theta - \alpha| \approx \varepsilon_m << 1$, поэтому без заметной ошибки в (7) можно считать $\theta \approx \alpha$. Таким образом, для продольного компонента напряженности электрического поля, в радиационном канале наклонного ротатора, имеем

$$E_B \approx -\frac{\Omega B_s R^5}{cr^4} f\cos\alpha, \qquad \varepsilon_m < \alpha < \pi/2 - \varepsilon_m,$$
$$f = 2\left(\cos^2\alpha + \sin^2\alpha\cos\varphi'\right)^2\left[1 + 3\left(\cos^2\alpha + \sin^2\alpha\cos\varphi'\right)^2\right]^{-1/2}. \quad (8)$$

Усредненное по углу φ' значение f находится в интервале $0.5 < f < 1$.

Найденные решения относятся только к расстояниям $r < c/\Omega$. Вне светового цилиндра электрическое поле совсем другое. Заметим также, что

в найденном решении при переходе от области замкнутых силовых линий в область радиационного канала потенциал электрического поля испытывает скачок. Это обусловлено тем, что эти области не имеют резкой границы раздела. На самом деле между ними должен существовать некоторый промежуточный слой, в котором электрический потенциал плавно изменяется от одного значения к другому. Именно такая структура принята за основу при рассмотрении объекта с релятивистскими струями SS433[21,16].

4. *Радиационный канал пульсара.* Благодаря бурно протекающим процессам в радиационном канале формируются противоположно направленные интенсивные потоки ультрарелятивистских электронов и позитронов. Существует и инжектируемый от полюса первичный поток электронов (в случае $\alpha < \pi/2$). Частицы движутся только вдоль магнитных силовых линий. Их движение в поперечном направлении исключено благодаря эффективному синхротронному излучению, обусловленному сильным магнитным полем. Поскольку магнитные силовые линии искривлены, движение частиц по ним является ускоренным (центробежное ускорение), и поэтому возникает соответствующее дипольное излучение, названное *изгибным излучением* [22,23]. Оно при ультрарелятивистских энергиях электронов является самым мощным по сравнению с другими возможными каналами излучения. Признание этой простой истины сыграло решающее значение в деле понимания механизма формирования относительно мощного радиоизлучения пульсаров.

В определенном смысле изгибное излучение сходно с синхротронным, поскольку в обоих случаях они обусловлены круговым движением электронов. Поэтому формулу для интенсивности изгибного излучения легко получить из соответствующей формулы синхротронного излучения [16]. Так, для распределения интенсивности энергии по частотам получается [27]

$$\frac{dI}{d\omega} = \frac{\sqrt{3}}{2\pi}\frac{\gamma e^2}{\rho_c} F\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right). \qquad (9)$$

Здесь γ - релятивистский множитель частицы ($\gamma m_c c^2$ - энергия электрона), ρ_c- радиус кривизны магнитной силовой линии: для дипольного магнитного поля

$$\rho_c \approx 4r/3\varepsilon_m \approx \left(4/3c_\alpha\right)\cdot\left(cr/\Omega\right)^{1/2}, \qquad (10)$$

далее $\omega_c = 3c\gamma^3/2\rho_c$ и $F(x) = x\int_x^\infty K_{5/3}(x)\,dx$, где $K_{5/3}$ - функция Макдональда. Поведение функции $F(x)$ таково:

$$F(x) = \begin{cases} 2.149\,x^{1/3} & \text{при } x \ll 1, \\ 1.253\sqrt{x}\,e^{-x} & \text{при } x \gg 1 \end{cases}$$

и имеет максимум при $x \approx 0.29$. Интенсивность излучения с обеих сторон максимума падает, и характерная энергия квантов изгибного излучения равна

$$\hbar\omega_c \approx 3c\hbar\gamma^3/2\rho_c. \qquad (11)$$

Полная мощность изгибного излучения электрона равна

$$P = -\frac{d\varepsilon_e}{dt} = \frac{2e^2}{3c^3}\left(\frac{\gamma^2 c^2}{\rho_c}\right)^2 = \frac{3e^2\Omega\gamma^4}{8r}c_\alpha^2. \qquad (12)$$

В радиационном канале уравнение движения электрона с учетом силы радиационного трения, обусловленного изгибным излучением, исследовалось в работах [2'8,29]. Результат численного интегрирования уравнения движения с начальным условием $\gamma(R) = 1$ хорошо описывается аппроксимациями:

$$y(x) \approx \alpha(x-1), \qquad 1 < x < 1 + 0.02/\Omega, \qquad (13)$$

$$y(x) \approx x^{-3/4}, \qquad 1 + 0.02/\Omega < x < 7\sqrt{\Omega}, \qquad (14)$$

$$y(x) \approx \left[200\Omega\ln\left(x/7\sqrt{\Omega}\right)\right]^{-1/3}, \quad x > 7\sqrt{\Omega}. \qquad (15)$$

Здесь $x = r/R$, $y(x) \approx \gamma(x)/\gamma_m$, $\alpha = R/z_m$, где

$$z_m \approx \frac{8.32\cdot 10^3}{\Omega\mu_{30}^{3/4} R_6^{-7/4} c_\alpha^{1/2} (f\cos\alpha)^{3/4}} \qquad (16)$$

расстояние от магнитной шапки, на котором энергия электрона достигает своего максимума, $\gamma_m m_e c^2$,

$$\gamma_m = 3.25\cdot 10^8 \left(\mu_{30} R_6^{-1} c_\alpha^{-2} f\cos\alpha\right)^{1/4} \qquad (17)$$

и, наконец, $\mu = 0.5 B_s R^3$ - магнитный момент нейтронной звезды.

Ниже в основном речь будет идти о расстояниях $1 \leq x \leq 7\sqrt{\Omega}$, где разыгрываются основные пульсарные явления, и поэтому нам чаще всего приходится пользоваться аппроксимацией (14). В этом случае для энергии (11), в зависимости от расстояния, имеем

$$\hbar\omega_c \approx 7.03\Omega^{1/2}\mu_{30}^{3/4} R_6^{-5/4} c_\alpha^{-1/2} (f\cos\alpha)^{3/4} x^{-11/4} \text{ эрг}. \qquad (18)$$

Средняя длина свободного пробега электрона l_e, необходимая для испускания кванта изгибного излучения с энергией (18), определяется уравнением

$$2e^2\gamma^4 l_e/3\rho_c^2 \approx 3c\hbar e^2\gamma^3/2\rho_c,$$

где выражение слева представляет энергию, теряемую частицей на отрезке пути длиной l_e. Из этого уравнения получаем

$$l_e \approx 9c\rho_c/(4e^2\gamma) \approx 219\Omega^{-1/2}\mu_{30}^{-1/4}\left(c_\alpha^2 f\cos\alpha/R_6^3\right)^{-1/4} x^{5/4} \text{ см}. \qquad (19)$$

