

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЛАКСАЦИИ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ ПУЛЬСАРОВ ПОСЛЕ СКАЧКОВ В РАМКАХ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ

М.В.АЙРАПЕТЯН, Д.БАГДАСАРЯН

Поступила 6 февраля 2015

Принята к печати 10 апреля 2015

Рассмотрено движение нейтрон-протонной вихревой системы в нейтронной звезде с учетом пиннинга и депиннинга вихрей. Релаксационное решение уравнений динамики вращения пульсаров после скачков сравнено с наблюдательными данными пульсара Vela. Показано, что параметры релаксации угловой скорости связаны как с возникновением "волны плотности" нейтронных вихрей во время скачка, так и с особенностями движения вихрей между двумя последовательными скачками.

Ключевые слова: *пульсары; пиннинг и депиннинг вихрей*

1. *Введение.* Впервые нейтронные звезды были обнаружены в 1967г. как источники периодических импульсов радиоволн, за что и получили название "пульсары". Предположив, что источник излучения синхронно вращается с пульсаром, удалось определить период вращения звезды [1]. Как показывают наблюдения, период вращения пульсаров постоянно увеличивается из-за потерь энергии вращения [2,3].

Некоторые пульсары проявляют своеобразную активность, при которой угловая скорость вращения Ω и ее производная $|\dot{\Omega}|$ внезапно увеличиваются, после чего релаксируют в основном к своему значению перед скачком [4-7]. Релаксационное поведение угловой скорости пульсаров после скачков можно объяснить в рамках сверхтекучей модели нейтронной звезды. Согласно этой модели, основная часть звездного ядра состоит из сверхтекучих нейтронов и сверхпроводящих протонов, которые составляют сверхтекучую компоненту звезды. Электроны ядра вместе с электронами и ионами коры звезды составляют нормальную часть звезды. Вследствие вращения звезды, в сверхтекучей нейтронной коре образуются квантовые вихри, направленные параллельно оси звезды. Плотность вихрей пропорциональна угловой скорости вращения звезды. В результате излучения намагниченной нейтронной звезды, нормальная компонента замедляется, за которой следует и связанная с ней сверхтекучая компонента. В работах [8,9] показано, что по причине увлечения сверхпроводящих протонов сверхтекучими нейтронами, в ядре нейтронной звезды появляется сеть

нейтрон-протонных вихревых кластеров, которые имеют поле в 10^{14} Гс. Во время замедления звезды, нейтронные вихри движутся к границе ядра и коры и нормальные электроны рассеиваются на магнитном поле вихревых кластеров. Такая взаимосвязь между нормальной и сверхтекучей компонентами может быть описана временем релаксации, которая показывает характерное время установления стационарного вращения после скачка угловой скорости одной из компонент. В работах [10,11] были получены решения, описывающие релаксацию угловой скорости звезды после скачка, с учетом некоторых особенностей движения вихревой системы.

Цель данной работы - исследовать движение нейтрон-протонного вихревого кластера в сверхтекучем сферическом ядре нейтронной звезды и получить новую информацию о влиянии распределения вихрей до и после скачков на параметры наблюдаемой релаксации угловой скорости пульсаров.

2. *Основные уравнения.* В сверхтекучем ядре вращающейся нейтронной звезды возникает решетка вихревых кластеров, параллельных оси вращения звезды. Вокруг каждого вихря циркуляция скорости сверхтекучей компоненты квантована. Этот факт описывается уравнением

$$\text{rot } \bar{v}_s(\bar{r}, t) = \bar{\chi}_0 n(\bar{r}, t), \quad (1)$$

где

$$\bar{v}_s = [\bar{\Omega}_s, \bar{r}],$$

$\bar{\Omega}_s$ - угловая скорость вращения сверхтекучей жидкости, $n(\bar{r}, t)$ - плотность вихрей, $\bar{\chi}_0$ - вектор, направленный вдоль вихря, и с модулем, равным кванту циркуляции скорости $\chi_0 = \pi\hbar/m_n$, m_n - масса нейтрона.

