АСТРОФИЗИКА

ТОМ 43 ФЕВРАЛЬ, 2000 ВЫПУСК 1

УДК: 524.354.4+524.354.6

РЕЛАКСАЦИЯ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ ПУЛЬСАРА VELA В РАМКАХ ОТО. СТАНДАРТНАЯ МОДЕЛЬ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

Д.М.СЕДРАКЯН, М.В.АЙРАПЕТЯН

Поступила 1 декабря 1999

Рассмотрена динамика вращения двухкомпонентной системы в ядре нейтронной звезды в рамках ОТО. Развита теория релаксации угловой скорости пульсара Vela с учетом поправок ОТО. Из сравнения теории с наблюдательными данными пульсара Vela найдены относительные моменты и местоположения областей релаксации для одной из стандартных моделей нейтронной звезды. Показано, что теория согласуется с наблюдениями и подтверждает использованную модель нейтронной звезды как приемлемую модель пульсаров.

1. *Введение.* Одним из современных направлений исследований в астрофизике является открытие и изучение радиопульсаров. На сегодняшний день известно более 1500 быстровращающихся источников радиоизлучения. Угловая скорость вращения пульсаров с вековым изменением порядка $|\dot{\Omega}|/\Omega \approx 10^{-13} \div 10^{-11}$ с$^{-1}$, испытывает скачки и микроскачки порядка $\Delta\Omega/\Omega \approx 10^{-6} \div 10^{-9}$ и $|\Delta\dot{\Omega}|/|\dot{\Omega}| \approx 10^{-2} \div 10^{-3}$. Одиннадцать скачков были наблюдены у пульсара Vela [1-4], 5 скачков − у пульсара в Крабовидной туманности [5]. Было установлено, что время скачка менее чем 2 минуты, между тем как релаксация угловой скорости пульсара к своему предскачковому значению происходит с характерными временами от нескольких дней до порядка несколько сот дней.

Объяснение нерегулярного поведения угловой скорости пульсаров возможно на основе динамики вращения двухкомпонентной сверхтекучей жидкости внутри нейтронной звезды. Нейтроны в ядре и внутренней коре звезды образуют сверхтекучую жидкость. Протоны, составляющие до 5% от числа нейтронов, образуют сверхпроводящий конденсат в ядре звезды. Динамика движения нейтронной вихревой решетки, образующейся при вращении, рассмотрена в работах [6-10]. В теории, развитой в [6,7], считается, что в режиме пиннинга нейтронных вихрей движение вихревой системы осуществляется путем "термически активизированного криппа". В рамках этой теории удается объяснить релаксационное поведение угловой скорости пульсаров, однако большая неопределенность параметров пиннинга в коре нейтронной звезды делает эту теорию несостоятельной. Между тем, как принято в работах [8-10], чрезвычайная жесткость нейтронных вихрей приводит к тому, что в коре звезды более вероятным является свободное движение вихрей с малым трением, обусловленное взаимодействием с фононами решетки из атомных ядер. При этом также удается объяснить характерное поведение угловой скорости пульсаров после скачков. Но, скорее всего, теории, развитые на основе динамики вихревой решетки в коре звезды, не дают достаточных значений моментов инерции областей релаксации, следующих из наблюдений, при применении их для различных моделей нейтронных звезд [14]. Более приемлемая теория, согласующаяся с наблюдательными данными, была развита в работах [11-13]. Для объяснения как скачка, так и послескачковой релаксации угловой скорости пульсаров рассматривается динамика движения двухкомпонентной сверхтекучей системы в ядре нейтронной звезды. Кластер нейтронно-протонных вихрей, возникающий из-за эффекта увлечения сверхпроводящих протонов нейтронной жидкостью, движется с чрезвычайно большим трением, обусловленным рассеянием нормальных электронов на магнитном поле кластера порядка 10^{14} Гс. Тогда после перераспределения вихрей, возникающих из-за скачка угловой скорости пульсара, следует релаксационный процесс с характерными временами, согласующимися с наблюдательными данными.

