

О КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ ВАРИАЦИЯХ ПРОИЗВОДНОЙ ПЕРИОДА ПУЛЬСАРОВ

К.М.ШАХАБАСЯН

Поступила 12 мая 2025

Принята к печати 10 сентября 2025

Рассмотрены наблюдательные данные о квазипериодических вариациях производной периода пульсаров. Получены характерные радиусы сверхтекучих областей пульсаров в предположении, что эти вариации являются коллективными упругими колебаниями решетки сверхтекучих вихрей (колебания Ткаченко). Найденные значения радиусов сравнивались со значениями, полученными из наблюдений рентгеновских спутников NICER и XMM-Newton. Эти значения сравнивались также со значениями, следующими из уравнения состояния. Простая модель колебаний Ткаченко требует дальнейшего уточнения. Этот метод может быть использован для приближенной оценки радиусов у некоторых пульсаров.

Ключевые слова: пульсары: вариации производной периода: колебания Ткаченко

1. *Введение.* В работе [1] исследовались стабильность вращения и излучения 259 пульсаров, которые наблюдались 64-м радиотелескопом обсерватории Паркс в течение 30 лет. У 238 пульсаров были обнаружены значительные вариации производной периода. У 45 пульсаров из этой группы рассмотрены изменения во времени значений производных периода вращения и статистическим анализом этих изменений периодограммами Ломба-Скаргла были обнаружены квазипериодические колебания производной периода. Эта группа содержит также пульсары, квазипериодические колебания производной периода которых были обнаружены в работах [2,3].

Квазипериодические колебания наблюдались у пульсара PSR J1830-1059 (B1828-11) [4]. Одним из механизмов, объясняющих эти колебания, является свободная прецессия нейтронной звезды [5]. Однако прикрепление (пининг) сверхтекучих нейтронных вихревых нитей к коре звезды приводит к быстрому затуханию свободной прецессии нейтронной звезды [6,7].

Свободная прецессия вызывается также упругими напряжениями в коре нейтронной звезды. В этом случае имеется следующее соотношение между периодом пульсара P и периодом прецессии T : $P/T = 5 \cdot 10^{-9}$ [8]. Этому соотношению соответствуют периоды пульсаров, рассмотренные в работах [2,3]. Однако для всего количества пульсаров, рассмотренных в [1], выполняется следующее соотношение:

$$T = 10^{0.3 \pm 0.1} \text{ год} \left(\frac{P}{1\text{с}} \right)^{0.2 \pm 0.2}. \quad (1)$$

Свободная прецессия, следовательно, не объясняет квазипериодические колебания пульсаров.

Другой механизм обусловлен сверхтекучестью нейтронной жидкости. При вращении жидкости в "нре"-фазе возникает двумерная треугольная решетка квантованных вихревых нитей [9]. В этой решетке возможно возникновение коллективных упругих колебаний Ткаченко, в которых вихри совершают малые колебания около положений равновесия, оставаясь в то же время параллельными друг другу [10]. Эти колебания происходят в плоскости, перпендикулярной к оси вращения и приводят к распространению в решетке поперечной звуковой волны [10]. Незатухающее распространение этих волн приводит к изменению момента импульса жидкости и к периодическим изменениям периода и производной периода вращения. В работах [11-13] было показано, что периоды колебаний Ткаченко порядка ста дней и эти колебания могут объяснить наблюдавшиеся квазипериодические колебания PSR B0531+21 и PSR B1828-11.

Однако (1) согласуется с предложенным для волн Ткаченко соотношением

$$T \approx 1.4 \text{ год} \left(\frac{P}{1\text{с}} \right)^{1/2} (\lambda / 10^6 \text{ см}), \quad (2)$$

где длина волны осциллирующей области $2 \cdot 10^6 \text{ см}$ с 95% достоверностью [8]. Однако это совпадение в работе [1] считается случайным из-за разброса наблюдательных данных. Однако мы не считаем это совпадение случайным из-за внутренней структуры нейтронной звезды.

