АСТРОФИЗИКА

ТОМ 45 НОЯБРЬ, 2002 ВЫПУСК 4

УДК: 524.354.4

ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА ТЕОРИИ РЕЛАКСАЦИИ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ ПУЛЬСАРА VELA ПОСЛЕ ЕЕ СКАЧКОВ

Д.М.СЕДРАКЯН, М.В.АЙРАПЕТЯН

Поступила 5 июня 2002

Проведено сравнение теории релаксации угловой скорости пульсаров с наблюдательными данными для первых восьми скачков пульсара Vela. Рассмотрена обратная задача теории релаксации и найдены решения этой задачи в областях экспоненциальной и линейной релаксации. Выяснены общие особенности в распределении нейтронных вихрей в этих областях сразу после скачка. Показано, что эти особенности могут быть связаны с величиной скачка угловой скорости пульсара.

1. *Введение*. Радиопульсары, известные как компактные нейтронные звезды, являются источниками периодических радиоимпульсов. Время периодического прихода одной и той же детали в последовательности импульсов определяет период, вместе с тем и угловую скорость вращения пульсаров. Угловая скорость вращения пульсаров имеет вековое изменение порядка $|\dot{\Omega}|/\Omega \approx 10^{-13} \div 10^{-15}\,c^{-1}$. Известно также, что пульсарам свойственно нерегулярное поведение - угловая скорость претерпевает скачки и микроскачки порядка $\Delta\Omega/\Omega \approx 10^{-6} \div 10^{-9}$. После скачка угловая скорость вращения пульсаров релаксирует к своему предскачковому значению с характерными временами от нескольких дней до нескольких сот дней. Как показывают наблюдения, кривая релаксации для $\Delta\Omega(t)$ - отклонения величины $\Omega(t)$ от предскачкового значения - имеет ярковыраженную структуру, состоящую из кратковременных экспоненциальных и одной линейной зависимостей [1,2].

Нерегулярное поведение угловой скорости пульсаров с дальнейшей релаксацией указывает на наличие слабосвязанной сверхтекучей компоненты внутри нейтронной звезды. В сверхтекучее состояние переходят нейтроны в "Aen" и "npe"- фазах, а также протоны в "npe"- фазе (ядре) нейтронной звезды при температуре 10^9 K. При вращении звезды в нейтронной сверхтекучей жидкости возникает решетка квантованных вихревых нитей. В работах [3-5] временные нерегулярности угловой скорости пульсаров связываются с динамикой движения нейтронных вихрей в "npe" - фазе нейтронной звезды. Эффект увлечения сверхпроводящих протонов сверхтекучей нейтронной жидкостью приводит к возникновению нейтронно - протонного вихревого кластера с магнитным полем порядка 10^{14} Гс. Взаимодействие между сверхтекучей компонентой и нормальной компонентой

- релятивистскими электронами - осуществляется рассеянием этих электронов на магнитном поле кластера. В результате после скачка звезды происходит непрерывная передача момента количества движения от сверхтекучей компоненты к нормальной. Это и приводит к наблюдаемому релаксационному поведению коры нейтронной звезды - сильносвязанной с нормальной компонентой в ядре. В вышеуказанных работах были получены уравнения нестационарной динамики вращения двухкомпонентной нейтронной звезды, на основе которых была развита теория скачков и релаксации угловой скорости вращения пульсара Vela. В дальнейшем теория релаксации была обобщена в рамках ОТО в Ω - приближении [6-8]. Такое рассмотрение позволило найти характерные времена релаксации и решения уравнений динамики вращения нейтронной звезды с учетом поправок ОТО.

В период с 1968г. по 2001г. пульсар Vela проявлял большую активность и претерпел 15 малых и больших скачков. Сравнение теории релаксации угловой скорости пульсара Vela с наблюдательными данными для шести скачков [1] было проведено в [5,9]. Это позволило найти относительные моменты инерции областей, ответственных за релаксацию, в квадратичном по угловой скорости приближении. На модели нейтронной звезды найдены также местоположения этих областей в ядре звезды. В результате можно было заключить, что теория релаксации угловой скорости пульсаров на основе динамики движения сверхтекучей системы в "пре" - фазе нейтронной звезды находится в хорошем согласии с наблюдениями для стандартных моделей нейтронных звезд.