Анализ наблюдательных данных для шести скачков пульсара Vela был проведен в работе [1]. Показано, что поведение угловой скорости пульсара после скачка можно представить как суперпозицию двух экспоненциальных (с характерными временами $\tau_s \approx 6$ дней и $\tau_l \approx 60$ дней) и одной линейной (с характерным временем $\tau_l \approx 500$ дней) зависимостей. Сравнение теории релаксации угловой скорости пульсара Vela с наблюдательными данными для шести скачков было проведено в [13]. Это позволило найти относительные моменты инерции областей, ответственных за релаксацию. На основе одной из стандартных моделей нейтронных звезд [18] ($M = 1.4\,M_{\odot}$, $R \approx 10$ км, $I \approx 10^{45}$ г·см^2) были найдены также местоположения этих областей в ядре нейтронной звезды. Из результатов этой работы можно было заключить, что теория релаксации угловой скорости пульсаров на основе динамики сверхтекучей системы в ядре звезды находится в хорошем согласии с наблюдениями, а также говорить о подтверждении стандартной модели нейтронной звезды [18] как модели пульсара.

Однако теория, развитая в работах [11-13] непоследовательна в том смысле, что модельные расчеты нейтронных звезд проводятся в рамках Общей теории относительности, а динамика движения двухкомпонентной сверхтекучей системы рассматривалась в плоском пространстве. Между тем, релятивистские поправки к результатам, полученным в ньютоновском приближении, могут быть до порядка 20%. Обобщение уравнений движения сверхтекучей системы на случай искривленного гравитацией пространства были проведены в [15,16]. Полученные уравнения были использованы для теории послескачкового поведения угловой скорости пульсаров [17]. Решения этих уравнений в Ω-приближении действительно показывают, что они могут описать наблюдаемую релаксацию угловой скорости пульсара после скачков с характерными временами, отличающимися от времен релаксации в ньютоновском приближении множителем, содержащем поправку ОТО.

Цель данной статьи – рассмотреть теорию релаксации угловой скорости пульсаров с учетом всех поправок ОТО в квадратичном по угловой скорости приближении. На основе стандартной модели нейтронной звезды [18] из сравнения теории с наблюдениями для пульсара Vela получены моменты инерции и распределение областей инерции в ядре звезды после шести скачков угловой скорости.

Вращение нейтронной звезды считается аксиально – симметричным, а поведение сверхтекучей жидкости рассматривается в гидродинамическом приближении.

2. *Уравнения движения в Ω-приближении.* Уравнения движения двухкомпонентной сверхтекучей системы в рамках ОТО имеют следующий вид [15,16]:

$$\frac{1}{\sqrt{-g}} e^{ijkl} \nabla_{[k}\mu_{l]} = -w\varepsilon^{ij}, \tag{1}$$

$$n_s^l w_{lk} = \eta' \perp_{kl} n_e^l, \tag{2}$$

$$\frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial t}\left(\sqrt{-g}\, T_{s3}^0 + \sqrt{-g}\, T_{e3}^0\right) = -m\left(x^1, x^2\right). \tag{3}$$

Здесь $\mu_l = \mu_s u_l(s)$ - вектор импульса частиц сверхтекучей жидкости с эффективной массой μ_s, $n_s^l = n_s u^l(s)$, $n_e^l = n_e u^l(e)$ - векторы плотностей числа частиц, где n_s, $u^l(s)$ и n_e, $u^l(e)$ - плотности числа частиц и векторы скоростей сверхтекучей и нормальной компонент соответственно, $\varepsilon^{ij} = -u^i(L)\nu^j + u^j(L)\nu^i$, где $u^i(L)$ - вектор скорости вихря, ν^i - единичный вектор в направлении вихря, $\perp_{kl} = g_{kl} - \varepsilon_{km}\varepsilon_{ml}$, T_{ej}^l и T_{sj}^l - тензоры энергии импульса сверхтекучей и нормальной компонент соответственно, g - определитель метрического тензора g_{ik}, $m\left(x^1, x^2\right)$ - плотность внешнего момента сил, действующих на единичный объем, $n_e\,\eta'$ представляет собой коэффициент трения в единице объема. Решение уравнений (1)-(3) в Ω-приближении приводит к уравнениям для угловых скоростей сверхтекучей компоненты Ω_s и нормальной компоненты Ω_e:

$$\frac{\partial\Omega_s}{\partial t} = -\frac{\Omega_s}{\tau} + \frac{\Omega_e}{\tau}, \tag{4}$$

$$\int \frac{\partial\Omega_s}{\partial t} dI_s + \frac{d\,\Omega_e}{dt} \int dI_e = -K_{ext}, \tag{5}$$

где I_s и I_e - моменты инерции сверхтекучей и нормальной компонент соответственно, K_{ext} - внешний тормозящий момент сил. Время релаксации τ в уравнении (4) определяется как

$$\frac{1}{\tau}=\frac{2n_s\pi\hbar}{n_e\eta}\Omega_e(1+\kappa). \tag{6}$$

Здесь $n_e\eta$ представляет собой коэффициент трения единицы длины вихря с нормальной компонентой ($n_e\eta$ соответствует коэффициенту η в [12,13]), $\kappa=g_{03}/\Omega_e g_{33}$, где компоненты метрического тензора g_{ik} в Ω-приближении в сферических координатах (R,θ,φ) имеют вид:

$$g_{00}=-e^{\nu},\ g_{11}=e^{\lambda},\ g_{22}=R^2,\ g_{33}=R^2\sin^2\theta,\ \ g_{03}=\omega R^2\sin^2\theta.$$

Функции ν, λ, ω находятся из уравнений Эйнштейна

$$G_k^l=8\pi T_k^l, \tag{7}$$

и в дальнейшем будем считать их данными величинами [18].

Перейдем к решению уравнений (4) и (5). Вводя безразмерные величины

$$\omega_s=\frac{\Omega_s(r,t)}{\Omega_s(r,0)},\ \omega_e=\frac{\Omega_e(t)}{\Omega_e(0)},\ q=\frac{\Omega_e(0)}{\Omega_s(r,0)},$$

где $\Omega_e(0)$ и $\Omega_s(r,0)$ - начальные значения $\Omega_e(t)$ и $\Omega_s(r,t)$ сразу после скачка, и обозначая

$$p_0=\frac{I_s}{I_e},\ \gamma=\frac{K_{ext}}{I_e\Omega_e(0)},$$

где p_0 - относительный момент инерции сверхтекучей области, уравнения (4) и (5) можно привести к следующему виду:

$$\frac{\partial\omega_s}{\partial t}=-\frac{\omega_s}{\tau}+\frac{\omega_e}{\tau}q, \tag{8}$$

$$\frac{d\omega_e}{dt}+p_0\int_0^1\frac{\partial\omega_s}{\partial t}q^{-1}\,dy=-\gamma, \tag{9}$$

где $dp=p_0dy$. При относительно малых скачках угловой скорости пульсаров $\omega_s=1+\delta\omega_s$, где $|\delta\omega_s|\ll 1$. Тогда уравнения (8) и (9) запишутся в виде:

$$\frac{\partial\delta\omega_s}{\partial t}+\frac{\delta\omega_s}{\tau}=-\frac{1}{\tau}(1-\omega_e q), \tag{10}$$