2. Внутренняя структура нейтронной звезды. В "Аен"-фазе в интервале $4.6 \cdot 10^{11} < \rho < 1.6 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$ свободные нейтроны образуют сверхтекучую жидкость с куперовскими парами типа 1S_0 . Из-за вращения звезды в этой жидкости возникает структура из параллельных оси вращения квантованных вихревых нитей. В "нре"-фазе, при плотностях $1.6 \cdot 10^{14} < \rho < 7.8 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$, нейтроны образуют анизотропную сверхтекучую жидкость, состоящую из 3P_2 куперовских пар [14], причем опять образуется система вихрей. Изменение типа спаривания вызвано тем, что 1S_0 -взаимодействие нейтронов при ядерной плотности становится отталкивательным и синглетное спаривание нарушается. Однако 3P_2 -тензорное взаимодействие приводит к притяжению и к триплетному спариванию.

В сверхплотном ядре звезды, при плотностях $\rho > 7.8 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$, возможно существование сверхпроводящего кваркового вещества в "CFL"-фазе, в которой спариваются безмассовые "u", "d" и "s"-кварки всех трех цветов [15]. Отметим,

что "CFL"-конденсат дикварков обладает как сверхпроводящими, так и сверхтекучими свойствами. Это обусловлено нарушением как локальных симметрий - цветовой $SU(3)_c$ и электромагнитной $U(1)_{EM}$, так и глобальных симметрий - ароматической $SU(3)_F$ и барионной $U(1)_B$. Поэтому естественно появление сингулярных решений: абелевых сверхтекучих $U(1)_B$ - вихревых нитей [16], абелевых "магнитных" вихревых нитей [17] и неабелевых полусверхтекучих вихревых нитей [18]. Полусверхтекучие вихревые нити обладают как свойствами сверхтекучих, так и свойствами "магнитных" вихревых нитей, и, в отличие от них, топологически устойчивы. В [19] было показано, что между двумя полусверхтекучими вихрями действует дальнедействующая сила отталкивания, и были сделаны выводы о возможности распада сверхтекучего $U(1)_B$ -вихря на три полусверхтекучих вихря, и о возможности существования устойчивой решетки этих вихрей. Полусверхтекучие вихри также динамически устойчивы, поскольку их квант циркуляции $\kappa = \pi\hbar/m_B$ в три раза меньше кванта циркуляции сверхтекучего $U(1)_B$ -вихря, а линейное натяжение (кинетическая энергия, приходящаяся на единицу длины) в 9 раз меньше линейного натяжения сверхтекучего $U(1)_B$ -вихря [20]. Отметим также, что абелевые магнитные вихревые нити также динамически неустойчивы, так как их квант циркуляции и поток магнитного поля в три раза больше соответствующих величин полусверхтекучих вихрей [20,21].

Появились новые наблюдательные данные о сверхтекучести нейтронных звезд. Наблюдалось заметное уменьшение эффективной поверхностной температуры молодой нейтронной звезды в остатке сверхновой Кассиопея А. Рождение этой звезды обусловлено исторической сверхновой SN 1680. Необходимая информация была получена в результате наблюдения Кассиопеи А с использованием орбитальной рентгеновской обсерватории Chandra. Анализ полученных данных показал, что с 1999г., когда была обнаружена эта звезда, ее температура снизилась на четыре процента [22]. Изменения температуры других нейтронных звезд происходят настолько медленно, что их невозможно зарегистрировать на небольших промежутках времени. Это уменьшение обусловлено усиленным излучением нейтрино в процессах образования и распада 3P_2 куперовских пар нейтронов. Новые данные позволили вычислить температуру перехода нейтронов звезды в Кассиопее А в сверхтекучее состояние. Одна группа заключила, что это произошло при температуре $5 \cdot 10^8$ К [22], а вторая - что температура перехода находится в пределах от $7 \div 9 \cdot 10^8$ К [23].