Сравнение теории релаксации с наблюдениями для первых восьми скачков угловой скорости пульсара Vela [2] было проведено в [10]. Предложенный здесь метод сравнения принципиальным образом отличается от метода, использованного в предыдущих работах [5,9]. Так, в обоих случаях сравнение теории с наблюдениями проводилось в рамках многослойной модели областей релаксации. Считалось, что, например, релаксация угловой скорости пульсара с характерным временем τ_l представляет собой отклик того слоя, среднее значение времени релаксации в котором равно τ_l. В [5,9] также предполагается наличие активных и пассивных областей внутри каждого слоя в зависимости от условий пиннинга и начального распределения нейтронных вихрей. После скачка в активных областях происходила релаксация, причем среднее значение времени релаксации активной области должно было соответствовать наблюдаемому характерному времени релаксации угловой скорости пульсара. В пассивных же областях должно было выполняться условие $\dot{\Omega}_s = \dot{\Omega}_e$, так, чтобы эти области не могли участвовать в релаксации. Для этого в пассивных областях должно создаваться такое распределение вихрей за время между двумя последовательными скачками пульсара, которое соответствовало бы одинаковому темпу замедления угловых скоростей сверхтекучей и нормальной компонент. Такое разделение областей в ядре звезды весьма условно, и было бы правильным учесть влияние всего слоя на процесс релаксации. С этой целью в работе [10] был предложен новый метод сравнения теории релаксации угловой скорости пульсаров с наблюдениями. В этой работе была решена обратная задача - из наблюдательных данных для величины $\dot{\Omega}_e(t)$ найдено распределение вихрей и выяснена роль эффектов пиннинга и депиннинга нейтронных вихрей внутри каждого слоя.

Цель данной статьи - провести полный и уточненный анализ наблюдательных данных пульсара Vela после восьми скачков и рассмотреть решения обратной задачи в теории релаксации. Такое рассмотрение позволит выяснить общие особенности в распределении вихрей в ядре звезды сразу после скачка. Эти особенности могут быть связаны с наблюдаемыми характеристиками релаксации угловой скорости пульсара.

Динамика движения двухкомпонентной сверхтекучей жидкости рассматривается в ньютоновском приближении, однако время релаксации и моменты инерции областей релаксации вычислены в квадратичном по угловой скорости приближении в рамках ОТО. Вращение звезды аксиально - симметричное, а поведение сверхтекучей жидкости рассматривается в гидродинамическом приближении.

2. *Уравнения движения.* Уравнения движения двухкомпонентной нейтронной звезды с учетом пиннинга и депиннинга нейтронных вихрей имеют вид [11]:

$$I_e \frac{d\,\Omega_e}{dt} + \frac{d}{dt}\int \Omega_s\, dI_s = -K_{ext}\,, \tag{1}$$

$$\frac{\partial \Omega_s}{\partial t} = -\nu_0 \left[n - n_p\right] k(\Omega_s - \Omega_e)\,, \tag{2}$$

$$\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\, \Omega_s\right) = \nu_0\, nr\,, \tag{3}$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = \frac{n - n_p}{\tau_p} - \frac{n_p}{\tau_d}\,, \tag{4}$$

где Ω_e, I_e и Ω_s, I_s - угловые скорости и моменты инерции нормальной и сверхтекучей компонент соответственно, K_{ext} - внешний тормозящий момент сил, действующих на звезду, $n(r)$ и $n_p(r)$ - значения плотности вихрей и пиннингованных вихрей в точке r, τ_p и τ_d - характерные времена пиннинга и депиннинга нейтронных вихрей, $\nu_0 = h/2\,m_n$, где m_n - масса нейтрона, а величина k определена согласно [3].

Как было показано в [4,5], время релаксации звезды τ является быстро возрастающей функцией плотности вещества в сверхтекучей области. В соответствии с этим, в ядре звезды можно выделить две существенно различные области: назовем их активной и пассивной областями. В активной области время релаксации τ меньше или порядка времен наблюдаемой релаксации (для пульсара Vela $\tau \le 1000$ дней). Будем считать, что $\Delta\Omega$ меняется только в этой области, которая ответственна за скачок и послескачковую релаксацию угловой скорости пульсара, т.е. в этой области $\partial\Delta\Omega/\partial t \neq 0$. Пассивную область, где время релаксации больше характерных времен наблюдаемой релаксации, можно разбить на две подобласти. В первой из них, где выполняется условие $\tau \leq \tau_0$, где τ_0 - время жизни пульсара ($\tau_0 \approx 10^4$ лет для пульсара Vela), в течение времени жизни пульсара должно создаваться такое распределение вихрей, что угловые скорости Ω_s и Ω_e сверхтекучей и нормальной компоненты имеют одинаковый темп замедления под воздействием внешнего тормозящего момента сил. Следовательно, в этой подобласти $\dot{\Omega}_s = \dot{\Omega}_e$ и $\partial\Delta\Omega/\partial t = 0$. Во второй же подобласти, где $\tau \geq \tau_0$, распределение вихрей не меняется в течение жизни пульсара, т.е. $\Omega_s = \mathrm{const}$ и, следовательно, $\partial\Delta\Omega/\partial t = -\partial\Omega_e/\partial t$ в этой подобласти. С учетом вышесказанного, уравнение (1) можно привести к виду [8]:

$$\frac{d\,\Omega_e}{dt} + \frac{p_0}{1+\lambda\, p_0}\int_0^{\mu}\frac{\partial\Delta\Omega}{\partial t}\,dy = -\gamma_2\,, \tag{5}$$

