

ОБЗОРЫ

МЕХАНИЗМ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ

Д.М.СЕДРАКЯН, М.В.АЙРАПЕТЯН

Поступила 5 декабря 2014

Представлен обзор работ, на основе которых предложен эффективный механизм радиоизлучения пульсаров. Показано, что замедление вращения нейтронной звезды приводит к движению системы протонных вихрей к поверхности ядра нейтронной звезды. Магнитная энергия этих вихрей выделяется в "магнитных шапках" ограниченных размеров, находящихся на поверхности ядра и коры нейтронной звезды. Магнитозвуковые волны, распространяющиеся в коре звезды, переводят эту энергию на ее поверхность, образуя локализованный источник радиоизлучения пульсаров. Из-за вращения звезды излучение этого источника будет пульсирующим. Показано, что некоторые наблюдательные свойства радиоизлучения пульсаров можно объяснить в рамках предложенного механизма излучения.

Ключевые слова: *нейтронные звезды; пульсары; радиоизлучение*

1. *Введение.* Пульсары были открыты в 1967г. как источники космического пульсирующего радиоизлучения [1]. Открытие пульсаров послужило новым толчком к теоретическому и экспериментальному изучению свойств вещества в экстремальных условиях: ядерные плотности и сверхсильные магнитные поля. К новым исследованиям в этой области подтолкнул тот факт, что пульсары отождествлялись с нейтронными звездами [2], которые рождаются в результате гравитационного коллапса обычной звезды, израсходовавшей запасы ядерного горючего. Наблюдения пульсаров, проводившихся по всему спектру электромагнитного излучения - от низкочастотных радиоволн до γ -излучения, позволили обнаружить около 2000 источников излучения [3]. Подавляющее большинство этих объектов радиопульсары, которые наблюдаются в области радиочастот от 10^7 Гц до 10^{10} Гц. При значениях частоты $\nu \leq 10^7$ Гц и $\nu \geq 10^{10}$ Гц интенсивность радиоизлучения резко падает. Общая интенсивность радиоизлучения пульсаров меняется в довольно широком интервале от 10^{26} эрг/с до 10^{30} эрг/с.

Несмотря на то, что радиосветимость пульсаров на несколько порядков меньше их общих потерь энергии вращения, радиоизлучение пульсаров имеет очень большую яркостную температуру (порядка 10^{25} К $\pm 10^{28}$ К). Такие высокие яркостные температуры свидетельствуют в пользу того, что радиоизлучение пульсаров генерируется когерентным механизмом. Теоретические модели радиоизлучения пульсаров основываются на факте существо-

вания плотной электрон-позитронной плазмы, рождающейся вблизи магнитных полюсов и истекающей вдоль открытых магнитных силовых линий [4,5]. Считается, что когерентный механизм радиоизлучения возникает за счет различного вида неустойчивостей, возникающих в электрон-позитронной плазме. Однако основные предположения, лежащие в основе существующих теорий излучения пульсаров, как наличие сильного электрического поля вблизи поверхности пульсара, возникновение ультррелятивистских электронов, наличие внутренней (у поверхности пульсара) и внешней (вблизи светового цилиндра) щелей, местонахождение излучающей области и т.д., остаются вполне необоснованными [6]. Кроме вышеуказанных неопределенностей в теории излучения пульсаров сомнительным является предположение о нахождении источника радиоизлучения пульсара в магнитосфере. До сих пор не доказано коротационное движение магнитосферной плазмы со звездой, что необходимо для наблюдения столь строгой временной последовательности радиоимпульсов.

Все эти трудности в понимании физических явлений, происходящих в магнитосфере нейтронной звезды, подталкивают на мысль, что источник радиоизлучения пульсаров находится не в совращающейся с звездой плазме, а на поверхности звезды. Очевидно, что источник радиоизлучения должен формироваться за счет энергосвыделения во внутренних областях нейтронной звезды. Кроме того, необходимо выяснить те механизмы, посредством которых выделенная во внутренних областях нейтронной звезды энергия преобразуется в энергию электромагнитных волн, излучающих пульсарами. В этой работе мы представим те предшествующие работы, которые в конце привели к новому эффективному механизму радиоизлучения пульсаров.

2. *Энергосвыделение в ядре нейтронной звезды.* Общепринятой моделью пульсара является вращающаяся нейтронная звезда, образованная из ядра и коры [7]. Кора нейтронной звезды обычно состоит из Аеп-фазы, состоящей из нейтронов, атомных ядер и электронов, и Ае-фазы с атомными ядрами и электронами. В ядре, состоящем в основном из сверхтекучих нейтронов, сверхпроводящих протонов и нормальных электронов (пре-фаза), при вращении образуется нейтронная вихревая сеть с плотностью $n = 2\Omega/\chi_0$, где $\chi_0 = \pi\hbar/m_n$, m_n - масса нейтрона [8,9]. Из-за эффекта увлечения сверхпроводящих протонов сверхтекучими нейтронами в центральной области каждого нейтронного вихря возникает кластер протонных вихрей, через который проникает в ядро нейтронной звезды генерированное токами увлечения магнитное поле. Назовем протонные вихри, связанные с генерированным магнитным полем GP-вихрями. Если расстояние между нейтронными вихрями обозначить через b , то кластер протонных вихрей будет занимать площадь с радиусом $r_1 < b$ [8]. Как известно из наблюдений,

угловая скорость пульсаров Ω уменьшается с секулярным замедлением $|\dot{\Omega}/\Omega| \sim 10^{-18} - 10^{-13} \text{ с}^{-1}$. При уменьшении угловой скорости вращения уменьшается и плотность нейтронных вихрей, следовательно вихри движутся радиально к границе между ядром и корой звезды. При этом их длина укорачивается, следовательно, часть магнитной энергии, заключенная в GP-вихрях, выделяется на границе ядра и коры звезды.

Теперь рассчитаем количественно интенсивность энерговыделения на границе ядра и коры нейтронной звезды из-за укорачивания длины нейтронной вихревой нити [10]. Уравнения, описывающие вращение сверхтекучей жидкости в замедляющейся нейтронной звезде при наличии вихрей имеют вид [9,11]:

$$\text{rot } \bar{v}_s = \bar{\chi}_0 n(\bar{r}, t), \quad (1)$$

$$\frac{\partial n(\bar{r}, t)}{\partial t} + \text{div}(n(\bar{r}, t) \bar{v}_L) = 0. \quad (2)$$

Здесь

$$\bar{v}_s = [\bar{\Omega}, \bar{r}] \quad (3)$$

скорость сверхтекучей жидкости, вращающейся твердотельно с угловой скоростью $\bar{\Omega}$, $n(\bar{r}, t)$ - плотность вихрей, \bar{v}_L - скорость движения вихрей. Если подставить выражение (3) в уравнение (1), и учесть, что скорость вихря \bar{v}_L можно представить в виде

$$\bar{v}_L = [\bar{\Omega}, \bar{r}] + \hat{e}_r v_{Lr} + \hat{e}_\varphi v_{L\varphi}, \quad (4)$$

где v_{Lr} и $v_{L\varphi}$ - компоненты локальной скорости вихря, то в цилиндрических координатах (r, φ, z) уравнения (1) и (2) примут вид:

$$2\Omega(\bar{r}, t) + r \frac{\partial \Omega(\bar{r}, t)}{\partial r} = \chi_0 n(\bar{r}, t) \quad (5)$$

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} = -\frac{\chi_0 v_{Lr}}{r} n(\bar{r}, t). \quad (6)$$

Отвлечемся от явления резких скачков в поведении угловой скорости пульсаров, что оправдано при рассмотрении динамики пульсара на временном масштабе $t \gg \tau$, где τ - характерное время послескачковой релаксации. В этом случае в уравнениях (5) и (6) можно пренебречь зависимостями n и Ω от цилиндрического радиуса r . Тогда, из (5) и (6) имеем:

$$n(t) = \frac{2\Omega(t)}{\chi_0}, \quad (7)$$

$$v_{Lr} = -\frac{\dot{\Omega}}{\Omega} r. \quad (8)$$

Рассмотрим нейтронную вихревую нить, находящуюся на расстоянии r_1 от центра звезды (рис.1), и обозначим ее длину в "пре"-фазе через l_1 .

В этой фазе нейтронная вихревая нить окружена параллельными оси вращения протонными вихрями, плотность которых у центра вихря порядка 10^{21} см^{-2} и стремится к нулю на расстоянии r_1 . Если обозначить через \bar{B} среднюю индукцию магнитного поля вокруг нейтронного вихря, то энергию магнитного поля, содержащуюся в протонном вихревом кластере, можно оценить как

$$W_i' = \frac{\bar{B}^2}{8\pi} \pi r_1^2 \ell_i, \quad \ell_i = 2\sqrt{R^2 - r_1^2}. \quad (9)$$

При радиальном движении нейтронного вихря к поверхности звезды уменьшается его длина ℓ_i , в "пре"-фазе, следовательно, уменьшаются длины протонных вихрей, находящихся в нейтронной вихревой нити.

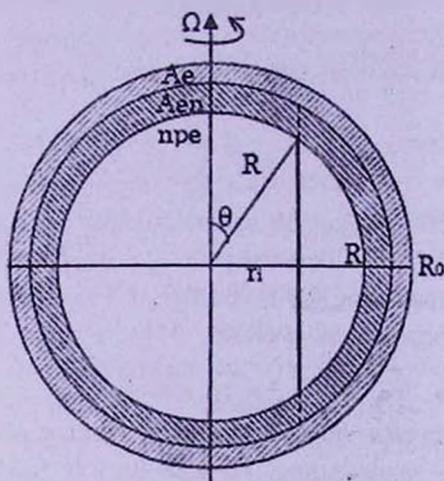


Рис.1. Поперечное сечение модели нейтронной звезды. На расстоянии r_1 от оси вращения расположен нейтронный вихрь.