При замедлении вращения нейтронной звезды плотность вихрей должна уменьшаться, т.е. вихри двигаются к границе ядра и коры нейтронной звезды. Движение вихрей подчиняется уравнению непрерывности:

$$\frac{\partial n(\bar{r}, t)}{\partial t} + \text{div} [n(\bar{r}, t) \bar{v}_L(\bar{r}, t)] = 0, \quad (2)$$

где $\bar{v}_L(\bar{r}, t)$ - скорость вихря.

При движении вихрей на них действуют силы со стороны как сверхтекучей компоненты, так и со стороны нормальной компоненты. Так как вихрь обтекается сверхтекучей жидкостью, на него действует сила Магнуса, пропорциональная разности скоростей вихря и сверхтекучей жидкости. Кроме этого, на движущийся вихрь действует сила трения, обусловленная взаимодействием нормальной сердцевины вихря и нормальной компонентой и пропорциональная разности скоростей вихря и нормальной компоненты. Окончательно уравнение движения вихря имеет вид [8,12]:

$$\bar{\rho}_s [\bar{v}_s - \bar{v}_L, \bar{\chi}_0] - \bar{\eta} (\bar{v}_L - \bar{v}_e) + \bar{\beta} [\bar{v}_L - \bar{v}_e, \bar{\chi}_0] = 0, \quad (3)$$

где $\bar{\rho}_s$ - средняя по длине вихря плотность сверхтекучей жидкости, \bar{v}_e - скорость нормальной компоненты, \bar{v}_s - скорость сверхтекучей компоненты, \bar{v}_L - скорость вихря, $\bar{\eta}$ и $\bar{\beta}$ - усредненные по длине вихря коэффициенты, соответственно, поперечного и продольного трений [12].

Теперь напишем уравнения динамики вращения для нормальной и сверхтекучей компонент нейтронной звезды. Уравнение вращения нормальной компоненты имеет вид:

$$I_e \frac{d\Omega_e}{dt} = K_{int} + K_{ext}, \quad (4)$$

где K_{int} - внутренний момент сил, действующий со стороны сверхтекучей компоненты, K_{ext} - момент внешних тормозящих сил, I_e - момент инерции нормальной компоненты. Уравнение, описывающее вращение сверхтекучей компоненты, имеет следующий вид [10]:

$$\int \frac{\partial \Omega_s(r, t)}{\partial t} dI_s = -\chi_0 \int n(r, t) \frac{v_L}{r} dI_s = 0. \quad (5)$$

Учтем, что при движении от оси вращения звезды нейтронные вихри могут закрепляться к центрам пиннинга и вращаться с нормальной компонентой, а далее происходит депиннинг вихрей от центров пиннинга. Так как изменение числа пиннингованных вихрей происходит как из-за пиннинга, так и из-за освобождения уже пиннингованных вихрей, то уравнение, определяющее временную зависимость пиннингованных вихрей, может быть записано в следующем виде [10-12]:

$$\frac{\partial n_p(r, t)}{\partial t} = \frac{n(r, t) - n_p(r, t)}{\tau_p(r, t)} - \frac{n_p(r, t)}{\tau_d(r, t)}, \quad (6)$$

где $\tau_p(r, t)$ и $\tau_d(r, t)$ - соответственно характерные времена актов пиннинга и депиннинга.

Уравнения (1)-(6) представляют собой систему уравнений для исследования послескачковой релаксации угловой скорости пульсаров.

3. Уравнение релаксации угловой скорости пульсаров после скачков. Преобразуя уравнения (1)-(5), а также используя решение уравнения (6), можно получить уравнение для величины $\Delta\Omega(r, t) = \Omega_s(r, t) - \Omega_e(t)$ в следующем виде [12]

$$\frac{\partial \Delta\Omega}{\partial t} + \frac{\alpha \Delta\Omega}{(1 + \alpha)\tau(r)} \left(\frac{1}{\alpha} + e^{-(1+\alpha)t/\alpha\tau_p} \right) = \gamma, \quad (7)$$

