АСТРОФИЗИКА

ТОМ 42 МАЙ, 1999 ВЫПУСК 2

УДК: 524.354.4-6

ИЗЛУЧЕНИЕ ПУЛЬСАРОВ

Г.С.СААКЯН

Поступила 18 декабря 1998

Произведено существенное уточнение в ранее найденной нами формуле радиосветмости пульсара. Новая формула позволяет по наблюдаемой радиосветимости L_0 вычислить магнитный момент μ нейтронной звезды пульсара: $\mu \approx 5.13 \cdot 10^{15} P^{3/4} \sqrt{L_0}$, где P-период пульсара. Выведены формулы для потоков энергии пульсара, обусловленных γ-излучением и исходящими из его каналов открытых магнитных силовых линий ультрарелятивистских электронов. Считая, что удлинение периодов пульсаров обусловлено этими каналами потерь энергии вращения, получена формула для моментов инерции нейтронных звезд: $I \approx 1.15 \cdot 10^{23} \left(1 + 5.35 \cdot 10^{-4} P^{13/20} L_0^{1/6}\right) P^{15/7} L_0^{1/3} / \dot{P}$, где $\dot{P}$ - скорость возрастания периода, а L_0- радиосветимость.

1. *Введение*. Начиная с этой работы мы будем проводить обсуждение таких важных внешних проявлений нейтронных звезд, каковыми являются радио, гамма и корпускулярное излучения пульсаров. Эти излучения содержат в себе ценную информацию об их очагах и механизме формирования, а также о самих нейтронных звездах. По вопросу о γ-излучении пульсаров мы пока не располагаем необходимым количеством и качеством материала, что же касается корпускулярного (потоки электронов или позитронов), то здесь вообще никакой информации не существует. Совершенно иная ситуация в вопросе о радиоизлучении пульсаров. Здесь накоплен огромный наблюдательный материал, теоретическое осмысление которого насомненно даст ценную информацию о нейтронных звездах и о их не совсем обычном окружении.

На первом этапе путем анализа наблюдательных данных о радиоизлучении (периоды вращения, радиосветимости, микроструктура профилей пучков радиоизлучения) намечается определить магнитные моменты нейтронных звезд в пульсарах. Затем, в перспективе, мы надеемся, используя эти данные о магнитных моментах и данные об удлинении периодов вращения, по формулам потоков энергий гамма и корпускулярного излучений определить моменты инерции, массы и радиусы нейтронных звезд в рассматриваемых пульсарах. В справедливости теории конфигураций нейтронных звезд [4,5] мы не сомневаемся, ибо она базируется на бесспорных фактах. Поэтому в случае благополучного исхода реализации намеченной программы фактически мы получаем подтверждение правильности теории радиоизлучения пульсаров [3,6], которое мы принимаем за основу в наших работах.

В этой работе сформулированы основные предпосылки, которые необходимы для решения поставленной задачи.

2. *Магнитное и электрическое поля пульсаров*. Еще в одной из первых работ [1], посвященной пульсарам, было ясно, что вокруг нейтронной звезды должна существовать протяженная разряженная плазменная среда (*магнитосфера*), где и происходит формирование радиоизлучения. Основы теории магнитосферы были разработаны в работе [2]. Существование магнитосферы обусловлено мощным магнитным полем нейтронной звезды. В нейтронной звезде и в ее магнитосфере существует также сильное электрическое поле, которое генерируется вращением звезды. Магнитосфера состоит из областей замкнутых магнитных силовых линий и исходящих из магнитных полюсов узких каналов открытых магнитных силовых линий, называемых *радиационными каналами*. Ниже термин "магнитосфера" используется только для области замкнутых магнитных силовых линий. Она заполнена плазмой, в основном состоящей из электронов и позитронов. Здесь движение частиц совершается только по магнитным силовым линиям, в поперечном же направлении движение запрещено из-за сильного синхротронного излучения (магнитное поле сильное). Поэтому плазма вморожена в магнитное поле и жестко вращается со звездой. Эта картина сохраняется до расстояний порядка

$$r_c \approx c/\Omega, \tag{1}$$

где линейная скорость вращения приближается к скорости света (Ω- угловая скорость вращения звезды).

В радиационном канале, из-за сильного магнитного поля, частицы, двигаясь по магнитным силовым линиям, уходят в мировое пространство. Отсчитанный от магнитной оси симметрии угол точек крайних открытых магнитных силовых линий, не замыкающихся в магнитосфере, равен [3]

$$\varepsilon_m(r) \approx C_\alpha \sqrt{\frac{\Omega r}{c}}, \tag{2}$$

где r - расстояние от центра звезды, а C_α - определяемый углом наклона α вектора магнитного диполя от оси вращения параметр, со значением порядка единицы: $C(0) = 1$, $C(\pi/4) = 0.9$, $C(\pi/2) = 0.58$.

