

УДК: 524.354.6

ВРЕМЯ РЕЛАКСАЦИИ СВЕРХТЕКУЧЕГО ЯДРА В НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ

Д.М.СЕДРАКЯН¹, К.М.ШАХАБАСЯН¹, Ю.М.БРУК²

Поступила 14 декабря 1996

Принята к печати 10 марта 1997

Рассмотрен сверхпроводящий протонный конденсат в "пре" - фазе нейтронной звезды. Показано, что он является сверхпроводником второго рода во внешнем слое "пре" - фазы и сверхпроводником первого рода во внутреннем слое. Найлены времена релаксации, обусловленные упругим рассеянием нормальных релятивистских электронов на магнитном поле протонных вихревых кластеров в случае сверхпроводника второго рода и упругим рассеянием на магнитном поле в центре нейтронного вихря в случае сверхпроводника первого рода. Полученные времена динамической релаксации угловой скорости пульсара PSR 0833-45 меняются в зависимости от плотности слоев, участвующих в процессе релаксации. в довольно широком диапазоне: от нескольких часов до 10^9 лет. Это означает, что характерные времена вариации угловой скорости пульсаров могут быть наблюдаемы в указанном интервале времен.

1. *Введение.* Как известно, у восемнадцати пульсаров было обнаружено скачкообразное увеличение угловой скорости вращения с последующей медленной релаксацией [1]. Десять таких скачков было зафиксировано у пульсара PSR 0833-45 в созвездии Парусов [2]. Пять таких скачков было обнаружено у пульсара PSR 0531+21 в Крабовидной туманности [3], пять скачков в течение трех лет - у пульсара PSR 1737-30 [2].

В настоящее время существуют теории, которые объясняют скачки угловой скорости пульсаров наличием сверхтекучей нейтронной жидкости во внутренней коре нейтронной звезды [4-6]. Однако объяснение наблюдаемых времен релаксации в этих теориях сталкивается со значительными трудностями. Поэтому проблема нахождения времен релаксации весьма актуальна в настоящее время.

В работе [7] вычислялись времена релаксации скорости электронов на протонных вихревых кластерах, возникших из-за эффекта "увлечения" в ядре нейтронной звезды. В этой работе рассматривалась общепринятая модель нейтронной звезды, часть ядра которой состоит из нейтронов, протонов и электронов ("пре" - фаза). Нейтроны в этой фазе при плотностях $1.68 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3 < \rho < 8.43 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$ образуют 3P_2 , а протоны 1S_0 - куперовские пары [8,9]. Следовательно, в этой фазе имеется смесь двух сверхтекучих конденсатов - нейтронного и протонного. Нейтронная энергетическая щель Δ_n является медленно меняющейся функцией плотности вещества, тогда как протонная щель Δ_p уменьшается с увеличением

плотности и при $\rho \rightarrow 8.43 \cdot 10^{14}$ г/см³ стремится к нулю [10]. В работе [7] предполагалось, что протонный конденсат является сверхпроводником второго рода. В этом случае вокруг каждого нейтронного вихря, появившегося из-за вращения звезды, возникнет кластер протонных вихрей с общим числом 10^{13} [11], на котором рассеиваются электроны. Времена релаксации угловой скорости звезды в этом случае были определены в работе [12] для плотностей $1.68 \cdot 10^{14}$ г/см³ $< \rho < 5.64 \cdot 10^{14}$ г/см³. Однако до плотностей $\rho = 6.75 \cdot 10^{14}$ г/см³ протонный конденсат остается сверхпроводником второго рода, а при $\rho > 6.75 \cdot 10^{14}$ г/см³ превращается в сверхпроводник первого рода.

В работе [13] рассматривалось распределение магнитного поля нейтронного вихря в предположении, что протонный конденсат - сверхпроводник первого рода. В ней было показано, что в центральной части нейтронного вихря появляется область с нормальными протонами, где магнитное поле однородно и равно термодинамическому критическому H_{cm} .