$$\omega_e=1-p_0\int_0^1\delta\omega_s\,q^{-1}\,dy-\gamma t, \tag{11}$$

при начальных условиях для $\omega_e(t)$ и $\delta\omega_s(r,t)$

$$\omega_e(0)=1,\ \delta\omega_s(r,0)=0.$$

В работе [13] для решения уравнений (10),(11) применена слоистая модель релаксационных областей в ядре нейтронной звезды. Как было сказано выше, релаксация угловой скорости пульсара Vela описывается тремя характерными временами: τ_s (короткое), τ_i (среднее) и τ_l (длинное). Поэтому уравнения (10),(11) были решены в трехслойной модели областей релаксации. В соответствии с этим интегрирование по сверхтекучей области в уравнении (11) можно заменить суммированием по s, i, l-слоям следующим образом:

$$\omega_e(t)=1-\delta\omega_{ss}\,q_s^{-1}\,p_s-\delta\omega_{sl}\,q_l^{-1}\,p_l-\delta\omega_{sl}\,q_l^{-1}\,p_l-\gamma\,t, \qquad (12)$$

а уравнение (10) для угловой скорости сверхтекучей компоненты в s, i, l-слоях соответственно уравнениями:

$$\frac{\partial\delta\omega_{ss}}{\partial t}+\frac{\delta\omega_{ss}}{\tau_s}=\frac{\Delta_s}{\tau_s}-\frac{q_s}{\tau_s}\gamma\,t-\frac{p_l\,\delta\omega_{sl}}{\tau_s}, \qquad (13а)$$

$$\frac{\partial\delta\omega_{sl}}{\partial t}+\frac{\delta\omega_{sl}}{\tau_l}=\frac{\Delta_l}{\tau_l}-\frac{q_l}{\tau_l}\gamma\,t-\frac{p_l\,\delta\omega_{sl}}{\tau_l}, \qquad (13б)$$

$$\frac{\partial\delta\omega_{sl}}{\partial t}+\frac{\delta\omega_{sl}}{\tau_l/(1+p_l)}=\frac{\Delta_l}{\tau_l}-\frac{q_l}{\tau_l}\gamma\,t, \qquad (13в)$$

где $\Delta_j=q_j-1,\ j=s,i,l$. При получении уравнений (13а)-(13в) мы приняли, что $p_s,p_i\ll 1$, а $p_l\approx 0.5$. Это предположение найдет свое подтверждение при сравнении полученных решений с наблюдательными данными для нахождения относительных моментов инерции областей релаксации. Из уравнений (12), (13а)-(13в) можно найти решения для $\Omega_s(t)$ в различных слоях и $\Omega_e(t)$, которые более удобно записывать для частот вращения сверхтекучей и нормальной компонент $\nu_s(t)$ и $\nu(t)$:

$$\nu_{sj}(t)=\nu_{sj}(0)-\frac{\nu_0}{\tau_0}t+\frac{1}{1+p_j}\left[\frac{\nu_0}{\tau_0}\tau'_j\,(1+p_j)-\Delta\nu_{sj}(0)\right]\left(1-e^{-t/\tau'_j}\right), \qquad (14)$$

$$\nu(t)=\nu_0-\sum_{j=s,i,l}\frac{p_j}{1+p_j}\left[\frac{\nu_0}{\tau_0}\tau'_j\,(1+p_j)-\Delta\nu_{sj}(0)\right]\left(1-e^{-t/\tau'_j}\right)-\frac{\nu_0}{\tau_0}t, \qquad (15)$$

где

$$\tau_0=(1+p_l)/\gamma,\quad \tau'_j=\tau_j/(1+p_j),\quad \Delta\nu_{sj}=\nu_{sj}-\nu.$$

Отсюда для стационарного значения $\Delta\nu_{sj}(\infty)=\nu_{sj}(\infty)-\nu(\infty)$ получаем:

$$\Delta\nu_{sj}(\infty)=\frac{\nu_0}{\tau_0}\tau'_j\,(1+p_j).$$

Однако в силу причин пиннинга значение $\Delta\nu_{sj}(\infty)$ будет отличаться от своего стационарного значения на некоторую величину $\Delta\nu'_{sj}$:

$$\Delta\nu_{sj}(\infty) = \frac{\nu_0}{\tau_0}\tau'_j\left(1+p_j\right) + \Delta\nu'_{sj}. \tag{16}$$

