АСТРОФИЗИКА

ТОМ 54 АВГУСТ, 2011 ВЫПУСК 3

О ВИХРЕВОЙ СТРУКТУРЕ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ С УЧЕТОМ ТРИПЛЕТНОЙ СВЕРХТЕКУЧЕСТИ НЕЙТРОНОВ

К.М.ШАХАБАСЯН, М.К.ШАХАБАСЯН

Поступила 20 апреля 2011

Принята к печати 25 мая 2011

Рассмотрена вихревая структура "npe"-фазы нейтронной звезды с учетом наличия в ней сверхтекучего конденсата $^3P_2$ куперовских пар нейтронов. Показано, что при вращении звезды в "npe"-фазе возникают сверхтекучие нейтронные вихревые нити,описываемые унитарным параметром порядка. Рассмотрен эффект увлечения сверхпроводящих протонов вращающимися сверхтекучими нейтронами. Эффект увлечения приводит к возникновению кластеров протонных вихрей вокруг каждого нейтронного вихря и к генерации магнитного поля порядка 10^{12} Гс. $^3P_2$-нейтронные вихревые нити соединяются на границе "npe" и кварковой "CFL"-фаз с кварковыми полусверхтекучими вихревыми нитями. На границе "Aen" и "npe"-фаз они соединяются с $^1S_0$-нейтронными вихревыми нитями. Следовательно, образуется единая вихревая структура. Наличие этой структуры объясняет наблюдаемые колебания угловой скорости вращения пульсаров ее коллективными упругими колебаниями.

Ключевые слова: *звезды:нейтронные:триплетная сверхтекучесть: эффект увлечения*

1. *Введение*. В настоящее время с высокой степенью достоверности установлено существование в различных фазах нейтронной звезды различных типов квантованных вихревых нитей. Во внутренней коре ("Aen"-фазе) и в адронной ("npe"-фазе) существование сверхтекучих нейтронных вихревых нитей, обусловленных вращением звезды [1], объясняет особенности вращательной динамики пульсаров: скачки угловой скорости пульсаров, релаксацию угловой скорости пульсаров после скачков [2-5], квазисинусоидальные колебания угловой скорости [6-9]. В последнее время появляется все больше наблюдательных данных о квазисинусоидальных колебаниях угловой скорости пульсаров с большими периодами. Так, у пульсара PSR B1828-11 наблюдались осцилляции угловой скорости с периодами 256, 511 дней и с меньшей достоверностью 1009 дней [10]. Исследование вариаций периода вращения 366 пульсаров в течение 36 лет выявили долгопериодические синусоидальные колебания у пульсаров PSR B1540-06, PSR B1826-17, PSR B1828-11 и PSR B2148+63 и квазипериодические колебания у пульсаров PSR B1642-03 и PSR B1818-04 [11]. После самого большого до сих пор наблюденного скачка угловой скорости пульсара PSR B2334+61 с $\Delta\Omega/\Omega = 20.5 \cdot 10^{-6}$ наблюдались осцилляции с периодом 364 дня [12].

В "Aen"-фазе в интервале $4.6 \cdot 10^{11} < \rho < 1.6 \cdot 10^{14}$ 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 [1]. В "пре"-фазе при плотностях $1.6 \cdot 10^{14} < \rho < 7.8 \cdot 10^{14}$ г см$^{-3}$ нейтроны образуют анизотропную сверхтекучую жидкость, состоящую из $^3P_2$ куперовских пар [13], 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. Анизотропная сверхтекучая жидкость исследовалась посредством теории Гинзбурга-Ландау в [14-16]. Поправки к функционалу Гинзбурга-Ландау, обусловленные сильным взаимодействием, вычислены в [17]. Уравнения гидродинамики анизотропной сверхтекучей жидкости были получены в [18]. Было показано, что кроме спонтанного нарушения глобальной калибровочной симметрии,спонтанно нарушена также полная вращательная симметрия в спиновом и орбитальном пространствах.

Протонная жидкость становится сверхпроводящей в интервале $2.4 \cdot 10^{14} < \rho < 7.8 \cdot 10^{14}$ г см$^{-3}$.