Магнитная энергия этих вихрей выделяется на границе "пре"-фазы нейтронной звезды. Энергию, выделяемую за единицу времени, можно найти, дифференцируя выражение (9) по времени:

$$\frac{dW_i'}{dt} = \frac{\bar{B}^2}{4\pi} \pi r_1^2 \frac{r_1 v_{1\perp}}{\sqrt{R^2 - r_1^2}}. \quad (10)$$

Используя для скорости вихря $v_{1\perp} = dr_1/dt$ выражение (8), для интенсивности энерговыделения (10) получим:

$$\frac{dW_i'}{dt} = \frac{\bar{B}^2}{4} r_1^2 \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| \frac{r_1^2}{\sqrt{R^2 - r_1^2}}. \quad (11)$$

Полная энергия dW/dt , выделяемая за единицу времени протонными вихрями, находящимися на расстоянии r_1 от центра звезды, определяется

умножением выражения (11) на число нейтронных вихрей на окружности с радиусом r_n , т.е. на $2\pi r_n/b$, где b - среднее расстояние между этими вихрями:

$$\frac{dW_i}{dt} = \frac{\pi \bar{B}^2}{2} \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| \frac{r_1^2}{b} \frac{r_i^3}{\sqrt{R^2 - r_i^2}} \quad (12)$$

Для нахождения полной интенсивности энерговыделения на границе "пре"-фазы нейтронной звезды необходимо суммировать выражение (12) по i так, чтобы r_i менялся от нуля до R (здесь предполагается, что ядро нейтронной звезды полностью состоит из "пре"-фазы). В ядрах нейтронных звезд $b \sim 10^{-2}$ см, а радиус ядра порядка $R \sim 10$ км, следовательно, нейтронные вихри по радиусу расположены почти непрерывно. Поэтому можно от суммирования по i перейти к интегрированию по радиусу, причем, число вихрей в интервале dr равняется $1/b \cdot dr$. Интенсивность энерговыделения, обусловленная этими вихрями, будет:

$$dI_{GP} = \frac{dW}{dt} \cdot \frac{dr}{b} = \frac{\pi \bar{B}^2}{2} \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| \left(\frac{r_1}{b} \right)^2 \frac{R^3 x^3 dx}{\sqrt{1-x^2}} \quad (13)$$

Здесь введено обозначение $x = r/R$. Более удобно можно представить интенсивность энерговыделения на границе "пре"-фазы как функцию от угла θ (см. рис.1), где $\theta = \arcsin x$. Тогда формула (13) будет иметь вид

$$dI_{GP}(\theta) = \frac{\pi \bar{B}^2 R^3}{2} \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| \left(\frac{r_1}{b} \right)^2 \sin^3 \theta d\theta \quad (14)$$

Как видно из (14), энергия выделяется в основном у экваториальной плоскости нейтронной звезды, т.е. при $\theta \rightarrow \pi/2$. Полная интенсивность энерговыделения I_{GP} определяется интегрированием выражения (14) по углу θ от 0 до $\pi/2$:

$$I_{GP} = \frac{\pi \bar{B}^2 R^3}{3} \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| \left(\frac{r_1}{b} \right)^2 \quad (15)$$

Для оценки интенсивности энерговыделения подставим в (15) значения среднего магнитного поля кластера \bar{B} и отношения r_1/b из работы [8]:

$$\bar{B} = \frac{k \Phi_0}{4\pi \lambda^2}, \quad r_1/b = (\xi/\lambda)^{1/2} |\mu|, \quad (16)$$

где λ - глубина проникновения магнитного поля, ξ - длина когерентности протонов, k - коэффициент ушечения протонов нейтронами и $\Phi_0 = 2 \cdot 10^{-7}$ Гс см² - квант магнитного потока. Тогда для интенсивности энерговыделения окончательно получим [10]:

$$I_{GP} = \frac{\pi}{3} \left(\frac{k \Phi_0}{4\pi \lambda^2} \right)^2 R^3 (\xi/\lambda)^{1/2} |\mu| \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| \quad (17)$$

В ядре нейтронной звезды средняя плотность вещества порядка $5 \cdot 10^{14}$ г/см³, следовательно средняя плотность сверхтекучих протонов $n_p \approx 10^{37}$ см⁻³. Для таких плотностей $\lambda \sim 10^{-11}$ см, $\xi \sim 10^{-12}$ см, т.е. $\xi/\lambda \sim 0.1$. Подставляя эти значения параметров в (17), а также принимая $R = 10^6 R_6$, $|\dot{\Omega}/\Omega| = 10^{-15} |\dot{\Omega}/\Omega|_{-15}$ и $|k| = 0.5$, для I_{CP} получим оценку:

$$I_{CP} = 7 \cdot 10^{28} R_6^3 |\dot{\Omega}/\Omega|_{-15} \text{ эрг/с.} \quad (18)$$

Для типичных нейтронных звезд $R_6 \sim 1$, а для радиопульсаров $|\dot{\Omega}/\Omega|_{-15}$ меняется от 0.01 до 100, следовательно полная энергия, выделяемая на поверхности "пре"-фазы порядка $7 \cdot 10^{26} - 7 \cdot 10^{30}$ эрг/с, причем она в основном выделяется вблизи экваториальной плоскости. Отметим, что интенсивность радиоизлучения пульсаров лежит в интервале значений 10^{26} эрг/с - 10^{30} эрг/с. Оценки интенсивности энерговыделения по формуле (18) показывают, что она достаточна для обеспечения радиоизлучения пульсаров. Необходимо, однако, показать что эта энергия выделяется в радиодиапазоне и что низкочастотные радиоволны смогут распространяться через плотную плазму коры до поверхности звезды. Кроме этого, известно, что радиосигналы от пульсаров имеют импульсный характер. Для получения такого сигнала необходимо, чтобы энерговыделение на поверхности ядра было асимметричным. Вопросы о реализации этих возможностей рассматриваются в следующих разделах.

3. Асимметрия энерговыделения в ядре нейтронной звезды.

При адиабатическом коллапсе сверхновой с типичным "вмороженным" магнитным полем порядка $10^3 - 10^3$ Гс поток магнитного поля сохраняется, и в результате рождения во взрыве сверхновой нейтронная звезда приобретает магнитное поле порядка $10^{12} - 10^{13}$ Гс [12]. По мере охлаждения звезды, при критических температурах, соответственно, $T_{cn} \sim 10^{10}$ К и $T_{cp} \sim 5 \cdot 10^9$ К, нейтроны и протоны переходят в сверхтекучее состояние. Как показано в [13], время выталкивания магнитного потока из ядра нейтронной звезды до образования в ней сверхтекучего протонного конденсата порядка 10^8 лет, что намного больше времени 10^3 лет, необходимого для охлаждения звезды до критической температуры T_{cp} . Таким образом, поток остаточного магнитного поля в ядре нейтронной звезды сохраняется до перехода протонов в сверхпроводящее состояние. Так как протонный конденсат представляет собой сверхпроводник II рода ($\lambda/\xi_p \sim 10 > 1/\sqrt{2}$, где λ - глубина проникновения магнитного поля, ξ_p - длина когерентности сверхпроводящей протонной жидкости), то магнитный поток локализуется в областях с радиусом $\lambda \sim 10^{-11}$ см вокруг ствола протонного вихря и в сверхтекучем ядре нейтронной звезды возникает однородная решетка протонных вихрей, каждый из которых несет квант магнитного потока $\Phi_0 = 2 \cdot 10^{-7}$ Гс см². Назовем вихри, связанные с остаточным магнитным полем RP-вихрями. Вихри этой однородной решетки имеют направление

остаточного магнитного поля, которое вне ядра нейтронной звезды имеет дипольную форму. Магнитный момент \bar{M}_R остаточного магнитного поля направлен под произвольным углом к оси вращения нейтронной звезды (т.е. к $\bar{\Omega}$). Однако анализ стабильной конфигурации остаточного магнитного поля [14] показывает, что магнитный момент \bar{M}_R ориентирован под углом, близким к 90° по отношению к $\bar{\Omega}$. В дальнейшем, для ясности, будем считать, что \bar{M}_R перпендикулярен к $\bar{\Omega}$. Как указывалось в разделе 2, в сверхтекучем ядре генерируется сильно неоднородное магнитное поле с магнитным моментом \bar{M}_G , параллельным $\bar{\Omega}$. В большей части ($\geq 80\%$) объема сверхтекучего ядра генерированное магнитное поле равно нулю, а вблизи стволон нейтронных вихрей оно порядка $10^{14} - 10^{15}$ Гс. Таким образом, в сверхтекучем ядре нейтронной звезды существуют два типа перпендикулярных друг другу протонных вихрей: RP-вихри и GP-вихри, посредством которых, соответственно, остаточное и генерированное токами увлечения магнитные поля входят в протонный сверхпроводник.