где τ - динамическое время релаксации звезды [8], $\alpha = \tau_d/\tau_p$, $\gamma = \text{const}$ - практически постоянная величина пропорциональная внешнему моменту

сил. Решение уравнения (7) имеет вид,

$$\Delta\Omega - \Delta\Omega_0 = \gamma e^{-x(t)} \int_0^t e^{x(t')} dt' - \Delta\Omega_0 (1 - e^{-x(t)}), \quad (8)$$

где

$$x(t) = \frac{1}{1+\alpha} \frac{t}{\tau} + \frac{\alpha^2 \tau_p / \tau}{(1+\alpha)^2} \left(1 - e^{-(1+\alpha)t/\alpha\tau_p} \right), \quad (9)$$

а $\Delta\Omega_0$ - начальное значение $\Delta\Omega$ в момент скачка.

Оказывается при некоторых значениях параметров α и τ_p , функцию $x(t)$ можно интерполировать линейной функцией. Действительно, отношение пиннингованных вихрей к их общему числу определяется решением уравнения (6) и имеет следующий вид:

$$\frac{n_p(t)}{n_0} = \frac{\alpha}{\alpha+1} \left(1 - e^{-\frac{\alpha+1}{\alpha} \frac{t}{\tau_p}} \right), \quad (10)$$

где t - время, отсчитываемое с последнего скачка. Приравнивая t к межскачковому времени: $t = t_g \sim 1000$ дней, мы получим отношение пиннингованных вихрей к их общему числу непосредственно перед новым скачком.

$$\frac{n_p(t_g)}{n_0} = \frac{\alpha}{\alpha+1} \left(1 - e^{-\frac{\alpha+1}{\alpha} \frac{t_g}{\tau_p}} \right) = \frac{n_p(\infty)}{n_0} \left(1 - e^{-\frac{\alpha+1}{\alpha} \frac{t_g}{\tau_p}} \right),$$

где

$$\frac{n_p(\infty)}{n_0} = \frac{\alpha}{\alpha+1}.$$

Стационарное значение числа пиннингованных вихрей определяется из (10), при $t \rightarrow \infty$. При $\alpha=1$ получим $n_p(\infty)/n_0 = 1/2$, при $\alpha \ll 1$ - $n_p(\infty) \rightarrow 0$, а при $\alpha \gg 1$ - $n_p(\infty) \rightarrow n_0$.

Рассмотрим случай, когда $\alpha < 1$, то есть $\tau_d < \tau_p$. В этом случае время пиннинга τ_p может быть как меньше t_g , так и больше t_g . При $\tau_d < \tau_p < t_g$, пиннингованные вихри могут освобождаться и вновь участвовать в процессе релаксации, а если $\tau_p > t_g$, то вихри не успевают пиннинговаться и находятся в свободном движении. Таким образом, при $\alpha < 1$ имеем почти свободное движение вихрей.

Теперь рассмотрим случай $\alpha > 1$. При таком условии время пиннинга не может иметь значение $\tau_p < t_g$, так как в этом случае за время τ_p большинство вихрей будет пиннинговаться и не успеет освободиться. Это может привести к значительному изменению момента инерции нормальной компоненты в течение релаксации, и должно было проявиться на поведении функции $\Omega_e(t)$ после скачка. Таким образом, физически приемлемыми в

нейтронной звезде являются условия $\alpha < 1$ при любом τ_p и $\alpha > 1$ при $\tau_p > t_g$. Область допустимых значений параметров α и τ_p схематически представлена на рис.1.