Протоны спариваются в $^1S_0$-состоянии [19] и представляют собой сверхпроводник второго рода [20]. Наличие взаимодействия между нейтронным и протонным конденсатами приводит к увлечению сверхпроводяших протонов вращающимися сверхтекучими нейтронами [21,22]. Вследствие эффекта увлечения вокруг нейтронного вихря возникает отличный от нуля протонный ток, который приводит к наличию у нейтронного вихря потока магнитного поля Φ_1, не кратного Φ_0 [23,24], и к возникновению напряженности магнитного поля увлечения, которая генерирует новые протонные вихри с потоком Φ_0 [25]. В той области вокруг нейтронного вихря, где $H(r) > H_{c1}$, возникает неоднородный кластер протонных вихрей. Средняя индукция магнитного поля нейтронной звезды, обусловленная этими кластерами, порядка 10^{12} Гс [26,27]. Влияние этих кластеров на вращательную динамику пульсаров рассматривалось в [28]. Отметим, что эффект увлечения в растворе ^{3}He в ^{4}He изучался в работе [29]. Заметим, что при исследовании эффекта увлечения в работах [21-28] рассматривалась нейтронная сверхтекучая жидкость в $^1S_0$-состоянии.

В сверхплотном ядре звезды при плотностях $\rho > 7.8 \cdot 10^{14}$ г см$^{-3}$ возможно существование сверхпроводящего кваркового вещества в "CFL"-фазе, в которой спариваются безмассовые "*u*", "*d*" и "*s*"-кварки всех трех цветов [30]. 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 [31], абелевых "магнитных" вихревых нитей [32] и неабелевых полусверхтекучих вихревых нитей [33]. Полусверхтекучие вихревые нити обладают как свойствами сверхтекучих, так и свойствами "магнитных" вихревых нитей, и, в отличие от них, топологически устойчивы. В [34] было показано, что между двумя полусверхтекучими вихрями действует дальнодействующая 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 [35]. 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 [35,36].

В последнее время 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 лаборатории Chandra. Анализ полученных данных показал, что с 1999г., когда была обнаружена эта звезда, ее температура снизилась на четыре процента [37]. 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 [37], а вторая - что температура перехода находится в пределах от $7 \div 9 \cdot 10^8$ К [38].

Целью настоящей работы является изучение влияния $^3P_2$-сверхтекучести нейтронов на вихревую структуру нейтронной звезды и на проявление эффекта увлечения протонов нейтронами.

2. *Теория Гинзбурга-Ландау для* $^3P_2$*-спаривания.* Как уже упоминалось выше, в "пре"-фазе осуществляется куперовское спаривание нейтронов с орбитальным моментом $L = 1$ и спиновым моментом $S = 1$, причем из-за сильного спин-орбитального взаимодействия реализуется

состояние с суммарным моментом $J=2$. Параметр порядка представляет собой комплексную 3×3 матрицу $A_{\mu\nu}$, которая из-за ограничений на полный момент J должна быть симметричной и бесследовой. Матрица щели представляет собой спиновую 2×2 матрицу, которая зависит от импульса относительного движения куперовской пары, и которая выражается посредством $A_{\mu\nu}$ так [14]

$$\Delta_{\alpha\beta}(\hat{k}) = \sum_{\mu,\nu=1}^{3} \left(i\,\sigma_\mu \sigma_2\right)_{\alpha\beta} A_{\mu\nu}\,\hat{k}_\nu\,, \tag{1}$$

где σ_μ - матрицы Паули, $\bar{k} = k_F\,\hat{k}$. Как показано в [17] в "пре"-фазе реализуется сверхтекучее состояние,описываемое унитарным параметром порядка, для которого $A_{\mu\nu}$ действительна с точностью до фазового множителя. Матрицы щели, соответствующие унитарным параметрам порядка, удовлетворяют следующему соотношению:

$$\Delta(\hat{k})\Delta^+(\hat{k}) = \left|\Delta(\hat{k})\right|^2 \hat{1}\,. \tag{2}$$

Для унитарных состояний $|\Delta(\hat{k})|$ является энергетической щелью квазичастиц с импульсом $\bar{k}$. Вблизи температуры фазового перехода T_C система описывается следующим функционалом Гинзбурга-Ландау F_{GL}:

$$F_{GL} = F_{grad} + U(A), \tag{3}$$

где градиентная энергия определяется так [16]

$$F_{grad} = k_1\,\partial_\mu A_{\alpha\nu}\,\partial_\mu A^*_{\alpha\nu} + k_2\,\partial_\mu A_{\alpha\nu}\,\partial_\nu A^*_{\alpha\mu} + k_3\,\partial_\mu A_{\alpha\mu}\,\partial_\nu A^*_{\alpha\nu}\,. \tag{4}$$