где $\Delta\Omega = \Omega_s - \Omega_e$, $p_0 = I_s/I_e$ - относительный момент инерции сврхтекучей области, μp_0 - относительный момент инерции активной области, λp_0 - относительный момент инерции первой пассивной подобласти. При получении (5) мы принимали, что $\mu \ll \lambda$, поскольку времена наблюдаемой релаксации после скачка много меньше времени жизни пульсара. Величина γ_2 в (5) определяется как

$$\gamma_2 = \frac{\gamma_1(1+p_0)}{1+\lambda\, p_0}$$

и

$$\gamma_1 = \frac{K_{ext}}{I_e(1+p_0)}.$$

Из (2) и (3) можно получить еще одно уравнение, связывающее Ω_e и $\Delta\Omega$, которое имеет вид:

$$\frac{d\Omega_e}{dt} = -\frac{\partial\Delta\Omega}{\partial t} - \frac{\Delta\Omega}{1/k}\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r^2\left(\Delta\Omega - \Delta\Omega_p\right)\right], \tag{6}$$

где $\Delta\Omega_p = \Omega_p - \Omega_e$, а Ω_p определяется через плотность пиннингованных вихрей следующим образом [11]:

$$\Omega_p(r,t) = \frac{\nu_0}{r^2}\int_0^r n_p(r',t)\,r'dr'. \tag{7}$$

Преобразуя уравнения (5) и (6), можно получить уравнение для $\Delta\Omega$:

$$\int_0^{\mu p_0}\left\{\left(1 - \frac{\mu\, p_0}{1+\lambda\, p_0}\right)\frac{\partial\Delta\Omega}{\partial t} + \frac{\Delta\Omega}{1/k}\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r^2\left(\Delta\Omega - \Delta\Omega_p\right)\right] - \gamma_2\right\}dp = 0\,, \tag{8}$$

которое должно выполняться при любом k. Последнее выражается через микроскопические параметры, такие, как плотности электронов и нейтронов, коэффициент трения между нормальной и сверхтекучими компонентами [3,4]. Ясно, что вышеуказанные величины зависят от модели нейтронной звезды. Поэтому подинтегральное выражение в (8) тождественно равно нулю. Если учесть также, что $\mu \ll \lambda$, то из (8) получаем:

$$\frac{\partial \Delta\Omega}{\partial t}+\frac{\Delta\Omega}{\tau}\frac{1}{2\Omega_e(0)r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r^2\left(\Delta\Omega-\Delta\Omega_p\right)\right]-\gamma_2=0. \qquad (9)$$

где $1/\tau = 2k\,\Omega_e(0)$, τ - время релаксации звезды, а $\Omega_e(0)$ - значение угловой скорости пульсара сразу после скачка.

В дальнейшем, для определения $\Delta\Omega$ из уравнения (9), необходимо решить его совместно с (4). При относительно малых скачках, т.е. при $n \approx n_0$, где $n_0 = 2\Omega_e(0)/\nu_0$, решение уравнения (9) имеет вид [11]

$$\Delta\Omega-\Delta\Omega_0=\gamma_2\,e^{-x(t)}\int_0^t e^{x(t')}\,dt'-\Delta\Omega_0\left(1-e^{-x(t)}\right), \qquad (10)$$

где

$$x(t)=\frac{1}{1+\alpha}\,t/\tau+\frac{\alpha^2\,\tau_p/\tau}{1+\alpha^2}\left(1-e^{-(1+\alpha)t/\alpha\tau}\right). \qquad (11)$$

и $\alpha = \tau_d/\tau_p$, а $\Delta\Omega_0$ - начальное значение $\Delta\Omega$ сразу после скачка. В работе [11], для объяснения как скачка, так и послескачковой релаксации угловой скорости пульсара была принята двухзонннная модель активной области. Считалось, что в зоне "подготовки" скачка акты пиннинга должны преобладать над актами депиннинга нейтронных вихрей, т.е. должно выполняться условие $\alpha \gg 1$. В зоне же релаксации принималось, что $\alpha \ll 1$, т.е. вихри почти свободны. Такое поведение α не является обязательным для объяснения релаксации угловой скорости пульсаров после скачка. Можно предположить, что во всей области выполняется условие $\alpha \gg 1$, т.е. $\tau_d \gg \tau_p$. Если предположить также, что $\tau_d \ll t_g$, где t_g - время между двумя последовательными скачками, то для $x(t)$ получаем:

$$x(t)=\frac{1}{\alpha}\frac{t}{\tau}. \qquad (12)$$

Тода для $\Delta\Omega$ получаем следующее выражение:

$$\Delta\Omega-\Delta\Omega_0=\left[\gamma_2\tau\alpha-\Delta\Omega_0\right]\left(1-e^{-t/\tau}\right). \qquad (13)$$