Как видно из (14) и (17), здесь энергии частиц ультрарелятивистские. Поэтому квант изгибного излучения испускается по направлению касательной к магнитной силовой линии, вдоль которой движется частица. Энергии испускаемых квантов также высокие: $\hbar\omega_c >> 2m_e c^2$. Примечательно то, что кванты таких энергий в магнитном поле аннигилируют на пару электрон-позитрон: $\hbar\omega_c \to e^- e^+$. Это происходит тогда, когда квант, после прохождения некоторого расстояния, пересекает соседние магнитные силовые линии под достаточно большим углом. В этом процессе магнитное поле играет роль третьего

тела, обеспечивающего сохранение импульса. Средняя длина свободного пробега для аннигиляции кванта в магнитном поле определяется формулой [26,23]

$$l_\gamma = \frac{10^6}{B_\perp}\exp\frac{1.17\cdot 10^{14}\, m_e c^2}{B_\perp \hbar\omega_c}. \qquad (20)$$

Здесь $B_\perp$ - поперечный, относительно направления распространения кванта, компонент магнитной индукции: $B_\perp = B\sin\beta$, где β - угол, между направлением распространения кванта и касательной к магнитной силовой линии в точке свершения аннигиляции. Этот угол равен $\beta \approx 1.5\left[\varepsilon_m\left(r+l_\gamma\right)-\varepsilon_m(r)\right]$, где $\varepsilon_m(r)$ - полярный угол точки магнитной силовой линии в этой точке относительно магнитной оси, а $1.5\,\varepsilon_m(r)$ - угол, образованный касательной к магнитной силовой линии также относительно этой оси [30]. Учитывая (2) и (10), а также то обстоятельство, что $l_\gamma \ll r$, приходим к следующему очевидному результату:

$$\beta \approx \left(3c_\alpha/4\right)\left(\Omega r/c\right)^{1/2} l_\gamma/r = l_\gamma/\rho_c .$$

Имея в виду, что $\beta \ll 1$ и для дипольного поля $B = B_s x^{-3}$, получаем

$$B_\perp \approx 4330\, c_\alpha\, \Omega^{1/2}\, B_{12}\, R_6^{-1/2}\, x^{-7/2} l_\gamma. \qquad (21)$$

Если теперь подставим это выражение $B_\perp$ и выражение энергии кванта (18) в (20), то получим трансцендентное уравнение для пробега l_γ. Решая его методом проб и ошибок, приходим к результату [19]

$$l_\gamma \approx \left(297\, R_6^{19/4} x^{25/4}/\Omega\mu_{30}^{7/4}\right)\Big/ c_\alpha^{1/2}\left(f\cos\alpha\right)^{3/4} \text{ см}, \quad \alpha < \pi/2. \qquad (22)$$

Таким образом, в проблеме излучения пульсаров существуют четыре важных характерных расстояния: радиус нейтронной звезды R, пробег z_m, на котором энергия движущейся в радиационном канале частицы (электрон, позитрон) достигает значения насыщения $m_e c^2\,\gamma(x)$, пробег l_e для испускания частицей кванта изгибного излучения с характерной энергией (11) и пробег этого кванта l_γ для аннигиляции на пару электрон-позитрон. Сумма перечисленных пробегов $l = z_m + l_e + l_\gamma$ значительно меньше по сравнению с R, на котором электрическое поле E_β испытывает заметное изменение. Это важное обстоятельство является причиной того, что в нижней части радиационного канала пульсара образуется особая область с высотой $h \approx R\,\mu_{30}^{1/3}$, где благодаря многократно повторяющимся процессам испускания электронами и позитронами квантов изгибного излучения высокой энергии и аннигиляции этих квантов на e^+e^--пары, происходит бурное каскадное размножение частиц и квантов. Эта область была названа *магнитной воронкой*. Высоту магнитной воронки можно оценить, используя выражение пробега для аннигиляции квантов. Так, требуя, чтобы квант изгибного излучения, испущенный в середине магнитной воронки, аннигилировал у его потолка, из (22) получаем [19]

$$h \approx 7.56\cdot 10^6\, C_h\, \Omega^{4/21}\mu_{30}^{1/3} R_6^{2/7}\left(c_\alpha^{2/3} f\cos\alpha\right)^{1/7} \text{ см}, \quad \alpha \neq \pi/2. \qquad (23)$$

Здесь мы ввели коэффициент $c_h \approx 1$, учитывающий возможные неточности в определении высоты области, где происходит формирование радиоизлучения

пульсара. В перспективе значение c_h можно, по-видимому, уточнить при сравнении результатов теории с фактами наблюдений.

Из-за того, что $z_m << r$, частица после своего появления очень быстро (за время z_m/c) приобретает такую же энергию $\gamma m_e c^2$, какую имеют на данном расстоянии уже существующие частицы. Поэтому можно сказать, что в магнитной воронке энергия частиц на данном расстоянии от полюса звезды фактически определяется значением напряженности электрического поля $E_{\parallel}$ на этом месте. Это обстоятельство является важным в деле правильного понимания общей картины процессов, протекающих в магнитной воронке. Итак, благодаря тому, что $l << h$, в нижней части радиационного канала, где продольное электрическое поле достаточно сильное, происходит интенсивное размножение электронов и позитронов с ультрарелятивистскими энергиями. В результате за короткое время, порядка l/c, в магнитной воронке формируются два интенсивных одинаковых потока частиц: стремящийся по радиационному каналу вверх поток электронов и падающий на магнитную шапку поток позитронов (имеется в виду случай $\alpha < \pi/2$). Темп размножения частиц настолько велик, что, несмотря на их катастрофическую утечку с потолка и со дна магнитной воронки, плотность частиц со временем быстро растет . После того, как вся магнитная воронка охвачена процессами рождения квантов изгибного излучения и аннигиляции этих квантов на e^+e^--пары, дальнейшее увеличение плотности частиц происходит по экспоненциальному закону [31]

$$n(r,t) \approx \eta \frac{\Omega \mu \cos\alpha}{\pi e c r^3} e^{t/\tau}, \tag{24}$$

где η - коэффициент размножения частиц (число вторичных частиц в расчете на одну первичную частицу, поступающую от полюса) к моменту времени $t=0$, когда начинается экспоненциальный рост плотности числа частиц, τ - масштаб времени действия магнитной воронки в период экспоненциального размножения электронно-позитронных пар,

$$\tau \approx \frac{3.93 \cdot 10^{-7} R_6^4}{\Omega^{17/21} \mu_{30}^{17/12} c_\alpha^{17/42} \left(f \cos\alpha\right)^{17/28}} \text{ c}, \tag{25}$$

наконец,

$$n(r,0) \approx \Omega \mu \cos\alpha / \left(\pi e c r^3\right) \tag{26}$$

плотность частиц в облаке, образованном наличием первичного потока электронов ($\alpha < \pi/2$), исходящего от магнитной шапки звезды [22,23,25].