В случае пересечения вихри могут взаимно закрепляться (пиннинг), так как в этом случае энергия системы, состоящей из двух вихрей, уменьшается за счет выигрыша в энергии конденсации пересеченного объема. Как следует из выражений (7) и (8), при замедлении звезды нейтронные вихри и связанные с ними GP-вихри движутся к границе ядра и коры нейтронной звезды. Так как RP-вихри запиннингованы к GP-вихрям, то они также будут участвовать в движении и энерговыделении. Поскольку RP-вихри перпендикулярны GP-вихрям, энерговыделение будет асимметричным: на поверхности сверхтекучего ядра возникнут два локализованных пятна с повышенной интенсивностью энерговыделения [13].

Интенсивность энерговыделения, обусловленного движением RP-вихрей, вычислена в работе [13]. Рассмотрим некую поверхность, параллельную экваториальной плоскости, которая определяется выбором угла θ . Это есть окружность, в которой RP-вихри расположены параллельно друг другу, а GP-вихри пересекают ее перпендикулярно, образуя гексагональную решетку (рис.2). Скорость движения RP-вихрей равна

$$v_x = v_{Lr} \cos \varphi = \frac{|\dot{\Omega}|}{2\Omega} h, \quad (19)$$

где h - расстояние вихря от оси вращения звезды. Хотя GP-вихри движутся радиально со скоростью v_{Lr} , тем не менее каждый запиннингованный RP-вихрь движется к границе сверхтекучего ядра, оставаясь параллельным сам себе (рис.2). Это означает, что радиальное движение GP-вихрей не приводит к возникновению силы, стремящейся изменить начальную прямолинейную форму RP-вихря. Благодаря такому движению из начального однородного распределения RP-вихрей через короткое время устанавливается характерная структура, схематически изображенная на рис.2.

Если обозначить длину i -го RP-вихря через ℓ_i , а радиус окружности, определяемой углом θ , через R_θ , и учесть, что $\ell_i = 2R_\theta \sin\theta$ и $d\varphi/dt = (\dot{\Omega}/2\Omega) \operatorname{ctg}\theta$, имеем

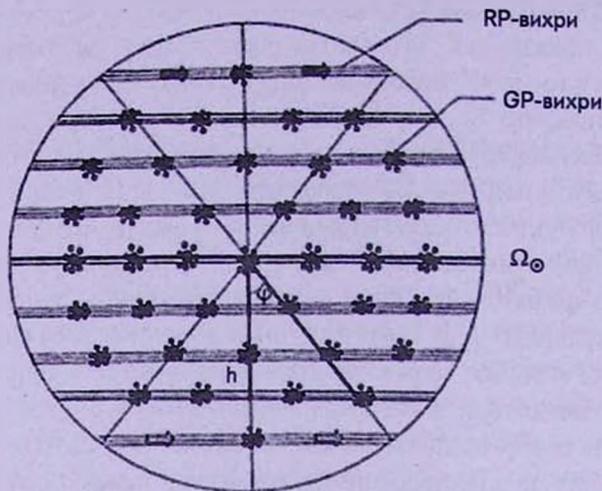


Рис.2. Схематическое изображение сечения сверхтекучего ядра нейтронной звезды плоскостью, перпендикулярной оси вращения. Точками изображены нейтронные вихри, а также сгруппированные вокруг них GP-вихри. Линиями изображены RP-вихри.

$$\frac{d\ell_i}{dt} = \frac{|\dot{\Omega}|}{\Omega} R_\theta \operatorname{ctg}\theta \cos\varphi. \quad (20)$$

Интенсивность энерговыделения из-за движения RP-вихрей в выделенной нами окружности будет равна

$$\frac{dE_\theta}{dt} = \varepsilon_V \frac{b}{d_0} \frac{d\ell_i}{dt} dN_\varphi, \quad (21)$$

где $b = 1.075(\chi_0/2\Omega)^{1/2}$ - расстояние между нейтронными вихрями, $d_0 = (2\Phi_0/\sqrt{3}B_0)^{1/2}$ - расстояние между протонными вихрями, а ε_V - энергия единицы длины протонного вихря, которая определяется как

$$\varepsilon_V = \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda}\right)^2 \ln \frac{\lambda}{\xi_p}. \quad (22)$$

Число вихрей по азимутальному углу $d\varphi$ равно

$$dN_\varphi = R_\theta \sin\theta d\varphi/b, \quad (23)$$

следовательно, из (20), (21) и (23) получим

$$\frac{dE_\theta}{dt} = \frac{\varepsilon_V}{d_0} \frac{|\dot{\Omega}|}{\Omega} R^2 \sin^2\theta \cos^2\varphi d\varphi. \quad (24)$$

Для суммирования по θ заметим, что число поверхностей, лежащих

в интервале $d\theta$, есть

$$dN_{\theta} = R \sin\theta d\theta/d_0. \quad (25)$$

Тогда полная интенсивность энерговыделения, связанного с движением RP-вихрей, равна

$$dI_{RP} = \frac{dE_{\theta}}{dt} dN_{\theta} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{B_0}{\Phi_0} \varepsilon_V \frac{|\dot{\Omega}|}{\Omega} R^3 \sin^3\theta \cos^2\varphi d\theta d\varphi. \quad (26)$$

Выше было вычислено также угловое распределение интенсивности энерговыделения, обусловленного движением GP-вихрей (см. формулу (14)). Из этой формулы видно, что угловое распределение интенсивности изотропно по азимутальному углу φ . Поэтому формулу (14) можно представить в виде

$$dI_{GP}(\theta) = \int_0^{2\pi} dI_{GP}(\theta, \varphi) d\varphi,$$

где

$$dI_{GP} = \frac{1}{4} \left(\frac{k\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \right)^2 R^3 \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| \sin^3\theta d\theta d\varphi. \quad (27)$$

С учетом (26) и (27), для углового распределения полной интенсивности энерговыделения в сверхтекучем ядре нейтронной звезды из-за движения GP и RP-вихрей получим выражение

$$dI(\theta, \varphi) = \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \right)^2 R^3 \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| \left[\frac{k^2}{4\lambda^2} \left(\frac{\xi_p}{\lambda} \right)^{\frac{1}{|k|}} + \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{B_0}{\Phi_0} \ln \left(\frac{\lambda}{\xi_p} \right) \cos^2\varphi \right] \sin^3\theta d\theta d\varphi. \quad (28)$$

Подставляя типичные значения параметров $\lambda \approx 0.8 \cdot 10^{-11}$ см, $\lambda/\xi_p \approx 10$, $|k| \approx 0.5$ и $B_0 \approx 10^{12}$ Гс, имеем

$$dI \approx 1.2 \cdot 10^{29} \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right|_{-15} R_6^3 (1 + \cos^2\varphi) \sin^3\theta d\theta d\varphi. \quad (29)$$

Из выражения (29) следует, что энерговыделение происходит асимметрично и интенсивность максимальна в двух локализованных областях, а именно, там где $\varphi \rightarrow 0$ или $\varphi \rightarrow \pi$ и $\theta \rightarrow \pi/2$. Эти области повышенного энерговыделения находятся вблизи экваториальной плоскости в направлении, перпендикулярной к \vec{M}_R и \vec{M}_G .

В работе [15] проведено сравнение интенсивности энерговыделения при движении вихревой системы в сверхтекучем ядре нейтронной звезды с данными радиосветимости 576 пульсаров. При этом предполагалось, что w/p -ая часть энергии, рассчитанная по формулам (17) и (29), может преобразоваться в энергию радиоизлучения, где w - временная ширина среднего радиоимпульса, p - период пульсара. На рис.3 приведены графики зависимости полной интенсивности энерговыделения от параметра $x = w/p\tau_6$

для различных моделей нейтронных звезд с радиусами $R_0 = 0.8, 1.0$ и 1.2 , где $\tau = \Omega/2|\dot{\Omega}|$ - время жизни пульсара. Точками на рис.3 обозначены пульсары с известными данными радиосветимости и значения параметра $x = w/p\tau_0$. Как видно из рис.3, для почти 90% пульсаров интенсивность энерговыделения, связанная с движением намагниченных вихрей в ядре нейтронной звезды достаточна для объяснения данных наблюдений

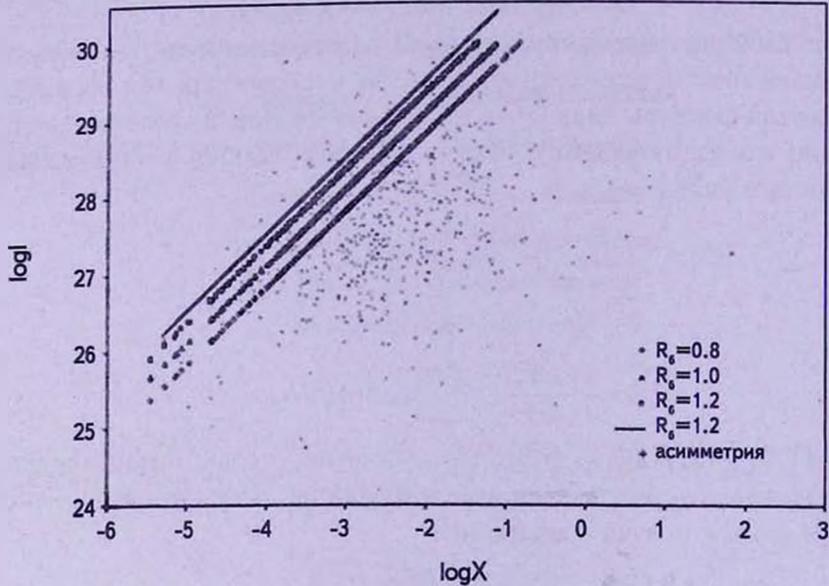


Рис.3. Графики зависимости полной интенсивности энерговыделения от параметра $x = w/p\tau_0$. Точками обозначены пульсары с известными данными радиосветимости и значения параметра $x = w/p\tau_0$.