Другой возможной фазой в кварковом ядре звезды до недавнего времени предполагалась "2SC" фаза, состоящая из "2SC" конденсата "ud" дикварков. Считалось также, что в этой фазе сверхтекучесть кварковой материи отсутствует, поскольку $U(1)_B$ симметрия не нарушается [24]. Однако при переходе нейт-

ронного 3P_2 сверхтекучего конденсата в кварковую фазу образуется излишек "d" кварков, которые не могут спариваться с "u" кварками. Это приводит к образованию "dd" конденсата дикварков при больших плотностях барионов [25]. Это исследование привело к концепции непрерывного перехода адронной материи в плотную кварковую материю, обусловленную спариванием "d" кварков. Эта плотная кварковая фаза содержит "2SC" "BCS" конденсат дикварков "ud" и 3P_2 конденсат дикварков "dd", который обладает как сверхтекучестью, так и цветной сверхпроводимостью. Таким образом возникает новая "2SC + $\langle dd \rangle$ " фаза в кварковом ядре нейтронной звезды и 3P_2 нейтронная сверхтекучая фаза соединяется непрерывным образом с кварковой фазой [25]. Кварковые абелевые сверхтекучие $U(1)_B$ -вихревые нити "dd" конденсата распадаются на три неабелевые полусверхтекучие вихревые нити. Стабильными вихревыми нитями являются только неабелевые полусверхтекучие вихревые нити, которые являются сверхтекучими вихрями с дробной циркуляцией и с неабелевыми цветовыми магнитными потоками аналогичными с таковыми в "CFL" фазе [26].

Отметим, что квант циркуляции нейтронного 3P_2 -вихря "npe"-фазы равен кванту циркуляции нейтронного 1S_0 -вихря "Aen"-фазы и кванту циркуляции кварковых полусверхтекучих вихрей "CFL"-фазы и "2SC + $\langle dd \rangle$ "-фазы [27]. В [20,28] рассматривалось соединение на границе адронной и кварковой фаз нейтронных вихревых и кварковых полусверхтекучих вихревых нитей "CFL"-фазы, обусловленное равенством их квантов циркуляций. При этом обеспечивается непрерывность химического потенциала на границе этих фаз. На границе адронной и кварковой "2SC + $\langle dd \rangle$ "-фазы также соединяются нейтронные вихревые и кварковые полусверхтекучие вихревые нити "2SC + $\langle dd \rangle$ "-фазы. Отметим также, что в ядре нейтронной звезды, при плотности порядка $2\rho_0$ ($\rho_0 = 2.8 \cdot 10^{14}$ г/см³ - нормальная ядерная плотность), возможно образование Λ -гиперонов [29]. Притяжение между Λ -гиперонами приводит к образованию сверхтекучего конденсата 1S_0 -пар [30]. При вращении звезды в сверхтекучей гиперонной жидкости возникает решетка гиперонных вихревых нитей. Эти вихри на границе нейтронной и гиперонной фаз не соединяются ввиду различия их квантов циркуляции. Уравнение состояния, учитывающее наличие гиперонов в ядре нейтронной звезды, приводит к звездным конфигурациям с массой $M = 1.4 M_\odot$ и радиусом $R = 13$ км [31].

Радиус сверхтекучей области пульсара, в которой возникают колебания Ткаченко, определяется следующим образом [11]:

$$R = \frac{0.01812T}{\sqrt{P}}, \quad (3)$$

где T - период колебаний Ткаченко, P - период вращения пульсара. Выражение (3) радиуса сверхтекучей области получено в рамках гидродинамики несжи-

Таблица 1

ПУЛЬСАРЫ С ДВУМЯ ПЕРИОДАМИ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ
ВАРИАЦИЙ [1], ПЕРИОДЫ КОЛЕБАНИЙ И РАДИУСЫ
СВЕРХТЕКУЧИХ ОБЛАСТЕЙ

Пульсары PSR J	T_1 , сут	T_2 , сут	P , с	R , км
1136-5525	598	1141	0.3647	17.94
1243-6423	626	1203	0.388	18.29
1649-4653	1214	2541	0.557	29.47
1705-3950	157	314	0.3189	5.04
1830-1059	221	456	0.4050	6.29
1001-5507	511	1428	1.437	7.73
1056-6258	177	457	0.4224	4.93
1224-6407	427	747	0.22	11.9
1326-6700	232	437	0.543	5.7
1600-5751	477	739	0.194	19.63
1722-3712	105	148	0.2362	3.92

маемой сверхтекучей жидкости. При этом не учитывалось взаимодействие сверхтекучей и нормальной компонент. Не учитывалась также сферическая геометрия нейтронной звезды и возможный изгиб нейтронных вихревых нитей.

