

УДК: 524.354.4

РЕЛАКСАЦИЯ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ ПУЛЬСАРА VELA ПОСЛЕ ЕГО ПЕРВЫХ ВОСЬМИ СКАЧКОВ

Д.М.СЕДРАКЯН, М.В.АЙРАПЕТЯН

Поступила 11 декабря 2000

Проведено сравнение теории релаксации угловой скорости пульсаров с наблюдательными данными для первых восьми скачков пульсара Vela. Получены решения обратной задачи в теории релаксации в областях экспоненциальной и линейной релаксации в ядре нейтронной звезды. Из этих решений найдено распределение вихрей, которое приводит к наблюдаемой релаксации угловой скорости пульсара. Показано, что в области экспоненциальной релаксации главную роль играет пиннинг нейтронных вихрей, а в области линейной релаксации необходимо учесть изменение угловой скорости сверхтекучей компоненты.

1. *Введение.* На сегодняшний день наблюдения радиопулсаров являются единственным источником информации о состоянии материи внутри этих компактных объектов. Известно, что угловая скорость вращения пульсаров, наряду с вековым изменением порядка $|\dot{\Omega}/\Omega \approx 10^{-13} + 10^{-15} \text{ с}^{-1}$, претерпевает также нерегулярные изменения в виде скачков и микроскачков порядка $\Delta\Omega/\Omega \approx 10^{-6} + 10^{-9}$. Как показывают более детальные наблюдения, скачку пульсара следует релаксация угловой скорости к своему предскачковому значению с характерными временами от нескольких дней до нескольких сот дней. Наиболее подробно изучено поведение угловой скорости пульсаров Vela и Crab, для которых накоплено большое количество наблюдательных данных [1-5].

Пульсары отождествляются с нейтронными звездами - компактными объектами, устойчивая конфигурация которых обусловлена давлением нейтронов. Нерегулярное поведение угловой скорости пульсаров с дальнейшей релаксацией указывает на наличие слабосвязанной сверхтекучей компоненты внутри нейтронной звезды. В сверхтекучее состояние переходят нейтроны в "Aep"- и "пре"- фазах, а также протоны в "пре"- фазе (ядре) нейтронной звезды при температуре $10^8 - 10^9$ К. При вращении звезды в нейтронной сверхтекучей жидкости возникает решетка квантованных вихревых нитей. В ряде работ нерегулярности угловой скорости вращения пульсаров объяснены с точки зрения динамики движения нейтронных вихрей в "Aep"- фазе звезды [6-11]. Так, в теории "криппа" вихрей [6-8] предполагается, что нейтронные вихри полностью пиннингованы к ядрам твердой коры. Медленное термически - активизированное движение вихрей между ядрами при температуре $T \approx 10^8$ К связывает сверхтекучую компоненту с заряженной

нормальной компонентой. Перераспределение момента количества движения между сверхтекучей и нормальной компонентами обеспечивает релаксацию угловой скорости, которая наблюдается после скачка пульсара. Однако эта теория сталкивается с такими трудностями, как большая неопределенность параметров пиннинга и нехватка моментов инерции областей релаксации [19]. В теории, развитой в [9-12], принята противоположная точка зрения о движении вихрей в "Aep"- фазе нейтронной звезды. Из-за большой жесткости вихри в основном свободны и движутся с малым трением, обусловленным взаимодействием между вихрем и решеткой ядер "Aep"- фазы. Полученные времена релаксации в рамках этой теории совпадают с характерными наблюдаемыми временами пульсара Vela. Однако все теории, развитые на основе динамики движения вихревой решетки в "Aep"- фазе, по-видимому, несостоятельны из-за малого значения силы пиннинга для накопления необходимого количества вихрей для объяснения скачка [12].

Более приемлемая теория, согласующаяся с наблюдательными данными, была предложена в работах [13-15], где временные нерегулярности угловой скорости пульсаров связываются с динамикой движения вихрей в "pre"- 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 движущейся сверхтекучей компонентой и нормальной компонентой - релятивистскими электронами - осуществляется рассеянием этих электронов на магнитном поле кластера. В результате любое неравновесное распределение плотности нейтронных вихрей, возникающей из-за скачка угловой скорости пульсара, релаксируется с характерными временами, охватывающими весь спектр наблюдаемых времен послескачкового поведения угловой скорости пульсара. Была получена система уравнений динамики движения сверхтекучей и нормальной компонент нейтронной звезды, на основе которой была развита теория релаксации угловой скорости пульсара Vela. Обобщение теории релаксации в рамках ОТО в Ω - приближении проводилось в работах [16-18]. Такое рассмотрение позволило найти характерные времена релаксации и решения уравнений динамики вращения нейтронной звезды в искривленном пространстве с учетом поправок ОТО.