радиосветимости пульсаров, причем можно учесть также, что часть выделенной энергии может преобразоваться в тепло. Таким образом, анализ данных радиосветимости 575 пульсаров указывает на эффективность рассмотренного механизма энерговыделения на границе ядра и коры нейтронной звезды. Магнитная энергия, заключенная в протонных вихрях, достаточна, чтобы в рамках общепринятых моделей нейтронных звезд обеспечить радиосветимость большинства известных радиопульсаров. Для полного рассмотрения проблемы радиоизлучения пульсаров необходимо указать механизм превращения магнитной энергии вихрей в энергию электромагнитного излучения нейтронной звезды и механизм формирования "пятна" на поверхности звезды с повышенной интенсивностью энерговыделения, благодаря чему будут наблюдаться импульсные радиосигналы от пульсаров.

4. *Формирование "магнитной шапки" на поверхности сверхтекучего ядра.* В сверхтекучем ядре генерируются два типа магнитных полей. Первый тип магнитного поля генерируется из-за "эффекта увлечения"

протонов нейтронами [16,17] и имеет полоидальную структуру с магнитным моментом \bar{M}_G параллельной $\bar{\Omega}$. Второй тип магнитного поля генерируется из-за наличия отличной от нуля разности угловых скоростей сверхтекучих нейтронов Ω_n и электронов Ω_e , т.е. при $\Omega_n - \Omega_e \neq 0$. Как показано в работе [18], этот эффект генерации магнитного поля имеет место только в искривленном гравитацией пространстве. Это поле генерируется в ядре нейтронной звезды, имеет тороидальную структуру и содержится в кольцевых квантовых вихрях, лежащих в плоскостях, параллельных экваториальной плоскости. Тороидальное магнитное поле максимально вблизи экваториальной плоскости и порядка остаточного поля звезды. Так как тороидальное поле лежит в той же плоскости, что и остаточное поле, то оно может усиливать или ослаблять остаточное магнитное поле в зависимости от направления тороидального поля.

Таким образом, в сверхтекучем ядре нейтронной звезды существуют три типа протонных вихрей: вихри, ассоциированные с остаточным (RP-вихри) и тороидальным (TP-вихри) магнитными полями, находящимися в плоскостях, перпендикулярных оси вращения звезды, и вихри, обусловленные полоидальным магнитным полем (GP-вихри), которые локализованы в форме кластеров вокруг стволочных нейтронных вихрей. Вне сверхтекучего ядра магнитное поле представляет собой суперпозицию генерированного полоидального и остаточного магнитных полей.

В работе [19] показано, что из-за магнитной структуры GP-вихрей безвихревая зона ядра нейтронной звезды увеличивается, достигая толщины порядка 5 м. Так как радиус ядра порядка 10 км, то минимальная длина

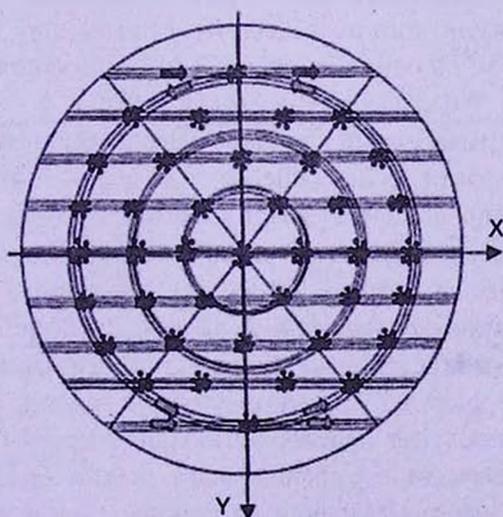


Рис.4. Система протонных вихрей в ядре нейтронной звезды. Окружностями изображены TP-вихри.

GP-вихря порядка 500 м. На плоскостях параллельных экваториальной плоскости, где лежат RP-вихри и TP-вихри, RP-вихри представляют собой параллельные друг другу прямые линии, имеющие скажем направление оси X . Они сгущены вокруг нейтронного вихря и их минимальная длина также 500 м (рис.4). Что касается TP-вихрей, то они имеют вид круговых колец, которые также сгущены у нейтронного вихря. Сгущение этих вихрей у нейтронного вихря происходит из-за пиннинга кластера GP-вихрей, связанного с нейтронным вихрем, с RP-вихрями и TP-вихрями. Отметим, что из-за сгущения протонных вихрей магнитное поле в местах сгущения усиливается на два порядка. Поэтому магнитное поле между сгущениями можно считать отсутствующим.

У точек пересечения оси Y (перпендикулярной к оси X) с поверхностью ядра нейтронной звезды образуются две "магнитные шапки", основания которых круговые поверхности с диаметром 500 м, а поверхность шапки совпадает с поверхностью ядра нейтронной звезды. Эти две шапки лежат в противоположных концах пересечения оси Y с поверхностью ядра нейтронной звезды. При отсутствии TP-вихрей структура магнитного поля в обеих "магнитных шапках" одинакова. Однако при наличии TP-вихрей в зависимости от относительных направлений TP-вихрей и RP-вихрей структуры магнитного поля в обеих шапках не будут одинаковы. В одной из шапок, где X -компонента тороидального магнитного поля имеет то же направление, что и RP-вихри, магнитное поле и его градиент по направлению Y увеличиваются (два поля складываются), тогда как в противоположной шапке магнитное поле и его градиент по направлению Y уменьшаются. Таким образом, существует естественная причина (наличие тороидального магнитного поля) для образования двух несимметричных "магнитных шапок", в одной из которой магнитное поле и его градиент по направлению Y больше, чем в другой.

Движение вихревых линий к границе ядра нейтронной звезды приводит к изменению энергии, содержащейся в вихревых нитях. Уменьшение энергии вихря сопровождается энерговыделением, тогда как увеличение энергии вихря обеспечивается энергией вращения сверхтекучего ядра. В частности, магнитная энергия TP-вихрей будет увеличиваться при их движении к границе ядра нейтронной звезды. Энергия этих вихрей будет максимальна на границе ядра, так как их радиус там максимален. TP-вихри будут переносить энергию кольцевых вихрей к границе ядра нейтронной звезды. Произойдет также перенос магнитной энергии GP-вихрей и RP-вихрей при их движении к границе ядра звезды. Это движение будет сопровождаться энерговыделением на границе ядра и коры нейтронной звезды. Энерговыделение из-за укорачивания GP-вихрей произойдет по всей поверхности ядра нейтронной звезды до радиуса безвихревой зоны.

Эти вихри, дойдя до этой зоны, далее аннигилируются, выделяя добавочную энергию. В энерговыделение дают вклад также RP-вихри, так как они, двигаясь с GP-вихрями, укорачивают свою длину.

При аннигиляции нейтронных вихрей приведенные ими GP, RP и TP-вихри остаются у границы безвихревой зоны, заполняя основание "магнитной шапки", которое является круговой поверхностью с диаметром $2R_0 = 5 \cdot 10^4$ см (рис.5). Как видно из рисунка, образуются две "магнитные шапки", в одной из которых TP-вихри имеют с RP-вихрями одинаковое направление, тогда как в другой они направлены противоположно друг другу. Следовательно, TP-вихри в одной "магнитной шапке" усиливают магнитное поле, а в другой - уменьшают его. Таким образом, две "магнитные шапки", лежащие в двух противоположных точках пересечения оси Y с границей ядра нейтронной звезды, в смысле энергосодержания несимметричны, следовательно, и энерговыделение в этих шапках будет количественно отличаться друг от друга. Если плотность TP-вихрей по сравнению с плотностью RP-вихрей настолько мала, что ею можно пренебречь, то тогда мы имеем дело с симметричными "магнитными шапками".

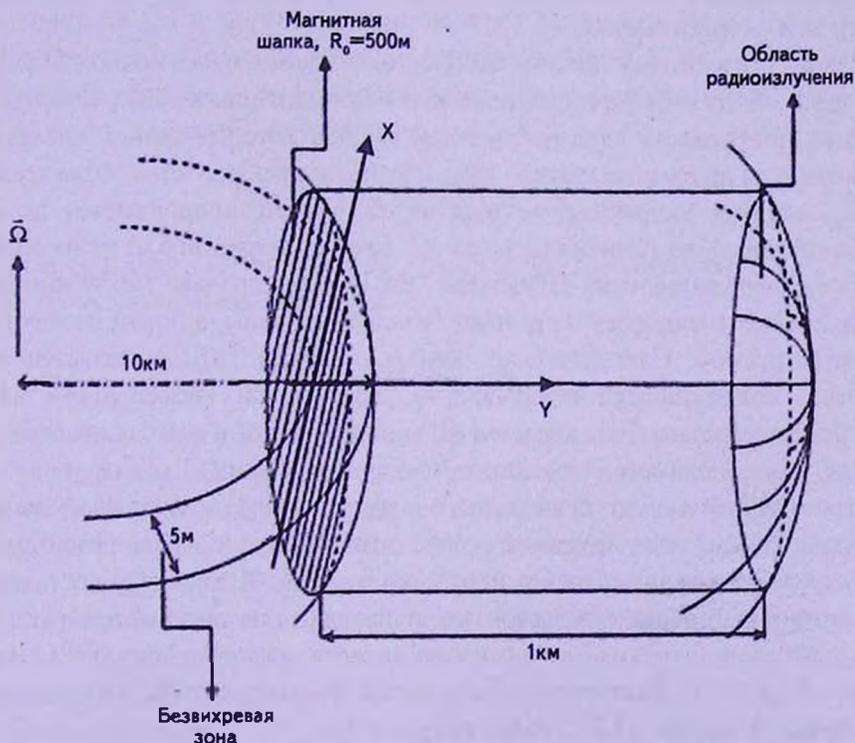


Рис.5. Формирование магнитной шапки на поверхности ядра и области радиоизлучения на поверхности нейтронной звезды.