В табл.1 приведены наблюдавшиеся периоды квазипериодических колебаний T_1 и T_2 для 11 пульсаров из [1], периоды P вращения пульсаров и вычисленные по формуле (3) радиусы сверхтекучих областей. Как отмечалось в [1], вторые периоды квазипериодических колебаний T_2 первых 5 пульсаров табл.1 или равны $2T_1$, или приблизительно равны $2T_2$, т.е. являются вторыми гармониками. Для пульсаров PSRs: J1001-5507, J1056-6258, J1224-6407, J1326-6700, J1600-5751, J1722-3712 соотношения T_2/T_1 , соответственно равны: 14/5, 5/2, 7/4, 9/5, 3/2, 7/5.

В табл.2 приведены наблюдавшиеся периоды квазипериодических колебаний T , периоды P вращения пульсаров и вычисленные по формуле (3) радиусы сверхтекучих областей для 25 пульсаров из [1]. Мы определили в табл.2 радиусы пульсаров PSR B0940-55, PSR B1325-43 и PSR B1706-16, используя периоды квазипериодических колебаний, приведенные в [1]. Эти пульсары не рассматривались в табл.1 работы [1] из-за небольшой неточности местоположения во временной модели.

В табл.3 приведены периоды квазипериодических колебаний пульсаров PSR B0740-28, PSR B0919+06 и PSR B1839+09 из [2,32], пульсара PSR B1859+07 из [33] и пульсара PSR B2334+61 из [34], периоды P вращения пульсаров и вычисленные по формуле (3) радиусы сверхтекучих областей.

Таблица 2

**ПУЛЬСАРЫ С ОДНИМ ПЕРИОДОМ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ
ВАРИАЦИЙ [1], ПЕРИОДЫ КОЛЕБАНИЙ И РАДИУСЫ
СВЕРХТЕКУЧИХ ОБЛАСТЕЙ**

Пульсары PSR J(B)	T , сут	P , с	R , км
0614+2229(0611+22)	268	0.33	8.46
0729-1448	183	0.2516	6.63
0820-1350(0818-13)	1281	1.3	20.3
0942-5552(0940-55)	365	0.6643	8.11
J1048-5832(1046-58)	480	0.1236	24.7
1326-5859(1323-58)	1272	0.478	33.3
1327-6301(1323-627)	712	0.196	29.1
1328-4357(1325-43)	365	0.5327	9.11
1352-6803	508	0.6289	11.6
1418-3921	911	1.096	15.76
1513-5908(1509-58)	307	0.1516	14.29
1514-5925	258	0.1488	12.1
1626-4807	277	0.2939	9.26
1637-4642	187	0.1540	8.64
J1645-0317(1642-03)	1216	0.3876	35
1709-1640(1706-16)	359	0.653	8.13
1722-3632	438	0.3991	12.56
1739-3023	235	0.1143	12.59
1752-2806(1749-28)	157	0.563	3.8
1801- 2154	170	0.3753	5.03
1829-1751(1826-17)	807	0.3071	26.3
1835-0944	524	0.1453	24.9
1853+0011	484	0.3978	13.8
2048-1616(2045-16)	1015	1.96	13.1
2346-0609	966	1.181	16.1

Пульсар В1859+07 наблюдался в течение 28 лет радиотелескопом Ловелл обсерватории Джодрел Бенк [33]. Были зафиксированы квазипериодические колебания с периодом 350 дней.

Квазипериодические колебания молодого пульсара PSR B2334+61 с периодом 364 дня начались после самого большого до сих пор наблюдаемого в 2005г. скачка угловой скорости с $\Delta\Omega/\Omega = 20.5 \cdot 10^{-6}$. В процессе релаксации наблюдались два экспоненциальных слагаемых с временными константами 21 и 147 дней [34]. Эта релаксация свидетельствует о сверхтекучести в недрах нейтронной звезды.