За почти 30 лет наблюдений накоплено большое количество данных о поведении угловой скорости пульсаров. Особенно подробно изучены скачки и послескачковая релаксация угловой скорости пульсара Vela, претерпевшей на сегодняшний день 13 скачков. Анализ наблюдательных данных для шести скачков пульсара Vela был проведен в работе [1]. Показано, что поведение угловой скорости пульсара после скачков можно представить в виде двух экспоненциальных (с характерными временами $\tau_1 \approx 6$ дней и $\tau_2 \approx 60$ дней) и одной линейной (с характерным временем $\tau_3 \approx 500$ дней) зависимостей. Сравнение теории релаксации угловой скорости пульсара Vela с

наблюдательными данными для шести скачков было проведено в работах [15,20,21]. 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. Результаты этих работ показывают, что развитая теория релаксации угловой скорости пульсаров на основе динамики движения сверхтекучей системы в ядре нейтронной звезды находится в хорошем согласии с наблюдениями для стандартных моделей нейтронных звезд.

Сравнение теории релаксации с наблюдениями проводилось в рамках трехслойной модели областей релаксации [15]. Считалось, что, например, релаксация угловой скорости пульсара с характерным временем τ_1 представляет собой отклик того слоя, среднее значение времени релаксации которого равно τ_1 . Однако в этих работах предполагается наличие активных и пассивных областей внутри каждого слоя. При замедлении вращения звезды существует некоторая разность между угловыми скоростями нормальной и сверхтекучей компонент $\Delta\Omega = \Omega_n - \Omega_e$. Обозначим $\Delta\Omega^0$ стационарное значение этой величины. Так как заряженная нормальная компонента сильно связана с корой звезды, то во время скачка угловая скорость нормальной компоненты меняется на величину скачка $\Delta\Omega_n$, и может меняться также угловая скорость сверхтекучей компоненты на величину $\Delta\Omega_e$, из-за возможного перераспределения вихрей. Если обозначить значение величины $\Delta\Omega$ непосредственно после скачка через $\Delta\Omega_0$, то имеем $\Delta\Omega_0 - \Delta\Omega^0 = \Delta\Omega_n - \Delta\Omega' + \Delta\Omega_e$, где $\Delta\Omega'$ - отклонение Ω_n от стационарного значения, которое может накапливаться при движении вихрей из-за пиннинга к границе раздела между "pre"- и "Aep"- фазами за время между двумя последовательными скачками. В работе [15] считалось, что угловая скорость сверхтекучей компоненты не меняется во время скачка, т.е. $\Delta\Omega_e = 0$, в активных областях принималось $\Delta\Omega' = 0$, а в пассивных - $\Delta\Omega' = \Delta\Omega_e$. После этого в активных областях происходила релаксация, причем среднее значение времени релаксации активной области должно было соответствовать наблюдаемому характерному времени угловой скорости пульсара. В пассивных областях должно было создаваться такое распределение вихрей между двумя последовательными скачками пульсара, которое соответствовало бы одинаковому темпу замедления угловых скоростей сверхтекучей и нормальной компонент: $\dot{\Omega}_n = \dot{\Omega}_e$, следовательно эти области не могли участвовать в релаксации. Однако такое разделение областей в ядре звезды весьма условно, так как условия пиннинга не должны сильно меняться внутри каждого слоя, следовательно необходимо учесть влияние всего слоя на процесс релаксации. Для этого необходимо предложить новые математические методы сравнения теории релаксации угловой скорости пульсаров с наблюдениями.

Цель данной статьи - отстранить, на наш взгляд, необоснованное разделение слоев на активные и пассивные подслои, как в работе [15], и

в рамках решения обратной задачи найти распределение вихрей внутри каждого слоя непосредственно после скачка угловой скорости звезды из наблюдательных данных величины $\dot{\Omega}_e(t)$. Это позволит выяснить закономерности поведения эффектов пиннинга и депиннинга нейтронных вихрей и ответить на вопрос, могут ли эти явления привести к такому распределению вихрей в зоне релаксации между двумя последовательными скачками, которое привело бы к наблюдаемому поведению угловой скорости пульсара, или же необходимо учесть перераспределение вихрей во время скачка.