Целью настоящей статьи является определение времени динамической релаксации угловой скорости нейтронной звезды в случае, когда протонный конденсат является сверхпроводником первого рода. Используя формулу для сверхпроводника второго рода, мы вычислили также времена релаксации в интервале плотностей $2 \cdot 10^{14}$ г/см³ $< \rho < 8.43 \cdot 10^{14}$ г/см³ и сравнили их для плотностей $6.75 \cdot 10^{14}$ г/см³ $< \rho < 8.43 \cdot 10^{14}$ г/см³ с соответствующими значениями этих величин для сверхпроводника первого рода.

2. Время релаксации скорости электронов. Для определения времени релаксации скорости электронов относительно нейтронной вихревой решетки нужно рассмотреть кинетическое уравнение для функции распределения электронов [7,14]:

$$\frac{\partial f(\bar{p}', \sigma')}{\partial t} = N_2 L^2 \sum_{\rho, \sigma} \frac{2\pi}{\hbar} \delta(\epsilon - \epsilon') M(\bar{p}, \sigma \rightarrow \bar{p}', \sigma')^2 \{f(\bar{p}, \sigma) - f(\bar{p}', \sigma')\}, \quad (1)$$

где $N_2 L^2$ - число нейтронных вихревых нитей на площади L^2 ; ϵ', \bar{p}' и ϵ, \bar{p} - соответственно начальные и конечные значения энергии и импульса электронов, $M(\bar{p}, \sigma \rightarrow \bar{p}', \sigma')$ - матричный элемент рассеяния электронов в статическом магнитном поле B , вычисленный в первом борновском приближении по волновым функциям уравнения Дирака свободного электрона.

Поскольку равновесная функция распределения электронов представляет собой ступенчатую функцию Хевисайда, отклонение от равновесного распределения в приближении времени релаксации может быть представлено в виде:

$$f_1(\bar{p}, \sigma) = f(\bar{p}, \sigma, t) - f_0(\epsilon_F) \approx \delta(\epsilon - \epsilon_F) (\bar{p}_F, \bar{u}) e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (2)$$

В этой формуле \bar{u} - начальная скорость электронов относительно нейтронного вихря, $(\bar{u}\bar{i}_1) = 0$, \bar{i}_1 - единичный вектор в направлении оси вращения звезды. Для времен релаксации функции распределения электронов τ получаем

$$\tau^{-1} = \frac{\pi c N_2}{2\Phi_0^2 k_e} \int_0^\pi S^2 \left(2k_e \sin\vartheta \sin \frac{\varphi}{2} \right) d\varphi, \quad (3)$$

где $k_e \sin\vartheta$ - проекция волнового вектора электрона, перпендикулярная к \bar{i}_1 , $k_e = p_{Fe}/\hbar$, $N_2 = 1/\pi b^2$ - плотность нейтронных вихрей, b - внешний радиус нейтронного вихря. Формфактор S определяется так:

$$S(q) = 2\pi \int_0^\infty r B(r) J_0(qr) dr. \quad (4)$$

Здесь $J_0(x)$ - функция Бесселя первого рода.

Определяя время релаксации скорости электронов как время затухания электронного тока \bar{j}_e

$$\tau_{ef}^{-1} = \frac{(\partial \bar{j}_e / \partial t)_{t=0}}{\bar{j}_e(0)}, \quad (5)$$

где

$$\bar{j}_e = 2 \frac{e}{m_e} \int \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3} f_1(\bar{p}) \bar{p}, \quad (6)$$

получаем

$$\tau_{ef}^{-1} = \frac{3}{4} \int_0^\pi \tau^{-1} (k_e \sin\vartheta) \sin^3 \vartheta d\vartheta. \quad (7)$$

Для вычисления τ_{ef} нам нужно найти распределение магнитного поля внутри нейтронного вихря. Поскольку протонный конденсат является сверхпроводником первого рода, то в центре нейтронного вихря должна образоваться нормальная область радиуса a , в которой магнитное поле однородно и равно термодинамическому полю H_{cm} [13]. Распределение магнитного поля внутри вихря определяется уравнением Лондонов:

$$\bar{B} + \lambda^2 \text{rot rot } \bar{B} = 0. \quad (8)$$

Решение этого уравнения с граничными условиями $B(a) = H_{cm}$ и $B(b) = 0$ имеет вид [13]:

$$B(r) = \frac{H_{cm}}{D} \left[I_0\left(\frac{b}{\lambda}\right) K_0\left(\frac{r}{\lambda}\right) - K_0\left(\frac{b}{\lambda}\right) I_0\left(\frac{r}{\lambda}\right) \right], \quad a < r \leq b, \quad (9)$$