Разумеется, рост плотности частиц в магнитной воронке не может долго продолжаться: по достижении некоторого предела он должен прекращаться. В работах [23,31] предполагалось, что при достижении плотности плазмы некоторого предельного значения, магнитная воронка захлопывается, т.е. происходит разряд. За время порядка h/c процессы рождения квантов и размножения частиц прекращаются. Восстановление режима активной работы магнитной воронки начинается с поверхности магнитной шапки, и оно завершается также за время

порядка h/c. После этого, по истечении времени порядка $l/c << h/c$, наступает очередной разряд и т.д. Вообще говоря, в качественном отношении описанная картина действия магнитной воронки правильна. Однако она не вполне конкретна: в ней не уточнен механизм прекращения радиационных процессов в магнитной воронке, неизвестно значение плотности, при котором наступает разряд. Ниже мы займемся уточнением механизма, регулирующего работу магнитной воронки.

Радиоизлучение пульсаров формируется в магнитной воронке. При оценке радиосветимости пульсара [31] используется усредненное по времени значение плотности частиц:

$$\overline{n}(r) = k\,\Omega\mu\cos\alpha/\left(\pi ecr^3\right), \qquad (27)$$

где $k = \overline{\eta\exp(t/\tau)}$ - усредненное по времени значение коэффициента размножения частиц. Как уже было сказано выше, в магнитной воронке действуют два ультрарелятивистских потока частиц: направленный вверх поток электронов и противоположно направленный поток позитронов. Плотности в потоках этих частиц приблизительно одинаковые: $\overline{n}_- - \overline{n}_+ \approx n(r,0) << \overline{n}$, где $\overline{n}_- + \overline{n}_+$ -приведенная в (27) суммарная плотность частиц. В соответствии с рассматриваемой картиной в магнитной воронке протекает электрический ток

$$J \approx \pi\left(r\,\varepsilon_m\right)^2 \overline{n}\,ec = k\,\Omega^2\mu\,c_\alpha^2\cos\alpha/c,$$

где $\varepsilon_m(r)$ - приведенный в (2) угол крайних открытых магнитных силовых линий. Радиус поперечного сечения этого тока $r\sin\varepsilon_m \approx r\,\varepsilon_m << h$, поэтому созданное им магнитное поле сходно с магнитным полем бесконечного прямолинейного тока:

$$H \approx \frac{2J}{cr\,\varepsilon_m} = \frac{2k\,\mu\Omega^2}{c^2 r}\left(\frac{c}{\Omega r}\right)^{1/2} c_\alpha\cos\alpha. \qquad (28)$$

Силовые линии этого поля являются концентрическими окружностями, плоскость которых перпендикулярна к силовым линиям основного магнитного поля B нейтронной звезды. Пока $H/B << \sin\varepsilon_m \approx \varepsilon_m$, поле H не оказывает заметного влияния на ход процессов, протекающих в магнитной воронке. Однако, как только $H \approx B\,\varepsilon_m$, силовые линии результирующего поля и, следовательно, движущиеся по ним потоки частиц и их излучение отклоняются от направления магнитной оси симметрии настолько, что ударяются об стенки радиационного канала, формирование которого обусловлено основным полем. Здесь речь идет о поверхностном слое открытых магнитных силовых линий, где в основном происходят процессы образования изгибного излучения, рождения пар и радиоизлучения.

Учитывая (2) и (28), из равенства $H \approx c_k B\,\varepsilon_m$ получаем

$$k \approx c_k c/\Omega r\cos\alpha, \quad \alpha < \pi/2, \qquad (29)$$

где $R < r < R+h$ и c_k - число порядка единицы (значение c_k можно уточнить при вычислении магнитных моментов и моментов инерции нейтронных звезд). В этом случае при $r \approx h$ направления пучков изгибного и радио излучений,

образованных здесь, претерпевают такое отклонение от оси радиационного канала, что излучение не выходит за пределы магнитосферы. Однако при значении коэффициента размножения $k \approx c_k c/\Omega h\cos\alpha$ радиационные процессы в магнитной воронке продолжаются, и излучение, образованное в ее нижних слоях, продолжает выходить из радиационного канала. Очевидно, процесс размножения частиц прекращается и тем самым разрядка магнитной воронки наступает лишь тогда, когда коэффициент размножения достигает значения $k \approx c_k c/\Omega R$. По-видимому, можно считать, что в наблюдаемых радиосветимостях пульсаров коэффициент размножения приблизительно равен среднему значению (29):

$$k = \frac{1}{h}\int_R^{R+h} k(r)\,dr \approx \frac{2cc_k}{\Omega h\cos\alpha} \approx \frac{7940\,c_k}{\Omega^{25/21}\mu_{30}^{1/3}\,c_h R_6^{2/7}\left(c_\alpha^{2/3} f\cos^8\alpha\right)^{1/7}}. \qquad (30)$$

В соответствии с этим результатом для средней плотности частиц в период активной работы магнитной воронки из (27) находим

$$\bar{n} \approx 2\mu\, c_k/\pi ehr^3 \approx 1.75\cdot 10^{14}\, c_k\,\mu_{30}^{2/3}\Omega^{-4/21}\,x^{-3}\Big/ c_h R_6^{23/7}\left(c_\alpha^{2/3} f\cos\alpha\right)^{1/7}\ \text{см}^{-3}. \qquad (31)$$

5. *Радиоизлучение пульсаров*. Рассмотрим направленный по радиационному каналу вверх основной поток электронов (случай $\alpha < \pi/2$), с энергиями частиц, описываемых аппроксимацией (14). Электроны этого потока, двигаясь по магнитным силовым линиям, в среднем через каждый отрезок расстояния l_e, испускают кванты изгибного излучения с энергией (18). Пройдя расстояние l_γ, эти кванты, исчезая, рождают пары электрон-позитрон. Только что родившийся электрон, под влиянием продольного электрического поля (8), с ускорением движется по магнитным силовым линиям вверх и на коротком отрезке пути порядка z_m, приобретая энергию насыщения $\gamma_m m_e c^2 y$, становится равноправным членом основного потока. Позитрон же после своего рождения в акте аннигиляции кванта, преодолевая тормозящее действие электрической силы eE_B, сначала движется по радиационному каналу вверх, затем, исчерпав кинетическую энергию и изменив направление движения, с ускорением падает на магнитную шапку звезды. Важным обстоятельством здесь является то, что перед изменением направления движения, на узком отрезке пути, энергия позитрона становится как раз такой, что частота его изгибного излучения приходится в радиодиапазон.