В теории БКШ $k_1 = k_2 = k_3 = (1/5)N(0)\xi_0^2$, где $N(0)$ - плотность состояний на поверхности Ферми, $\xi_0 = \sqrt{7\varsigma(3)/(12\pi^2)}\,T_F T_C^{-1}\,k_F^{-1} = 40$ фм - длина когерентности. Потенциал Гинзбурга-Ландау $U(A)$ может быть представлен в виде суммы двух слагаемых:

$$U(A) = U_0(A) + U_6(A), \tag{5}$$

где $U_0(A)$ - потенциал ГЛ в отсутствие внешних полей с точностью до слагаемых четвертого порядка по $A_{\mu\nu}$ [14]:

$$U_0(A) = \frac{1}{3}\alpha(T)Tr\left(AA^*\right) + \bar{\beta}_1\left|Tr\left(A^2\right)\right|^2 + \bar{\beta}_2\left[Tr\left(AA^*\right)\right]^2 + \bar{\beta}_3\,Tr\left(A^2A^{*2}\right). \tag{6}$$

В приближении слабой связи теории БКШ коэффициенты потенциала (6) имеют следующие значения:

$$\alpha(T) = N(0)\frac{T-T_C}{T_C}, \quad \bar{\beta}_1 = 0, \quad \bar{\beta}_2 = -\bar{\beta}_3 = \frac{7}{60}\varsigma(3)\frac{N(0)}{(\pi k_B T_C)^2}\,, \tag{7}$$

так что потенциал (6) минимизируется любым унитарным параметром порядка. Вырождение унитарных параметров порядка иллюстрируется следующим видом $A_{\mu\nu}$ [16]:

$$A_{\mu\nu} = N\,\Delta(T)e^{i\chi}\left[\hat{u}_\mu \hat{u}_\nu + r\hat{v}_\mu \hat{v}_\nu - (1+r)\hat{w}_\mu \hat{w}_\nu\right], \tag{8}$$

где $\hat{u}$, $\hat{v}$ и $\hat{w}$ - три ортогональных единичных вектора, N, χ и r - действительны, $-1 \le r \le -1/2$.

Для снятия вырождения в свободную энергию ГЛ с унитарными параметрами порядка добавляется следующее слагаемое шестого порядка $U_6(A)$ [15]:

$$U_6 = \bar{\gamma}_1\left[Tr\left(A^2\right)\right]^3 + \bar{\gamma}_2\, Tr\left(A^6\right). \tag{9}$$

В приближении слабой связи теории БКШ коэффициенты потенциала (9) определяются так:

$$\bar{\gamma}_2 = 2\bar{\gamma}_1 = -\frac{31}{16}\frac{\varsigma(5)}{105}\frac{N(0)}{(\pi k_B T_C)^2}. \tag{10}$$

Для унитарных параметров порядка потенциал ГЛ $U(A)$ записывается в виде [14]:

$$U(A) = \frac{1}{3}\alpha(T)Tr\left(A^2\right) + \bar{\beta}\left[Tr\left(A^2\right)\right]^2 + \bar{\gamma}_1\left[Tr\left(A^2\right)\right]^3 + \bar{\gamma}_2\, Tr\left(A^6\right), \tag{11}$$

где $\bar{\beta} = \bar{\beta}_1 + \bar{\beta}_2 + \bar{\beta}_3/2$. При температурах $T \le T_C$, потенциал $U_6(A)$ меньше $U_0(A)$ на множитель $1\text{-}T/T_C$. Поэтому $U_6(A)$ рассматривается как возмущение $U_0(A)$ и находится минимум $U_0(A)$. Для этого $A_{\mu\nu}$ записывается как $A_{\mu\nu} = aA^0_{\mu\nu}$ с $Tr\left[\left(A^0\right)^2\right] = 1$. Из условия минимума $U_0(A)$ получается следующее значение a [15]:

$$a^2 = a_0^2 = -\alpha(T)/\left(6\bar{\beta}\right). \tag{12}$$

В выражении (8) унитарного параметра порядка $N = \left\{3/\left[1 + r^2 + (1+r)^2\right]\right\}^{1/2}$, $\Delta(T)$ - усредненная по углам энергетическая щель:

$$\Delta^2(T) = \frac{1}{2}\int\frac{d\,\Omega}{4\pi}Tr\left[\hat{\Delta}(\hat{k})\hat{\Delta}^*(\hat{k})\right], \tag{13}$$