Примем, что непосредственно перед скачком значение $\Delta\nu_{sj}$ равно значению $\Delta\nu_{sj}(\infty)$. Тогда для начального значения $\Delta\nu_{sj}(0)$ непосредственно после скачка получаем

$$\Delta\nu_{sj}(0) = \frac{\nu_0}{\tau_0}\tau'_j\left(1+p_j\right) + \Delta\nu'_{sj} - \Delta\nu, \tag{17}$$

где $\Delta\nu$ - величина скачка частоты вращения.

Наблюдаемые дискретные времена релаксации можно объяснить как наличие двух — активных и пассивных - областей внутри звезды. Можно принять, что в активных областях с отсутствием пиннинга имеем $\Delta\nu'_{sj} = 0$. Тогда в этих областях в течение межскачкового времени создается такое распределение нейтронных вихрей, что частоты вращения ν_s и ν имеют одинаковый темп замедления перед скачком: $\dot{\nu}_s = \dot{\nu}$. Скачкообразное изменение частоты вращения $\nu(t)$ нормальной компоненты приводит к нарушению этого распределения, за которым следует релаксационный процесс. Если в других пассивных областях вследствие пиннинга отклонение значения $\Delta\nu_{sj}(\infty)$ от своего стационарного значения равно величине скачка: $\Delta\nu'_{sj} = \Delta\nu$, то в них распределение вихрей после скачка соответствует темпу замедления $\dot{\nu}_s = \dot{\nu}$. Следовательно, эти области не будут участвовать в релаксационном процессе. Таким образом, послескачковое поведение частоты вращения пульсара дается выражением:

$$\nu(t) = \nu_0 - \frac{\nu_0}{\tau_0}t - \sum_{j=s,i,l}\frac{p_j}{1+p_j}\Delta\nu\left(1-e^{-t/\tau'_j}\right), \tag{18}$$

где суммирование проводится по активным областям в *s*, *i*, *l*-слоях. Для наблюдаемой величины $\dot{\nu}(t)$ получаем из (18)

$$\dot{\nu}(t) = \frac{\nu_0}{\tau_0} - \sum_{j=s,i,l}\frac{p_j}{1+p_j}\frac{\Delta\nu}{\tau'_j}e^{-t/\tau'_j}. \tag{19}$$

3. *Сравнение с наблюдениями.* Анализ наблюдений для шести скачков пульсара Vela показывает, что послескачковое поведение содержит кратковременную и средневременную экспоненциальные зависимости и линейную зависимость от времени:

$$\begin{aligned}\dot{\nu}(t) &= \dot{\nu}_0 + \ddot{\nu}_0 t + \dot{\nu}_s e^{-t/\tau_s} + \dot{\nu}_i e^{-t/\tau_i} + \dot{\nu}_l + \ddot{\nu}_l t = \\ &= \dot{\nu}_0 + \dot{\nu}_l + \dot{\nu}_s e^{-t/\tau_s} + \dot{\nu}_i e^{-t/\tau_i} + \left(\ddot{\nu}_0 + \ddot{\nu}_l\right)t.\end{aligned} \tag{20}$$

Значения шести параметров $\dot{\nu}_0$, $\dot{\nu}_l$, $\dot{\nu}_s$, $\dot{\nu}_i$, $\ddot{\nu}_0$, $\ddot{\nu}_l$ численных расчетов для шести послескачковых наблюдений пульсара Vela приведены в работе [1].