Динамика движения двухкомпонентной сверхтекучей жидкости рассматривается в ньютоновском приближении, однако времена релаксации и момент инерции областей релаксации с учетом поправок ОТО - в квадратичном по угловой скорости приближении. Вращение звезды аксиально - симметричное, а поведение сверхтекучей жидкости рассматривается в гидродинамическом приближении.

2. *Уравнения движения.* Уравнения, описывающие динамику вращения двухкомпонентной сверхтекучей системы в ядре нейтронной звезды с учетом пиннинга и депиннинга нейтронных вихрей, имеют вид [22]:

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

$$\frac{\partial \Omega_s}{\partial t} = -v_0 [n - n_p] k (\Omega_s - \Omega_e), \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} (r^2 \Omega_s) = v_0 n r, \quad (3)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = \frac{n - n_p}{\tau_p} - \frac{n_p}{\tau_d}, \quad (4)$$

где Ω_e , I_e и Ω_s , I_s - угловые скорости и момент 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; $v_0 = h/2 m_n$, где m_n - масса нейтрона, а величина k определена согласно [13]:

$$k = \frac{v_0 \rho_s / \eta(r)}{1 + \left(\frac{v_0 \rho_s - \beta(r)}{\eta(r)} \right)^2},$$

где $\eta(r)$ и $b(r)$ - продольная и тангенциальная компоненты коэффициента трения нейтронного вихря с нормальной компонентой звезды, ρ_s - плотность вещества сверхтекучей компоненты. Если ввести обозначение $\Delta\Omega = \Omega_s - \Omega_e$, уравнения (1) и (2) можно преобразовать к виду:

$$\frac{d\Omega_e}{dt} + \frac{p_0}{1 + p_0} \int_0^1 \frac{\partial \Delta\Omega}{\partial t} dy = -\gamma_1, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \Delta \Omega}{\partial t} + \Delta \Omega v_0 [n - n_p] \kappa = -\frac{d \Omega_e}{dt}, \quad (6)$$

где $p_0 = I_s / I_e$ - относительный момент инерции сверхтекучей области, $\gamma_1 = K_{ext} / I_e (1 + p_0)$.

Как было показано в [15,18], в ядре нейтронной звезды существуют две существенно различные области. В первой из них время релаксации звезды τ меньше времени жизни пульсара τ_0 ($\tau_0 \approx 10^4$ лет для пульсара Vela), во второй же области имеем $\tau \geq \tau_0$. Обозначим относительный момент инерции в первой из областей λp_0 . В этой области в течение времени жизни пульсара должно создаваться такое распределение вихрей, что угловые скорости Ω_s и Ω_n сверхтекучей и нормальной компонент имеют одинаковый темп замедления под воздействием внешнего тормозящего момента сил, т.е. $\dot{\Omega}_s = \dot{\Omega}_n$, следовательно $\partial \Delta \Omega / \partial t = 0$ в этой области. Будем считать, что $\Delta \Omega$ меняется только в той части этой области, которая ответственна за скачок и послескачковую релаксацию угловой скорости пульсара. Обозначим относительный момент инерции этой части как μp_0 , причем $\mu \ll \lambda < 1$ [18]. Во второй же области распределение вихрей не меняется в течение жизни пульсара, т.е. $\Omega_s = \text{const}$, и, следовательно, $\frac{\partial \Delta \Omega}{\partial t} = -\frac{d \Omega_e}{dt}$ в этой области. Тогда уравнение (5) можно привести к следующему виду:

$$\frac{d \Omega_e}{dt} + \frac{p_0}{1 + \lambda p_0} \int_0^\mu \frac{\partial \Delta \Omega}{\partial t} dy = -\gamma_2, \quad (7)$$

где $\gamma_2 = \gamma_1 (1 + p_0) / (1 + \lambda p_0)$.

Из совместного решения уравнений (3), (4) и (6) при относительно малых скачках угловой скорости пульсара и при $\mu \ll 1$ для $\Delta \Omega$ получаем [22]:

$$\Delta \Omega - \Delta \Omega_0 = [\gamma_2 \tau (1 + \alpha) - \Delta \Omega_0] \left(1 - e^{-t/\tau} \right), \quad (8)$$

где $\tau = 1/2 k \Omega_e(0)$ - время релаксации, $\alpha = \tau_d / \tau_p$. Подставляя (8) в (7), получим выражение для $\dot{\Omega}_e(t)$ после скачка:

$$\dot{\Omega}_e(t) = -\frac{p_0}{1 + \lambda p_0} \int_0^\mu [\gamma_2 \tau (1 + \alpha) - \Delta \Omega_0] \frac{e^{-t/\tau}}{\tau} dy - \gamma_2. \quad (9)$$