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

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

где R- радиус нейтронной звезды, B_s-магнитная индукция в звезде, за ось Z принято направление угловой скорости вращения:

$$\vec{\Omega} = \Omega \hat{e}_z .$$

Здесь мы принимаем за основу работу [3], где были получены взаимосогласованные выражения для напряженности электрического поля в звезде, магнитосфере и в радиационном канале. Основные пульсарные излучения образуются в радиационном канале и обусловлены продольным электрическим полем (проекция напряженности электрического поля на направлении магнитных силовых линий), поэтому здесь мы приведем только его выражение:

$$E_B \approx -\frac{\Omega B_s R^5}{cr^4} f \cos\alpha, \qquad \varepsilon_m < \alpha < \frac{\pi}{2} - \alpha,$$

$$f \approx \frac{2\left[\cos^2\alpha + \sin^2\alpha \cdot \cos(\varphi - \Omega t)\right]^2}{\left\{1 + 3\left[\cos^2\alpha + \sin^2\alpha \cdot \cos(\varphi - \Omega t)\right]^2\right\}^{1/2}}. \tag{4}$$

Усредненное по азимутальному углу $\varphi - \Omega t$ значение f находится в интервале $0.5 < f < 1$.

В радиационном канале частицы движутся вдоль магнитных силовых линий. Их движение в поперечном к магнитным силовым линиям направлении исключается, благодаря весьма эффективному синхротронному излучению (из-за сильного магнитного поля). Но поскольку эти магнитные силовые линии искривленные, движение электронов (позитронов) по ним является ускоренным (центробежное ускорение) и поэтому возникает соответствующее дипольное излучение, которое было названо изгибным излучением [10,11]. Оно при ультрарелятивистских энергиях частиц оказывается самым мощным по сравнению с другими возможными типами излучения.

3. *Магнитная воронка*. В радиационном канале уравнение движения частиц с учетом силы радиационного трения, обусловленного изгибным излучением, исследовалось в работе [3] и для энергии частиц были найдены следующие аппроксимации

$$y(x) \approx a(x-1), \qquad 1 < x < 1 + 0.02/\Omega, \tag{5}$$

$$y(x) \approx x^{3/4}, \qquad 1 + 0.02/\Omega < x < \Omega \le 7\sqrt{\Omega}, \tag{6}$$

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

Здесь $x = r/R$ - расстояние от центра звезды в единицах ее радиуса, $m_e c^2 \gamma$ - энергия частицы, $y(x) = \gamma/\gamma_m$, а γ_m - масштабная мера для релятивистского множителя γ:

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

и, наконец,

$$a \approx 120\Omega\mu_{30}^{3/4} R_6^{-3/4} C_\alpha^{1/2}(f\cos\alpha)^{3/4}.$$

Ниже в основном будем иметь дело с аппроксимацией (6). Соответствующая этой аппроксимации характерная энергия квантов изгибного излучения равна

$$\hbar\omega_c \approx \frac{3c\hbar}{2\rho_c}\gamma^3 = 7.03\Omega^{1/2}\mu_{30}^{3/4} R_6^{-5/4} C_\alpha^{-1/2}(f\cos\alpha)^{3/4} x^{-1/4} \text{ эрг}, \tag{9}$$

где ρ_c - радиус кривизны крайних открытых магнитных силовых линий [3]:

$$\rho_c \approx \frac{4r}{3\varepsilon_m} \approx \frac{4}{3C_\alpha}\left(\frac{cr}{\Omega}\right)^{1/2}. \tag{10}$$

В рассматриваемой проблеме существуют три важных характерных понятия расстояний: пробег z_m, на котором энергия частицы достигает значений насыщения $m_ec^2\gamma$, описываемых аппроксимацией (6)

$$z_m = R/a \approx \frac{8.32\cdot 10^3}{\Omega}\mu_{30}^{-3/4} R_6^{7/4} C_\alpha^{-1/2}(f\cos\alpha)^{-3/4} \text{ см}; \tag{11}$$

пробег электрона (позитрона) для процесса испускания квантов изгибного излучения с характерной энергией (9)

$$l_e \approx \frac{9\hbar c\rho_c}{4e^2\gamma} = \frac{219}{\sqrt{\Omega}}\left(\mu_{30} B_6^{-3} C_\alpha^2 f\cos\alpha\right)^{-1/4} x^{5/4} \text{ см}, \tag{12}$$

и, наконец, пробег для аннигиляции кванта с энергией (9) на пару электрон-позитрон

$$l_\gamma \approx \frac{297 R_6^{19/4} x^{25/4}}{\Omega\mu_{30}^{7/4} C_\alpha^{1/2}(f\cos\alpha)^{3/4}} \text{ см}, \quad \alpha \neq \pi/2 \tag{13}$$

Сумма перечисленных пробегов $l = z_m + l_e + l_\gamma$ значительно меньше по сравнению с характерным расстоянием R, на котором электрическое поле E_B испытывает заметное изменение. Это важное обстоятельство является причиной того, что в нижней части радиационного канала пульсара образуется особая область высотой $h \approx 7R\mu_{30}^{1/3}$, где, благодаря многократно повторяющимся процессам испускания электронами и позитронами квантов изгибного излучения с характерной энергией (9) 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 процесса аннигиляции квантов изгибного излучения. Так, требуя, чтобы квант изгибного излучения, испущенный в середине магнитной воронки, аннигилировал у ее потолка, из (13) получаем [3]

$$h \approx 7.56 \cdot 10^6 \Omega^{4/21} \mu_{30}^{1/3} R_6^{2/7} \left(C_\alpha^{2/3} f \cos\alpha\right)^{1/7} \text{см}, \quad \alpha \neq \pi/2. \qquad (14)$$