Рентгеновский спутник XMM-Newton зафиксировал мягкое рентгеновское излучение PSR B2334+61. Спектр имеет тепловой характер и хорошо аппроксимируется моделью нейтронной звезды с чисто водородной атмосферой, радиусом 13 км и магнитным полем 10^{13} G [35]. Эта величина магнитного

Таблица 3

ПУЛЬСАРЫ С ОДНИМ ПЕРИОДОМ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ
ВАРИАЦИЙ [2,32,33,34], ПЕРИОДЫ КОЛЕБАНИЙ И РАДИУСЫ
СВЕРХТЕКУЧИХ ОБЛАСТЕЙ

Пульсары PSR J(B)	T , сут	P , с	R , км
0742-2248(0740-28)	135	0.1667	5.99
0922+0638(0919+06)	580	0.4306	16
1841+0912(1839+09)	317	0.3813	9.3
1901+0717(1859+07)	350	0.6439	7.93
2337+6151(2334+61)	364	0.4953	9.3

поля получена в результате измерения периода и производной периода в диапазоне радиоволн. Температура, измеренная на земной поверхности $T_{eff}^{\infty} = 0.65 \cdot 10^6$ К [35]. Пульсар находится в остатке сверхновой SNR G114.3+0.3.

Современный анализ, основанный на теоретической ядерной физике, изучении столкновений тяжелых ионов и астрофизических наблюдениях, позволил прояснить в последние годы состояние вещества нейтронной звезды [36]. Радиус пульсара PSR J0740-6620 массой $2.08 M_{\odot}$ измерялся рентгеновскими спутниками NICER и XMM-Newton. Анализ результатов наблюдений в предположении излучения с поверхности пульсара привел к значениям $R = 13.7^{+2.6}_{-1.5}$ км [37] и $R = 12.4^{+1.3}_{-1.0}$ км [38]. Используя результаты измерения радиуса пульсара PSR J0740-6620 в работе [39], для расчета нейтронной звезды применялась непараметрическая модель уравнения состояния, основанная на гауссовых процессах. Это уравнение состояния не связано со специфическими моделями ядра, описывает фазовые переходы, в том числе сильные фазовые переходы первого рода, и не содержит систематических ошибок, возникающих из-за конечного числа параметров. Это рассмотрение приводит к увеличению радиуса канонической нейтронной звезды массой $M = 1.4 M_{\odot}$, $R = 12.56^{+1.00}_{-1.07}$ км и к увеличению максимальной массы невращающейся звезды $M_{max} = 1.44^{+0.15}_{-0.14} M_{\odot}$ [39]. Анализ наблюдений спутником NICER пульсара PSR J0030+0451 привел к значениям $R = 13.02^{+1.24}_{-1.06}$ км, $M_{max} = 1.44^{+0.15}_{-0.14} M_{\odot}$ с достоверностью 68% [40].

Кора нейтронной звезды состоит из внешней ("Ae"-фаза) и внутренней ("Aen"-фаза) частей. В "Ae"-фазе в интервале $10^4 < \rho < 4.6 \cdot 10^{11}$ г/см³ ядра ^{56}Fe образуют объемно центрированную кристаллическую решетку, создавая тем самым твердую внешнюю кору нейтронной звезды. В "Ae"-фазе имеется также вырожденный газ свободных электронов. Общая толщина коры - порядка одного километра. Таким образом радиус пульсара больше радиуса сверхтекучей области.

3. *Заключение.* У значительного количества пульсаров, рассмотренных в табл.1, 2 и 3, радиусы сверхтекучих областей, вычисленные по формуле (3), не превышают значение 13 км, определенное из рентгеновских наблюдений и следующее из различных моделей уравнений состояния. Более того, некоторые из них позволяют приблизительно определить радиус нейтронной звезды.