Релятивистский множитель позитрона перед изменением направления движения равен

$$\gamma(\xi) \approx \left(eE_B/m_e c^2\right)\xi \approx \left(e\Omega B_S R f\cos\alpha/m_e c^3\right)\xi/x^4, \qquad (32)$$

где ξ - расстояние позитрона до места изменения направления движения, $r = Rx$ - расстояние, где произошла аннигиляция кванта, для E_B использована формула (8). Длина отрезка пути, на котором происходит полное торможение движения позитрона, $\Delta r << r$, поэтому на этих отрезках ξ параметр x можно считать постоянным: $\xi << r$. Характерная частота

изгибного излучения позитрона на этом отрезке пути равна

$$\omega = 3c\gamma^3/2\rho_c \approx 2.51\cdot 10^{17}\Omega^3 B_{12}^3 R_6^2 \left(f\cos\alpha\right)^3 \varepsilon\xi^3/x^{13}, \qquad (33)$$

где $\varepsilon(r)$ - отсчитанный от оси радиационного канала полярный угол точки магнитной силовой линии, по которой движется позитрон, для ρ_c использована формула (10). Подставив в (33) выражение (2) для угла $\varepsilon_m(r)$ крайних магнитных силовых линий радиационного канала, можно составить представление о расстоянии ξ, на котором характерная частота изгибного излучения позитрона попадает в радиодиапазон:

$$\xi_m \approx 0.019\omega_{10}^{1/3} x^{25/6} \Big/ \left(\Omega^{7/6} B_{12} R_6^{5/6} c_\alpha^{1/3} f\cos\alpha\right). \qquad (34)$$

Соответствующее значение релятивистского множителя позитрона равно

$$\gamma \approx 371\omega_{10}^{1/3}\left(R_6 x/\Omega c_\alpha^2\right)^{1/6}. \qquad (35)$$

Ввиду того, что плотность частиц в магнитной воронке достаточно большая, в диске толщиною $\xi(x)$ и радиусом $r\,\varepsilon_m(x)$ фактически мы имеем дело не с одним позитроном с релятивистским множителем $\gamma \sim 400$, а с большим числом таких частиц, характерная частота изгибного излучения которых приходится в диапазон радиочастот. Таким образом, существует реальная возможность образования когерентного радиоизлучения.

Уточним размеры отрезка позитронного тока, характерная частота изгибного излучения частиц которого попадает в радиодиапазон. Подставляя в (33) $\omega_{\min} \approx 0.01\omega_{\max} \approx 10^8\,\mathrm{c}^{-1}$, получаем $\xi_{\min}(r) \approx 0.1\xi_{\max}$, т.е. толщина излучающего в радиодиапазоне отрезка тока порядка ξ_m. В поперечном же к магнитным силовым линиям направлении для заданного ξ из (33) имеем $\varepsilon_{\min}(r) \approx (\omega_{\min}/\omega_{\max})\varepsilon_m(r) \approx 10^{-3}\varepsilon_m(r)$, т.е.

$$\varepsilon_{\max}(r) - \varepsilon_{\min}(r) \approx c_\alpha(\Omega r/c)^{1/2}, \qquad (36)$$

Таким образом, полоса позитронного тока (фактически сгусток положительного заряда), генерирующего изгибное радиоизлучение, имеет форму шайбы с радиусом $r\,\varepsilon_m(r)$ (с небольшим отверстием в центре) и толщиною приблизительно $\xi_m(r)$. Изгибное излучение таких полос потока позитронов немонохроматическое, оно охватывает весь диапазон радиочастот. Но рассматриваемый отрезок позитронного тока можно разбить на такие подслои, излучение которых приблизительно монохроматическое. Из (33) для заданного ξ следует $\Delta\varepsilon = (\Delta\omega/\omega)\varepsilon$, где $\Delta\varepsilon$ - изменение меридионального угла, соответствующее изменению частоты изгибного излучения на $\Delta\omega$. Монохроматичность изгибного излучения в поперечном направлении можно обеспечить, если потребовать $\Delta\omega = \omega/s$, где s - число порядка единицы. Следовательно, при заданном ξ, изгибное излучение кольцевого элемента позитронного тока с полярными углами $(\varepsilon, \varepsilon + \Delta\varepsilon)$ приблизительно является монохроматическим, если

$$\Delta\varepsilon \approx \varepsilon/s. \qquad (37)$$

Для заданного кольцевого слоя $r\Delta\varepsilon$ частота изгибного излучения зарядов сильно изменяется и в зависимости от ξ. Так, из той же формулы (33) для фиксированного угла $\varepsilon(r)$ получаем $\Delta\xi/\xi = \Delta\omega/3\omega$. Отсюда, с такой же степенью монохроматичности, как и в перпендикулярном к магнитным силовым линиям направлении, имеем

$$\Delta\varepsilon = \xi/3s. \qquad (38)$$

Таким образом, кольцеобразные элементы потока позитронов с размерами $r\Delta\varepsilon$, $\Delta\xi$, $2\pi r\varepsilon$ являются когерентными источниками изгибного радиоизлучения с определенными частотами. В самом деле, из-за больших плотностей частиц в основных потоках, в этих элементах число вторичных позитронов оказывается достаточно большим и поэтому они ведут себя как сгустки зарядов с размерами, не превышающими длину волны излучения. Каждый из этих положительно заряженных элементов, со скоростью, близкой скорости света, движется вверх по своей трубке магнитных силовых линий. При этом излучения соседних колец позитронного тока не перекрываются, так как они испускаются в касательном к силовым линиям направлении. Итак, направленный по радиационному каналу вверх ультрарелятивистский основной поток электронов сопровождается полосками позитронного тока (фактически движущимися со скоростью света сгустками положительных зарядов), которые генерируют изгибное радиоизлучение когерентным образом. В нижеприведенных оценках радиосветимости пульсара необходимо иметь определенное представление о пространственном распределении этих полос позитронного тока. В качестве модели можно считать, что в магнитной воронке эти полосы зарядов в среднем расположены на расстоянии $l(x) = z_m + l_e + l_\gamma \approx 2l_\gamma$ друг от друга. Или, может быть, было бы более корректным говорить о вероятности dx/l о том, что в слое $(x, x+dx)$ имеется полоса рассматриваемого потока позитронов.

Рассмотрим теперь падающий на магнитную шапку основной поток позитронов. Выше было установлено, что в этом потоке также энергия частиц в зависимости от расстояния r описывается аппроксимацией (14), или, можно сказать, приблизительно определяется значением напряженности продольного электрического поля E_B на рассматриваемом расстоянии. Можно сказать, что мы фактически имеем дело с тем же потоком частиц, что и в случае электронов, только в противоположном направлении. Следовательно, в этом случае также в среднем через каждый интервал расстояния l_e рождается интенсивный поток квантов высокой энергии. Этот поток квантов, пройдя расстояние l_γ, исчезает, рождая поток e^+e^- - пар, т.е. основной поток позитронов в среднем через каждый интервал расстояния l создает равный своей интенсивности интенсивный поток электронно-позитронных пар. Сначала на небольшом расстоянии $\Delta r << r$ электрон в e^+e^- - парах, вместе со своим напарником-позитроном, движется вниз к полюсу, затем, после полного торможения, изменяя направление движения, стремится вверх, и когда на отрезке пути порядка (34) его

релятивистский множитель становится порядка (35), испускает изгибное радиоизлучение. В результате образуется картина полосок потока электронов (периодическая система сгустка отрицательных зарядов, движущихся по радиационному каналу вверх с релятивистской скоростью), сходная с вышеописанной картиной полосок тока позитронов. Таким образом, в магнитной воронке действуют два сходных канала когерентного излучения радиоволн.

