

УДК 524.354.6+532.132

О ВРЕМЕНАХ РЕЛАКСАЦИИ В СВЕРХТЕКУЧИХ ЯДРАХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

Д. М. СЕДРАКЯН, К. М. ШАХАБАСЯН, А. Г. МОВСИСЯН

Поступила 27 апреля 1984

Принята к печати 3 ноября 1984

Рассмотрены времена релаксации скорости электронов на протонных вихревых нитях, возникших из-за эффекта увлечения в "пре"-фазе нейтронной звезды. Показано, что "пре"-фаза жестко связана с корой звезды.

1. В общепринятых моделях нейтронных звезд [1] считалось, что сверхтекучая нейтронная жидкость в "пре"-фазе слабо связана с корой звезды [2]. Эта связь в стандартной двухкомпонентной теории замедления вращения пульсара [2] после скачка угловой скорости пульсара осуществлялась посредством рассеяния нормальных электронов на нормальных сердцевинах 1S_0 нейтронных вихревых нитей, возникающих из-за вращения звезды [3]. Времена релаксации скорости электронов, обусловленные этим рассеянием, были определены в работе [4]. Они существенно зависят от температуры и плотности "пре"-фазы и меняются в пределах от нескольких десятков лет до нескольких часов. В связи с определенными трудностями этой модели была предложена другая модель, в которой наблюдаемое замедление вращения пульсаров объясняется пиннингом нейтронных вихревых нитей в "Аеп"-фазе и в которой нейтронная сверхтекучая жидкость в "пре"-фазе жестко связана с корой [5]. В работе [6] рассматривалось рассеяние релятивистских электронов на ферромагнитных 3P_2 нейтронных вихревых нитях в "пре"-фазе нейтронной звезды. Спаривание нейтронов в 3P_2 состоянии обусловлено короткодействующим отталкиванием и спин-орбитальным взаимодействием между ними [7]. Протоны же в "пре"-фазе, как и нейтроны во внутренней части коры, спариваются в 1S_0 состоянии и образуют сверхпроводник второго рода. В отличие от нейтронов, протоны не создают вихревых нитей вследствие вращения, а участвуют в твердотельном вращении, образуя однородное магнитное поле $\vec{B} = -2m_1c\vec{\Omega}/e$ внутри звезды [8, 9]. Времена релаксации скорости электронов на ферромагнитных нейтронных вихрях порядка года. В работе [10] было найдено.

время релаксации, обусловленное рассеянием релятивистских электронов на нейтронных вихревых нитях, обладающих определенным потоком магнитной индукции вследствие рассмотренного нами эффекта увлечения сверхтекучих протонов сверхтекучими нейтронами [8, 9]. Авторы статьи [10] считают, что малость полученных ими времен релаксации в "пре"-фазе (порядка секунды) по сравнению с наблюдаемыми временами релаксации после скачка угловой скорости для пульсаров PSR 0532+21 и PSR 0833—45 (1 неделя и 2 месяца соответственно) свидетельствует в пользу жесткой связи сверхтекучего ядра с корой. Однако в работе [10] не учитывалось, что эффект увлечения создает вокруг каждого нейтронного вихря неоднородную напряженность магнитного поля $H(r)$, которая приводит к возникновению неоднородной решетки протонных вихревых нитей с потоками Φ_0 [11]. Это обстоятельство приведет, как будет показано ниже, к существенному сокращению времени рассеяния электронов на нейтронных вихрях и, следовательно, к еще более жесткой связи сверхтекучего ядра нейтронной звезды с корой. Отметим, что данный механизм рассеяния не зависит существенно от вида спаривания нейтронов в "пре"-фазе, поскольку эффект увлечения обусловлен сильным взаимодействием между протонным и нейтронным конденсатами. Поэтому в дальнейшем мы будем рассматривать спаривание нейтронов только в 1S_0 состоянии.