Для согласования значений $\dot{\nu}(t)$, полученных из теории и наблюдений, перепишем формулу (19) в виде:

$$\dot{\nu}(t) = -\frac{\nu_0}{\tau_0} + \frac{I_{sl}}{I_e + I_{sl}}\frac{\Delta\nu}{\tau'_l} - \frac{I_{ss}}{I_e + I_{ss}}\frac{\Delta\nu}{\tau_s}e^{-t/\tau_s} - \frac{I_{si}}{I_e + I_{si}}\frac{\Delta\nu}{\tau'_i}e^{-t/\tau_i} + \frac{I_{sl}}{I_e + I_{sl}}\frac{\Delta\nu}{\tau'^2_l}t, \quad (21)$$

где экспоненту с характерным временем τ'_l можно разложить в ряд, так как времена наблюдений между скачкми порядка 100 дней, а τ'_l порядка 500 дней. Учитывая также условие $I_{ss}, I_{sl} << I_e$, из сравнения (20) и (21) получаем моменты инерции активных областей релаксации и время τ'_l [13]:

$$\frac{I_{ss}}{I_e} = \frac{|\dot{\nu}_s|}{\Delta\nu}\tau_s, \quad (22)$$

$$\frac{I_{si}}{I_e} = \frac{|\dot{\nu}_i|}{\Delta\nu}\tau_i, \quad (23)$$

$$\frac{I_{sl}}{I_e + I_{sl}} = \frac{|\dot{\nu}_0 + \dot{\nu}_l| - \dfrac{\nu_0}{\tau_0}}{\Delta\nu}\tau'_l, \quad (24)$$

$$\tau'_l = \frac{|\dot{\nu}_0 + \dot{\nu}_l| - \dfrac{\nu_0}{\tau_0}}{|\ddot{\nu}_0 + \ddot{\nu}_l|}. \quad (25)$$

В табл.1 приведены значения времени релаксации τ в рамках ОТО в зависимости от радиуса r звезды для уравнения состояния из [20]. Сравнение τ с временем релаксации в ньютоновском приближении, полученном в [12,13] для того же уравнения состояния [20] показывает, что эти величины,

Таблица 1

ЗАВИСИМОСТЬ ВРЕМЕНИ РЕЛАКСАЦИИ τ ОТ РАССТОЯНИЯ r ДО ЦЕНТРА ЗВЕЗДЫ

r, км	9.57	9.56	9.53	9.52	9.50	9.48	9.47	9.45
τ, дни	0.7	3.5	7	13.5	23	39	63	98
r, км	9.44	9.42	9.40	9.39	9.37	9.36	9.34	
τ, дни	150	225	340	491	695	956	2660	

как и можно было ожидать, отличаются в среднем на 20%, что связано с поправками ОТО. В табл.2 приведены значения I_{sj}/I_e $(j = s,i,l)$ и τ'_l для шести скачков пульсара Vela. Для каждого скачка на модели нейтронной звезды можно найти области релаксации, характеризующиеся соответствующим временем релаксации τ_i и I_{sj} моментом инерции.

В качестве модели нейтронной звезды мы выбрали конфигурацию с массой $M = 1.4\,M_\odot$, радиусом $R \approx 10$ км, и полным моментом инерции $I \approx 1.156 \cdot 10^{45}$.г·см² [18]. Согласно расчетам микроскопических параметров

Таблица 2

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ МОМЕНТЫ ИНЕРЦИИ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ РЕЛАКСАЦИИ В *s*-, *i*-, *l*- СЛОЯХ И ХАРАКТЕРНОЕ ВРЕМЯ ЛИНЕЙНОЙ РЕЛАКСАЦИИ ПОСЛЕ ШЕСТИ СКАЧКОВ ПУЛЬСАРА VELA

	$\left(\frac{I_{ii}}{I_e}\right)\times 10^{-3}$	$\left(\frac{I_{sl}}{I_e}\right)\times 10^{-3}$	$\left(\frac{I_{sl}}{I_e}\right)$	τ'_j , дни
1	1.98	17.8	0.28	1092
2	1.58	13.1	0.18	740
3	0.44	3.53	0.517	877
4	2.41	11.3	0.416	1296
5	0.81	1.89	0.43	495
6	2.48	5.5	0.108	433