Оказывается, что при значениях параметров α и τ_p из заштрихованной области на рис.1 выражение (9) можно приближенно записать в следующем виде:

$$x_1(t) \approx \frac{t}{p\tau}, \tag{11}$$

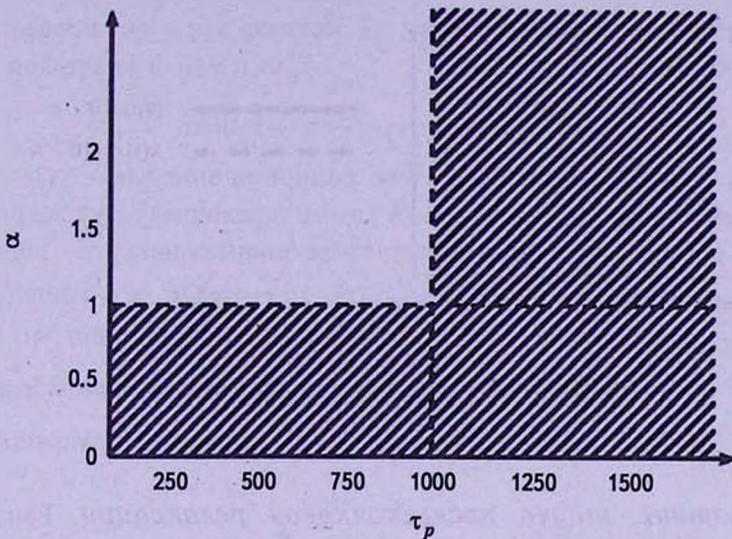


Рис.1. Область допустимых значений параметров α и τ_p , для которых рассматривается задача.

где

$$p = \frac{1}{\frac{1}{1+\alpha} + \frac{\alpha^2 \tau_p / 0.75 t_2}{(1+\alpha)^2} \left(1 - e^{-0.75(1+\alpha)t/\alpha\tau_p}\right)}$$

Здесь $t_2 \approx 500$ дней - прошедший период времени после скачка, в течение которого мы изучаем релаксацию. Сравнение приближенного выражения (11) для $x(t)$ с исходным выражением (9), для некоторых значений времени пиннинга τ_p представлено на рис.2, где приведены виды функций для критичного значения $\alpha = 1$, при котором расхождение исходной и приближенной функции максимальна. Из рис.2 видно, что даже для значений параметра $\tau_p \sim 100$ дней, где расхождение особо заметно, приближенная функция близка к исходной.

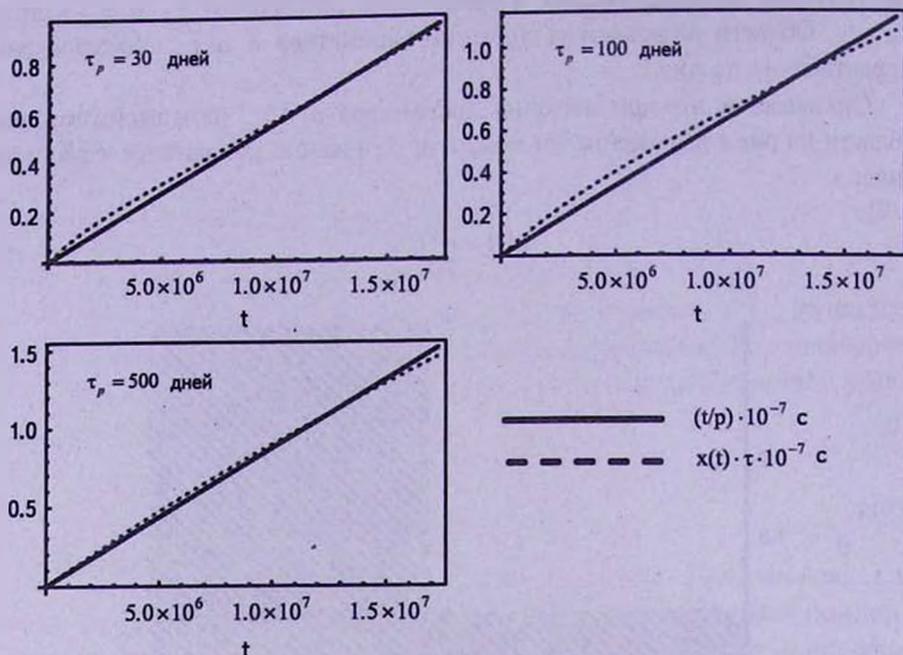


Рис.2. Сравнение функций t/ρ и $x(t) \cdot \tau$, для некоторых значений времени пиннинга τ_p , при $\alpha = 1$.