где коэффициент D определяется так:

$$D = K_0\left(\frac{a}{\lambda}\right) I_0\left(\frac{b}{\lambda}\right) - K_0\left(\frac{b}{\lambda}\right) I_0\left(\frac{a}{\lambda}\right). \quad (10)$$

Здесь I_0, K_0 - модифицированные функции Бесселя.

Подставляя выражение для магнитного поля в определении

формфактора (4) и интегрируя, получаем

$$S(q) = \frac{2\Phi J_1(qa)}{qa(1+q^2\lambda^2)} \left[1 + \frac{1}{D} \left(\frac{\lambda qa J_0(qa)}{J_1(qa)} P - \frac{\lambda q b J_0(qb)}{J_1(qa)} Q \right) \right], \quad (11)$$

где коэффициенты P и Q выражаются через модифицированные функции Бесселя следующим образом:

$$\begin{aligned} P &= I_0\left(\frac{b}{\lambda}\right) K_1\left(\frac{a}{\lambda}\right) + I_1\left(\frac{a}{\lambda}\right) K_0\left(\frac{b}{\lambda}\right), \\ Q &= I_1\left(\frac{b}{\lambda}\right) K_0\left(\frac{b}{\lambda}\right) + I_0\left(\frac{b}{\lambda}\right) K_1\left(\frac{b}{\lambda}\right). \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь Φ - магнитный поток в нормальной области, равный

$$\Phi = H_{cm} \pi a^2. \quad (13)$$

Поскольку глубина проникновения магнитного поля намного меньше радиуса a , второе и третье слагаемые в формуле (11) малы, и в последующих вычислениях мы их опускаем.

Подставляя (11) в (3) и затем τ^{-1} в (7) и меняя порядок интегрирования, окончательно имеем:

$$\tau_{ef}^{-1} = \frac{3\pi}{2} \frac{\Phi^2 c}{\Phi_0^2 b^2 k_e \chi} I, \quad (14)$$

где

$$I = \int_0^x \frac{(1+x^2/\chi^2) |J_1(x)|^2}{(1+x^2/\beta^2)^2 |x|} dx. \quad (15)$$

Здесь $\Phi_0 = \pi \hbar c / e$ - квант магнитного потока, $\chi = 2k_e a$, $\beta = a/\lambda$. Мы оценили интеграл I и получили, что с большой точностью $I = 0.4$.

3. *Нахождение термодинамического критического поля.* Для вычисления времени релаксации τ_{ef} нужно найти значения термодинамического поля H_{cm} и радиуса нормальной области a . Следуя работе [13], запишем полную энергию сверхпроводящих протонов в виде:

$$\delta F_s = -\alpha V_s + \frac{\Phi_0^2}{8\pi^2 a^2} \left\{ \left(m - p \frac{\pi a^2 H_t}{\Phi_0} \right) \frac{D}{D_1} + q \left(\frac{\pi a^2 H_t}{\Phi_0} \right)^2 \right\}, \quad (16)$$

где

$$\alpha = \frac{v(\mu)}{4} \Delta_p^2, \quad q = p_0 - p, \quad p = \frac{D_1}{D} - \frac{2\lambda^2}{a^2 L}, \quad p_0 = \frac{1}{L} \left(\frac{d}{a} + \frac{d^2}{2a^2} - L \right). \quad (17)$$