Итак, благодаря тому, что $l << h$ (l-суммарный пробег трех радиационных процесcсов), в нижней части радиационного канала, где продольное электрическое поле достаточно сильное, происходит эффективное размножение чисел электронов и позитронов с ультрарелятивистскими энергиями. В результате за короткое время в магнитной воронке формируются два интенсивных одинаковых потока частиц: стремящийся по открытым магнитным силовым линиям вверх поток электронов и падающий на магнитную шапку звезды 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 весь объем магнитной воронки охвачен процессами рождения квантов изгибного излучения и аннигиляции этих квантов на e^+e^- - пары, дальнейшее увеличение плотности частиц происходит по экспоненциальному закону [6]

$$n(r,t) \approx \eta \frac{\Omega\mu\cos\alpha}{\pi ecr^3} e^{t/\tau}, \qquad (15)$$

где η - коэффициент размножения частиц (число вторичных частиц в расчете на одну первичную частицу) при t=0, когда весь объем магнитной воронки охвачен рождением e^+e^-- пар, τ - масштаб времени активной работы магнитной воронки

$$\tau \approx \frac{3.93 \cdot 10^{-7} R_6^4}{\Omega^{17/21} \mu_{30}^{17/12} C_\alpha^{17/42} \left(f \cos\alpha\right)^{17/28}}. \qquad (16)$$

Разумеется, этот рост плотности электронно-позитронной плазмы не может долго продолжаться: по достижении некоторого предела он должен прекратиться.

В работах [10,6] предполагалось, что при достижении плотности плазмы до некоторого предельного значения, магнитная воронка захлопывается: наступает разряд. За время порядка h/c процессы рождения квантов и размножения частиц прекращаются. Восстановление режима активной работы начинается немедленно с поверхности магнитной шапки и оно также завершается за время порядка h/c. После чего, по истечении времени порядка $l/c << h/c$, наступает очередное захлопывание магнитной воронки и так далее. Здесь упомянутые процессы развиваются со скоростью света, так как они обусловлены ультрарелятивистскими потоками частиц. Вообще говоря, описанная картина работы магнитной воронки в качественном отношении корректна. Однако она слишком абстрактна и неопределенна. Так, в ней не уточнен механизм прекращения и возобновления работы магнитной воронки, остается неизвестным значение плотности плазмы, при котором наступает разряд. Ниже мы займемся выяснением этих вопросов.

Радиоизлучение пульсаров формируется в магнитной воронке. При оценке радиосветимости пульсара используется усредненное по времени значение плотности, приведенное в (15):

$$\bar{n} \approx \kappa \frac{\Omega\mu\cos\alpha}{\pi e c r^3}, \tag{17}$$

где $\kappa = \overline{\eta\exp(t/\tau)}$ - усредненное по времени значение коэффициента размножения частиц. Радиосветимость пульсара определяется параметрами κ, Ω, μ. Правда она зависит также от радиуса нейтронной звезды и угла наклона α, но по известным причинам роль этих параметров оказывается несущественной. Поэтому, если каким-то образом удается определить параметр κ, то, сравнивая найденную радиосветимость с наблюдаемой, можно вычислить магнитный момент нейтронной звезды пульсара.

Как уже было сказано выше, в магнитной воронке действуют два ультрарелятивистских потока чстиц: направленный вверх поток электронов и противоположный поток позитронов. Плотности в облаках потоков этих частиц приблизительно одинаковые:

$$n_- - n_+ \approx n_0 << \bar{n},$$

где $n_0 = \Omega\mu\cos\alpha / (\pi e c r^3)$ - плотность, обусловленная первичным потоком электронов, $\bar{n} = \bar{n}_- + \bar{n}_+$ - приведенная в (17) суммарная плотность частиц. В соответствии с рассматриваемой картиной в магнитной воронке функционирует электрический ток

$$I = \pi(r\varepsilon_m)^2 \bar{n} e c = \kappa \frac{\Omega^2\mu}{c} C_\alpha^2 \cos\alpha,$$

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

$$H = \frac{2I}{cr\varepsilon_m} = \frac{2\kappa\mu\Omega^2}{c^2 r}\left(\frac{c}{\Omega r}\right)^{1/2} C_\alpha \cos\alpha. \tag{18}$$

Силовые линии этого поля представляют собой концентрические окружности, плоскость которых перпендикулярна самому току и 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, разыгрывающихся в магнитной воронке. Однако как только $H/B \approx \varepsilon_m$, силовые линии результирующего магнитного поля и, следовательно, движущиеся по ним потоки частиц отклоняются от направления магнитной оси симметрии настолько, что ударяются о 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 (18), из равенства $H \approx B\varepsilon_m$ получаем

$$\kappa \approx \frac{c}{\Omega r \cos\alpha}, \quad \alpha < \pi/2, \tag{19}$$

где $R < r < R + h$. При $r \approx h$ направления пучков излучений (изгибное и радио) претерпевают такое отклонение от оси радиационного канала, что не выходят за пределы магнитосферы. Это происходит, когда величина коэффициента размножения достигает значения

$$\kappa \approx \frac{c}{\Omega h \cos\alpha} \approx \frac{3.93 \cdot 10^3}{\Omega^{23/21} \mu_{30}^{1/3}}. \tag{20}$$