Перейдем к нахождению начального условия $\Delta \Omega_0$. За время t_s между скачками величина $\Delta \Omega$ будет иметь значение, определяемое из (8) при $t = t_s \gg \tau$:

$$\Delta \Omega(r, t_s) = \gamma_2 \tau (1 + \alpha_1), \quad (10)$$

где $\alpha_1(r)$ - значение $\alpha(r)$ перед скачком угловой скорости. Запишем следующее тождество:

$$\Delta \Omega(r, t_s) - \Delta \Omega_0 = [\Omega_s(r, t_s) - \Omega_s(0)] + [\Omega_e(0) - \Omega_e(t_s)] = -\Delta \Omega_s + \Delta \Omega_e, \quad (11)$$

где $\Delta \Omega_s$ и $\Delta \Omega_e$ - величины скачка сверхтекучей и нормальной компонент соответственно. Из (11) и (10) для начального условия $\Delta \Omega_0$ получаем:

$$\Delta \Omega_0 = \Delta \Omega(r, t_s) + \Delta \Omega_s - \Delta \Omega_e = \gamma_2 \tau (1 + \alpha_1) + \Delta \Omega_s - \Delta \Omega_e. \quad (12)$$

Если ввести обозначение

$$\Delta\Omega' = \gamma_2 \tau \Delta\alpha, \quad (13)$$

где мы предположили, что величина $\alpha(r)$ может меняться после каждого скачка, а $\Delta\alpha = \alpha_1 - \alpha_2$, тогда для значения $\dot{\Omega}_e(t)$ и для отклонения $\ddot{\Omega}_e(t)$ от своего стационарного значения получаем:

$$\dot{\Omega}_e(t) = -\frac{p_0}{1 + \lambda p_0} \int_0^\mu (\Delta\Omega_e - \Delta\Omega' - \Delta\Omega_s) \frac{e^{-t/\tau}}{\tau} dy - \gamma_2, \quad (14)$$

$$\Delta\ddot{\Omega}_e(t) = -\frac{p_0}{1 + \lambda p_0} \int_0^\mu (\Delta\Omega_e - \Delta\Omega' - \Delta\Omega_s) \frac{e^{-t/\tau}}{\tau} dy, \quad (15)$$

Отметим, что если учесть только пиннинг вихрей, то можно получить эти же решения, где $\Delta\Omega'$ определяется не формулой (13), а из соотношения [23]:

$$\frac{t_s^2}{4\tau\tau_p} = \ln\left(1 + \frac{\Delta\Omega'}{\gamma_2\tau}\right). \quad (16)$$

3. *Сравнение с наблюдениями.* В работе [8] было показано, что, анализируя наблюдательные данные для восьми скачков угловой скорости пульсара Vela, можно найти интерполяционную формулу для величины $\Delta\dot{\Omega}_e(t)$ в следующем виде:

$$\Delta\ddot{\Omega}_e(t) = \sum_{j=1}^4 \Delta\ddot{\Omega}_{e,j}(t) = -\sum_{i=1}^3 a_i e^{-t/\tau_i} + At - B. \quad (17)$$

Значения величин a_i , τ_i , A , B наилучшей интерполяции для каждого скачка приведены в табл.1. Как видно из табл.1, поведение величины $\Delta\dot{\Omega}_e(t)$ после скачка можно описать тремя экспоненциальными кривыми со средними характерными временами $\tau_1 = 10$ часов, $\tau_2 \approx 3$ дня, $\tau_3 \approx 32$ дня и одной линейной зависимостью. В соответствии с этим мы полагаем, что послескачковое поведение угловой скорости пульсара представляет собой отклик четырех слоев в ядре нейтронной звезды: в первых трех среднее время релаксации равно наблюдаемому времени τ_p , а в четвертом - время релаксации порядка межскачковых времен.

Время релаксации τ звезды с учетом поправок ОТО было вычислено в работе [20] на основе уравнения состояния из [24]. При вычислении моментов инерции областей релаксации мы будем использовать одну из стандартных моделей нейтронной звезды с массой $M = 1.4 M_\odot$, радиусом $R = 10.13$ км, и полным моментом инерции $I = 1.156 \cdot 10^{45}$ гсм² [25]. Момент инерции сверхтекучей части составил $I_s = 9.85 \cdot 10^{44}$ гсм², а момент инерции области релаксации при 9.36 км $\leq r \leq 9.62$ км - порядка $I_r \approx 0.66 \cdot 10^{44}$ гсм².