Подставляя это выражение в (5), получим выражение для $\dot{\Omega}_e(t)$ после скачка:

$$\dot{\Omega}_e(t)=-\frac{p_0}{1+\lambda\,p_0}\int_0^{\mu}\left[\gamma_2\tau\alpha-\Delta\Omega_0\right]\left(1-e^{-t/\tau}\right)dy-\gamma_2. \qquad (14)$$

Перейдем к нахождению начального условия $\Delta\Omega_0$. За время t_g между скачками величина $\Delta\Omega$ будет иметь значение, определяемое из (13) при $t = t_g \gg \tau$:

$$\Delta\Omega(r,t_g)=\gamma_2\tau\alpha_1, \qquad (15)$$

где $\alpha_1(r)$ - значение $\alpha(r)$ перед скачком угловой скорости. Изменение величины $\Delta\Omega$ во время скачка равно:

$$\Delta\Omega(r,t_g)-\Delta\Omega_0=\left[\Omega_s(r,t_g)-\Omega_s(0)\right]+\left[\Omega_e(0)-\Omega_e(t_g)\right]=-\Delta\Omega_s+\Delta\Omega_e\,, \quad (16)$$

где $\Delta\Omega_s$ и $\Delta\Omega_e$ - величины скачка сверхтекучей и нормальной компонент соответственно. Тогда для начального условия $\Delta\Omega_0$ получаем:

$$\Delta\Omega_0=\gamma_2\tau\alpha_1+\Delta\Omega_s-\Delta\Omega_e\,. \quad (17)$$

Если ввести обозначение $\Delta\alpha=\alpha_1-\alpha_2$, и

$$\Delta\Omega'=\gamma_2\tau\Delta\alpha\,, \quad (18)$$

то для отклонения $\Delta\dot{\Omega}_e(t)$ от своего стационарного значения получаем

$$\Delta\dot{\Omega}_e(t)=-\frac{p_0}{1+\lambda p_0}\int\limits_0^{\mu}(\Delta\Omega_e-\Delta\Omega'-\Delta\Omega_s)\frac{e^{-t/\tau}}{\tau}dy\,. \quad (19)$$

Если учесть только пиннинг вихрей, то в (19) $\Delta\Omega'$ определяется формулой [12]:

$$\frac{t_g^{\,2}}{4\tau\tau_p}=\ln\left(1+\frac{\Delta\Omega'}{\gamma_2\tau}\right). \quad (20)$$

3. *Сравнение с наблюдениями*. Как было сказано выше, наиболее подробные наблюдательные данные имеются для пульсара Vela. Анализ этих данных [2] показывает, что поведение $\Delta\dot{\Omega}_e$ после скачка можно описать интерполяционной формулой

$$\Delta\dot{\tilde{\Omega}}_e(t)=-\sum_{j=1}^{3}a_j e^{-\frac{t}{\tau_j}}+At-A\,, \quad (21)$$

(в формуле (17) работы [10] не было учтено, что $B=A$). Как показано

Таблица 1

ХАРАКТЕРИСТИКИ a_i И A ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНОЙ И ЛИНЕЙНОЙ ЧАСТЕЙ РЕЛАКСАЦИИ ПОСЛЕ ПЕРВЫХ ВОСЬМИ СКАЧКОВ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ ПУЛЬСАРА VELA, $\Delta\Omega_c$ - ВЕЛИЧИНА СКАЧКА, t_g - МЕЖСКАЧКОВОЕ ВРЕМЯ

Параметры	1	2	3	4	5	6	7	8
a_1 (10^{-13}рад с$^{-2}$)	0.001	0.0002	0.0	0.0004	0.48	0.26	0.89	2.11
a_2 (10^{-13}рад с$^{-2}$)	1.98	6.13	1.64	4.77	3.92	5.8	4.71	6.8
a_3 (10^{-13}рад с$^{-2}$)	2.85	3.03	2.02	7.17	0.74	6.17	2.8	4.52
A (10^{-22}рад с$^{-3}$)	49.62	53.34	78.75	54.55	115.89	45.78	75.78	37.45
$\Delta\Omega_c$ (10^{-4}рад с$^{-1}$)	1.66	1.45	1.4	2.16	0.82	1.45	0.92	1.28
t_g (дни)	912	1491	1009	1227	272	1067	1261	907

в [2], для восьми скачков характерные времена экспоненциальной релаксации равны $\tau_1 = 10$ часов, $\tau_2 = 3.2$ дня, $\tau_3 = 32.7$ дня. Значения коэффициентов a_1, a_2, a_3, A для восьми скачков приведены в табл.1. Для сравнения полученной нами формулы (19) с (21) мы предполагаем, что каждый член в (21) представляет собой отклик четырех слоев активной области ядра нейтронной звезды: в трех из них среднее время релаксации равно наблюдаемому времени τ_j, а в четвертом - время релаксации порядка межскачковых времен.