Справа в знаменателе пропущен множитель $R_6^{3/7} C_\alpha^{2/21} f^{1/7} (\cos\alpha)^{8/7} \approx 1$. Однако при таких значениях коэффициента размножения, радиационные процессы в магнитной воронке продолжаются. Очевидно, процесс размножения частиц прекращается и, следовательно, разрядка магнитной воронки наступает лишь тогда, когда

$$\kappa \approx \frac{c}{\Omega R} \approx \frac{3 \cdot 10^4}{\Omega R_6}.$$

По-видимому, можно считать, что для наблюдаемых радиосветимостей пульсаров коэффициент размножения приблизительно равен среднему значению (19):

$$\kappa \approx \frac{1}{h} \int_R^{R+h} k(r)\, dr \approx \frac{2c}{\Omega h \cos\alpha} \approx \frac{7.94 \cdot 10^3}{\Omega^{23/21} \mu_{30}^{1/3} R_6^{3/7} \left(C_\alpha^{2/3} f \cos^8\alpha\right)^{1/7}}. \tag{21}$$

В соответствии с этим значением коэффициента размножения из (17) для средней плотности частиц, во время активного периода работы магнитной воронки, находим

$$\bar{n} \approx \frac{2\mu}{\pi e h r^3} \approx \frac{1.75 \cdot 10^{14}}{x^3} \frac{\mu_{30}^{2/3}}{\Omega^{4/21} R_6^{23/7} \left(C_\alpha^{2/3} f \cos\alpha\right)^{1/7}}. \tag{22}$$

4. *Радиоизлучение пульсаров.* Рассмотрим направленный по радиационному каналу вверх основной поток электронов, с энергиями частиц, описываемыми аппроксимацией (6). Мы имеем в виду случай, когда вектор магнитного момента направлен в сторону угловой скорости вращения, т.е. $\alpha < \pi/2$. Электроны этого потока, двигаясь по магнитным силовым линиям, в среднем, через каждое расстояние l_e, испускают кванты изгибного излучения с энергией (9). Пройдя расстояние l_r, эти кванты превращаются в пары электрон-позитрон. Только что родившиеся электроны, под влиянием продольного электрического поля (4), с

ускорением движутся по магнитным силовым линиям вверх и на коротком отрезке пути порядка z_m, приобретая достаточно высокую энергию, пополняя основной поток электронов, становятся его равноправными членами.

Позитрон после своего рождения в актах аннигиляции квантов на небольшом расстоянии, преодолевая тормозящее действие электрической силы, сначала движется по радиационному каналу вверх, затем, исчерпав свою кинетическую энергию и изменив направление своего 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 такой, что частота его изгибного излучения приходится в радиодиапазон. Соответствующая энергия позитрона должна быть порядка 200 МэВ. Пусть $\xi(x)$ - расстояние позитрона до места изменения направления движения, где энергия позитрона становится такого порядка, а $r = Rx$ - место рождения позитрона. Ввиду того, что плотность частиц и квантов изгибного излучения в магнитной воронке достаточно большая, в диске (перпендикулярном к магнитным силовым линиям) толщиною $\xi(x)$ и радиусом порядка $r\varepsilon_m(r)$ фактически мы имеем дело не с одним позитроном с энергией ~200МэВ, а с большим числом таких частиц, характерная частота изгибного излучения которых приходится в диапазон радиочастот. Таким образом, мы имеем дело с полосой потока позитронов толщиною порядка $\xi(x) \leq \lambda$ (λ - длина излучаемых радиоволн) вдоль силовых трубок магнитного поля. Эта полоса релятивистского потока позитронов, по сути дела, представляет собой сгусток положительного заряда с достаточно малыми размерами, поэтому проявляет себя как когерентный источник радиоизлучения.

Рассмотрим теперь падающий на магнитную шапку основной поток позитронов. В нем энергия частиц в зависимисти от расстояния r также описывается аппроксимацией (6), или, можно сказать, она приблизительно определяется значением напряженности продольного электрического поля E_B на рассматриваемом расстоянии. Следовательно, и в этом случае также, в среднем через каждый интервал пути l_e рождается интенсивный поток квантов высокой энергии. Этот поток квантов, пройдя расстояние l_γ, исчезает, рождая поток e^-e^+ - пар. Электроны этих пар сначала продолжают двигаться вниз к полюсу звезды, но после полного торможения, изменяя направление движения, стремятся по силовым линиям вверх, и на малом начальном отрезке пути порядка $\xi(x)$, когда их энергия становится порядка $200\omega_{10}^{1/3} x^{1/6}$ МэВ (ω - частота радиоволн), генерируют изгибное излучение с радиочастотами. В результате образуется картина полосок тока вторичных электронов (периодическая система сгустка зарядов, движущихся по радиационному каналу вверх), сходная с вышеописанной картиной полосок тока позитронов. Таким образом, в магнитной воронке действуют два сходных канала когерентного излучения радиоволн.