4. *Обратная задача послескачковой релаксации.* Решение системы уравнений вращения нейтронной звезды после скачка угловой скорости найдено в работе [11]. Для производной $\dot{\Omega}_e$ угловой скорости нормальной компоненты получено следующее решение:

$$\Delta \dot{\Omega}_e(t) = c \int_{r_1}^{r_2} \frac{\partial \Delta \Omega}{\partial t} dr, \quad (12)$$

где $\dot{\Omega}_e$ - производная угловой скорости нормальной компоненты, а $\Delta \dot{\Omega}_e(t)$ - ее отклонение от стационарного значения; c - постоянная величина, для которой имеем значение $3 \times 10^{-6} \text{ см}^{-1}$; r_1 и r_2 - границы так называемой "активной части" звезды, которая ответственна за релаксацию [12], для них мы имеем значения 9.25 км и 9.59 км. Для временной зависимости величины $\Delta \dot{\Omega}_e(t)$ мы будем использовать известные функции, полученные в результате обработки наблюдательных данных [13,14].

Найдем подинтегральную функцию $\partial \Delta \Omega / \partial t$ в выражении (12). С учетом (11), выражение (8) принимает следующий вид:

$$\Delta \Omega - \Delta \Omega_0 = [\gamma \rho \tau - \Delta \Omega_0] (1 - e^{-t/\rho \tau}). \quad (13)$$

Дифференцируя обе стороны (13) по t , мы получим

$$\frac{\partial \Delta \Omega}{\partial t} = [\gamma p \tau - \Delta \Omega_0] \frac{e^{-t/p\tau}}{p\tau}. \quad (14)$$

Величину $\Delta \Omega_0$, то есть значение $\Delta \Omega(t)$ непосредственно после скачка мы определим как сумму значений этой величины непосредственно перед скачком и ее изменения во время скачка:

$$\Delta \Omega_0 = \Delta \Omega(t_g) + \Delta \Omega_s - \Delta \Omega_e, \quad (15)$$

где $\Delta \Omega_s$ и $\Delta \Omega_e$ - скачки угловых скоростей сверхтекучей и нормальной компоненты нейтронной звезды. $\Delta \Omega(t_g)$ - значение величины $\Delta \Omega(t)$ непосредственно перед скачком. Ее мы определим из того же выражения (13), подставив в нем $t = t_g$:

$$\Delta \Omega(t_g) = \gamma p \tau - [\gamma p \tau - \Delta \Omega'_0] e^{-t_g/p\tau}. \quad (16)$$

Здесь $\Delta \Omega'_0$ - значение величины $\Delta \Omega(t)$ сразу после предыдущего скачка.

Определим физический смысл слагаемых в выражении (16). Первое слагаемое - это стационарное значение величины $\Delta \Omega(t)$, которое получается из (13) при $t \rightarrow \infty$ $\Delta \Omega(\infty) = \gamma p \tau$. Второе слагаемое - это смещение величины $\Delta \Omega(t)$ от стационарного значения:

$$\Delta \Omega(\infty) - \Delta \Omega(t_g) = [\gamma p \tau - \Delta \Omega'_0] e^{-t_g/p\tau} = -\Omega'. \quad (17)$$

Окончательно, с учетом (12)-(15), уравнение (12) приобретает следующий вид:

$$\Delta \dot{\Omega}_e(t) = c \int_{\eta}^{t_g} (\Delta \Omega_e - \Omega' - \Delta \Omega_s) \frac{e^{-t/p\tau}}{p\tau} dr. \quad (18)$$

При решении этого уравнения, мы используем формулу для $\Delta \dot{\Omega}_e(t)$, которая получена в результате обработки наблюдательных данных [13,14]. Для нее мы имеем:

Таблица 1

НАБЛЮДАЕМЫЕ ПАРАМЕТРЫ РЕЛАКСАЦИИ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ ПУЛЬСАРА Vela