При определении областей релаксации нами использована одна из стандартных моделей нейтронных звезд с массой $M = 1.4\, M_\Theta$, радиусом $R = 10.13$ км и полным моментом инерции $I = 1.156 \cdot 10^{45}$ г см^2 [13,14]. Время релаксации с учетом поправок ОТО вычислено в работе [9]. Как показано в [10], сравнение выражений (19) и (21) приводит к интегральным уравнениям

$$c\int_{R_i}^{R_{i-1}} f(r)\frac{e^{-t/\tau}}{\tau}\,dr = a_i e^{-t/\tau_i}, \qquad i = 1, 2, 3\,, \tag{22}$$

$$c\int_{R}^{R_3} f(r)\frac{e^{-t/\tau}}{\tau}\,dr = -At + A\,, \tag{23}$$

для определения неизвестной величины $f(r) = \Delta\Omega_c - \Delta\Omega' - \Delta\Omega_s$. Здесь $c = 3.1 \cdot 10^{-6}$ см$^{-1}$. Для первой области релаксации со средним временем релаксации $\tau_1 = 10$ часов, $R_0 = 9.61$ км, $R_1 = 9.57$ км, для второй с $\tau_2 = 3.2$ дня - $R_2 = 9.533$ км, для третьей с $\tau_3 = 32.7$ дня - $R_3 = 9.47$ км. Область линейной релаксации ограничивалась радиусом $R = 9.36$ км, при этом считалось, что область с радиусом $R \le 9.36$ км не участвует в релаксации, так как соответствующие времена релаксации ненаблюдаемы.

Для решения уравнений (22) и (23) применен метод регуляризации решения интегральных уравнений [15]. На рис.1-8 показаны зависимости величины $\Delta\Omega_c - f = \Delta\Omega' + \Delta\Omega_s$ от радиуса звезды r, найденные для восьми скачков угловой скорости пульсара Vela. Как видно из рисунков, величина $\Delta\Omega' + \Delta\Omega_s$ имеет принципиально разное поведение в первых двух частях экспоненциальной релаксации, т.е. при $9.533\text{ км} \le R \le 9.61\text{ км}$ и в области экспоненциальной с $\tau = 32.7$ дня и линейной релаксаций, т.е. при $9.36\text{ км} \le R \le 9.533\text{ км}$.

Сначала рассмотрим первые две части области экспоненциальной релаксации, т.е. при $9.533\text{ км} \le R \le 9.61\text{ км}$. Здесь величина $\Delta\Omega' + \Delta\Omega_s$ порядка величины скачка и положительна. Положительное значение $\Delta\Omega' + \Delta\Omega_s$ может быть обусловлено изменением $\Delta\Omega_s$ угловой скорости сверхтекучей компоненты, т.е. увеличением плотности распределения вихрей в этой области. Но эта область граничит с областью "скачка" с характерным временем меньше нескольких минут [12]. В области "скачка" существенным

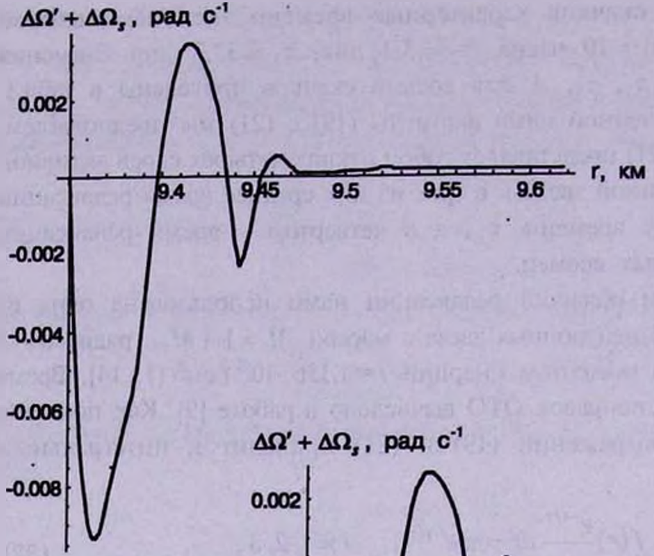

Рис.1.