Для сравнения теории с наблюдениями сначала перейдем в (15) от интегрирования по y к интегрированию по r .

$$\Delta\dot{\Omega}_e(t) = -\frac{1}{I_e + \lambda I_s} \left(\frac{dI_s}{dr} \right)_{\varphi R} \int_R^{R_0} (\Delta\Omega_e - \Delta\Omega' - \Delta\Omega_s) \frac{e^{-t/\tau}}{\tau} dr, \quad (18)$$

Таблица 1

ХАРАКТЕРИСТИКИ (a_p, τ_p) И (A, B) ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНОЙ И ЛИНЕЙНОЙ ЧАСТЕЙ РЕЛАКСАЦИИ ПОСЛЕ ПЕРВЫХ ВОСЬМИ СКАЧКОВ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ ПУЛЬСАРА VELA, $\Delta\Omega_i$ - ВЕЛИЧИНА СКАЧКА, t_i - МЕЖСКАЧКОВОЕ ВРЕМЯ

a_1 (10^{-13}p.c^{-2})	0.001	0.0002	0.0	0.0004	0.48	0.26	0.89	2.11
a_2 (10^{-13}p.c^{-2})	1.98	6.13	1.64	4.77	3.92	5.8	4.71	6.8
a_3 (10^{-13}p.c^{-2})	2.85	3.03	2.02	7.17	0.74	6.17	2.8	4.52
τ_1 (дни)	0.417	0.417	0.417	0.417	0.417	0.417	0.417	0.417
τ_2 (дни)	3.4	3.4	3.0	3.3	3.4	3.0	3.4	3.5
τ_3 (дни)	34.6	32.6	30.3	38.8	32.5	30.0	31.1	29.0
A (10^{-22}p.c^{-3})	49.62	53.34	78.75	54.55	115.89	45.78	75.78	37.45
B (10^{-14}p.c^{-2})	151.8	156.65	191.89	213.43	181.12	140.98	140.98	116.51
$\Delta\Omega_i$ (10^{-4}p.c^{-1})	1.66	1.45	1.4	2.16	0.82	1.45	0.92	1.28
t_i (дни)	912	1491	1009	1227	272	1067	1261	907

где относительный момент инерции области $R \leq r \leq R_0$ равен $\mu\rho_0$, значение времени релаксации при $r=R_0$ порядка нескольких часов, а при $r=R$ - порядка межскачковых времен. Отметим, что в формуле (18) мы из подинтегрального выражения вынесли величину $\left(\frac{dI_z}{dr}\right)_{\text{cp}}$, так как она слабо зависит от r . В решении (18) разделим область интегрирования на четыре части:

$$\Delta\dot{\Omega}_e(t) = -\frac{1}{I_e + \lambda I_z} \left(\frac{dI_z}{dr}\right)_{\text{cp}} \sum_{i=1}^4 \int_{R_i}^{R_{i-1}} (\Delta\Omega_e - \Delta\Omega' - \Delta\Omega_s) \frac{e^{-\frac{t}{\tau}}}{\tau} dr, \quad (19)$$

где $R_4 = R$. Из сравнения (17) и (19) получим интегральные уравнения:

$$c \int_{R_i}^{R_{i-1}} f(r) \frac{e^{-\frac{t}{\tau}}}{\tau} dr = a_i e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad i = 1, 2, 3, \quad (20)$$

$$c \int_R^{R_0} f(r) \frac{e^{-\frac{t}{\tau}}}{\tau} dr = -At + B, \quad (21)$$

где $f(r) = \Delta\Omega_e - \Delta\Omega' - \Delta\Omega_s$. Зная f , можно найти величину $\Delta\Omega' + \Delta\Omega_s$ в каждом слое при известном значении величины скачка $\Delta\Omega_i$. Здесь c имеет значение $c = 3.1 \cdot 10^{-6} \text{cm}^{-1}$.

Как известно, обратная задача определения величины $f(r)$ из интегральных уравнений (20) и (21) является некорректно поставленной [26] и требует особых методов решения. Это связано с тем, что правые части (20) и (21) являются приближенными, следовательно и решения этих уравнений будут приближенными и неоднозначными. Однако не каждое приближенное решение можно взять в качестве решения уравнений (20), (21), так как некоторые из них будут неустойчивыми. Необходим принцип отбора для нахождения устойчивых решений уравнений (20) и (21). Здесь мы использовали один из методов, описанный в [26].