Исходя из вышеприведенного представления о магнитной воронке и о механизме формирования радиоизлучения в ней, в работе [6] была проведена соответствующая оценка потока энергии радиоизлучения пульсара:

$$L \approx 7.39 \cdot 10^{19} \kappa^2 \Omega^{74/21} \mu_{30}^{8/3} R_6^{1.04} f^{-0.86} C_\alpha^{4.76} (\cos\alpha)^{1.41} \text{ эрг/с.} \qquad (23)$$

Отсюда получаем

$$\kappa^{0.75} \mu_{30} \approx \frac{P^{1.32} \left(2.1 \cdot 10^{-23} L_0\right)^{3/8}}{R_6^{0.39} f^{-0.32} C_\alpha^{1.79} (\cos\alpha)^{0.53}},$$

где $P = 2\pi/\Omega$ - период пульсара, и под L_0 - подразумевается наблюдаемая радиосветимость пульсара. В работе [6] для ряда пульсаров с известными углами наклона было вычислено произведение $\kappa^{0.75}\mu_{30}$ (см. табл.2). Эти результаты безусловно корректны и остаются в силе. Однако в последнем столбце этой таблицы приведены значения μ в предположении, что для всех пульсаров $\kappa \approx 100$. Как можно судить по формуле (21), такое допущение некорректно. Здесь, используя формулу (21), мы имеем возможность привести более аккуратные оценки для магнитных моментов нейтронных звезд пульсаров.

Подставляя из (21) выражение коэффициента размножения в (23), получаем

$$L \approx 4.66 \cdot 10^{27} \mu_{30}^2 \Omega^{8/7} R_6^{0.5} \Phi(\alpha) \text{ эрг/с,} \qquad (24)$$

где

$$\Phi(\alpha) = \frac{C_\alpha^{4.57}}{f^{1.1} (\cos\alpha)^{0.88}}.$$

Разрешая (24) относительно μ_{30}, находим

$$\mu_{30} \approx 5.13 \cdot 10^{-15} P^{4/7} \left(\frac{L_0}{\Phi}\right)^{1/2} \text{ эрг/с,} \qquad (25)$$

L_0 - наблюдаемая радиосветимость, пропущен $R_6^{0.25} \approx 1$. Укажем также, что при углах наклонения $\alpha < \pi/4$, $\Phi \approx 1$. Таким образом, знание радиосветимости пульсара позволяет непосредственно вычислить магнитный момент нейтронной звезды.

В принципе, магнитные моменты нейтронных звезд можно определить и по ширине профилей радиоимпульсов, а также по характерным временам их микроструктур. Эти способы определения μ требуют специального рассмотрения, поэтому чтобы не расширить объем настоящей статьи до недозволенных размеров, к ним мы вернемся позже.

5. ***Жесткое излучение пульсаров***. В магнитной воронке происходит интенсивное размножение квантов изгибного излучения с энергиями $\hbar\omega_c >> m_e c^2$ и электроно-позитронных пар. Основная часть γ-квантов здесь исчезает, рождая e^+e^- -пары. В результате за период функционирования радиационных процессов, в магнитной воронке формируются два

ультрарелятивистских потока: извергающий 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 работает. Таким образом, формированис пучка γ-излучения пульсара фактически начинается с расстояний

$$r_\gamma \approx R + C_\gamma h \approx C_\gamma h,$$

где C_γ - число порядка единицы: $0.5 \lesssim C_\gamma \lesssim 1$.

Вычисление интенсивности γ-излучения не представляет труда. Электроны движутся по магнитным силовым линиям и уравнение их движения с учетом силы радиационного трения уже интегрировано. В результате определена энергия электрона в зависимости от расстояния r, она определяется аппроксимациями (5)-(7). Теперь, используя эти аппроксимации, можно вычислить потоки энергии, обусловленные исходящим из радиационного канала потоком γ-излучения и оттоком частиц.

Согласно (9), движущиеся по магнитным силовым линиям электроны в основном излучают кванты с высокими энергиями $\hbar\omega_c >> m_e c^2$. Энергия электрона, излучаемая на отрезке пути $ds \approx dr = cdt$ силовой линии равна [9]

$$dE_\gamma = \frac{2e^2}{3c^3}\left(\frac{c^2\gamma^2}{\rho_c}\right)^2 \frac{dr}{c} \approx 3.57 \cdot 10^3 \frac{\Omega\mu_{30} f \cos\alpha}{R_6} \frac{dx}{x^4}, \qquad (26)$$

где ρ_c - приведенный в (10) радиус кривизны магнитной силовой линии, $\gamma = \gamma_m y(x)$ и для $y(x)$ использована аппроксимация (6), поскольку основная часть γ-излучения образуется в ее области справедливости. В соответствии с вышесказанным формирование γ-излучения пульсара происходит в области $x_\gamma \lesssim x \lesssim c/\Omega$, где

$$x_\gamma \approx 1 + C_\gamma h/R \approx 7.56\, C_\gamma\, \mu_{30}^{1/3} \Omega^{8/21} R_6^{-1/3} \left(C_\alpha^{1/3} \cos\alpha\right)^{1/7}. \qquad (27)$$

Харктерная энергия квантов изгибного излучения в зависимости от $x = r/R$ определяется формулой (9). Разрешая ее относительно x и подставляя полученное выражение в (26), получаем формулу распределения γ-излучения по энергиям

$$dE_\gamma \approx 155\Omega^{5/11} \mu_{30}^{7/11} R_6^{-4/11} (f\cos\alpha)^{7/11} C_\alpha^{6/11} \varepsilon^{1/11} d\varepsilon, \ \ \varepsilon_{min} < \varepsilon < \varepsilon_{max}. \qquad (28)$$