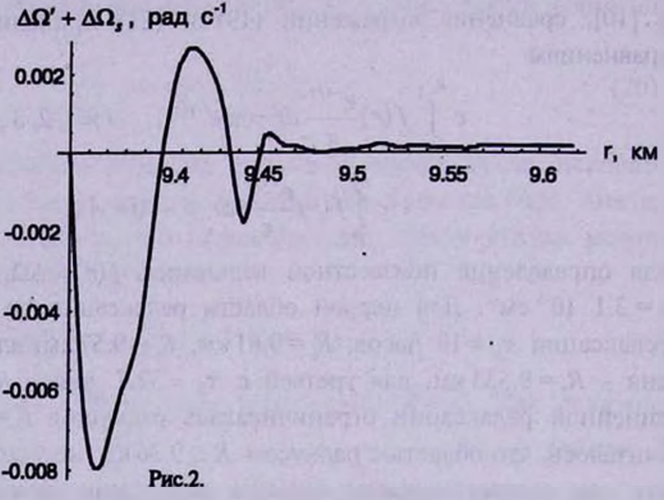

Рис.2.

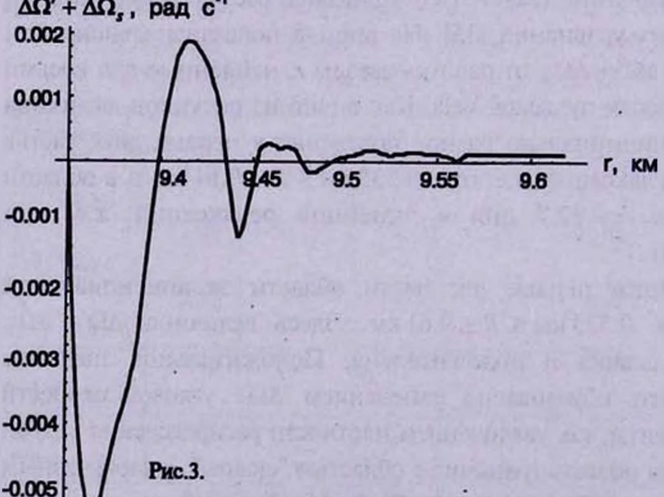

Рис.3.

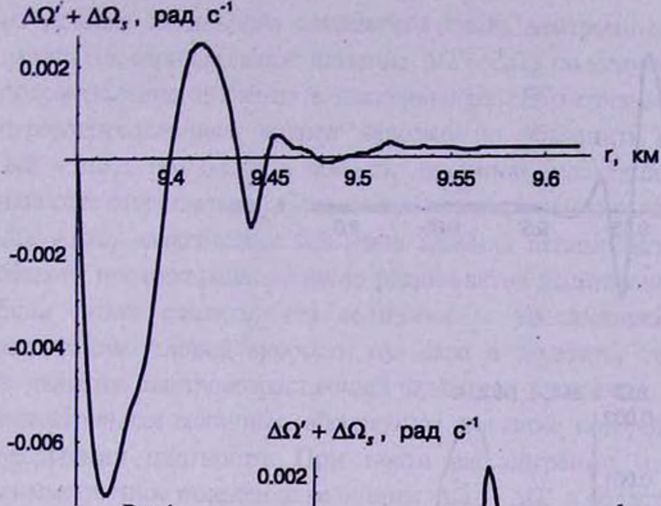

Рис.4.

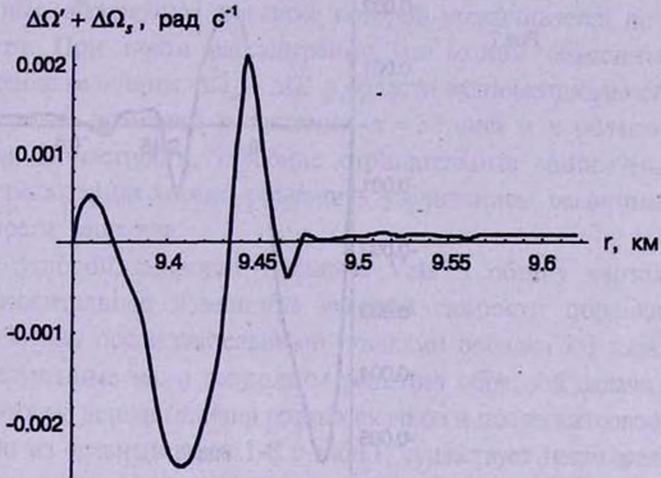

Рис.5.

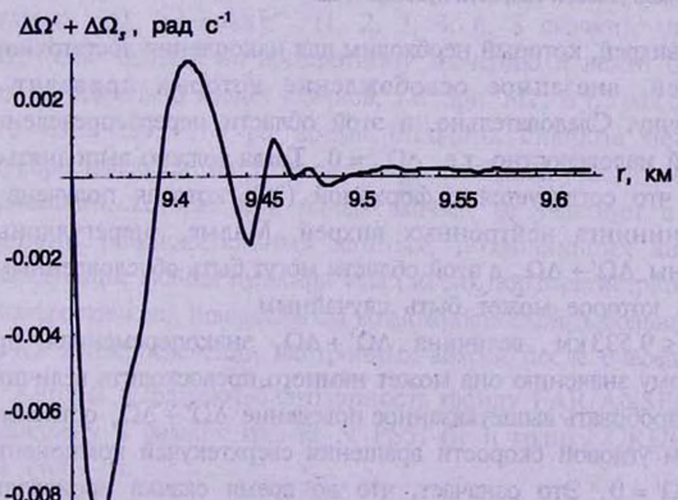

Рис.6.