Здесь коэффициент D_1 и плотность протонных состояний $v(\mu)$ на поверхности Ферми определяются следующим образом:

$$D_1 = K_2 \left(\frac{a}{\lambda} \right) I_0 \left(\frac{b}{\lambda} \right) - I_2 \left(\frac{a}{\lambda} \right) K_0 \left(\frac{b}{\lambda} \right),$$

$$v(\mu) = \frac{m_1 \rho_p}{\pi^2 \hbar^3}, \quad (18)$$

а величины d , L , H_1 и V_s равняются:

$$d = b - a, \quad L = \ln(b/a), \quad H_1 = \left(\frac{k \Phi_0}{2\pi \lambda^2} \right) L, \quad V_s = \pi(b^2 - a^2). \quad (19)$$

Величина ρ_0 в (17) представляет собой значение ρ при $\lambda \rightarrow \infty$, k - коэффициент "увлечения", V_s - объем сверхтекучей части нейтронного вихря, α - энергия конденсации сверхпроводящих протонов в единице объема.

В работе [13], с учетом того, что $H_1 = H_{cm}$ и прирост энергии магнитного поля минимален при $m = \rho \pi a^2 H_1 / \Phi_0$, получены следующие выражения для термодинамического критического поля H_{cm} и радиуса нормальной области a :

$$H_{cm} = \sqrt{2\pi v(\mu) \Delta_p^2 T},$$

$$\frac{a}{b} = \exp \left\{ - \frac{2\pi \lambda^2 \Delta_p}{k \Phi_0} \sqrt{2\pi v(\mu) T} \right\}. \quad (20)$$

Здесь коэффициент T определяется следующим образом:

$$T = \frac{1 - a^2/b^2}{1 - (1 - q) a^2/b^2}. \quad (21)$$

Подставляя H_{cm} из (20) в (14), получаем для определения времени релаксации следующее выражение:

$$\tau_{ef}^{-1} = \frac{3\pi^4}{2} \frac{cb v(\mu) \Delta_p^2}{k_p^2 \Phi_0^2} \left(\frac{a}{b} \right)^3 T I. \quad (22)$$

Вычисляя значения a , b и глубины проникновения λ в интервале плотностей $1.68 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3 < \rho < 8.43 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$, получаем, что параметр $q \ll 1$. В этом случае коэффициент T равен единице и формулы (20) и (22) существенно упрощаются. Подставляя значения универсальных постоянных, запишем формулы в удобном для вычислений виде:

$$\frac{a}{b} = \exp \left\{ - 30.3 \lambda_{11}^2 n_p^{1/6} \Delta_p \text{ MeV} \right\},$$

$$\tau_{ef}^{-1} = 1.22 \cdot 10^{28} \frac{\Delta_p^2 \text{ MeV}}{n_p^{1/3}} \left(\frac{a}{b} \right)^3 I, \quad (23)$$

где $\lambda^2 = 10^{-22} \lambda_{11}^2$, $\Delta_p = 1.6 \cdot 10^{-6} \Delta_p \text{ MeV}$, $n_p^{1/3} = 10^{12} n_p^{1/3}$.

4. Время динамической релаксации угловой скорости

нейтронной звезды. Для сравнения с наблюдаемыми временами релаксации угловой скорости пульсаров нужно найти время динамической релаксации угловой скорости нейтронной звезды, которое определяется в пределе сильной связи следующим образом [12]:

$$\tau_d = \frac{1}{2\Omega\rho_n} \frac{\eta}{k_n}, \quad (24)$$

где $\eta = (\hbar k_e / m_e c)(\rho_e / N_2 \tau_{ef})$ - коэффициент вязкости, $k_n = \pi\hbar / m_n$ - квант циркуляции нейтронов в нейтронном вихре, Ω - угловая скорость вращения звезды, ρ_e и ρ_n - соответственно плотности массы электронов и нейтронов. Учитывая, что плотность нейтронных вихрей $N_2 = 2\Omega/k_n$, получаем для времени релаксации в случае протонного сверхпроводника первого рода следующее выражение:

$$\tau_d = \frac{1}{16\pi^2} \frac{\hbar k_e \rho_e p^2}{m_e c \rho_n \tau_{ef}}, \quad (25)$$

где p - период вращения звезды.