Кванты с энергией ε_{max} рождаются у потолка магнитной воронки. Подставляя в (9) $x \approx 7.56\, C_\gamma\, \mu_{30}^{1/3} \Omega^{8/21}$ и пропуская множитель порядка единицы, получаем

$$\varepsilon_{max} \approx 0.027\, C_\gamma^{-1/4}\, \mu_{30}^{-1/6} \Omega^{-1/42} \text{ эрг.} \qquad (29)$$

Кванты же с наименьшей энергией испускаются электронами при выходе из радиационного канала. На этом расстоянии энергию электрона нужно вычислить, используя аппроксимацию (7). Принимая в формуле

$$\hbar\omega_c = 3\hbar c\gamma^3/2\rho_c\,,$$

для характерной энергии квантов изгибного излучения электронов, $x \approx c/\Omega R$, получаем

$$\varepsilon_{\min} \approx 2.43\cdot 10^{-5}\frac{\mu_{30}^{1/4}}{1-0.18\ln\Omega}, \tag{30}$$

где опять пропущены множители порядка единицы.

Интегрируя (26) в пределах от $x_\gamma \approx C_\gamma h/R$ до $x_c \approx c/\Omega R$, получаем полную энергию, которая выделяется электроном в диапазоне γ-излучения, при его прохождении через радиационный канал:

$$E_\gamma \approx 2.76\frac{\Omega^{3/7}}{C_\gamma^3}R_6^{8/7}\frac{(f\cos\alpha)^{4/7}}{C_\alpha^{2/7}}\ \text{эрг}. \tag{31}$$

Умножая эту энергию на проходящий через радиационный канал поток электронов

$$I_e \approx 0.5\,\bar{n}Sc = 2.75\cdot 10^{32}\mu_{30}^{2/3}\Omega^{17/21}\frac{C_\alpha^{40/21}}{R_6^{2/7}(f\cos\alpha)^{1/7}}, \tag{32}$$

получаем поток энергии γ-излучения пульсара. Здесь $\bar{n}$ - приведенная в (22) средняя плотность числа частиц в магнитной воронке, $0.5\bar{n}$ - плотность числа электронов и

$$S \approx \pi(r\,\varepsilon_m)^2 \approx \pi\Omega C_\alpha^2 r^3/c$$

площадь поперечного сечения радиационного канала. Итак, для γ-светимости пульсара получается

$$L_\gamma = E_\gamma I_e \approx 7.6\cdot 10^{32}\Omega^{26/21}\mu_{30}^{2/3}\frac{R_6^{6/7}C_\alpha^{34/21}}{C_\gamma^3}(f\cos\alpha)^{3/7}\ \text{эрг/с}. \tag{33}$$

Этот поток энергии только от одного радиационного канала. Полный же поток энергии пульсара равен $2L_\gamma$.

Приведем также исходящий из радиационного канала поток числа жестких γ-квантов:

$$\dot{N}_\gamma \approx 3.38\cdot 10^{35}\Omega^{1.26}\mu_{30}^{5/6}C_\gamma^{-1/4}C_\alpha^{2.45}\ \text{квантов/с}. \tag{34}$$

Наконец, рассмотрим поток энергии, обусловленный исходящим из радиационного канала пучком электронов. Энергия исходящих из радиационного канала электронов определяется аппроксимацией (7):

$$\varepsilon_e(x_c) = m_e c^2\gamma_m\,y(x_c) \approx \frac{22.4\mu_{30}^{1/4}(\cos\alpha/R_6C_\alpha^2)^{1/4}}{[\Omega(1-0.18\ln\Omega)]^{1/3}}\ \text{эрг}. \tag{35}$$

Следовательно, поток энергии, уносимый пучком этих электронов, равен

$$L_e = I_e\,\varepsilon_e(x_c) \approx 6.17\cdot10^{33}\mu_{30}^{11/12}\Omega^{19/21}\frac{C_\alpha^{1.4}}{R_6^{0.54}(1-0.18\ln\Omega)^{1/3}}\ \text{эрг/с}, \qquad (36)$$

где пропущен множитель

$$(\cos\alpha)^{3/28}/f^{1/6} \approx 1.$$

Сравнивая (36) с (33), замечаем, что пульсарные потоки энергии, обусловленные γ-излучением и электронами, одинакового порядка, а поток энергии, связанный с радиоизлучением, значительно меньше их. Следовательно, замедление скорости вращения нейтронных звезд в пульсарах в основном обусловлено потоками γ-излучения и электронов.