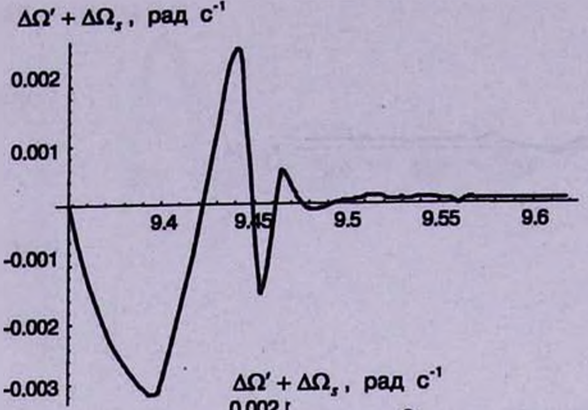

Рис.7.

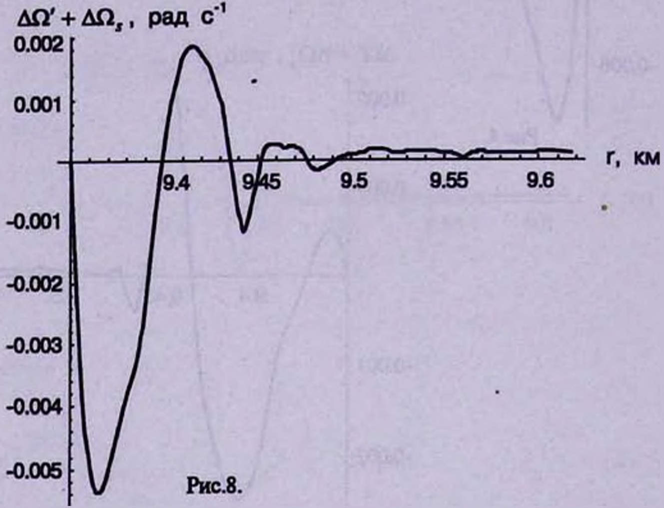

Рис.8.

Рис.1-8. Зависимость величины $\Delta\Omega' + \Delta\Omega_s$ от r, найденная из решения обратной задачи для первых восьми скачков угловой скорости пульсара Vela.

является пиннинг вихрей, который необходим для накопления достаточного количества вихрей, внезапное освобождение которых приводит к наблюдаемому скачку. Следовательно, в этой области перераспределение нейтронных вихрей маловероятно, т.е. $\Delta\Omega_s \approx 0$. Тогда должно выполняться условие $\Delta\Omega' > 0$, что согласуется с формулой (20), которая получена с учетом только пиннинга нейтронных вихрей. Малые нерегулярные изменения величины $\Delta\Omega' + \Delta\Omega_s$ в этой области могут быть обусловленными изменением $\Delta\Omega_s$, которое может быть случайным.

Начиная с $R \leq 9.533$ км, величина $\Delta\Omega' + \Delta\Omega_s$ знакопеременная, при этом по абсолютному значению она может намного превосходить величину скачка. Можно попробовать вышеуказанное поведение $\Delta\Omega' + \Delta\Omega_s$ объяснить только изменением угловой скорости вращения сверхтекучей компоненты $\Delta\Omega_s$, выбирая $\Delta\Omega' = 0$. Это означает, что во время скачка происходит только переброс некоторого количества нейтронных вихрей из одной части звезды в другую. Тогда изменение плотности вихрей должно определиться из условия локального сохранения числа нейтронных вихрей. Как видно из рис.1-8, отрицательное значение $\Delta\Omega' + \Delta\Omega_s$ по модулю может превосходить положительное значение в несколько раз. Это означает, что одним только перераспределением вихрей невозможно объяснить поведение величины $\Delta\Omega' + \Delta\Omega_s$, тем более в области линейной релаксации, где ее изменения наиболее значительны. Следовательно, объяснение вычисленного поведения $\Delta\Omega' + \Delta\Omega_s$ невозможно без учета явления депиннинга. Поэтому для этой области предположим наличие редких актов депиннинга, так чтобы $\alpha >> 1$. Если также считать, что величина α увеличивается после скачка и релаксации угловой скорости пульсара и заметить, что время релаксации τ является быстровозрастающей функцией плотности, то $\Delta\Omega' = \gamma_2\tau\Delta\alpha$ есть отрицательная величина, абсолютное значение которой увеличивается при увеличении плотности. При таком рассмотрении мы можем объяснить асимметричное поведение величины $\Delta\Omega_s + \Delta\Omega'$ в области экспоненциальной релаксации с характерным временем релаксации $\tau \approx 32$ дня и в области линейной релаксации. В частности, глубокие отрицательные минимумы в области линейной релаксации можно объяснить увеличением величины $\tau\Delta\alpha$ с ростом плотности вещества.