2. Мы рассматриваем нейтронную звезду, в которой отсутствует реликтовое магнитное поле. Возникшие из-за вращения нейтронные вихревые нити обладают определенным потоком магнитной индукции $\Phi_1 = \Phi_0 m_1 \rho_{12} / m_2 \rho_{11}$, обусловленным эффектом увлечения. Каждая из нейтронных вихревых нитей благодаря эффекту увлечения окружена неоднородной решеткой протонных вихревых нитей с потоками Φ_0 [11]. Именно протонные вихревые нити обеспечивают наблюдаемые магнитные моменты пульсаров $M \approx 10^{30}$ Гс см³ [11]. Каждая из нейтронных вихревых нитей посредством электромагнитного взаимодействия жестко связана, как мы покажем ниже, с окружающими ее протонными вихревыми нитями. Поэтому для определения времени релаксации вращения нейтронной сверхтекучей жидкости в "пре"-фазе нужно рассматривать рассеяние релятивистских электронов на протонных вихревых нитях.

Для вычисления времени релаксации скорости электронов относительно нейтронной вихревой решетки нужно рассмотреть кинетическое уравнение для функции распределения электронов

$$\frac{\partial f(\vec{p}', \sigma')}{\partial t} = N_2 L^2 \int_0^{r_1} N_1(r) 2\pi r dr \sum_{\vec{p}, \sigma} \frac{2\pi}{\hbar} \delta(\epsilon - \epsilon') \times \\ \times |M(\vec{p}, \sigma \rightarrow \vec{p}', \sigma')|^2 [f(\vec{p}, \sigma) - f(\vec{p}', \sigma')], \quad (1)$$

где $N_2 L^2$ — число нейтронных вихрей на площади L^2 , ε' , p' и ε , p — соответственно начальные и конечные значения энергии и импульса электронов, $M(p, \sigma \rightarrow p', \sigma')$ — матричный элемент рассеяния электронов в статическом магнитном поле B [6], вычисленный в первом борновском приближении по волновым функциям уравнения Дирака свободного электрона, $N_1(r)$ — плотность протонных вихревых нитей вокруг каждого нейтронного вихря [11],

$$N_1(r) = \frac{H(r) - H_{c1}}{\Phi_0}, \quad (2)$$

$$H(r) = \frac{m_1 \rho_{12}}{m_2 \rho_{11}} \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2} \ln \frac{b}{r}. \quad (3)$$

Здесь $H(r)$ — напряженность магнитного поля, создаваемого вокруг нейтронного вихря благодаря увлечению протонов нейтронами, ρ_{12} и ρ_{11} — плотности соответственно увлеченных и неувлеченных сверхтекучих протонов, λ — лондоновская глубина проникновения — $\lambda^2 = m_1^2 c^2 / 4\pi e^2 \rho_{11}$, b — радиус нейтронного вихря, H_{c1} — нижнее критическое поле для сферического образца сверхпроводника второго рода, каковым является протонная жидкость в “пре“-фазе

$$H_{c1} = \frac{\Phi_0}{6\pi\lambda^2} \ln \frac{\lambda}{\xi_1}, \quad (4)$$

где ξ_1 — длина когерентности протонов [11, 12].

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

$$f_1(\vec{p}, \sigma) = f(\vec{p}, \sigma, t) - f_0(\varepsilon_F) \approx \delta(\varepsilon - \varepsilon_F) (\vec{p}_F \vec{u}) e^{-t/\tau}. \quad (5)$$

В этой формуле u — начальная скорость электронов относительно протонной вихревой решетки, $(\vec{u} \cdot \vec{i}_1) = 0$, \vec{i}_1 — единичный вектор в направлении оси вращения звезды. Для времени релаксации функции распределения электронов τ получаем

$$\tau^{-1} = \pi^2 \frac{c}{\Phi_0} \frac{N_2}{k_s} \int_0^{r_1} N_1(r) \frac{dr^2}{2} \int_0^\pi S^2 \left(2k_s \sin \vartheta \sin \frac{\varphi}{2} \right) d\varphi, \quad (6)$$