У ряда пульсаров, рассмотренных в табл.1 и 2, радиусы сверхтекучих областей, значительно превышают 13 км. Таким образом, рассмотренные выше наблюдательные данные не объясняют полученные посредством анализа периодов колебаний Ткаченко большие радиусы сверхтекучих областей. Следовательно, простая модель колебаний Ткаченко противоречит наблюдательным данным и требует дальнейшего уточнения. Пульсары же с меньшими значениями радиусов сверхтекучих областей могут иметь кварковые "CFL"-ядра, " $2SC + \langle dd \rangle$ " ядра, в которых возникают полусверхтекучие вихревые нити. Отметим, что метод анализа периодов колебаний Ткаченко дает возможность приближенно оценить значения радиусов у некоторых пульсаров. Этот метод свидетельствует о необходимости систематических наблюдений пульсаров в течение длительных промежутков времени.

Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: kshahabas@ysu.am

ON THE QUASI-PERIODIC VARIATIONS OF PERIOD DERIVATIVE OF PULSARS

K.M.SHAHABASYAN

Observed data about quasi-periodic variations of period derivative of pulsars is considered. Characteristic radii of superfluid regions of pulsars are derived under the assumption that these variations are collective elastic oscillations of the superfluid vortex lattice (Tkachenko oscillations). The found values of radii are compared with values derived from X-ray data NICER and XMM-Newton X-ray satellites. These values are also compared with the values, obtained from equation of state. Simple model of Tkachenko oscillations requires further clarification. This method can be used for the approximate evaluation of radii of some pulsars.

Keywords: *pulsars: variations of period derivative: Tkachenko oscillations*

ЛИТЕРАТУРА

1. *M.E.Lower et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **538**, 3104, 2025.
2. *A.G.Lyne, G.Hobbs, M.Kramer et al.*, Science, **323**, 408, 2010.
3. *M.Kerr, G.Hobbs et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **495**, 1845, 2016.
4. *I.H.Stairs, A.G.Lyne, S.L.Shemar*, Nature, **406**, 484, 2000.
5. *B.Link, R.I.Epstein*, Astrophys. J., **556**, L392, 2001.
6. *J.Shaham*, Astrophys. J., **214**, 251, 1977.
7. *A.Sedrakian, I.Wasserman, J.M.Cordes*, Astrophys. J., **524**, 341, 1999.
8. *D.I.Jones*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **420**, 2325, 2012.
9. *В.Л.Гинзбург, Д.А.Киржниц, Ж. Экспер. и Теор. Физ.*, **47**, 2006, 1964.
10. *В.К.Ткаченко*, Журнал эксперим. и теор. физ., **50**, 1573, 1966.
11. *M.Ruderman*, Nature, **225**, 619, 1970.
12. *J.Noronha, A.Sedrakian*, Phys. Rev., **D77**, 023008, 2008,
13. *М.К.Шахабасян*, Астрофизика, **52**, 165, 2009, (Astrophysics, **52**, 151, 2009).
14. *M.Hoffberg, A.E.Glassgold, R.W.Richardson et al.*, Phys. Rev. Lett., **24**, 775, 1970.
15. *M.Alford, K.Rajagopal, F.Wilczek*, Nucl. Phys., **B537**, 443, 1999.
16. *K.Iida, G.Baym*, Phys. Rev., **D66**, 014015, 2002.
17. *K.Iida*, Phys. Rev., **D71**, 054011, 2005.
18. *A.P.Balachandran, S.Digal, T.Matsuura*, Phys. Rev., **D73**, 074009, 2006.
19. *E.Nakano, M.Nitta, T.Matsuura*, Phys. Rev., **D78**, 045002, 2008.
20. *Д.М.Седракан, К.М.Шахабасян, Д.Блашке и др.*, Астрофизика, **51**, 633, 2008, (Astrophysics, **51**, 544, 2008).
21. *M.Eto, E.Nakano, M.Nitta*, Phys. Rev., **D80**, 125011, 2009.
22. *C.O.Heinke, W.C.G.Хо*, Astrophys. J., **719**, L167, 2010.
23. *D.Page, M.Prakash, J.M.Lattimer et al.*, Phys. Rev. Lett., **106**, 081101, 2011.
24. *G.Carter, D.Diakonov*, Phys. Rev., **D60**, 016004, 1999.
25. *Y.Fujimoto, K.Fukushima, W.Weise*, Phys. Rev., **D101**, 094009, 2020.