Параметры релаксации	1982	1985	1988	1991
a_1 (10^{-13}c^{-2})	0.26	0.89	2.11	3.12
a_2 (10^{-13}c^{-2})	5.89	4.64	6.90	10.34
a_3 (10^{-13}c^{-2})	6.05	2.91	4.31	7.22
A (10^{-13}c^{-2})	5.9	6.4	4.63	7.28
t_g (дни)	1485	927	1422	1151

$$\Delta\Omega_e(t) = -\sum_{j=1}^3 a_j e^{-t/\tau_j} + A \frac{t}{t_g} - A,$$

где $\tau_1 = 10$ часов, $\tau_2 = 3.2$ дня, $\tau_3 = 3.27$ дня, а остальные параметры интерполяции приведены в табл.1.

При известной зависимости $\Delta\Omega_e(t)$ и величины скачка $\Delta\Omega_e(t)$ и при выбранной модели нейтронной звезды можно решить задачу нахождения неизвестной величины $\Omega' + \Delta\Omega_e$ из интегрального уравнения (18). Эта задача является некорректно поставленной и для ее решения необходимо применять методы решения обратных задач [15]. В этой работе, как и в [11,12], нами был применен метод регуляризации Тихонова [15]. Вычисления были проведены с использованием программного пакета WOLFRAM MATHEMATICA.

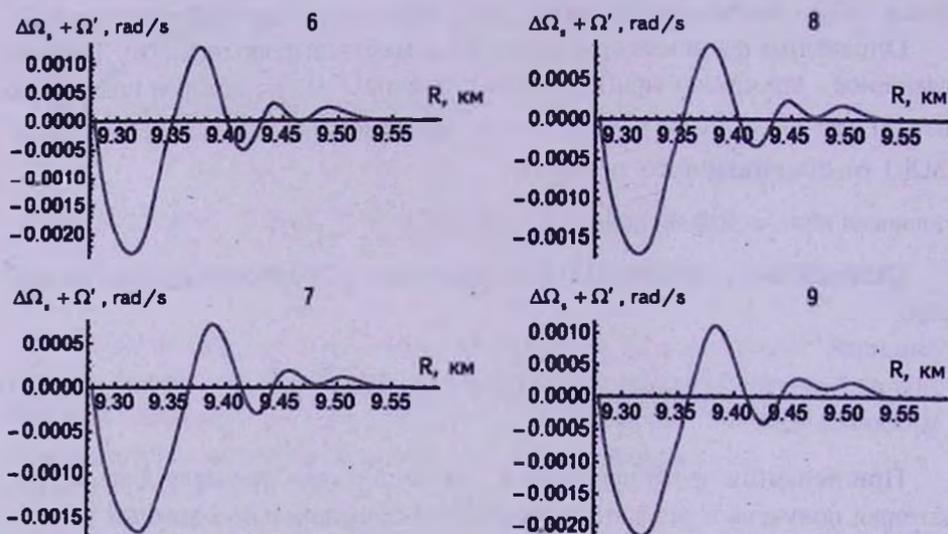


Рис.3. Зависимости величины $\Omega' + \Delta\Omega_e$ от радиуса звезды r для 6, 7, 8 и 9-го наблюдаемых больших скачков угловой скорости пульсара Vela.

График зависимости величины $\Omega' + \Delta\Omega_e$ от радиуса звезды r для 6, 7, 8 и 9-го наблюдаемых больших скачков угловой скорости пульсара Vela, представлен на рис.3.

5. Обсуждение результатов. На всех графиках рис.3 виден общий - осцилляционный характер изменения этой величины в зависимости от радиуса звезды. Однако величина $\Omega' + \Delta\Omega_e$ имеет разное поведение вблизи границы ядра и коры звезды, т.е. в области $r > 9.47$ км, и вдали от этой границы, т.е. в области $r < 9.47$ км. Разница заключается как в амплитуде осцилляций, так и в знаке величины $\Omega' + \Delta\Omega_e$.