В работе [12] было найдено время релаксации скорости электронов, обусловленное их рассеянием на протонных вихревых кластерах. В этой работе предполагалось, что протонный конденсат является сверхпроводником второго рода и для времени релаксации скорости электронов получено следующее выражение:

$$\tau_{ef}^{-1} = \frac{\pi^3 \sqrt{3} c}{128\lambda} \frac{1}{k_e^2 \lambda^2} \mu k \left(\frac{\zeta_p}{\lambda} \right)^{1/|k|} \quad (26)$$

где ζ_p - длина когерентности протонов, $\mu = 1.89$ - эффективная магнитная проницаемость кластера.

Время динамической релаксации угловой скорости в этом случае:

$$\tau_d = \frac{\pi \sqrt{3} \hbar \rho_e}{2048 m_e \rho_n \lambda^3} \mu k \left(\frac{\zeta_p}{\lambda} \right)^{1/|k|} p^2. \quad (27)$$

Как отмечалось выше, в диапазоне плотностей $1.68 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3 < \rho < 6.75 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$ протонный конденсат представляет собой сверхпроводник второго рода, следовательно времена релаксации τ_d и τ_e должны быть вычислены по формулам (26) и (27). В интервале же плотностей $6.75 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3 < \rho < 8.43 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$ протонный конденсат, ввиду уменьшения протонной щели Δ_p , переходит в состояние сверхпроводника первого рода, и поэтому в этом интервале плотностей времена релаксации τ_d и τ_e вычисляются по формулам (23) и (25).

В табл.1 приведены значения микроскопических параметров протонного сверхпроводника второго рода - глубины проникновения магнитного поля λ , длины когерентности ζ_p , энергетической щели Δ_p , коэффициента "увлечения" $k = (m_2^* - m_1) / m_1$, а также соответствующие значения времен релаксации τ_d и τ_e , вычисленные для различных плотностей. В част-

Таблица 1

ρ 10^{14} г/см^3	λ фм	ζ_p фм	Δ_p MeV	k	τ_d с	τ_s лет
2.00	139	7.56	0.8538	0.205	$1.88 \cdot 10^{-11}$	0.0002
2.09	135	7.76	0.8533	0.215	$6.52 \cdot 10^{-12}$	0.0007
2.34	125	8.56	0.8482	0.240	$5.81 \cdot 10^{-13}$	0.008
2.42	121	8.82	0.8456	0.247	$3.09 \cdot 10^{-13}$	0.016
2.51	115	9.09	0.8427	0.254	$1.75 \cdot 10^{-13}$	0.03
2.67	112	9.64	0.8361	0.266	$6.49 \cdot 10^{-14}$	0.09
2.76	109	9.91	0.8323	0.271	$4.19 \cdot 10^{-14}$	0.14
2.92	104	10.5	0.8235	0.280	$1.9 \cdot 10^{-14}$	0.33
3.01	101	10.8	0.8188	0.284	$1.33 \cdot 10^{-14}$	0.49
3.26	93.3	11.3	0.8000	0.294	$4.84 \cdot 10^{-15}$	1.47
3.67	84.3	13.5	0.7605	0.301	$1.43 \cdot 10^{-15}$	5.5
4.01	79.7	14.6	0.7304	0.303	$7.81 \cdot 10^{-16}$	10.38
4.18	78.6	14.9	0.7210	0.304	$6.71 \cdot 10^{-16}$	12
5.01	72.6	17.3	0.6576	0.305	$2.68 \cdot 10^{-16}$	29.3
5.84	67.2	21.1	0.5676	0.305	$9.35 \cdot 10^{-17}$	84.38
6.68	62.0	29.0	0.4345	0.304	$2.15 \cdot 10^{-17}$	377

ности, из этой таблицы видно, что отношение λ/ζ_p , определяющее тип сверхпроводника, уменьшается с увеличением плотности. Следовательно, при увеличении плотности протонный конденсат должен перейти в состояние сверхпроводника первого рода.