где зависимость от угла квадрата равновесной энергетической щели для значения $r = -1/2$ имеет следующий вид [15]:

$$\left|\Delta(\hat{k})\right|^2 = (1/6)a_0^2\left(1 + 3\cos^2\vartheta\right). \tag{14}$$

Равновесная энергетическая щель (14) не обращается в нуль на ферми-сфере ни при каких значениях угла ϑ. Вследствие этого теплоемкость анизотропной триплетной нейтронной сверхтекучей жидкости обладает экспоненциально уменьшающимся множителем $e^{-T_C/T}$. Отметим, что эта зависимость используется при расчетах остывания нейтронных звезд. Такую же зависимость имеет теплоемкость изотропной сверхтекучей жидкости. Для усредненной по углам щели $\Delta(T)$ получается $\Delta(T) = a_0/\sqrt{3}$.

Сверхтекучую скорость $\vec{v}_s$ для унитарных параметров порядка можно определить обычным образом $\vec{v}_s = (\hbar/(2m_1))\nabla\chi$, где m_1 - инертная масса нейтрона. Таким образом течение ${}^3P_2$-нейтронной сверхтекучей жидкости потенциально.

Потенциал ГЛ $U(A)$ (11) минимизируется аксиально-симметричным унитарным параметром порядка с $r = -1/2$ [15]:

$$A_{\mu\nu}(\vec{R}) = \sqrt{3/2}\, a_0 e^{i\chi(\vec{R})}\left[\hat{u}_\mu(\vec{R})\hat{u}_\nu(\vec{R}) - (1/3)\delta_{\mu\nu}\right], \tag{15}$$

который описывает куперовские ${}^3P_2$-пары в состоянии с проекцией полного момента $M_l = 0$, причем $\hat{u}$ является осью квантования. Поправки к коэффициентам потенциала $U_0(A)$, обусловленные сильным взаимодействием, вычислены в [17]. Показано, что равновесное состояние ${}^3P_2$-нейтронной сверхтекучей жидкости описывается унитарным параметром порядка (15).

Градиентная энергия (4) представляет собой сумму кинетической энергии, обусловленной пространственным изменением фазы $\chi(\vec{R})$, и деформационной энергии, вызванной пространственным изменением "директора" $\hat{u}(\vec{R})$. Деформационная энергия равна нулю для однородного "директора" $\hat{u}$, градиентная энергия сводится к кинетической энергии следующего вида [16]:

$$E_{kin} = \frac{1}{2}(\rho_s)_{\alpha\beta}(v_s)_\alpha(v_s)_\beta, \tag{16}$$

где тензор плотности определяется так:

$$(\rho_s)_{\alpha\beta} = \rho_1\delta_{\alpha\beta} + \rho_2\hat{u}_\alpha\hat{u}_\beta, \tag{17}$$

$$\rho_1 = 2\left(\frac{2m_1}{\hbar}\right)^2 a_0^2\left(k_1 + \frac{1}{6}k_2 + \frac{1}{6}k_3\right), \quad \rho_2 = \left(\frac{2m_1}{\hbar}\right)^2 a_0^2(k_2 + k_3). \tag{18}$$

В теории БКШ $\rho_1 > 0, \rho_2 > 0$, так что кинетическая энергия минимальна при $\hat{u}$ параллельном $\hat{z}$ и $\vec{v}_s$ перпендикулярном $\hat{z}$, и, следовательно, минимальна градиентная энергия. Поправки к коэффициентам k_i, обусловленные сильным взаимодействием, малы [40].

Линейными дефектами, описываемые параметром порядка (15), являются сингулярные вихревые нити и нематический жидкокристаллический дефект, в котором $\hat{u}$ поворачивается на угол π при одном полном обходе вокруг сингулярной вихревой нити. Эти дефекты описываются двумя квантовыми числами: числом n, принимающим целочисленные значения и вторым числом, равным нулю или единице и определяющим поворот $\hat{u}$. Вихревая нить с наименьшей возможной энергией описывается на больших расстояниях от центра следующим параметром порядка [15]:

$$A_{\mu\nu} = \sqrt{\frac{3}{2}}\, a_0\, e^{i\Phi}\left(\hat{z}_\mu \hat{z}_\nu - \frac{1}{3}\delta_{\mu\nu}\right), \tag{19}$$