Можно показать [26], что нахождение устойчивого решения интегральных уравнений (20), (21) эквивалентно нахождению условного минимума функционала $M_i[f]$, определенного на множестве приближенных решений следующим образом:

$$M_i[f] = q_i F_i[f] + \int_{t_{i-1}}^{t_i} \left| \hat{L}_i f - \Delta \tilde{\Omega}_{e,i}(t) \right|^2 dt, \quad i = 1, 2, 3, 4 \quad (22)$$

при выборочном значении q_r . Здесь функционал $F_i[f]$ имеет вид:

$$F_i[f] = \int_{R_{i-1}}^{R_i} \{f^2(r) + f'^2(r)\} dr, \quad (23)$$

а интегральный оператор \hat{L}_i определяется как

$$\hat{L}_i f = -c \int_{R_{i-1}}^{R_i} f(r) \frac{e^{-\frac{t}{\tau}}}{\tau} dr. \quad (24)$$

Здесь промежуток времени $[t_{i-1}, t_i]$ определяет интервал времени послескачкового наблюдения, соответствующий характерному времени релаксации τ . Параметр невязки q_i определяется из условия выполнения равенства

$$\int_{t_{i-1}}^{t_i} \left| \hat{L}_i f - \Delta \tilde{\Omega}_{e,i}(t) \right|^2 dt = \delta_i^2 \quad (25)$$

с заданной точностью. Величина δ_i показывает, с какой точностью выражение (17) описывает поведение $\Delta \tilde{\Omega}_e(t)$ после скачка и оценивается как

$$\delta_i^2 = \varepsilon^2 \int_{t_{i-1}}^{t_i} \left| \Delta \tilde{\Omega}_{e,i}(t) \right|^2 dt, \quad (26)$$

где $\varepsilon \approx 0.002$ есть относительная погрешность величины $\Delta \tilde{\Omega}_e(t)$ при наблюдениях [1].

На рис.1 показана зависимость величины $\Delta \tilde{\Omega}_e - f = \Delta \Omega' + \Delta \Omega_s$ от r , найденная из решения уравнений (20) и (21) для первого скачка угловой скорости пульсара Vela. Область $9.36 \text{ км} \leq r \leq 9.47 \text{ км}$ на рис.1 ответственна за линейную релаксацию, а область $9.47 \text{ км} \leq r \leq 9.62 \text{ км}$ - за экспоненциальную. Этот результат согласуется с моделью [15], в которой "зона скачка" при $9.62 \text{ км} \leq r \leq 9.64 \text{ км}$ граничит с поверхностью ядра нейтронной звезды,

далее в глубь звезды расположены области экспоненциальной и линейной релаксации.

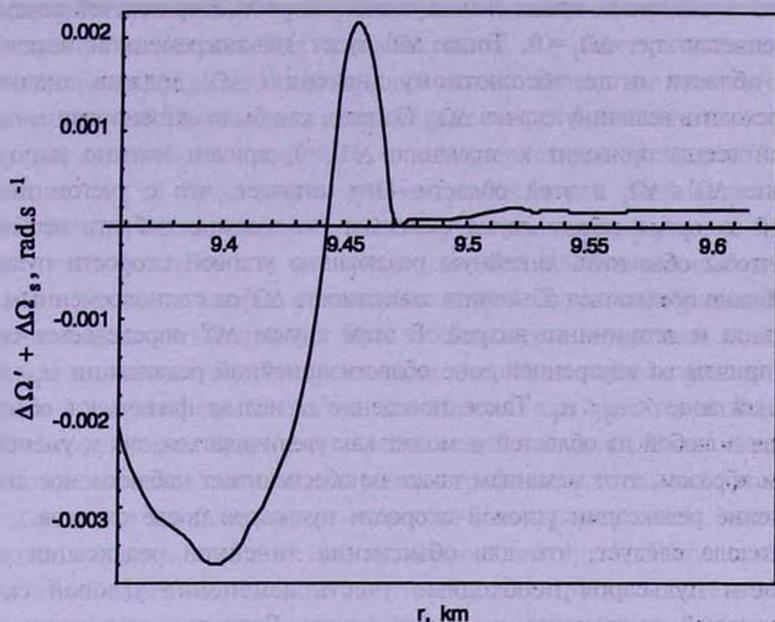


Рис.1. Зависимость величины $\Delta\Omega' + \Delta\Omega_s$ от r , найденная из решения обратной задачи для первого скачка угловой скорости пульсара Vela.