Так как поток RP-вихрей к границе ядра нейтронной звезды продолжается в течение всей активной жизни пульсара, то плотность протонных вихрей на основании "магнитной шапки" увеличивается, достигая до значений, обеспечивающих установление второго критического поля внутри "магнитной шапки". При таких значениях магнитного поля стволы протонных вихрей соприкасаются и, следовательно, протонная жидкость переходит в нормальное состояние. Внутри "магнитной шапки" от ее поверхности к центру устанавливаются градиенты магнитного поля, которые и приводят к диффузии магнитного поля или к "схлопыванию" протонных вихрей с последующим энерговыделением магнитной энергии вихрей. Эта энергия может возбуждать магнитозвуковые волны в той части нейтронной звезды, основанием для которой служит "магнитная шапка". Эта часть представляет собой цилиндрическую область с радиусом равным радиусу "магнитной шапки" и длиной равной толщине коры нейтронной звезды. Вещество в этой области представляет собой плотную ионизированную плазму с магнитным полем, перпендикулярным к оси этого цилиндра. Поэтому в этой области могут распространяться магнитозвуковые волны, которые переведут выделенную в "магнитной шапке" энергию на поверхность нейтронной звезды.

Перейдем к оценке количества энерговыделения в "магнитной шапке". В разделе 2 была найдена интенсивность энерговыделения энергии магнитного поля на поверхности ядра нейтронной звезды, которое происходит из-за укорачивания протонных вихрей. Здесь предполагалось отсутствие безвихревой зоны, поэтому укорачивание протонных вихрей продолжается до их исчезновения. Учет наличия безвихревой зоны (с шириной 5 м) не изменяет картину энерговыделения GP-вихрей, так как они сначала укорачиваются до их длины, имеющейся на радиусе безвихревой зоны, а потом полностью аннигилируются. Следовательно, как и в работе [10], выделяется вся энергия, содержащаяся в GP-вихрях, достигавших поверхности ядра нейтронной звезды. Что касается RP-вихрей, то они укорачиваются до длины, равной диаметру основания "магнитной шапки". Так как эта длина (порядка 500 м) мала по сравнению с диаметром ядра нейтронной звезды (порядка 20 км), мы можем считать, что, как и в случае отсутствия безвихревой зоны, выделяется почти вся энергия RP-вихрей, достигших "магнитной шапки". Энерговыделение, приходящее на единицу поверхности ядра нейтронной звезды, можно найти интегрированием формулы (29) по углам θ и φ и разделением результата интегрирования на площадь поверхности сферы $4\pi R^2$. Тогда получим

$$\frac{I_1}{4\pi R_6^2} \approx 10^{17} \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right|_{-15} \cdot R_6, \quad (30)$$

где принято $B_0 \approx 10^{12}$ Гс.

Легко вычислить также интенсивность энергосвечения на единицу поверхности "магнитной шапки" $I_2/\pi R_0^2$. При "хлоповании" протонных вихрей магнитных кластеров в безвихревой зоне на поверхности "магнитной шапки" остаются укороченные протонные вихри начального поля, которые приведены туда же этими же кластерами. В течение времени плотность этих вихревых нитей увеличивается, что увеличивает магнитное поле на поверхности "магнитной шапки". Усиление магнитного поля продолжается до значения H_{c2} , которое соответствует второму критическому полю. Это поле равно $H_{c2} = \Phi_0 \ln(\lambda/\xi)/(4\pi\lambda^2)$ и в условиях нейтронной звезды порядка $H_{c2} \approx 7.5 \cdot 10^{14}$ Гс. При достижении этого значения магнитного поля протонная жидкость в "магнитной шапке" перейдет в нормальное состояние. Наличие градиента магнитного поля, направленного из внутренней и внешней поверхностей "магнитной шапки" вовнутрь, приведет к диффузии магнитного поля к центру "магнитной шапки". Следовательно, вихри будут "схлопываться", выделяя магнитную энергию на границе ядра и коры нейтронной звезды в области "магнитной шапки".

Для вычисления интенсивности энергосвечения, приходящейся на единицу поверхности этой области, достаточно вычислить энергию, которую приводят вихри в единицу времени через единицу поверхности тогда, когда начальное магнитное поле достигает значения H_{c2} . Эта интенсивность энергосвечения будет равняться плотности магнитной энергии умноженной на скорость движения вихревой решетки, т.е.

$$\frac{I_2}{\pi R_0^2} = \frac{H_{c2}^2}{8\pi} \frac{1}{2} \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| R. \quad (31)$$

Если в формулу (31) подставить значение магнитного поля H_{c2} , $|\dot{\Omega}/\Omega|$ и R , то окончательно получим:

$$\frac{I_2}{\pi R_0^2} = 10^{19} \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right|_{-15} R_6. \quad (32)$$

Сравнение формул (30) и (32) показывает, что интенсивность энергосвечения, приходящаяся на единицу поверхности в области "магнитной шапки" почти на два порядка больше от среднего энергосвечения на других частях поверхности ядра нейтронной звезды. Этот означает, что наличие "магнитной шапки" у вращающейся нейтронной звезды и интенсивное энергосвечение в ней делают ее локальным источником возбуждения магнитозвуковых волн. Роль магнитозвуковых волн в преобразовании магнитной энергии сверхтекучего ядра нейтронной звезды в радиоизлучении пульсара будет обсуждаться в следующем разделе.

Отметим также, что полная интенсивность энергосвечения "магнитной шапки" по порядку величины совпадает с интенсивностью радиоизлучения пульсаров. Действительно, если учесть, что $R_0 \approx 5 \cdot 10^4$ см, то

$$I_2 = 10^{29} \cdot \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right|_{-15} R_6. \quad (33)$$

Если учесть, что $\left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right|_{-15}$ у пульсаров меняется в диапазоне $10^{-2} + 10^2 \text{ с}^{-1}$ и $R_6 = 1$, то значение I_2 лежит в интервале от 10^{27} эрг/с до 10^{31} эрг/с, что хорошо согласуется с наблюдениями.

5. *Магнитозвуковые волны в коре нейтронной звезды.* Как известно, в коре нейтронной звезды имеется почти однородное, перпендикулярное к экваториальной плоскости звезды магнитное поле, которое достигает до значений порядка $10^{12} - 10^{13}$ Гс. В находящейся в магнитном поле ионизированной плазме могут распространяться магнитозвуковые волны, так как при малых частотах волн плазму коры можно считать сплошной средой. Тогда для описания распространения волн в коре нейтронной звезды можно применять известные уравнения классической магнитогидродинамики.

Как показано в работах [20-23], поведение плазмы в коре нейтронной звезды, находящейся в магнитном поле, с учетом сил вязких трений и наличия конечной электро- и теплопроводности среды, можно описать следующей системой уравнений

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{v}) = 0. \quad (34)$$

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} - \frac{1}{4\pi} (\vec{H} \nabla) \vec{H} = -\nabla \left(p + \frac{H^2}{8\pi} \right) + \eta \nabla^2 \vec{v} + \left(\xi + \frac{\eta}{3} \right) \nabla(\nabla \vec{v}), \quad (35)$$

$$\frac{d\vec{H}}{dt} - (\vec{H} \nabla) \vec{v} + H(\nabla \vec{v}) = v_m \Delta \vec{H}, \quad (36)$$

$$\rho \frac{T ds}{dt} = -(\nabla \vec{q}) - \pi_{\alpha\beta} \frac{\partial V_\alpha}{\partial x_\beta} + \frac{j^2}{\sigma}, \quad (37)$$

$$\rho T \frac{ds}{dt} = \frac{1}{\gamma - 1} \left(\frac{dp}{dt} - c_s^2 \frac{d\rho}{dt} \right). \quad (38)$$

Здесь ρ и \vec{v} - плотность и скорость движения вещества при распространении волны, соответственно, p - давление, η и ξ - коэффициенты вязкости плазмы коры, σ - коэффициент электропроводности, $v_m = c^2/4\pi\sigma$ - магнитная вязкость, $\pi_{\alpha\beta}$ - тензор вязких напряжений, j - плотность тока, T - температура, s - энтропия единицы массы, $\vec{q} = -\kappa \nabla T$ - плотность потока тепла, κ - коэффициент теплопроводности, c_s - скорость звука в среде, γ - показатель адиабаты среды.

Следуя работам [21,24], рассмотрим распространение магнитозвуковых волн в плазме коры нейтронной звезды конечной ширины ℓ . Предположим магнитное поле в коре направлено по оси y , а ось x направлена по радиусу от поверхности к центру звезды. Поперечная ось z направлена перпенди-

кулярно плоскости (x, y) и составляет с ее осями правую систему. Меняющиеся со временем магнитную индукцию, плотность вещества, давление и температуру представим в следующем виде:

$$\bar{H} = \bar{H}_0 + \bar{h}, \quad \rho = \rho_0 + \rho', \quad p = p_0 + p', \quad T = T_0 + T', \quad (39)$$

где \bar{H}_0 , ρ_0 , p_0 и T_0 - равновесные значения данных величин, а \bar{h} , ρ' , p' и T' есть их возбуждения.