протонного сверхпроводника [19], нейтронно - протонный конденсат существует в области от $R_l \approx 5$ км до границы раздела ядра и коры нейтронной звезды: $R_0 \approx 9.64$ км. Область звезды с радиусом $r \le R_l$ и $R_0 \le r \le R$ и моментом инерции $I_e = 8.3 \cdot 10^{43}$ г·см² составляет эффективную нормальную часть звезды. Выбор этой модели основан на том, что аналогичное сравнение теории релаксации с наблюдениями было проведено в [13]. Отметим, что в этой работе частично были учтены поправки ОТО, связанные с тем, что модельные расчеты нейтронных звезд [18] были проведены в рамках ОТО. В данной работе учтены все поправки ОТО в квадратичном по угловой скорости пульсаров приближении. Анализ обоих результатов позволит выяснить роль поправок ОТО в поведении угловой скорости пульсаров после скачков. В табл.3 указаны местоположения активных областей релаксации после шести скачков пульсара Vela. Можно увидеть, что от скачка к скачку области релаксации меняются случайным образом. Относительный момент инерции *s*- и *i*- слоев мал по сравнению с относительным моментом инерции *l*-слоя. Это указывает на то, что пиннинг вихрей становится более эффективным при приближении к границе ядра звезды. Условия пиннинга

Таблица 3

МЕСТОПОЛОЖЕНИЯ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ РЕЛАКСАЦИИ В *s*-, *i*-, *l*- СЛОЯХ ПОСЛЕ ШЕСТИ СКАЧКОВ ПУЛЬСАРА VELA

	l- слой, км	*i*- слой, км	*s*- слой, км
1	9.341 − 9.425	9.444 − 9.450	9.5215 − 9.5225
2	9.348 − 9.415	9.452 − 9.457	9.5495 − 9.5505
3	9.341 − 9.4835	9.4835 − 9.4855	9.5498 − 9.5502
4	9.340 − 9.461	9.4615 − 9.4635	9.5345 − 9.5355
5	9.350 − 9.492	9.5095 − 9.5105	9.5348 − 9.5352
6	9.372 − 9.412	9.509 − 9.511	9.5595 − 9.5605

меняются случайным образом от скачка к скачку, т.е. внутри рассмотренных слоев нет предпочтительных областей пиннинга. Можно указать две причины, приведшие к различным условиям пиннинга в этих слоях [13]: 1) взаимодействие вихрей с неоднородностями границы раздела ядра и коры может привести к пиннингу, а укорачивание длины вихрей при движении к границе − к увеличению силы пиннинга на единицу длины вихря; 2) стационарная разница частот вращения сверхтекучей и нормальной компонентов существенно меньше в *s*- и *i*-слоях, чем в *l*-слое, следовательно и сила Магнуса, действующая на вихрь, меньше на фактор τ_s/τ_l и τ_i/τ_l соответственно. Однако нужно отметить, что существование активных и пассивных областей в *l*-слое весьма условно, так как послескачковое поведение $\dot{\nu}(t)$ представляет собой суммарный отклик от всего слоя, в котором, в общем случае, условие пиннинга не будет существенно меняться.

Сравнение данных, приведенных в табл.3, с аналогичными результатами из [13] на основе той же модели нейтронной звезды показывает, что учет поправок ОТО приводит в основном к небольшому смещению активных областей релаксации в слое с заданным характерным временем релаксации. Таким образом, теория релаксации, развитая в работах [12,13] и дополненная поправками ОТО, является наиболее приемлемой теорией, объясняющей характерное послескачковое поведение угловой скорости пульсаров.