Рассмотрим когерентно излучающий отрезок потока вторичных позитронов (электронов) с размерами $\Delta\xi, r\,\Delta\xi,\ 2\pi r \sin\varepsilon \approx 2\pi r\varepsilon$ соответственно в продольном (относительно силовых линий магнитного поля), поперечном и азимутальном направлениях, где $\Delta\varepsilon$ и $\Delta\xi$ определяются формулами (37) и (38) соответственно. Электрический заряд этого кольцеобразного элемента равен

$$Q \approx 2\pi r\,\varepsilon \cdot \Delta\xi \cdot 0.5\,e\bar{n},$$

где $\bar{n}$ - приведенная в (31) средняя плотность частиц в магнитной воронке на расстоянии r, $0.5\bar{n}$ -плотность частиц в полосках потока вторичных позитронов (электронов) с релятивистским множителем (35), сопровождающих основной поток электронов (позитронов). Подставляя (31) в выражение Q, получаем

$$Q \approx 8.80\cdot 10^{16}\, c_k\, \mu_{30}^{2/3}\varepsilon^2\xi \Big/ c_h\Big[\Omega^{4/21}\, R_6^{9/7}\big(c_\alpha^{2/3} f\cos\alpha\big)^{1/7}\, s^2\, x\Big]. \qquad (39)$$

Этот заряд движется по соответствующей магнитной силовой трубке со скоростью света и испускает изгибное радиоизлучение с мощностью

$$P = \frac{2Q^2}{3c^3}\left(\frac{c^2\gamma^2}{\rho_c}\right)^2 \approx 2.03\cdot 10^{50}\,\frac{c_k^2\,\Omega^{76/21}\mu_{30}^{16/3}\big(f\cos\alpha\big)^{26/7}\varepsilon^6\xi^6}{c_h^2 R_6^{88/7} c_\alpha^{4/21} s^4 x^{20}}.$$

Здесь для ρ_c использована формула $\rho_c \approx 4r/3\varepsilon$, а для γ – формула (32). Полная же мощность энергии радиоизлучения одного слоя позитронного тока равна

$$P_1 = \int_0^{\varepsilon_m}\int_{\xi_{\min}}^{\xi_{\max}} P\frac{d\varepsilon}{\Delta\varepsilon}\frac{d\xi}{\Delta\xi} \approx 4.61\cdot 10^{23}\left(\frac{c_k}{c_h}\right)^2 \frac{\omega_{10}^2 R_6^{24/7} c_\alpha^{80/21} x^8}{s^2\,\Omega^{8/21}\mu_{30}^{2/3}\big(f\cos\alpha\big)^{16/7}},\ 1<x<1+h/R, \qquad (40)$$

где ε_m определяется формулой (2). $\xi_{\min} \approx 0.1\xi_{\max}$, а $\xi_{\max}$ определяется выражением (34). Величину масштаба частоты ω_{10} уточним ниже.

Наконец, можно вычислить радиосветимость пульсара. Для этого необходимо выражение P_1 просуммировать по всем полоскам потоков частиц (одного знака заряда) в магнитной воронке и затем умножить на коэффициент $2\tau_1/(\tau_1+\tau_2)$, где τ_1, τ_2 - продолжительности времен работы и перерыва магнитной воронки, а двойка учитывает факт наличия двух независимых каналов образования радиоизлучения. Но, по-видимому, $\tau_1 \approx \tau_2 \approx h/c$, поэтому ниже мы примем $2\tau_1/(\tau_1+\tau_2) \approx 1$. Процедура суммирования по полоскам потоков вторичных частиц сводится к умножению парциальной мощности излучения P_1 на dr/l (вероятность того, что в отрезке $(r, r+dr)$ имеется полоса рассматриваемого тока, излучающая в радиодиапазоне) и затем интегрированию в пределах от R

до $R+h$. Итак, для радиосветимости пульсара получаем

$$L \approx \int_R^{R+h} P_l \frac{dr}{l} = 7.35\cdot 10^{28}\left(\frac{\omega_{10}}{s}\right)^2 \frac{c_k^2 c_h^{3/4}\,\Omega^{8/7}\mu_{30}^2\,R_6^{0.46}c_\alpha^{4.57}}{(f\cos\alpha)^{8/7}} \text{ эрг / с}, \qquad (41)$$

где принято $l \approx 2l_\gamma$, а выражение l_γ приведено в (22).

Ниже мы примем $s \approx 1$ и в соответствии с тем, что в таблицах приводятся потоки энергии радиоизлучения на частоте $\omega/2\pi \approx 400$ МГц (на которой распределение энергии имеет максимум), примем $\omega_{10} \approx 0.08\pi$. Далее, пропуская множители $R_6^{0.46}$ и $c_\alpha^{4.57}/(f\cos\alpha)^{8/7} \approx 1$ для углов $\alpha < \pi/4$, формулу (41) перепишем в виде

$$L \approx 4.64\cdot 10^{27}\mu_{30}^2\Omega^{8/7}\,c_k^2 c_h^{3/4} \text{ эрг / с}, \quad \alpha < \pi/4. \qquad (42)$$

При получении этого результата был допущен ряд приближений, поэтому здесь ошибки в несколько раз вполне возможны.

Формула (42) примечательна тем, что позволяет по измеренным потокам энергии радиоизлучения L_0 непосредственно вычислить магнитные моменты нейтронных звезд в пульсарах. Насколько нам известно, полноценных сведений о спектральном распределении интенсивности радиоизлучения пульсаров нет. Но имеется богатый материал о потоках энергии радиоизлучения на частоте 400 Мгц, вблизи которой спектр энергии имеет максимум, по-видимому, для большинства пульсаров. Ниже мы будем опираться на эти данные. Полная радиосветимость пульсара равна

$$L_0 = S\,\Omega_{\text{рад}}\,d^2, \qquad (43)$$

где S - интенсивность потока энергии радиоизлучения на земле, d - расстояние пульсара и $\Omega_{\text{рад}}$ - телесный угол пучка радиоизлучения. В таблицах пульсаров приводятся монохроматические потоки энергии радиоизлучения S_{400} в единицах $\text{mJy} = 10^{-26}$ эрг/с·см^{2}Гц [5]. Правильное представление о полной интенсивности потока энергии можно составить, умножив эту, рассчитанную на 1Гц, монохроматическую интенсивность на $\Delta\nu = 4\cdot 10^8$, т.е. $S \approx 4\cdot 10^8\cdot 10^{-26}\,S_{400} = 4\cdot 10^{-18}\,S_{400}$. Теперь о телесном угле $\Omega_{\text{рад}}$. Изгибное радиоизлучение испускается протекающими по магнитным силовым линиям ультрарелятивистскими сгустками зарядов, поэтому оно распространяется по направлениям касательных к этим линиям. Пусть $\varepsilon(r)$ -полярный угол точки магнитной силовой линии относительно магнитной оси симметрии, а $\phi(r)$ - угол, образованный касательной к силовой линии в этой точке, также относительно той же оси. Учитывая, что для открытых магнитных силовых линий $\varepsilon << 1$, легко убедиться, что $\phi(r) \approx 1.5\varepsilon(r)$. Очевидно, что угловой раствор пучка радиоизлучения определяется расстоянием $r \approx R+h \approx h$ (потолок магнитной воронки). В соответствии с этим обстоятельством пучок радиоизлучения имеет форму конуса с телесным