где r_1 — расстояние от ствола нейтронного вихря, за которым нет протонных вихрей, $r_1 = b (\xi_1/\lambda)^{1/3k}$, $k = \frac{\rho_{12}}{\rho_{11}} \frac{m_1}{m_2}$, — коэффициент увлечения протонов со стороны нейтронов, m_2 — масса нейтрона [12], $k \sin \theta$ — проекция волнового вектора электрона, перпендикулярная к \vec{i}_1 , φ — угол рассеяния в перпендикулярной к \vec{i}_1 плоскости, а формфактор S определяется так [6]:

$$S(q) = 2\pi \int_0^{\infty} \zeta B(\zeta) J_0(q\zeta) d\zeta. \quad (7)$$

Здесь $J_0(x)$ — функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

Определяя время релаксации скорости электронов как

$$\tau_{ef}^{-1} = \frac{-(\partial \vec{j}_e(t)/\partial t)_{t=0}}{\vec{j}_e(0)}, \quad (8)$$

$$\vec{j}_e = 2 \frac{e}{m_e} \int \frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^3} \delta(\epsilon - \epsilon_F) (\vec{p}_F \vec{u}) \vec{p} e^{-t/\tau},$$

где \vec{j}_e — электронный ток, получаем

$$\tau_{ef}^{-1} = \frac{3}{4} \int_0^{\pi} \tau^{-1} (k_e \sin \theta) \sin^3 \theta d\theta. \quad (9)$$

Для вычисления τ_{ef} нам нужно знать зависимость поля одного протонного вихря от ζ , которая получается решением уравнения Лондонов

$$\vec{B} + \lambda^2 \text{rot rot } \vec{B} = \frac{\Phi_0}{\pi \xi_1^2} \vec{i}_1 \theta(\xi_1 - \zeta). \quad (10)$$

Здесь $\theta(\xi_1 - \zeta)$ — функция Хевисайда. При выводе уравнения (10) учитывалось, что в нормальной сердцевине протонного вихря протоны вращаются твердотельно. Решение уравнения (10) дает [13]

$$\vec{B} = \vec{i}_1 \frac{\Phi_0}{\pi \xi_1^2} \begin{cases} 1 - \frac{\xi_1}{\lambda} K_1\left(\frac{\xi_1}{\lambda}\right) I_0\left(\frac{\zeta}{\lambda}\right), & 0 \leq \zeta \leq \xi_1 \\ \frac{\xi_1}{\lambda} I_1\left(\frac{\xi_1}{\lambda}\right) K_0\left(\frac{\zeta}{\lambda}\right), & \zeta > \xi_1, \end{cases} \quad (11)$$

I_0 , I_1 , K_0 , K_1 — модифицированные функции Бесселя.

Подставляя (11) в (7), получаем

$$S(q) = \Phi_0 \frac{2J_1(q\xi_1)}{q\xi_1(1+q^2\lambda^2)} \quad (12)$$

Комбинируя (6), (9) и (12) и меняя порядок интегрирования, окончательно имеем

$$\tau_{ef}^{-1} = \frac{3\pi}{8} k \frac{\pi r_1^2 N_2}{\lambda^2} \frac{c}{k_e x} \int_0^x \frac{[(x/x)^2 + 1] dx}{[(x\lambda/\xi_1)^2 + 1]^2} \left(\frac{J_1(x)}{x} \right)^2, \quad (13)$$

где $x = 2k_e \xi_1$.

Отметим, что время релаксации скорости электронов не зависит от угловой скорости вращения звезды, поскольку $\pi r_1^2 N_2 = (\xi_1/\lambda)^{2/3k}$.