Перейдем к обоснованию полученного результата. Сначала рассмотрим область экспоненциальной релаксации. В этой области величина $\Delta\Omega' + \Delta\Omega_s$ положительна и достаточно близка величине скачка $\Delta\Omega_s$. Положительное значение величины $\Delta\Omega' + \Delta\Omega_s$ может быть обусловленным как пиннингом вихрей, для которого $\Delta\Omega' > 0$, так и увеличением угловой скорости сверхтекучей компоненты $\Delta\Omega_s > 0$, т.е. увеличением плотности распределения вихрей. Так как эта область близка к границе ядра нейтронной звезды, то в ней существенную роль, на наш взгляд, должен сыграть пиннинг вихрей. Это связано как с геометрией поверхности ядра [15], так и с взаимодействием нейтронных вихрей с магнитным полем в этой области [27]. Сказанное согласуется с тем, что в "зоне скачка" модели [15] $\Delta\Omega' \gg \Delta\Omega_s$, т.е. пиннинг играет решающую роль для объяснения скачка угловой скорости пульсара. Так как оценки пиннинга показывают, что $\Delta\Omega'$ может быть порядка и больше $\Delta\Omega_s$, то можно в этой области принять $\Delta\Omega_s \approx 0$. Как следует из вычислений, величина $\Delta\Omega'$ имеет малые нерегулярные осцилляции случайного характера в этой области. Такое поведение $\Delta\Omega'$ можно объяснить наличием случайных актов депиннинга нейтронных вихрей, а также малых случайных изменений плотности нейтронных вихрей.

В области линейной релаксации, как видно из рис.1, величина $\Delta\Omega' + \Delta\Omega_s$ имеет существенно разное поведение: во внутренней зоне при

9.36 км $\leq r \leq$ 9.44 км имеем $\Delta\Omega' + \Delta\Omega_2 < 0$, во внешней зоне при 9.44 км $\leq r \leq$ 9.47 км имеем $\Delta\Omega' + \Delta\Omega_2 > 0$. Для объяснения такого поведения сначала предположим, что во время скачка угловая скорость сверхтекучей компоненты не меняется: т.е. $\Delta\Omega_2 = 0$. Тогда $\Delta\Omega'$ будет знакопеременной величиной в этой области и по абсолютному значению $\Delta\Omega'$ должно значительно превосходить величину скачка $\Delta\Omega_2$. Однако, как было сказано выше, пиннинг вихрей всегда приводит к значению $\Delta\Omega' > 0$, причем должно выполняться условие $\Delta\Omega' \leq \Delta\Omega_2$ в этой области. Это означает, что с учетом пиннинга вихрей за время между двумя скачками невозможно набрать необходимое $\Delta\Omega'$, чтобы объяснить линейную релаксацию угловой скорости пульсаров.

Можно попытаться объяснить зависимость $\Delta\Omega'$ от r одновременным учетом пиннинга и депиннинга вихрей. В этом случае $\Delta\Omega'$ определяется согласно (13), причем во внутренней зоне области линейной релаксации $\alpha_2 > \alpha_1$, а во внешней зоне - $\alpha_2 < \alpha_1$. Такое поведение α нельзя физически обосновать, так как в любой из областей α может как увеличиваться, так и уменьшаться. Таким образом, этот механизм также не обеспечивает наблюдаемое линейное поведение релаксации угловой скорости пульсаров после скачков.

Отсюда следует, что для объяснения линейной релаксации угловой скорости пульсаров необходимо учесть изменение угловой скорости сверхтекучей компоненты во время скачка. Если положить здесь $\Delta\Omega' = 0$, то, как видно из рис.1, во внутренней зоне области линейной релаксации $\Delta\Omega_2 < 0$, а во внешней - $\Delta\Omega_2 > 0$. Так как изменение плотности распределения нейтронных вихрей пропорционально скачку угловой скорости сверхтекучей компоненты, то во внутренней зоне количество вихрей должно уменьшаться, а во внешней - увеличиваться. Это случится, если во время скачка произойдет переброс некоторого количества вихрей из внутренней зоны во внешнюю. Из графика зависимости $\Delta\Omega_2$ от r можно оценить изменения количества вихрей в каждой зоне. Эти значения по порядку величины совпадают. Относительное изменение плотности распределения вихрей в этих зонах порядка

$$\left(\frac{|\Delta n_s|}{n_s} \right)_{\text{ср}} = \left(\frac{|\Delta\Omega_s|}{\Omega_s} \right)_{\text{ср}} \approx 3 \cdot 10^{-5}.$$