4. *Заключение.* Полученные ранее [15-17] уравнения движения двухкомпонентной сверхтекучей системы в ядре звезды в рамках ОТО применены для теории релаксации угловой скорости пульсаров. Из сравнения теориии с наблюдениями для пульсара Vela получены моменты инерции областей релаксации. Анализ результатов подтверждает стандартную модель нейтронной звезды [18] как приемлемую модель пульсаров. Можно применить развитую нами теорию релаксации угловой скорости пульсаров для моделей нейтронных звезд с другими уравнениями состояния, с целью выяснения наиболее подходящей модели для пульсаров. Сравнение теории с наблюдениями можно провести и для последующих скачков угловой скорости пульсара Vela. Целесообразно предложить новые математические методы сравнения теории с наблюдениями с целью выяснить закономерности поведения эффектов пиннинга и депиннинга внутри нейтронной звезды. Этим задачам будут посвящены последующие работы.

Ереванский государственный университет,
Армения

THE RELAXATION OF THE VELA PULSAR ANGULAR VELOCITY IN FRAME OF GRT. THE STANDARD MODEL OF THE NEUTRON STAR

D.M.SEDRAKIAN, M.V.HAIRAPETIAN

The dynamics of the rotating two-component system in the core of the neutron star is considered in frame of GRT. The theory of relaxation of the Vela pulsar angular velocity is constructed taking into account the corrections of GRT. From comparison of the theory with the observational data for Vela pulsar the relative moments of inertia and destination of the relaxation regions is obtained for the standard model of the neutron star. It is shown that the theory agrees with the observations and confirms the used model of the neutron star as an acceptable model of pulsars.

ЛИТЕРАТУРА

1. *J.M.Cordes*, *G.S.Downs*, *J.Krause-Polstorff*, Astrophys. J., **330**, 841, 1988.
2. *A.G.Lyne*, Nature, **326**, 569, 1987.
3. *P.M.McCulloch*, *P.A.Hamilton*, *D.McConnel*, *F.A.King*, Nature, **346**, 822, 1990.
4. *C.S.Flanagan*, Nature, **345**, 416, 1990.
5. *A.G.Lyne*, *F.Graham-Smith*, *R.S.Pritchard*, Nature, **359**, 706, 1992.
6. *M.A.Alpar*, *P.W.Anderson*, *D.Pines*, *J.Shaham*, Astrophys. J., **276**, 325, 1984.
7. *M.A.Alpar*, *H.F.Chou*, *K.S.Cheng*, *D.Pines*, Astrophys. J., **409**, 345, 1993.
8. *P.B.Jones*, Mon. Notis. Roy. Astron. Soc., **243**, 257, 1990.
9. *P.B.Jones*, Mon. Notis. Roy. Astron. Soc., **246**, 315, 1990.
10. *P.B.Jones*, Mon. Notis. Roy. Astron. Soc., **263**, 619, 1993.
11. *А.Д.Седракян*, *Д.М.Седракян*, Ж. эксперим. и теор. физ., **102**, 721, 1992.
12. *A.D.Sedrakian*, *D.M.Sedrakian*, Astrophys. J., **447**, 305, 1995.
13. *A.D.Sedrakian*, *D.M.Sedrakian*, *J.M.Cordes*, *Y.Terzian*, Astrophys. J., **447**, 324, 1995.
14. *Д.М.Седракян*, *М.В.Айрапетян*, Астрофизика, **40**, 67, 1997.
15. *Д.М.Седракян*, Астрофизика, **40**, 403, 1997.
16. *D.Langlois*, *D.Sedrakian*, *B.Carter*, Mon. Notis. Roy. Astron. Soc., **297**, 1189, 1998.
17. *М.В.Айрапетян*, *Д.М.Седракян*, Астрофизика, **42**, 89, 1999.
18. *F.Weber*, "Hadron Physics and Neutron Star Properties". Habilitation Thesis, Univ. Munich, 1992.
19. *M.Baldo*, *J.Cugnon*, *A.Lejeune*, *U.Lombardo*, Nucl. Phys. A., **536**, 349, 1992.
20. *R.B.Wiringa*, *V.Fiks*, *A.Fabrochini*, Phys. Rev. C., **38**, 1010, 1988.