Для объяснения такого поведения величины $\Omega' + \Delta\Omega_s$ в зависимости от r в работе [12] принималось, что до начала скачка величина $\Delta\Omega(t)$ успевает достичь своего стационарного значения после предыдущего скачка. Также в работе [12] предполагалось, что величина α меняется в течение скачка и именно этим изменением объяснялись вышеуказанные особенности конечного результата. Здесь же мы предположим, что α не терпит изменений из-за скачка, а в конечный результат вносит свой вклад величина (17).

Для анализа полученных результатов сначала оценим величину $|\Omega'| = [\gamma r \tau - \Delta\Omega'_0] e^{-t_s/p\tau}$. При относительно малых скачках ($\Delta\Omega_s/\Omega_s \sim 10^{-6}$ для пульсара Vela) можно принять $\gamma r \tau - \Delta\Omega'_0 \sim \gamma \tau - \Omega_s (\tau/\tau_0)$, где $\tau_0 \sim 2 \cdot 10^4$ лет - время жизни пульсара Vela. Учитывая значение $\Omega_s \sim 100 \text{ с}^{-1}$, получим $\gamma r \tau \sim \frac{100}{2 \cdot 10^4 \cdot 3 \cdot 10^7} \tau \approx 1.5 \cdot 10^{-10} \tau$, где τ - время релаксации звезды. Так как в активной области время τ меняется от нескольких часов до порядка 1000 дней, то есть от $10^4 - 10^8 \text{ с}$, следовательно $\gamma r \tau$ лежит в интервале $1.5 \cdot 10^{-6} + 1.5 \cdot 10^{-2}$. Учитывая также, что величина $e^{-t_s/p\tau} \ll 1$ в основной части активной области и только вблизи левого края активной области, где $\tau \sim t_g$, имеем $e^{-t_s/p\tau} \sim 10^{-1}$. Таким образом, максимальное значение величины $|\Omega'| \sim 1.5 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$, при $r \sim 9.3 \text{ км}$, и при увеличении r резко уменьшается из-за множителя $e^{-t_s/p\tau}$ в формуле (17).

Теперь рассмотрим область $r < 9.47 \text{ км}$, где функция $\Omega' + \Delta\Omega_s$ знакопеременна. Как показано выше, величина Ω' монотонно убывает при увеличении r . Следовательно в области $r < 9.47 \text{ км}$ осцилляционный характер изменения имеет величина $\Delta\Omega_s$. В свою очередь, это означает, что во время скачка в активной области возникает волна "плотности" нейтронных вихрей. То есть во время скачка происходит переброска некоторого количества нейтронных вихрей из одной части звезды в соседнюю [11, 12]. Такие изменения плотности вихрей должны проявляться симметричным образом относительно увеличения и уменьшения, между тем графики на рис. 3 асимметричны относительно оси r . Однако оценка величины Ω' порядка $|\Omega'| \sim 1.5 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$, при $r \sim 9.3 \text{ км}$ показывает, что Ω' может внести существенный вклад в слагаемое $\Omega' + \Delta\Omega_s$ и обусловить асимметричный вид графиков на рис. 3.

В области $r > 9.47 \text{ км}$ у границы ядра и коры нейтронной звезды величина $\Omega' + \Delta\Omega_s$ положительна и имеет малые осцилляции. Как было оценено выше, величина Ω' в области $r > 9.47 \text{ км}$ слишком мала, чтобы обеспечить полученное значение $\Omega' + \Delta\Omega_s$. Следовательно, в области $r > 9.47 \text{ км}$ малые осцилляции должна испытывать величина $\Delta\Omega_s$, что обусловлено малыми изменениями плотности нейтронных вихрей. Малость изменений плотности вихрей в области $r > 9.47 \text{ км}$ по сравнению с изменениями в области $r < 9.47 \text{ км}$ можно объяснить сильным пиннингом

нейтронных вихрей. Сила пиннинга увеличивается из-за увеличения длины нейтронных вихрей в коре нейтронной звезды при их приближении к границе звезды и коры. По-видимому в области $r > 9.47$ км величина $\alpha \geq 1$ и $\tau_p \leq 1000$ дней, при которой величину $x(t)$ из (9) невозможно интерполировать линейной функцией и решение обратной задачи затруднено. Качественно этот результат можно объяснить, если принять, что в области $r > 9.47$ км существует стационарное значение плотности пиннигованных вихрей $n_p(\infty)$, сверху которого накладываются малые осцилляции плотности вихрей во время скачка угловой скорости пульсара.