4. *Заключение.* Как показывают наблюдения, релаксация угловой скорости пульсара Vela после восьми скачков в общих чертах имеет одинаковый характер. Для всех скачков поведение $\dot{\Omega}_s(t)$ можно описать тремя экспоненциальными кривыми и одной линейной зависимостью. При этом, как видно из табл.1, характерные времена релаксации имеют малые изменения от средних значений. Сравнения теории релаксации с наблюдениями в рамках решения обратной задачи показывают, что и для остальных скачков угловой скорости в ядре звезды можно выделить области экспоненциальной и линейной релаксации. В области экспоненциальной

релаксации основную роль играет пиннинг вихрей, для которого $\Delta\Omega' \approx \Delta\Omega$, и $\Delta\Omega \approx 0$. В этой области величина $\Delta\Omega'$ имеет также малые осцилляции, обусловленные депиннингом вихрей и малым изменением угловой скорости сверхтекучей компоненты. Для каждого скачка $\Delta\Omega$ имеет разные значения, следовательно и $\Delta\Omega'$ разное для каждого скачка. Вследствие этого в области экспоненциальной релаксации распределение вихрей будет меняться за время между двумя скачками, поэтому и характеристики экспоненциальной релаксации (a_p , τ_p) будут иметь разные значения для разных скачков. В области линейной релаксации необходимо учесть изменения угловой скорости сверхтекучей компоненты во время скачка. Необходимое изменение произойдет, если некоторое количество вихрей будет перебрасываться из внутренней зоны во внешнюю. При этом размеры внутренней и внешней зон, а также количество переброшенных вихрей из одной зоны в другую меняются в зависимости от скачка. Вследствие этого характеристики (A , B) линейной релаксации будут иметь разные значения для разных скачков.

В конце отметим, что мы получили графики зависимости величины $\Delta\Omega' + \Delta\Omega$ от r и для остальных семи скачков пульсара Vela, однако не приводим их здесь, так как их вид аналогичен рис.1. Такое сравнение теории с наблюдениями можно провести и для других (после восьмого) скачков угловой скорости пульсара Vela, если из наблюдений построить интерполяционную функцию для $\dot{\Omega}_e(t)$.

Ереванский государственный университет,
Армения

THE VELA PULSAR'S ANGULAR VELOCITY RELAXATION AFTER ITS FIRST EIGHT JUMPS

D.M.SEDRAKIAN, M.V.HAIRAPETIAN

The theory of relaxation of the pulsars angular velocity is compared with the observational data for the first eight jumps of the Vela pulsar. The inverse problem in the theory of relaxation is solved in the exponential and linear relaxation regions. From this solutions the vortex distribution has been found, which leads to the observed relaxation of the Vela pulsar angular velocity. It is shown that the pinning of vortex lines plays a main role in the exponential relaxation region, but it is necessary take into account the changes of angular velocity of the superfluid component in the linear relaxation region.

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. *M.A.Alpar, H.F.Chou, K.S.Cheng, D.Pines*, *Astrophys. J.*, **459**, 706, 1996.
9. *P.B.Jones*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **243**, 257, 1990.
10. *P.B.Jones*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **246**, 315, 1990.
11. *P.B.Jones*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **263**, 619, 1993.
12. *P.B.Jones*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **296**, 217, 1998.
13. *А.Д.Седракян, Д.М.Седракян*, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, **102**, 71, 1992.
14. *A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian*, *Astrophys. J.*, **447**, 305, 1995.
15. *A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian, J.M.Cordes, Y.Terzian*, *Astrophys. J.*, **447**, 324, 1995.
16. *Д.М.Седракян*, *Астрофизика*, **40**, 403, 1997.
17. *D.Langlois, D.Sedrakian, B.Carter*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **297**, 1189, 1998.
18. *М.В.Айрапетян, Д.М.Седракян*, *Астрофизика*, **42**, 89, 1999.
19. *Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян*, *Астрофизика*, **40**, 67, 1997.
20. *Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян*, *Астрофизика*, **43**, 85, 2000.
21. *М.В.Айрапетян*, *Астрофизика*, **43**, 621, 2000.
22. *Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян*, *Астрофизика*, **39**, 593, 1996.
23. *А.Д.Седракян, Д.М.Седракян*, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, **108**, 631, 1995.
24. *R.V.Wiringa, V.Fiks, A.Fabrochini*, *Phys. Rev.*, **C, 38**, 1010, 1988.
25. *F.Weber*, *Hadron Physics and Neutron Star Properties*, Habilitation Thesis, Univ. Munich, 1992.
26. *А.Н.Тихонов, В.Я.Арсенин*, *Методы решения некорректных задач*. М., Наука, 1986, с.с.15, 153.
27. *A.D.Sedrakian, J.Cordes*, *Astro - ph/9709277*.