В работах [23-26] показано, что решение уравнений магнитогидродинамики, написанных для возбуждений (39), представляют собой квазимонохроматические волны, причем каждое возбуждение можно представить в виде суммы двух волновых пучков, движущихся друг против друга. Если как неизвестную функцию выбрать скорость движения вещества $V_x \equiv u$, то получим

$$u(x, y, z, t) = u_1(\tau_1, \tau'_1, y, z) + u_2(\tau_2, \tau'_2, y, z), \quad (40)$$

где величины

$$\tau_{1,2} = \int_{\pm x}^{\xi} \frac{dx}{c_n(x)} - t = \tau'_{1,2} - t$$

есть эйконалы волн, движущихся направо и налево, а $c_n(x)$ - скорость распространения волны, которая определяется формулой

$$c_n^2 = c_s^2 + c_A^2, \quad c_A^2 = \frac{H_0^2}{4\pi\rho}. \quad (41)$$

Здесь c_s - скорость звуковой волны, а c_A - скорость Альфвеновских волн. Из системы уравнений (34)-(38) можно получить эволюционное уравнение для искоемых функций $u_{1,2}$ [20]:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial \tau' \partial \tau} + \frac{c_n^2}{2} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \right) - \frac{\partial u}{\partial \tau} \frac{d \ln \Phi}{d \tau'} = - \frac{1}{c_n} \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\Gamma u \frac{\partial u}{\partial \tau} + D \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} \right), \quad (42)$$

где для простоты опущены индексы 1 и 2 у величин $\tau_{1,2}$, $\tau'_{1,2}$, $u_{1,2}$ и $\Phi_{1,2}$. Здесь коэффициент Γ появляется из-за нелинейных эффектов, а D - коэффициент диссипации. Эти коэффициенты определяются следующими формулами:

$$\Gamma = \frac{\gamma + 1}{2} \frac{c_s^2}{c_n^2} + \frac{3}{2} \frac{c_A^2}{c_n^2}, \quad D = - \frac{1}{2c_n} \left\{ \frac{1}{\rho} \left(\xi + \frac{4}{3} \eta \right) + \frac{c_A^2}{c_n^2} v_m + \frac{(\gamma - 1)^2 \kappa T}{\rho c_n^2} \right\}. \quad (43)$$

Возбуждения искоемых физических величин в продольной магнитозвуковой волне связаны с V_x следующими соотношениями:

$$V_y = V_z = 0, \quad h_x = h_z = 0, \quad h_y = \mp \frac{H_0}{c_n} V_x, \quad \rho' = \mp \frac{\rho_0}{c_n} V_x, \quad p' = c_s^2 \rho', \quad T' = (\gamma - 1) \frac{\rho'}{\rho} T, \quad (44)$$

где верхние знаки соответствуют волнам, распространяющимся направо, а нижние знаки - к волнам, идущим налево. Функция $\Phi_{1,2}$, входящая в

эволюционное уравнение, связана с неоднородностью среды и определяется из закона сохранения энергии, согласно которому поток энергии одномерной волны постоянен на плоскостях, перпендикулярных направлению распространения волны, т.е. $\rho V_x^2 c_n = \text{const} = \rho(0) V_x^2(0) c_n(0)$, откуда

$$\Phi_{1,2}^2 = \left(\frac{V_x(\tau'_{1,2})}{V_x(0)} \right)^2 = \frac{\rho(0) c_n(0)}{\rho(\tau'_{1,2}) c_n(\tau'_{1,2})} \approx \frac{\rho(0)}{\rho(\tau'_{1,2})}. \quad (45)$$

Здесь аргументы функций $\rho(x)$ и $c_n(x)$ заменены на $\tau'_{1,2}$, которые зависят от x .

Уравнение (42) дифференциальное уравнение с частными производными, имеющее нелинейный член. Последний приводит к расширению или сужению поперечных размеров волновых пучков, являющихся решением этого уравнения. Кроме того, благодаря этому члену и конечности размеров коры нейтронной звезды, из монохроматической волны, возбужденной в среде, могут возбуждаться волны с более высокими гармониками. Однако, можно показать, что каждая следующая гармоника по интенсивности слабее предыдущей [24]. Тогда решение эволюционного уравнения в линейном приближении можно искать в виде гауссовских пучков [20,24,27]:

$$u_{1,2}(\tau_{1,2}, \tau'_{1,2}, r) = \frac{\Phi(\tau'_{1,2}) b_{1,2}}{2 f(\tau'_{1,2})} \exp \left\{ i \omega \tau_{1,2} + i \left[\zeta(\tau'_{1,2}) + \frac{r^2}{2 Q(\tau'_{1,2})} \right] - \frac{r^2}{2 r_0^2 f^2(\tau'_{1,2})} + \omega^2 \int_0^{\tau'_{1,2}} \frac{D}{c_n} d\tau' \right\} + \text{к.с.} \quad (46)$$

где $f(\tau'_{1,2})$ описывает изменение радиуса пучка и $f(\tau'_{1,2}) \approx 1$ [24], а дополнительная фаза $\zeta(\tau'_{1,2}) + (r^2/2Q(\tau'_{1,2}))$ возникает из-за ограниченности пучка. Решения эволюционного уравнения $u_{1,2}$ связаны между собой граничным условием на поверхности нейтронной звезды. Так как конец коры ($x=0$) свободен, граничное условие на нем имеет вид $p' = 0$. С учетом этого условия для функций $u_{1,2}$ получим:

$$u_1(x=0) = u_2(x=0) \Rightarrow b_1 = b_2 \equiv b. \quad (47)$$

В этом случае на внешней поверхности коры функция u имеет значение

$$u(r, t) = u_0(r) \cos \left\{ \frac{\omega \ell}{c_n \left(1 - \frac{c_n^2}{\omega^2 r_0^2} \right)} - \omega t + \frac{\omega r^2}{2 c_n R_0} + \zeta_0 \right\}, \quad (48)$$

$$u_0(r) = 2b \Phi(\ell/c_n) \exp \left\{ -\frac{r^2}{r_0^2} - \omega^2 \int_0^{\ell} \mu dx \right\}, \quad (49)$$

где величина

$$\mu = -D/c_n^2 \quad (50)$$

определяет поглощение магнитозвуковых волн при их распространении в коре нейтронной звезды.

Магнитное поле магнитозвуковой волны, достигшей внешней поверхности звезды, возбуждает на ее ограниченной области электрические токи. Так как возмущение магнитного поля \bar{h} направлено по оси y и зависит только от x , то в силу уравнения Максвелла $\bar{j} = (c/4\pi)\text{rot}\bar{h}$, y вектора \bar{j} отлична от нуля только компонента j_z . Выражение для плотности тока на поверхности звезды получено в работе [24]:

$$j_z(r, t) = \frac{cH_0}{4\pi} \frac{i\omega b \Phi(\ell/c_n)}{c_n^2 f(\ell/c_n)} \exp\left\{-\frac{r^2}{2r_0^2 f^2(\ell/c_n)} + i\omega\left(\frac{\ell}{c_n} - t\right) - \omega^2 \int_0^\ell \mu dx + i\left[\frac{\ell}{c_n} + \frac{r^2}{2Q(\ell/c_n)}\right]\right\} + \text{к.с.}, \quad (51)$$

а для модуля плотности тока имеем:

$$j_{z0}(r) = \frac{c}{4\pi} \frac{\omega H_0}{c_n^2} u_0. \quad (52)$$

Как видно из решений (49) и (52) для $u_0(r)$ и $j_{z0}(r)$, соответственно, эти величины зависят от амплитуды возмущения скорости вещества b на внутренней поверхности коры нейтронной звезды, а также от величины μ , определяемой согласно (50). Это означает, что значения величин b и μ важны при вычислении интенсивности излучения от поверхности нейтронной звезды и определения спектра этого излучения.

При распространении магнитозвуковых волн в коре нейтронной звезды происходит диссипация энергии волны. Если поглощение магнитозвуковых волн будет существенным, то амплитуда возмущения $u_0(r)$, и следовательно, амплитуда плотности тока $j_{z0}(r)$ на поверхности звезды будут малыми. Тогда соответствующие частоты не будут наблюдаться в спектре излучения звезды. Если обозначить $I_0(\omega)$ начальное значение интенсивности волны частотой ω , возбужденной на внутренней границе коры нейтронной звезды, а $I(\omega)$ - интенсивность той же волны на внешней границе коры, и учитывать, что энергия волны пропорциональна квадрату амплитуды, то из (49) получим

$$\frac{I(\omega)}{I_0(\omega)} \equiv \delta(\omega) = \exp(-2\omega^2 L), \quad (53)$$

где

$$L = \int_0^\ell \mu dx. \quad (54)$$

С учетом (43) и (50) величину μ можно представить в виде

$$\mu = \mu_1 + \mu_2 + \mu_3, \quad (55)$$

где

$$\mu_1 = \frac{2\eta}{3\rho c_n^3}, \quad \mu_2 = \frac{c_A^2}{c_n^3} \frac{c^2}{8\pi\sigma_0}, \quad \mu_3 = \frac{\kappa_0 T}{18\rho c_n^5} \left(\frac{x^2+2}{x^2+1} \right)^2. \quad (56)$$

В формулах (56) η , σ_0 , κ_0 - коэффициенты вязкости, электропроводности и теплопроводности коры нейтронной звезды, $x = p_F/mc$ - безразмерный ферми-импульс электронов. Как видно из выражений (53)-(56), интенсивность магнитозвуковых волн на поверхности звезды зависит от кинетических коэффициентов плазмы коры. Значения этих коэффициентов при плотностях вещества коры $\rho \geq 10^8$ г/см³ были вычислены в работе [28], а при $\rho \leq 10^8$ г/см³, где необходимо учесть влияние магнитного поля на свойства плазмы коры - в работе [29]. На рис.6 представлены зависимости коэффициентов μ_1 , μ_2 и μ_3 от плотности для двух уравнений состояния AU [30] и ModelA [31].