В табл.2 приведены вычисленные нами значения этих же величин в интервале плотностей, где протоны являются сверхпроводником первого

Таблица 2

ρ 10^{14} г/см^3	λ фм	ζ_p фм	Δ_p MeV	k	$\frac{a}{b}$	τ_d с.	τ_s лет
6.68	62	29.0	0.4345	0.304	0.0003	$9.6 \cdot 10^{-17}$	76.7
7.01	60.2	35.0	0.37	0.304	0.0014	$1.3 \cdot 10^{-18}$	$5.8 \cdot 10^3$
7.50	57.6	51.2	0.26	0.306	0.014	$1.1 \cdot 10^{-21}$	$7.3 \cdot 10^6$
7.85	56	75.4	0.18	0.308	0.058	$8.0 \cdot 10^{-23}$	$9.9 \cdot 10^7$
8.02	55.4	103.0	0.13	0.308	0.13	$4.7 \cdot 10^{-24}$	$1.7 \cdot 10^9$
8.35	54	327.0	0.04	0.31	0.54	$2.0 \cdot 10^{-24}$	$4.1 \cdot 10^9$
8.38	53.8	425.1	0.03	0.311	0.495	$5.0 \cdot 10^{-24}$	$1.6 \cdot 10^9$
8.42	53.5	1275.3	0.01	0.311	0.57	$2.8 \cdot 10^{-23}$	$2.7 \cdot 10^8$
8.422	53.5	2324.2	0.005	0.311	0.73	$5.2 \cdot 10^{-23}$	$1.5 \cdot 10^8$
8.424	53.5	11600	0.001	0.312	0.83	$9.3 \cdot 10^{-22}$	$7.9 \cdot 10^6$

рода. В ней также приведены вычисленные значения отношения радиуса нормальной области a к радиусу нейтронного вихря b . Как видно из табл. 1 и 2, времена релаксации τ_d и τ_r совпадают для протонного сверхпроводника при $\lambda/\xi_p \approx 2$, что по порядку величины согласуется с предсказаниями теории сверхпроводимости.

Зависимость десятичного логарифма времени динамической релаксации τ_r от плотности вещества и расстояния от центра звезды приведена на рис. 1 и 2. Быстрое увеличение времени релаксации при плотностях $\rho > 6.75 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$ обусловлено переходом протонного конденсата в состоя-

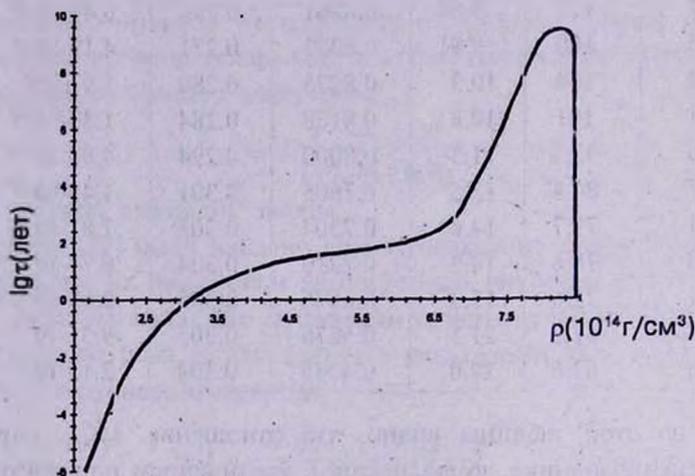


Рис. 1 Зависимость десятичного логарифма времени динамической релаксации угловой скорости нейтронной звезды τ_r от плотности вещества ρ .

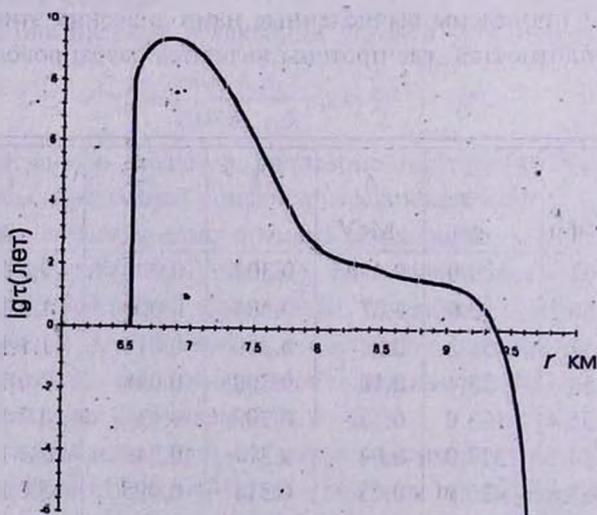


Рис. 2 Зависимость десятичного логарифма времени динамической релаксации угловой скорости нейтронной звезды τ_r от расстояния до центра звезды r , для звезды с массой $M=1.4 M_{\odot}$.