углом $\Omega_{рад} \approx \pi\phi_m^2(h) \approx 2.25\pi\varepsilon_m^2(h)$. Отсюда, используя (2) и (23), получаем

$$\Omega_{рад} \approx 1.78\cdot 10^{-3}\mu_{30}^{1/3}\Omega^{25/21} c_h R_6^{2/7} c_\alpha^2 (f\cos\alpha)^{1/7} \approx 1.78\cdot 10^{-3}\mu_{30}^{1/3}\Omega^{25/21} c_h. \quad (44)$$

Итак, в соответствии с вышеприведенными пояснениями, наблюдаемая радиосветимость должна быть вычислена по формуле

$$L_0 \approx \frac{6.05\cdot 10^{23} c_h S_{400} d_{кпк}^2 \mu_{30}^{1/3}}{P^{25/21}}, \quad \alpha < \pi/4. \quad (45)$$

Напомним, что здесь S_{400} - плотность потока энергии в единицах mJy [5], $d_{кпк}$ - расстояние пульсара в единицах килопарсек и $P = 2\pi/\Omega$ - период пульсара.

Приравнивая (42) и (45), для магнитного момента нейтронной звезды пульсара получаем

$$\mu \approx \frac{1.33\cdot 10^{27} c_h^{3/20}\left(S_{400} d_{кпк}^2\right)^{0.6}}{c_k^{1.2} P^{1/35}}, \quad \alpha << \pi/4. \quad (46)$$

По этой формуле для PSR0531+21 ($P = 0.0334$c, $S_{400} = 950$, $d_{кпк} = 2$) получаем $\mu_{30} \approx 0.205$, а для PSR1845-19 ($P = 4.308$, $S_{400} = 20$, $d_{кпк} = 0.96$) - $\mu_{30} \approx 0.0073$, если считать что $c_k \approx 1$, $c_h \approx 1$.

6. *Гамма излучение пульсаров.* В магнитной воронке происходит интенсивное размножение квантов изгибного излучения с энергиями $\hbar\omega >> m_e c^2$ и электронно-позитронных пар. Основная часть γ-квантов здесь исчезает, рождая $e^- e^+$-пары. В результате за период действия радиационных процессов в магнитной воронке формируются два ультрарелятивистских потока частиц: извергающийся по радиационному каналу вверх поток электронов и падающий на полюс звезды примерно такой же поток позитронов (случай $\alpha < \pi/2$. За потолком магнитной воронки каскадный механизм размножения частиц и, следовательно, механизм когерентного образования радиоизлучения не работают. Значит, образованная здесь основная часть γ-квантов по радиационному каналу выходит за пределами магнитосферы пульсара. Таким образом, формирование пучка γ-излучения пульсара начинается с расстояний $r_\gamma \approx R+h$.

Вычисление интенсивности γ-излучения не представляет труда. Частицы движутся по магнитным силовым линиям, и их уравнение движения с учетом силы радиационного трения (обусловленного изгибным излучением) уже интегрировано. В результате определена энергия электрона в зависимости от расстояния r, и она определяется аппроксимациями (13)-(15). Используя эти аппроксимации, можно вычислить потоки энергии пульсара, обусловленные γ-излучением и электронами. Основные потери энергий электронов обусловлены квантами изгибного излучения с энергией $\hbar\omega >> m_e c^2$. Энергия электрона, излучаемая на отрезке пути силовой линии $ds \approx dr = cdt$, равна

$$dE_\gamma = \frac{2e^2}{3c^3}\left(\frac{c^2\gamma^2}{\rho_c}\right)\frac{dr}{c} \approx 3.22\cdot 10^4 \frac{\Omega\mu_{30} f\cos\alpha}{R_6}\frac{dx}{x^4}, \quad (47)$$

где ρ_c -приведенный в (10) радиус кривизны магнитной силовой линии, $\gamma = \gamma_m y(x)$, для $y(x)$ использована аппроксимация (14), поскольку основная часть γ-излучения образуется в области ее применения. В соответствии с вышесказанным, формирование γ-излучения происходит в области $x_h < x < c/\Omega$, где

$$x_h \approx 1 + h/R \approx 7.56\, c_h\, \mu_{30}^{1/3} \Omega^{4/21} R_6^{-5/7} \left(c_\alpha^{2/3} f \cos\alpha\right)^{1/7}.$$

Характерная энергия квантов изгибного излучения в зависимости от $x = r/R$ определяется формулой (18). Разрешая ее относительно x и подставляя полученное выражение в (47), получаем формулу распределения γ -излучения электрона по энергиям

$$dE_\gamma \approx 1.4 \cdot 10^3 \Omega^{5/11} \mu_{30}^{2/11} R_6^{4/11} c_\alpha^{6/11} \left(f \cos\alpha\right)^{2/11} \varepsilon^{1/11}\, d\varepsilon, \quad \varepsilon_{\min} < \varepsilon < \varepsilon_{\max}. \qquad (48)$$

Кванты с энергией $\varepsilon_{\max}$ рождаются у потолка магнитной воронки. Подставляя в (18) вышеприведенное выражение x_h и опуская множители порядка единицы, получаем

$$\varepsilon_{\max} \approx 0.027\, c_h^{-11/4}\, \mu_{30}^{-1/6} \Omega^{-1/42} \text{эрг}. \qquad (49)$$

Кванты же с наименьшей энергией испускаются электронами при выходе из радиационного канала. На этом расстоянии энергия электронов определяется аппроксимацией (15). Вычисляя по этой аппроксимации характерную энергию квантов изгибного излучения $3\hbar c \gamma^3 / 2\rho_c$, для расстояния $x \approx c/\Omega R$ получаем

$$\varepsilon_{\min} \approx 2.43 \cdot 10^{-5} \mu_{30}^{3/4} / (1 - 0.18 \ln\Omega) \text{эрг}, \qquad (50)$$

где опять пропущены множители порядка единицы.

Интегрируя (47) в пределах от $x_h \approx h/R$ до $x_c \approx c/\Omega R$, получаем полную энергию, выделяемую электроном в диапазоне γ-излучения при его прохождении через радиационный канал:

$$E_\gamma = 25 \Omega^{3/7} R_6^{8/7} \left(f \cos\alpha\right)^{4/7} / c_h^3 c_\alpha^{2/7} \text{ эрг}. \qquad (51)$$

Умножая эту энергию на проходящий через радиационный канал поток числа электронов

$$I_e \approx 0.5 \bar{n} c S = 2.75 \cdot 10^{32} c_k \mu_{30}^{2/3} \Omega^{17/21} c_\alpha^{40/21} / c_h R_6^{2/7} \left(f \cos\alpha\right)^{1/7}, \qquad (52)$$