Таким образом, наблюдаемую релаксацию угловой скорости пульсара Vela можно объяснить особенностями начального распределения нейтронных вихрей сразу после скачка. Такое распределение нейтронных вихрей обусловлено как возникновением волны плотности вихрей и их перераспределением во время скачка, так и особенностями движения вихревой системы между двумя последующими скачками угловой скорости. Анализ вычислений показывает, что в областях с малыми временами релаксации существенную роль играет пиннинг вихрей, а в областях с большими временами релаксации - перераспределение вихрей происходит из-за волны плотности.

Интересно решить обратную задачу для других пульсаров, которые отличаются от пульсара Vela малым значением $t_s \sim 200$ дней и величинами скачка. Такие исследования помогут выявить корреляцию между величинами скачка и значений величины $\Delta\Omega_s$, а также помогут выявить роль пиннинга вихрей в характеристиках релаксации.

Ереванский государственный университет, Армения,
e-mail: mhayr@ysu.am daniel.baghdasaryan@gmail.com

INVESTIGATION OF THE PULSARS POST-GLITCH RELAXATION IN THE CONTEXT OF INVERSE PROBLEM

M.V.HAYRAPETYAN, D.BAGHDASARYAN

The rotation of the neutron-proton vortex system in a neutron star with the pinning and depinning of the vortices is considered. Post-glitch relaxation solution of the equations of the dynamics of the pulsar rotation is compared with observational data of the pulsar Vela. It is shown that the relaxation parameters can be explained by the occurrence of "density wave" of neutron vortices during

the glitch, and features of the motion of vortices between two glitches.

Key words: *pulsars: pinning and depinning of the vortices*

ЛИТЕРАТУРА

1. *P. Манчестер, Дж. Тейлор*, Пульсары, М., Мир, 1980.
2. *R.N. Manchester, G.B. Hobbs, A. Teoh, M. Hobbs*, *Astron. J.*, **129**, 1993, 2005.
3. <http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat>
4. *C.M. Espinoza, A.G. Lyne, B.W. Stappers, M. Kramer*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **414**, 1679, 2011.
5. *R.G. Dodson, P.M. McCulloch, D.R. Lewis*, *Astrophys. J.*, **564**, L85, 2002.
6. *J.M. Cordes, G.S. Downs, J. Krause-Polstorff*, *Astrophys. J.*, **330**, 847, 1988.
7. *J. Middleditch, F.E. Marshall, Q.D. Wang et al.*, *Astrophys. J.*, **652**, 1531, 2006.
8. *A.D. Sedrakian, D.M. Sedrakian*, *Astrophys. J.*, **447**, 305, 1995.
9. *A.D. Sedrakian, D.M. Sedrakian, J.M. Cordes, Y. Terzian*, *Astrophys. J.*, **447**, 324, 1995.
10. *A.D. Sedrakian, D.M. Sedrakian*, *Jour. Exp. Theor. Phys.*, **81**, 341, 1995.
11. *Д.М. Седракиан, М.В. Айрапетян*, **45**, 575, 2002, (*Astrophysics*, **45**, 470, 2002).
12. *Д.М. Седракиан, М.В. Айрапетян, Д. Багдасарян*, *Астрофизика*, **57**, 103, 2014, (*Astrophysics*, **57**, 90, 2014).
13. *M.A. Alpar, H.F. Chau, K.S. Cheng, D. Pines*, *Astrophys. J.*, **409**, 345, 1993.
14. *H.F. Chau, P.M. McCulloch, R. Nandkumar, D. Pines*, *Astrophys. J.*, **413**, 113, 1993.
15. *А.Н. Тихонов, А.В. Гончарский, В.В. Степанов, А.Г. Ягола*, Численные методы решения некорректных задач, М., Наука, 1990.