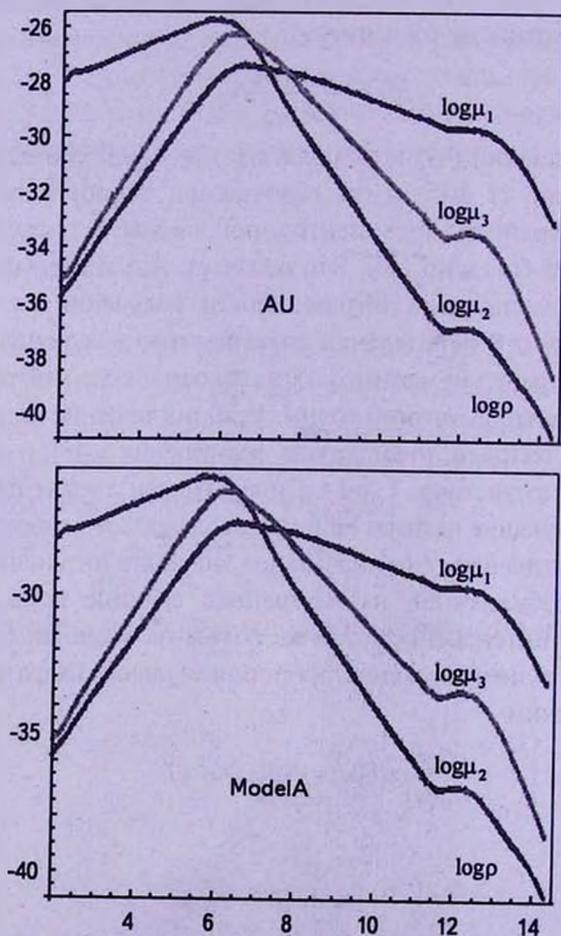


Рис.6. Зависимости коэффициентов μ_1 , μ_2 и μ_3 от плотности для двух уравнений состояния AU и ModelA.

Как видно из этих графиков, при плотностях $\rho \geq 10^8$ г/см³ коэффициент μ_1 на несколько порядков больше μ_2 и μ_3 , следовательно, при плотностях $\rho \geq 10^8$ г/см³ поглощение магнитозвуковых волн происходит в основном из-за вязкости плазмы коры НЗ. При плотностях $\rho \leq 10^7$ г/см³ коэффициент μ_2 на несколько порядков больше μ_1 и μ_3 , следовательно, при плотностях $\rho \leq 10^7$ г/см³ диссипация энергии волны происходит в основном из-за электрического сопротивления среды. Теплопроводность плазмы НЗ дает существенный вклад в поглощении магнитозвуковых волн в узком интервале плотностей 10^7 г/см³ $\leq \rho \leq 10^8$ г/см³. Графики показывают также, что поглощение магнитозвуковых волн в коре НЗ происходит в основном во внешней части коры при плотностях $\rho \leq 10^8$ г/см³, так как в этой области значения μ_1 , μ_2 и μ_3 на несколько порядков больше, чем в области $\rho \geq 10^8$ г/см³. Это означает также, что поглощение магнитозвуковых волн в коре НЗ в основном обусловлено электропроводностью вещества. Расчеты показывают также, что кора НЗ прозрачна для магнитозвуковых волн с частотой $\omega \leq 10^{11}$ Гц [29].

6. *Радиоизлучение пульсаров.* Размеры волнового пучка, распространяющиеся в коре нейтронной звезды, почти не меняются ($f(\tau'_{1,2}) \approx 1$). Следовательно, на поверхности звезды электрические токи возбуждаются в области радиусом r_0 , равной радиусу сечения пучка. Эта область становится источником радиоизлучения пульсара. Предположим, что этот источник представляет собой диск радиусом r_0 и толщиной λ , где λ - длина излучаемой волны. Как известно, объем порядка λ^3 будет излучать когерентно. Интенсивность радиоизлучения этого объема определится из следующего выражения [21,24]:

$$I_1 = \frac{2\lambda^6}{3c^3} |\dot{j}|^2. \quad (57)$$

Число когерентно излучающих объемов в рассматриваемом нами источнике (диск) излучения будет $N \sim (r_0/\lambda)^2$ (заметим, что $r_0/\lambda \sim r_0 \omega/c > 1$). Полная интенсивность излучения складывается из когерентно излучающих объемов, следовательно, она равняется:

$$I = I_1 N = \frac{2}{3c^3} |\dot{j}|^2 \lambda^4 r_0^2. \quad (58)$$

Здесь $|\dot{j}|$ определяется из формулы (51):

$$|\dot{j}| = \frac{c}{4\pi} \frac{\omega^2 H_0}{c_n^2} |u_0(\ell/c_n)|,$$

следовательно,

$$I = \frac{2\pi^2 c}{3} \left(\frac{cH_0 r_0}{c_n} \right)^2 |u_0(\ell/c_n)|^2, \quad (59)$$

где мы учли, что $\lambda = 2\pi c/\omega$. Из формулы (59) можно оценить $|\mu_0(\ell/c_n)|$ на поверхности звезды, если принять, что наблюдаемая полная интенсивность радиоизлучения пульсара порядка $I \sim 10^{30}$ эрг/с. Оценка дает следующий результат:

$$|\mu_0(\ell/c_n)| \sim b\Phi(\ell/c_n) \sim 10^{-8} c_n. \quad (60)$$

Используя этот результат, можно найти область частот, при которых можно линеаризировать эволюционное уравнение (42) [21,24]:

$$\omega \ll \frac{c_n^2}{\Gamma \ell |\mu_0|}. \quad (61)$$

Так как $\Gamma \sim 1$, $\ell \sim 1$ км, $c_n \approx 10^9$ см/с, то условие (61) примет вид $\omega \ll 10^{12}$ Гц. Это означает, что в диапазоне частот радиоизлучения пульсаров 10^7 Гц $\leq \omega \leq 10^{11}$ Гц, для которых кора звезды прозрачна, это условие хорошо выполняется. Таким образом, линейные пучки магнитозвуковых волн с частотами 10^7 Гц $\leq \omega \leq 10^{11}$ Гц могут распространяться в коре нейтронной звезды без существенного поглощения, а токи, возбуждаемые ими на поверхности звезды, превратят ограниченную область поверхности звезды в антенну, излучающую радиоволны в околозвездное пространство.

Тот факт, что кора нейтронной звезды прозрачна для магнитозвуковых волн с частотами $10^7 - 10^{11}$ Гц, объясняет границы спектра наблюдаемого радиоизлучения пульсаров. Действительно, из наблюдений известно, что конец частотного спектра при 10^9 Гц $\leq \omega \leq 10^{11}$ Гц у некоторых радиопулсаров хорошо описывается формулой [4]

$$J_0(\omega) = b_0 \omega^{-n}, \quad (62)$$

где n - спектральный индекс и для разных радиопулсаров лежит в области $1.3 \leq n \leq 2$. Можно принять среднее значение n равным 1.6. Полученная нами зависимость (53) интенсивности радиоизлучения от частоты ω можно написать в виде:

$$I(\omega) = a_0 e^{-\lambda\omega^2}. \quad (63)$$

Как видно из формул (62) и (63), обе интенсивности стремятся к нулю при больших ω . Эти две формулы для интенсивности радиоизлучения можно сравнить друг с другом, если считать, что при больших ω совпадают логарифмические производные функций $J_0(\omega)$ и $I(\omega)$, т.е.

$$\frac{1}{J_0(\omega)} \frac{dJ_0(\omega)}{d\omega} = \frac{1}{I(\omega)} \frac{dI(\omega)}{d\omega}. \quad (64)$$

Это требование приводит к равенству

$$n = 2\lambda\omega^2. \quad (65)$$

Среднее значение λ_{cp} равняется $2 \cdot 10^{-22}$ с² [29]. Тогда, подставляя в

формулу (65) $n_{cp} = 1.6$ и $\lambda_{cp} \approx 2 \cdot 10^{-22} \text{ с}^2$, можно получить предельное значение частоты ω_{np} радиоизлучения:

$$\omega_{np} = \sqrt{n_{cp}/2\lambda_{cp}} = 6 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}, \quad (66)$$

что хорошо согласуется с наблюдениями [4].

Что касается нижней границы спектра излучения, можно сказать следующее. Магнитозвуковая волна не может иметь частоту ниже $\omega_0 \sim 2\pi c_n/\ell \sim 10^5$ Гц, где $\ell \sim 10^5$ см есть толщина коры. Следовательно, волны частотой ниже ω_0 просто не могут возбуждаться. Наблюдаемая минимальная частота радиоизлучения больше ω_0 и порядка $\omega_{min} \sim 10^7$ Гц. Легко заметить, что такие частоты могут когерентно излучать объемы, линейные размеры которых порядка $\lambda \sim 2\pi c/\omega_{min} \sim 180$ м. Однако эти размеры порядка размеров рассматриваемого источника радиоизлучения, следовательно, уменьшается число когерентно излучающих областей, что приводит к резкому спаду интенсивности радиоизлучения.