Важно также иметь четкое представление о телесных углах пучков излучений пульсаров. Изгибное излучение испускается протекающими по магнитным силовым линиям ультрарелятивистскими потоками частиц, поэтому оно распространяется по направлениям, касательным к этим линиям. Пусть $\varepsilon(r)$ - полярный угол точки магнитной силовой линии относительно магнитной оси нейтронной звезды, а $\Phi(r)$ - угол, образованный касательной к силовой линии в этой точке, относительно той же оси. Для точек открытых магнитных силовых линий $\varepsilon << 1$. Учитывая это обстоятельство, легко убедиться, что

$$\Phi(r) \approx 1.5\varepsilon(r).$$

Радиоизлучение формируется в магнитной воронке, в основном во внешнем слое открытых магнитных силовых линий, радиусы кривизны которых сравнительно малы. Далее очевидно, что угловой раствор пучка радиоизлучения определяется расстоянием $r \approx R + h \approx h$ (потолок магнитной воронки). В соответствии с этими обстоятельствами пучок радиоизлучения имеет форму полого конуса с утолщенной стенкой [6] и образует телесный угол

$$\Omega_p \approx \pi\Phi_m^2(h) \approx 2.25\pi\varepsilon_m^2(h) \approx 1.78\cdot10^{-3}\Omega^{1.19}\mu_{30}^{1/3}C_\alpha^{2.1}, \qquad (38)$$

где пропущен множитель $R_6^{3/7}(f\cos\alpha)^{1/7} \approx 1$. Здесь и ниже телесные углы пучков излучений мы обозначим буквой Ω с соответствующими индексами, что исключает возможность спутать их с угловой скоростью вращения нейтронной звезды.

Гамма-излучение пульсара формируется в его радиационном канале на расстояниях $h \leq r \leq c/\Omega$. Его пучок также имеет форму полого конуса с толстой стенкой. Телесный угол, образованный внутренней поверхностью конуса, $\Omega_\gamma' \approx \Omega_p$, а телесный угол, образованный внешней поверхностью, определяется углом раствора крайних открытых магнитных силовых линий при выходе из светового цилиндра, т.е. расстоянием $r_c \approx c/\Omega$:

$$\Omega_l^{\cdot\cdot} \approx 2.25\pi\varepsilon_m^2(r_c) \approx 2\pi. \tag{39}$$

Электроны в радиационном канале движутся по магнитным силовым линиям, поэтому в исходящем из него потоке картина их углового распределения точно такая, какая у магнитных силовых линий при выходе из магнитосферы. Но картина магнитных силовых линий не такая, как у исходного магнитного поля нейтронной звезды. Она заметно искажена магнитным полем (18), которое с расстоянием убывает сравнительно медленнее.

6. *Заключение.* В настоящей работе учточнен механизм периодического характера работы магнитной воронки, где именно происходит формирование мощного потока радиоизлучения ультрарелятивистских электронов. Это уточнение позволило определить коэффициент размножения частиц в магнитной воронке (число вторичных частиц в расчете на один первичный электрон, поступающий от полюса звезды). Он зависит от угловой скорости вращения Ω и магнитного момента нейтронной звезды μ пульсара и определяется формулой (21).

Знание коэффициента размножения позволило определить исходящие из радиационного канала потоки энергий, обусловленные радио- и гамма-излучениями и током ультрарелятивистских электронов в зависимости от параметров μ и Ω. Радиосветимость и γ-светимость пульсара и поток энергий, уносимый электронами, соответственно определяются формулами (24), (33), (36).

Формула (25) позволяет по наблюдаемой радиосветимости определить магнитный момент нейтронной звезды пульсара.

Пульсарные потоки энергии, обусловленные γ-излучением и извержением электронов, величины одинакового порядка. Они на несколько порядков превышают поток энергии, уносимый пучком радиоизлучения пульсара.

Основным источником энергии излучений пульсаров является энергия вращения нейтронной звезды

$$E_{\rm rot} = 0.5 \cdot I\,\Omega^2,$$

где I - момент инерции звезды. Энергия магнитного поля и тепловая энергия значительно меньше этой энергии. Следовательно, в соответствии с потерями энергий от двух радиационных каналов пульсаров, имеем

$$I\,\Omega \frac{d\,\Omega}{dt} = 2\left(L_\gamma + L_e + L_{\rm radio}\right) \approx 2\left(L_\gamma + L_e\right). \tag{40}$$

Отсюда, учитывая приведенные в (33) и (36) выражения потоков энергии, L_γ, L_e, выражение магнитного момента (25) и опустив несущественные множители мало отличные от единицы, получаем

$$I \approx 1.15 \cdot 10^{23} \frac{P^{15/7} L_0^{1/3}}{C_\gamma^3 \dot{P}} \left(1 + 5.35 \cdot 10^{-4}\, C_\gamma^3 P^{19/21} L_0^{1/6}\right) \text{ г·см}^2. \tag{41}$$

Напомним обозначения: P - период пульсара, $\dot{P}$ - скорость его возрастания, L_0 - наблюдаемая радиосветимость пульсара, C_r - множитель порядка единицы, который был введен в начале раздела 5.

По формуле (41) можно вычислить только моменты инерции нейтронных звезд изолированных пульсаров, не подверженных внешним воздействиям. Она не применима для этой цели, если пульсар находится в условиях процесса аккреции масс, что имеет место, если он составляет связанную систему с обычной звездой или же при своем поступательном движении длительное время пребывает в сравнительно плотном космическом облаке. Аккреционные потоки масс не сразу падают на нейтронную звезду. Они сначала захватываются на кеплеровские орбиты, образуя аккреционный диск с определенным вращательным моментом, откуда затем вещество, падая на нейтронную звезду, сообщает ей дополнительный момент количества движения. При такой аккреции уменьшение темпа вращения нейтронной звезды замедляется, а в некоторых особых случаях может даже произойти ускорение ее вращения.