получаем поток энергии γ-излучения, исходящий из радиационного канала пульсара. Здесь $\bar{n}$ - приведенная в (31) средняя плотность числа частиц в магнитной воронке, $0.5\bar{n}$ - плотность числа электронов и $S = \pi\left(re_m\right)^2 \approx \pi\Omega c_\alpha^2 r^3 / c$ - площадь поперечного сечения радиационного канала. Итак, для γ-светимости пульсара получаем

$$L_\gamma \approx I_e E_\gamma \approx 6.87 \cdot 10^{33} \Omega^{26/21} \mu_{30}^{2/3} c_k c_h^{-4} R_6^{6/7} c_\alpha^{34/21} \left(f \cos\alpha\right)^{3/7} \text{эрг / с}. \qquad (53)$$

Приведем также число квантов с энергией порядка (49), исходящих из радиационного канала пульсара:

$$L_N = \int_{\varepsilon_{min}}^{\varepsilon_{max}} I_e dE_\gamma / \varepsilon \approx 3.05 \cdot 10^{36} \Omega^{53/42} \mu_{30}^{5/6} c_k c_\alpha^{2.45} c_h^{-5/4} \text{ квантов / с.} \quad (54)$$

Измеряемыми величинами являются плотности потоков энергии и числа квантов. Для определения этих величин необходимо знать телесный угол пучка γ-излучения. Это излучение формируется в основном вблизи потолка магнитной воронки. Поэтому его пучок имеет вид полого конуса, внутренняя поверхность которого определяется расстоянием $r_h \approx R + h \approx h$, а соответствующее внешней поверхности расстояние r_γ определим условием, что 90% излучения образуется в слое $r_h \leq r \leq r_\gamma$. Тогда, используя (47), находим $r_\gamma \approx 2.2 r_h \approx 2.3 h$. Следовательно, телесный угол пучка γ-излучения должен быть порядка $\Omega_\gamma \approx 2.25\pi\varepsilon_m^2(r_\gamma)$. Далее, учитывая (2) и (23) находим

$$\Omega_\gamma \approx 4.1 \cdot 10^{-3} \Omega^{25/21} \mu_{30}^{1/3} c_h R_6^{2/7} c_\alpha^{21} (f \cos\alpha)^{1/7}. \quad \alpha \neq \pi/2, \quad (55)$$

который отличается от (44) только множителем 2.3. Поток энергии γ-излучения пульсара равен

$$F_\gamma = \frac{L_\gamma}{\Omega_\gamma d^2} \approx \frac{1.92 \cdot 10^{-6} \mu_{30}^{1/3} c_k R_6^{4/7} (f \cos\alpha)^{2/7}}{d_{кпк}^2 c_h^5 c_\alpha^{0.48} P^{1/21}} \approx \frac{1.92 \cdot 10^{-6} c_k^{1/3} \mu_{30}^{1/3}}{c_h^5 d_{кпк}^2 P^{1/21}} \text{ эрг/см}^2\text{с}, \quad (56)$$

где $d_{кпк}$ -расстояние пульсара в единицах килопарсек. А поток числа квантов:

$$F_N = \frac{L_N}{\Omega_\gamma d^2} \approx \frac{8.91 \cdot 10^{-5} c_k \mu_{30}^{1/2}}{c_h^{9/4} P^{1/14} d_{кпк}^2} \text{ квантов / см}^2\text{с}. \quad (57)$$

Входящие в формулы (53)-(57) магнитные моменты нейтронных звезд можно вычислить по формуле (46). Таким образом, знание монохроматического потока радиоизлучения S_{400} и расстояния d пульсара позволяет вычислить его ряд важных характеристик.

Наконец, оценим поток энергии, обусловленный исходящим из радиационного канала пучком электронов. Энергия выходящего из радиационного канала электрона определяется аппроксимацией (15):

$$\varepsilon_e(x_c) = m_e c^2 \gamma_m y(x_c) \approx 22.4 \mu_{30}^{1/4} \left[\Omega(1 - 0.18 \ln\Omega)\right]^{-1/3} \left(\cos\alpha / R_6 c_\alpha^2\right)^{1/4} \text{ эрг}. \quad (58)$$

Следовательно, энергия, уносимая потоком электронов, равна

$$L_e = I_e \varepsilon_e(x_c) \approx 6.16 \cdot 10^{33} \mu_{30}^{11/12} \Omega^{10/21} (1 - 0.18 \ln\Omega)^{-1/3} c_k / c_h \text{ эрг/с}, \quad (59)$$

где пропущен множитель порядка единицы. Сравнивая (59) и (53), замечаем, что пульсарные потоки энергии, обусловленные γ-излучением и истечением электронов, одинакового порядка, а поток энергии, связанный с радиоизлучением, значительно меньше их. Следовательно удлинение периода изолированного пульсара в основном обусловлено потоками γ-излучения и электронов.

7. Определение параметров нейтронных звезд в пульсарах. Основным источником энергии излучения изолированных пульсаров является

энергия вращения нейтронной звезды $E_{\text{кин}} = 0.5 I \Omega^2$, где I - момент инерции звезды. Энергия магнитного поля и тепловая энергия значительно меньше энергии вращения. Следовательно, в соответствии с потерями энергии от двух радиационных каналов пульсара, имеем

$$-I\Omega\dot{\Omega} = 2\left(L_\gamma + L_e + L_{\text{радио}}\right) \approx 2\left(L_\gamma + L_e\right). \qquad (60)$$

Учитывая (53) и (59), отсюда получаем

$$I \approx \frac{3.39\cdot 10^{33}\,\mu_{30}^{2/3}\,P^{37/21}\,c_k\,c_\alpha^{1.6}}{c_h^4\,\dot{P}}\left(1+\frac{0.22\,c_h^3\,\mu_{30}^{1/4}\,P^{16/21}}{\left(c_\alpha^4 f\cos\alpha\right)^{3/7}(1-0.18\ln\Omega)^{1/3}}\right)\text{г.см}^2, \qquad (61)$$

где магнитный момент определяется формулой (46). В конце раздела 5 для PSR 0531+21 было найдено $\mu_{30} \approx 0.205$, учитывая также, что $\dot{P} = 4.21\cdot 10^{-13}$, теперь по полученной формуле, вычисляя момент инерции этого пульсара, находим $I \approx 7\cdot 10^{42}\,\text{г.см}^2$, при $c_k c_\alpha^{1.6}/c_h^4 \approx 1$.

Знание момента инерции нейтронной звезды позволяет сразу же определить ее массу, так как между ними существует однозначная связь. Так, построенная по приведенным в табл.2 данным зависимость $\log I_{44}$ от $\log M/M_\odot$ хорошо аппроксимируется прямой линией $\log I_{44} \approx 1.01 + 1.654\log M/M_\odot$. Откуда следует, что

$$M/M_\odot \approx 0.245\, I_{44}^{0.605}. \qquad (62)$$

Точность этой формулы высокая, в чем легко убедиться, используя данные, приведенные в табл.2. Так, подставив в эту формулу $I_{44} \approx 0.07$, для массы нейтронной звезды пульсара PSR0531+21 получаем $M/M_\odot \approx 0.049$, что безусловно разумный результат.