Согласно предложенному выше механизму радиоизлучения пульсаров, энергия для возбуждения магнитозвуковой волны выделяется в безвихревой зоне из-за "схлопывания" протонных вихрей. Процесс выделения энергии происходит из-за диффузии магнитного поля, когда ее значение на границе безвихревой зоны достигает значения второго критического поля протонного сверхпроводника H_{c2} . Из уравнения диффузии магнитного поля

$$\Delta \bar{B} = \frac{4\pi\sigma}{c^2} \frac{\partial \bar{B}}{\partial t}, \quad (67)$$

где σ - проводимость нормальной плазмы в безвихревой зоне, имеем:

$$\tau \approx \frac{4\pi\sigma}{c^2} d^2, \quad (68)$$

где τ и d - характерные время и длина диффузии магнитного поля. Время τ совпадает с временем излучения "группы пульсов", а d есть толщина кругообразного диска, где сконцентрировано магнитное поле перед диффузией.

Если полная интенсивность радиоизлучения пульсара порядка $I \approx 10^{30}$ эрг/с, то энергия, которая излучается за время активности пульсара τ будет $\Delta\varepsilon = I\tau$. Эта энергия сконцентрирована на границе безвихревой зоны в объеме в виде диска толщиной d , поперечное сечение которой имеет радиус r . Значение энергии $\Delta\varepsilon$ можно найти из формулы

$$\Delta\varepsilon = \frac{(H_{c2}/2)^2}{8\pi} \pi r^2 d. \quad (69)$$

Здесь $\pi r^2 d$ - объем диска. Согласно определению $\Delta\varepsilon$, а также используя формулы (68) и (69), можно найти значение величины τ :

$$\tau = \frac{\Delta\epsilon}{I} = \left(\frac{rH_{c2}}{5.5} \right)^4 \frac{c^2}{4\pi\sigma I^2}. \quad (70)$$

Если считать, что $H_{c2} = 10^{15}$ Гс и $\sigma = 10^{30}$ с⁻¹, то согласно (70) имеем:

$$\tau = \frac{\Delta\epsilon}{I} = 10^3 \text{ с}. \quad (71)$$

Отсюда получаем, что полная энергия излучения "группы импульсов" во время активности пульсара порядка $\Delta\epsilon = 10^{33}$ эрг. Используя формулу (68), легко получить также оценку $d = 3 \cdot 10^{-4}$ см, которая как раз порядка размеров ствола нейтронного вихря, где фактически сконцентрированы протонные вихри, т.е. магнитное поле.

После излучения "группы пульсов" пульсар "замирает", так как необходимо время, чтобы поле на границе безвихревой зоны снова достигло значения H_{c2} . Это происходит из-за движения нейтронных вихрей к границе безвихревой зоны. Нейтронные вихри, достигнув границы, аннигилируются, оставляя там протонные вихри, которые увеличивают значение магнитного поля, доводя его до значения H_{c2} . Для этого необходимо, чтобы энергия магнитного поля, находящаяся в протонных вихрях, равнялась бы значению диффузионной энергии магнитного поля, т.е. $\Delta\epsilon$. Следовательно, можно писать

$$\frac{H_{c2}^2}{8\pi} \pi r^2 v t = \Delta\epsilon, \quad (72)$$

где $v = |\dot{\Omega}/\Omega| R$ - скорость движения нейтронных вихрей и t - время накопления энергии $\Delta\epsilon$ на границе вихревой зоны. Из формулы (72) легко получить:

$$\frac{t}{\tau} = \frac{8 \cdot 10^9 I}{(H_{c2} r)^2 |\dot{\Omega}/\Omega|_{-15} R_6} = \frac{80}{|\dot{\Omega}/\Omega|_{-15} R_6}. \quad (73)$$

Как видно из (73) "время замирания" t по сравнению с временем излучения "группы пульсов" τ может меняться в довольно широком интервале. Так как $10^{-2} \leq |\dot{\Omega}/\Omega|_{-15} \leq 10^2$, следовательно, t/τ может меняться от порядка единицы до значения $8 \cdot 10^3$. Примечательно, что при уменьшении $|\dot{\Omega}|$, т.е. при увеличении возраста пульсара, "время замирания" увеличивается. Отсюда следует, что радиопульсары "умирают" путем увеличения "времени замирания".

7. Заключение. Предложенный в настоящей работе механизм радиоизлучения пульсаров основывается на процессах энерговыделения в сверхтекучем ядре нейтронной звезды. Некоторые особенности радиоизлучения пульсаров - спектр излучения, спектральный индекс и замирание пульсаров, удастся объяснить, если считать, что в результате энерговыделения на поверхности ядра в коре возбуждается магнитозвуковой волновой пучок. Магнитозвуковые волны образуют на поверхности звезды дискообразную

область, где появляются электрические токи, возбужденные этой волной. Эти токи превращают ограниченную область поверхности звезды в антенну, излучающую радиоволны в околос звездное пространство.

Ереванский государственный университет, Армения
e-mail: dsedrak@ysu.am, mhayrapetyan@ysu.am

REVIEWS

THE MECHANISM OF PULSARS RADIO EMISSION

D.M.SEDRAKIAN, M.V.HAYRAPETYAN

A review is presented, based on which we propose an effective mechanism of pulsars radio emission. It is shown that spin down of the neutron star leads to the outward motion of proton vortices to the surface of the neutron star core. The magnetic energy of these vortices is released in "magnetic caps" with limited dimensions on the surface of the core and the crust of a neutron star. Magnetosonic waves propagating in the crust of the star, transfer this energy to the outer surface, forming a localized source of radio emission of pulsars. Due to the rotation of the star the radiation of this source will be pulsating. It is shown that some observational properties of pulsars radio emission can be explained by the proposed mechanism of radiation.

Key words: *neutron stars: pulsars: radio emission*

ЛИТЕРАТУРА

1. S.J.Bell, A.Hewish, Nature, 213, 1214, 1967.
2. T.Gold, Nature, 218, 731, 1968.
3. R.N.Manchester, G.V.Hobbs, A.Teoh, M.Hobbs, Astron. J., 129, 1993, 2005.
4. Р.Манчестер, Дж.Тейлор, Пульсары, М., Мир, 1980.
5. В.С.Бескин, УФН, 169, 1169, 1999.
6. F.C.Michel, Advances in Space Research, 33, 542, 2004.
7. С.Шапиро, С.Тьюколски, Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды, т.2, М., Мир, 1985.
8. D.M.Sedrakian, K.M.Shakhabasian, A.G.Movsisian, Astrophysics, 20, 656, 1985.

9. *M.A.Alpar, P.W.Anderson, D.Pines*, *Astrophys. J.*, **276**, 325, 1984.
10. *D.M.Sedrakian*, *Astrophysics*, **25**, 539, 1986.
11. *A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian*, *Astrophys. J.*, **447**, 305, 1995.
12. *В.А.Гинзбург, Л.М.Озерной*, *ЖЭТФ*, **47**, 1031, 1964.
13. *Д.М.Седракян, А.Д.Седракян*, *ЖЭТФ*, **100**, 353, 1991.
14. *E.Flowers, M.A.Ruderman*, *Astrophys. J.*, **215**, 302, 1977.
15. *D.M.Sedrakian, M.V.Nayrapetyan, N.S.Ayvaзyan*, *Astrophysics*, **54**, 507, 2014.
16. *D.M.Sedrakian*, *Astrophysics*, **18**, 253, 1982.
17. *Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян*, *УФН*, **161**, 7, 1991.
18. *D.M.Sedrakian*, *Astrophysics*, **49**, 83, 2006.
19. *D.M.Sedrakian*, *Astrophysics*, **43**, 275, 2000.
20. *A.G.Bagdоеv, D.M.Sedrakian*, *Astrophysics*, **45**, 46, 2002.
21. *D.M.Sedrakian, A.G.Bagdоеv*, *Astrophysics*, **46**, 67, 2003.
22. *D.M.Sedrakian, A.S.Harutunyan, M.V.Nayrapetyan*, *Astrophysics*, **56**, 76, 2013.
23. *А.Г.Багдоев*, *Распространение волн в сплошных средах*. Ереван. Изд. АН Арм. ССР, 1981.
24. *D.M.Sedrakian, A.S.Harutunyan, M.V.Nayrapetyan*, *Astrophysics*, **56**, 229, 2013.
25. *А.Г.Багдоев, А.В.Шекоян*, *Акуст. ж.*, **45**, 119, 1999.
26. *А.Г.Багдоев, А.В.Шекоян*, *Изв. НАН Арм. ССР, Механика*, **40**, 14, 1987.
27. *D.M.Sedrakian, A.S.Harutunyan, M.V.Nayrapetyan*, *Journal of Physics: Conference series*, **496**, 012017, 2014.
28. *D.M.Sedrakian, A.K.Avetisyan*, *Astrophysics*, **26**, 295, 1987.
29. *D.M.Sedrakian, A.S.Harutunyan, M.V.Nayrapetyan*, *Astrophysics*, **57**, 530, 2014.
30. *R.B.Wiringa, V.Fiks, A.Fabrocini*, *Phys. Rev. C*, **38**, 1010, 1988.
31. *N.Ippolito, M.Ruggieri, D.Rischke, A.Sedrakian, F.Weber*, *Phys. Rev. D*, **77**, 023004, 2008.