Разлагая подынтегральное выражение в ряд и интегрируя почленно, мы можем ограничиться членами первого порядка малости, так как для интересующих нас плотностей $x \gg 1$ и $\xi_1/\lambda \ll 1$. При этом интеграл в (13) оказывается с большой точностью равным $(\pi/16) (\xi_1/\lambda)$ и для τ_{ef} получаем

$$\tau_{ef}^{-1} = \frac{(\pi/3)^{1/3}}{32} k_e c \left(\frac{e^2 k_e}{m_1 c^2} \right)^{3/2} \frac{k}{(1+k)^{3/2}} \left(\frac{\xi_1}{\lambda} \right)^{2/3k} \quad (14)$$

3. В табл. 1 приведены значения плотности массы ρ в “пре“-фазе, электронного волнового вектора k_e , отношения эффективной массы протона к инертной массе m_1^*/m_1 , определяющего коэффициент увлечения протонов нейтронами — $k = |1 - m_1^*/m_1|$, протонной энергетической щели Δ_1 , определяющей длину когерентности протонов — $\xi_1 = \hbar^2 k_e / \pi m_1^* \Delta_1$. Величины m_1^*/m_1 и Δ_1 взяты из [14]. В пятом, шестом и седьмом столбцах выписаны полученные нами значения x , ξ_1/λ и τ_{ef} . Для сравнения в таблице приведены времена рассеяния на нормальных сердцевинах нейтронных вихрей $\tau(ex)$ [4], на ферромагнитных 3P_2 нейтронных вихрях τ_s [6], на нейтронных вихрях с магнитными потоками $\Phi_1 - \tau_v$ [10]. Полученные нами времена рассеяния τ_{ef} намного меньше остальных и существенно зависят от плотности “пре“-фазы, уменьшаясь с увеличением плотности. Они свидетельствуют о весьма жесткой связи электронов с протонными вихрями. Последние связаны с нейтронными вихрями посредством электромагнитного взаимодействия. Используя уравнения Максвелла

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t},$$

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \frac{4\pi}{c} (\vec{j}_s + \vec{j}_n) + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (15)$$

где \vec{j}_s и \vec{j}_n — сверхпроводящий и нормальный токи, и уравнение Лондонов

$$\operatorname{rot} \vec{j}_s = -\frac{\rho_{11} e^2}{m_1^2 c} \vec{B}, \quad (16)$$

получаем уравнение, описывающее динамический эффект Мейсснера

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{B} + \frac{\vec{B}}{\lambda^2} = \frac{1}{c^2} \left(4\pi \operatorname{rot} \vec{j}_n - \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} \right). \quad (17)$$

Таблица 1

$10^{14} \frac{\rho}{\text{г/см}^3}$	$\frac{k_e}{\Phi_m^{-1}}$	m_1^*/m_1	Δ_1 МэВ	z	ξ_1/λ	τ_{ef} с	τ_σ с	τ_g год	$10^8 T$ К	τ (сек)
0.45	0.15	0.82	0.17	4.4	0.02	$2.3 \cdot 10^{-9}$				
0.62	0.16	0.79	0.25	4.6	0.02	$9.4 \cdot 10^{-11}$				
0.84	0.23	0.75	0.35	5.2	0.03	$5.7 \cdot 10^{-12}$				
1.14	0.28	0.72	0.46	6.1	0.04	$5.1 \cdot 10^{-13}$				
1.55	0.34	0.68	0.59	7.6	0.05	$6.3 \cdot 10^{-14}$			0.01	3.02 дня
									0.1	23.5 мин
									1	1.76 мин
2.31	0.44	0.63	0.73	11	0.09	$5.6 \cdot 10^{-15}$	1.65	1.78	0.01	$8 \cdot 10^6$ лет
									0.1	5.03 дней
									1	2.01 часа
2.85	0.51	0.61	0.78	14	0.11	$1.7 \cdot 10^{-15}$				
3.33	0.56	0.59	0.79	18	0.14	$7.2 \cdot 10^{-16}$				
3.88	0.62	0.57	0.77	23	0.19	$3.0 \cdot 10^{-16}$				
4.52	0.68	0.55	0.73	31	0.27	$1.2 \cdot 10^{-16}$	1.02	0.82	0.01	$2 \cdot 10^{28}$ лет
									0.1	2.9 лет
									1	5.22 часа