Большие скачки угловой скорости пульсара Vela в общих чертах одинаковы. Так, относительное изменение угловой скорости порядка $\Delta\Omega/\Omega \approx 10^{-6}$, а время между последовательными скачками порядка 2-3 года. Однако, используя полученные нами результаты решения обратной задачи, можно объяснить некоторые детали отличия разных скачков и послескачковой релаксации. Как видно из сравнения рис.1-8 с табл.1, существует некоторая корреляция между величиной скачка угловой скорости пульсара и поведением величины $\Delta\Omega_s + \Delta\Omega'$ сразу после скачков. Так, для скачков, величина которых $\Delta\Omega_e \geq 1.3$ рад с$^{-1}$ (1, 2, 3, 4, 6, 8 скачки), минимум величины $\Delta\Omega_s + \Delta\Omega'$ больше по абсолютному значению и лежит более глубоко, чем для относительно малых скачков, т.е. при $\Delta\Omega_e \leq 1.3$ рад с$^{-1}$ (5 и 7 скачки). Это означает, что во время больших скачков нейтронные вихри перебрасываются из относительно глубокой части области линейной релаксации, которая при малых скачках не участвует в релаксации. При наличии наблюдательных данных, позволяющих анализировать все последующие скачки пульсара Vela (до сих пор зарегистрированы 15 больших и малых скачков), появилась бы возможность сказать больше о роли величины скачка в распределении нейтронных вихрей после очередного скачка.

Авторы выражают благодарность фонду FAR/ANSEF за финансовую поддержку в рамках гранта N PS51-01 и гранту CRDF N12006/NFSAT PH N067-02.

Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: dsedrak@physdep.r.am

THE INVERSE PROBLEM OF THE THEORY OF VELA PULSAR ANGULAR VELOCITY RELAXATION AFTER ITS JUMPS

D.M.SEDRAKIAN, M.V.HAIRAPETIAN

The theory of relaxation of the pulsars' angular velocity is compared with the observational data of the eight jumps of Vela pulsar. The inverse problem of the theory of relaxation is solved in the linear and exponential regions. It is found that the neutron vortex distribution just after each jumps have common properties in above mentioned regions.

Key words: *(stars:) pulsars: individual: Vela*

ЛИТЕРАТУРА

1. *J.M.Cordes*, *G.S.Downs*, *J.Krause-Polstorff*, Astrophys. J., **330**, 841, 1988.
2. *M.A.Alpar*, *H.F.Chou*, *K.S.Cheng*, *D.Pines*, Astrophys. J., **459**, 706, 1996.
3. *А.Д.Седракян*, *Д.М.Седракян*, Ж. эксперим. и теор. физ., **102**, 71, 1992.
4. *A.D.Sedrakian*, *D.M.Sedrakian*, Astrophys. J., **447**, 305, 1995.
5. *A.D.Sedrakian*, *D.M.Sedrakian*, *J.M.Cordes*, *Y.Terzian*, Astrophys. J., **447**, 324, 1995.
6. *Д.М.Седракян*, Астрофизика, **40**, 403, 1997.
7. *D.Langlois*, *D.Sedrakian*, *B.Carter*, Mon. Notis. Roy. Astron. Soc., **297**, 1189, 1998.
8. *М.В.Айрапетян*, *Д.М.Седракян*, Астрофизика, **42**, 89, 1999.
9. *Д.М.Седракян*, *М.В.Айрапетян*, Астрофизика, **43**, 85, 2000.
10. *Д.М.Седракян*, *М.В.Айрапетян*, Астрофизика, **44**, 311, 2001.
11. *Д.М.Седракян*, *М.В.Айрапетян*, Астрофизика, **39**, 593, 1996.
12. *А.Д.Седракян*, *Д.М.Седракян*, Ж. эксперим. и теор. физ., **108**, 631, 1995.
13. *R.B.Wiringa*, *V.Fiks*, *A.Fabrochini*, Phys. Rev., C, **38**, 1010, 1988.
14. *F.Weber*, Hadron Physics and Neutron Star Properties, Habilitation Thesis, Univ. Munich, 1992.
15. *А.Н.Тихонов*, *В.Я.Арсенин*, Методы решения некорректных задач. Наука, М., 1986, стр.15, 153.