По формуле (61) можно вычислить моменты инерции только нейтронных звезд, не подверженных воздействиям. Она перестает быть верной, если пульсар находится в условиях процесса аккреции масс. Это имеет место, когда он составляет двойную систему с обычной звездой или когда при своем поступательном движении длительное время пребывает в сравнительно плотном космическом облаке. Аккрецирующие потоки масс не сразу падают на нейтронную звезду. Они сначала захватываются на кеплеровские орбиты, образуя аккреционный диск с определенным моментом количества движения, откуда затем вещество, падая на нейтронную звезду, сообщает ей дополнительный вращательный момент. При такой аккреции уменьшение темпа вращения нейтронной звезды замедляется, а в некоторых особых случаях даже может произойти ускорение вращения. Значения скорости возрастания периодов пульсаров $\dot{P} \lesssim 5\cdot 10^{-13}$ [5]. Известны четыре объекта с $\dot{P} < 0$. Моменты инерции нейтронных звезд охватывают интервал $3\cdot 10^{42} \lesssim I \lesssim 3\cdot 10^{45}\,\text{г.см}^2$. Поэтому формула (60) дает правильный результат только при тех значениях $\dot{P}$, для которых моменты инерции получаются в

указанном интервале. Это имеет место приблизительно при $\dot{P} \geq 10^{-14}$

8. *Заключение.* Радиоизлучение пульсара формируется в нижней части канала открытых магнитных силовых линий (радиационный канал) с высотой $h \approx 8 \cdot 10^6 \mu_{30}^{1/3} \Omega^{0.2}$см (магнитная воронка) над магнитной шапкой, где μ-магнитный момент нейтронной звезды, а Ω-угловая скорость ее вращения. Здесь действует специфический когерентный механизм образования радиоизлучения. Произведена оценка радиосветимости пульсара (см. формулу (42)). Сравнение найденной оценки с наблюдаемой радиосветимостью позволяет определить приблизительное значение магнитного момента нейтронной звезды пульсара (см. формулу (46)).

Из радиационного канала пульсара извергаются интенсивные потоки γ-квантов с энергиями $\hbar\omega >> m_e c^2$ и ультрарелятивистских электронов, уносящие значительные мощности энергии. Поток частиц формируется в магнитной воронке, а γ-излучение - в основном в окрестности ее потолка. Знание магнитного момента нейтронной звезды позволяет вычислить потоки энергии пульсара, обусловленные γ-излучением (см. формулу (53)) и истечением электронов (см. формулу (59)). Эти потоки энергии значительно мощнее потока энергии, связанного с радиоизлучением. Предполагая, что источником энергии пульсарного излучения является энергия вращения нейтронной звезды, получена формула (см. (61)), позволяющая по известным параметрам $\mu, P, \dot{P}$ вычислить ее момент инерции. Этот способ вычисления момента инерции нейтронной звезды справедлив только для изолированных пульсаров, не подверженных влиянию аккреционных потоков масс, что имеет место при $\dot{P} > 5 \cdot 10^{-14}$. Знание же момента инерции нейтронной звезды позволяет по формуле (62) вычислить ее массу.

Ереванский государственный
университет, Армения

RADIO RADIATION OF PULSARS.

G.S.SAHAKIAN

The theory of pulsar radio radiation was worked out in some of our works (1992-1998). It was shown that the radio radiation of pulsars is formed at lower part of open magnetic force lines canal, in the region of $h \approx 1.07 \cdot 10^7 \mu_{30}^{1/3} / P^{4/21}$ cm height above the magnetic cap of neutron star (P - period of pulsars, μ-magnetic moment of star). Here in course of active radiation processes, two ultrarelativistic streams of

particles are formed: a striking up stream of electrons and a stream of positrons incident on the magnetic cap of star. These basic streams are accompanied by thin strips of comparatively low-energy secondary particle streams, presenting sufficiently powerful coherent sources of radio radiation. This paper is a survey of our previous works. Some important additions and precisions are also made. Formulas for radio radiation luminosity of pulsars, solid angle of radio radiation beam, magnetic moment and inertia moment of neutron star are suggested.

ЛИТЕРАТУРА

1. *S.J.Bell, A.Hewish*, Nature, **213**, 1214, 1967.
2. *A.Hewish, S.J.Bell, D.H.Pilkington, P.F.Scott, A.Collins*, Nature, **217**, 709, 1968.
3. *W.Forman et al*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **38**, 357, 1978.
4. *R.N.Manchester, J.H.Taylor*, Pulsars, San Francisco, 1977.
5. *J.H.Taylor, R.N.Manchester, A.G.Lune*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **88**, 529-568, 1993.
6. *L.Landau*, Phys. Z., USSR, **1**, 285, 1932.
7. *W.Baade, F.Zwicky*, Phys. Rev., **45**, 138, 1934.
8. *W.Baade, F.Zwicky*, Proc. Nat. Acad. Sci., **20**, 259, 1934.
9. *W.Baade, F.Zwicky*, Astrophys. J., **88**, 411, 1938.
10. *J.R.Oppenheimer, G.H.Volkoff*, Phys. Rev., **55**, 374, 1939.
11. *В.А.Амбарцумян, Г.С.Саакян*, Астрон. ж., **37**, 193, 1960.
12. *В.А.Амбарцумян, Г.С.Саакян*, Астрон. ж., **38**, 785, 1961.
13. *В.А.Амбарцумян, Г.С.Саакян*, Астрон. ж., **38**, 1016, 1961.
14. *L.Sh.Grigorian, G.S.Sahakian*, Astrophys. Space Sci, **95**, 315, 1983.
15. *Г.С.Саакян*, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972. Пер. на англ., Ketter Publishing House, Jerusalem Ltd., 1974.
16. *Г.С.Саакян*, Физика нейтронных звезд, ОИЯИ, Дубна, 1995.
17. *T.Gold*, Nature, **221**, 25, 1969.
18. *P.Goldrich, W.H.Julian*, Astrophys. J., **157**, 869, 1969.
19. *Г.С.Саакян*, Астрофизика, **39**, 303, 1996.
20. *Г.С.Саакян*, Астрофизика, **37**, 97, 1994.
21. *Г.П.Алоджянц, Л.Ш.Григорян, Г.С.Саакян*, Астрофизика, **31**, 271, 1989.
22. *P.A.Starrok*, Astrophys. J., **164**, 529, 1971.
23. *M.A.Ruderman, P.G.Sutherland*, Astrophys. J., **196**, 51, 1975.
24. *В.С.Бескин, А.В.Гуревич, Я.Н.Истомин*, ЖЭТФ, **58**, 401, 1983.
25. *В.С.Бескин, А.В.Гуревич, Я.Н.Истомин*, Успехи физ. наук, **150**, 257, 1986.
26. *T.Erber*, Rev. Mod. Phys., **38**, 516, 1966.
27. *Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц*, Теория поля, Наука, М., 1967.
28. *Г.С.Саакян, Э.В.Чубарян*, Астрофизика, **37**, 255, 1994.
29. *Г.С.Саакян*, Астрофизика, **38**, 143, 1995.

30. *Г.С.Саакян*, Астрофизика, **36**, 87, 1993.
31. *Г.С.Саакян*, Астрофизика, **39**, 303, 489, 1996.
32. *Г.С.Саакян*, Астрофизика **42**, 263, 1999.