Значения скорости возрастания периодов известных пульсаров $\dot{P} \lesssim 5 \cdot 10^{-13}$ [8]. Известны четыре случая с $\dot{P} < 0$. Моменты инерции нейтронных звезд занимают интервал [4,5]

$$3 \cdot 10^{42} \leq I \leq 3 \cdot 10^{45} \text{ г·см}^2 \tag{42}$$

Поэтому формула (31) дает правильный результат только при тех значениях $\dot{P}$, для которых моменты инерции нейтронных звезд получаются в указанном интервале. Это приблизительно имеет место при $\dot{P} \gtrsim 5 \cdot 10^{-14}$.

В табл.1 приведены магнитные моменты и моменты инерции нейтронных звезд пульсаров с $\dot{P} > 10^{-13}$, вычисленные по формулам (25) и (31) соответственно. При вычислении магнитных моментов предполагалось, что зависящая от угла наклона функция $\Phi(\alpha) \approx 1$. Укажем, что число пульсаров с $\dot{P} > 10^{-14}$, в случае которых можно ожидать значения параметра I приблизительно совместимые с условием (42), составляет не более 16% от числа всех пульсаров. Это обстоятельство является поводом особого размышления, ибо число пульсаров, установленных как компоненты двойных звезд, порядка лишь двух десятков.

Если удастся по наблюдательным данным определить момент инерции нейтронной звезды, то сразу же можно будет найти ее массу и радиус, ибо между этими параметрами имеется однозначная связь: $M=M(I)$, $R=R(I)$ (см. таблицы параметров нейтронных звезд в работах [4,5]).

Ереванский государственный
университет, Армения

Таблица 1

МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ И МОМЕНТЫ ИНЕРЦИИ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД НЕКОТОРЫХ НЕ АККРЕЦИРУЮЩИХ ПУЛЬСАРОВ

PSR	P (c)	$\dot{P}$ (10^{-15})	$\log L_0$ (эрг/с)	μ (10^{30})	$I(10^{44}\,\text{г см}^2)$	
					$C_\gamma = 1$	$C_\gamma = 0.75$
B0154+61	2.352	189	26.72	0.192	109	151
B0531+21	0.0334	421	29.16	0.280	0.0109	0.0244
B0540-69	0.05038	479	28.83	0.242	0.0186	0.0408
B0833-45	0.0893	125	28.68	0.283	0.232	0.491
B1046-58	0.1237	95.9	29.89	1.37	1.800	3.52
B1338-62	0.1933	253	28.55	0.378	0.640	1.25
B1509-58	0.1502	1540	27.04	0.0576	0.0163	0.0345
B1610-50	0.2316	493	28.50	0.396	0.489	0.929
B1643-43	0.2316	113	28.21	0.283	1.66	3.20
B1727-47	0.8297	164	29.23	1.90	79.1	115
B1737-30	0.6066	466	27.83	0.317	3.24	5.43
B1740-31	2.415	121	28.15	1.01	749	958
B1758-23	0.4158	113	29.44	1.63	21.8	35.7
B1757-24	0.1249	128	27.43	0.0811	0.177	0.375
B1800-21	0.1336	134	28.07	0.176	0.335	0.693
B1853+01	0.2674	208	27.61	0.154	0.763	1.48
B1916+14	1.181	211	26.74	0.132	15.1	23.9
B2000+32	0.6967	105	27.91	0.377	22.2	36.2
B2334+61	0.4952	192	27.32	0.157	2.95	5.28
B1240-64	0.3885	4.5	29.79	2.36	633	1030

THE RADIATION OF PULSARS

G.S.SAAKIAN

In essential improvment of pulsar's radio luminosity formula found by us earlier has been done.The new formula allows to calculate the magnetic moment of pulsar's neutron star by means of observed luminosity: $\mu \approx 5.13 \cdot 10^{15}\, P^{4/7} \sqrt{L_0}$ where P is the pulsar's period. The formula for flux energy caused by γ-radiation of pulsar's and by ultrarelativistic electrons emanated from its channels of open magnetic power lines is derived: $I \approx 1.15 \cdot 10^{23}\left(1 + 5.35 \cdot 10^{-4}\, P^{19/21} L_0^{1/6}\right) P^{15/7} L_0^{1/3} / \dot{P}$, where $\dot{P}$ is the rate of period increasing, and L_0 is the observed radio luminosity.

ЛИТЕРАТУРА

1. *T.Gold*, Nature, **221**, 25, 1969.
2. *P.Goldreich, W.H.Julian*, Astrophys.J., **157**, 869, 1969.
3. *Г.С.Саакян*, Астрофизика, **39**, 303, 1996.
4. *L.Sh.Grigorian, G.S.Sahakian*, Astrophys. Space Sci., **95**, 305, 1983.
5. *Г.С.Саакян*, Физика нейтронных звезд, ОИЯИ, Дубна, 1995.
6. *Г.С.Саакян*, Астрофизика, **39**, 489, 1996.
7. *Г.С.Саакян*, Астрофизика, **36**, 87, 1993.
8. *J.H.Taylor, R.N.Manchester, A.G.Lyne*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **88**, 529-568, 1993.
9. *Г.С.Саакян*, Астрофизика, **38**, 143, 1995.
10. *M.A.Ruderman, P.G.Sutherlund*, Astrophys. J., **196**, 51, 1975.
11. *P.A.Starrok*, Astrophys. J., **164**, 529, 1971.