Нормальный ток обусловлен твердотельным вращением электронов. Возмущение магнитного поля $\delta \vec{B}$, обусловленное скачком угловой скорости $\delta \vec{\Omega}$ в начальный момент времени $t = 0$, удовлетворяет следующему уравнению:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \bar{B}}{\partial t^2} + \text{rot rot } \partial \bar{B} + \frac{\partial \bar{B}}{\lambda^2} = - \frac{8\pi r_1 e}{m_1 c} \theta(t) \partial \bar{\Omega}. \quad (18)$$

Из уравнения (18) видно, что возмущение магнитного поля распространяется со скоростью света. Поскольку протонные вихри связаны с нейтронными вихрями посредством магнитного поля, то время релаксации скорости нейтронного вихря относительно окружающих его протонных вихрей будет порядка $r_1/c \sim 10^{-14}$ с, то есть оно сопоставимо со временем релаксации скорости электронов относительно протонных вихрей. Следовательно, все вещество „пре“-фазы можно считать вращающимся твердотельно, так как наибольшее время релаксации порядка $R/c \sim 10^{-4}$ с, где R — радиус „пре“-фазы. Нормальные же электроны связывают кору с „пре“-фазой с характерными временами порядка 10 с [15].

Таким образом, причину долгих времен релаксации угловой скорости вращения пульсаров после скачка следует искать вне „пре“-фазы нейтронных звезд.

Ереванский государственный
университет

ON THE RELAXATION TIMES IN THE SUPERFLUID CORES OF NEUTRON STARS

D. M. SEDRAKIAN, K. M. SHAHABASSIAN, A. G. MOVSISSIAN

The velocity relaxation times of the normal electrons on the proton flux lines occurring on account of the drag effect in the „npe“-phase of neutron star are considered. It is shown that the „npe“-phase is rigidly connected with the star crust.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
2. G. Baym, C. Pethick, D. Pines, M. Ruderman, Nature, 224, 872, 1969.
3. В. Л. Гинзбург, Д. А. Киржицу, ЖЭТФ, 47, 2006, 1964.
4. P. Feibelman, Phys. Rev., D 4, 1589, 1971.
5. M. A. Alpar, P. W. Anderson, D. Pines, J. Shaham, Ap. J., 249, L 29, 1981.
6. J. A. Sauls, D. L. Stein, J. W. Sereno, Phys. Rev., D 25, 967, 1982.
7. M. Hoffberg, A. E. Glassgold, R. W. Richardson, M. Ruderman, Phys. Rev. Lett., 24, 175, 1970.
8. Д. М. Седракиан, К. М. Шахабасян, ДАН АН Арм.ССР, 70, 28, 1980.
9. Д. М. Седракиан, К. М. Шахабасян, Астрофизика, 18, 727, 1980.

10. *M. A. Alpar, S. A. Langor, J. A. Sauls*, Preprint Univ. Illinois, p. 83—11, 1983.
11. *Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, А. Г. Мовсисян*, *Астрофизика*, 19, 303, 1983.
12. *Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, А. Г. Мовсисян*, *Астрофизика*, 21, 547, 1984.
13. *A. L. Fetter, P. C. Hohenberg*, in "Superconductivity", ed. R. D. Parks Dekker, N. Y., 1969.
14. *N.-C. Chao, J. W. Clark, C.-H. Yang*, *Nucl. Phys.*, A 179, 320, 1972.
15. *I. Easson*, *Ap. J.*, 249, 257, 1979.