ние сверхпроводника первого рода. Время релаксации достигает максимальных значений при плотности $\rho = 7.9 \cdot 10^{14}$ г/см³, остается постоянным до плотности $\rho = 8.38 \cdot 10^{14}$ г/см³ и затем резко уменьшается до нуля при плотности $\rho = 8.43 \cdot 10^{14}$ г/см³. Такое резкое уменьшение τ , связано с быстрым уменьшением протонной щели, обращающейся в нуль при плотности $\rho = 8.43 \cdot 10^{14}$ г/см³.

Отметим, что значения микроскопических параметров вычислены с использованием зависимости протонной щели Δ , от плотности, взятой из работы [10]. При получении зависимости τ , от расстояния до центра звезды (рис.2) использовано уравнение состояния из работы [15]. Все вычисления проводились для значения $\Omega = 70.56$ с⁻¹, что соответствует угловой скорости вращения пульсара PSR 0833-45.

В заключение заметим, что полученные в этой работе результаты могут быть использованы для изучения эволюционного поведения угловой скорости пульсаров.

¹Ереванский государственный университет, Армения

²Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия

THE RELAXATION TIME OF SUPERFLUID CORE OF NEUTRON STARS

D.M.SEDRAKIAN¹, K.M.SHAHABASSIAN¹, Yu.M.BROOK²

The superconducting proton condensate in the "npe" - phase of the neutron star is considered. It is shown, that this condensate is a type - II superconductor in the outer shell of the "npe" - phase and a type - I superconductor in the inner shell. The relaxation times are found due to the elastic scattering of relativistic normal electrons by magnetic field of proton vortex clusters in the case of a type - II superconductor and due to the elastic scattering by the magnetic field in the centre of neutron vortex in the case of a type - I superconductor. Obtained dynamical relaxation times of angular velocity of Vela pulsar are varied depended on density of shells in a large range: from several hours to 10⁹ years. It means, that characteristic times of pulsar's angular velocity variation can be observed in the mentioned time interval.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, Успехи физ. наук, 161, № 7.3, 1991.
2. A.G.Lyne, Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A., 341, 29, 1992.
3. A.G.Lyne, F.G.Smith, R.S.Pritchard, Nature, 359, 706, 1992.
4. M.A.Alpar, P.W.Anderson, D.Pines, J.Shaham, Astrophys. J., 276, 325, 1984.
5. M.A.Alpar, P.W.Anderson, D.Pines, J.Shaham, Astrophys. J., 278, 791, 1984.
6. P.V.Jones, Mon. Notis. Roy. Astron. Soc., 246, 315, 1990.
7. Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, А.Г.Мовсисян, Астрофизика, 22, 137, 1985.
8. M.Hoffberg, A.E.Glassgold, R.W.Richardson, M.A.Ruderman, Phys. Rev. Lett., 24, 775, 1970.
9. L.Amundsen, E.Ostgaard, Nucl. Phys., A., 442, 163, 1985.
10. M.Baldo, J.Cugnon, A.Lejeune, U.Lombardo, Nucl. Phys., A., 536, 349, 1992.
11. Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, А.Г.Мовсисян, Астрофизика, 19, 303, 1983.
12. A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian, Astrophys. J., 447, 305, 1995.
13. A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian, G.F.Zharkov, Mon. Notis. Roy. Astron. Soc. (in press).
14. M.A.Alpar, S.A.Langer, J.A.Sauls, Astrophys. J., 282, 583, 1984.
15. R.B.Wiringa, V.Fiks, A.Fabrochini, Phys. Rev. C., 38, 1010, 1988.