где Φ - полярный угол цилиндрических координат. Здесь вихрь обладает однородной текстурой с "директором" $\hat{u}$ параллельным оси z. Из условия квантования циркуляции сверхтекучей скорости определяется скорость этого аксиально-симметричного вихря:

$$\bar{v}_s = \left(\kappa_1/(2\pi R)\right)\hat{\Phi}, \tag{20}$$

где R - расстояние от центра вихря, $\kappa_1 = \pi\hbar/m_1$ - квант циркуляции и $\hat{\Phi}$ - азимутальный орт. Отметим, что квант циркуляции $^3P_2$-вихря (19) равен кванту циркуляции $^1S_0$-вихря "Aen"-фазы и кванту циркуляции кваркового полусверхтекучего вихря "CFL"-фазы. Линейное натяжение вихря радиусом b равно

$$E_{kv} = \frac{1}{2}\rho_1 \int_{\xi_1}^{b} v_s^2\, 2\pi R dR = \rho_1 \frac{\kappa_1^2}{4\pi} \ln\frac{b}{\xi_1}. \tag{21}$$

Для определения критической угловой скорости возникновения $^3P_2$-вихря ω_{C1} используется условие:

$$E_{kv} - \int_{\xi_1}^{b} \bar{\omega}_{C1}\left[\bar{R}\bar{j}_s\right] 2\pi R dR = 0, \tag{22}$$

где $(j_s)_\alpha = (\rho_s)_{\alpha\beta}(v_s)_\beta$. Следовательно получаем следующее выражение ω_{C1}

$$\omega_{C1} = \frac{\hbar}{2 m_1 b^2} \ln\frac{b}{\xi_1}. \tag{23}$$

Плотность свободной энергии $^3P_2$-нейтронной сверхтекучей жидкости во вращающейся системе отсчета определяется так

$$F = \frac{1}{2}(\rho_s)_{\alpha\beta}(v_s)_\alpha(v_s)_\beta + \frac{1}{2}(\rho_n)_{\alpha\beta}(v_n)_\alpha(v_n)_\beta - \bar{\omega}\left[\bar{R}\bar{j}\right], \tag{24}$$

где плотность полного потока массы $j_\alpha = (\rho_s)_{\alpha\beta}(v_s)_\beta + (\rho_n)_{\alpha\beta}(v_n)_\beta$.

Плотность свободной энергии (24) может быть записана в виде

$$F = \frac{1}{2}\rho_1(\bar{v}_s - \bar{v}_n)^2 + \frac{1}{2}\rho_2\left(\hat{u}(\bar{v}_s - \bar{v}_n)\right)^2 - \frac{1}{2}\rho\bar{v}_n^2, \tag{25}$$

где $\bar{v}_n = \left[\bar{\omega}\,\bar{R}\right]$, $\rho\delta_{\alpha\beta} = (\rho_s)_{\alpha\beta} + (\rho_n)_{\alpha\beta}$ - полная плотность массы. Плотность свободной энергии минимизируется при $\hat{u}$ параллельном $\hat{z}$ и $\bar{v}_s$ и $\bar{v}_n$ перпендикулярном $\hat{z}$. Используя (7) и (12), получаем выражения сверхтекучей плотностей ρ_1 и ρ_2 в теории БКШ:

$$\rho_1 = \frac{m_1^2}{m_1^*} N_s, \quad \rho_2 = \frac{3}{4}\frac{m_1^2}{m_1^*} N_s, \tag{26}$$

где m_1^* - эффективная масса нейтрона. Здесь N_s - плотность числа сверхтекучих нейтронов равная

$$N_s = \frac{4}{3}\varsigma(3)N\left(1-\frac{T}{T_C}\right), \tag{27}$$

где N - полная плотность числа нейтронов, $\varsigma(3)$ - дзета функция Римана.

3. *Заключение*. В результате сильного взаимодействия нейтроны и протоны превращаются в квазичастицы с эффективными массами m_1^* и m_2^*. Движение нейтронной квазичастицы переносит кроме массы нейтронов еще и массу протонов. Куперовские пары нейтронов и протонов представляют собой связанные состояния фермиевских квазичастиц, свойства которых практически не изменяются при возникновении сверхтекучести. Следовательно, как и в случае $^1S_0$-сверхтекучести нейтронов [22,23], сверхтекучее движение конденсата $^3P_2$ нейтронных куперовских пар должно сопровождаться переносом массы протонов. Отметим, что этим движением увлекается только часть сверхтекучих протонов. Поскольку протоны заряжены, сверхтекучее движение нейтронов приводит к появлению электрического тока увлечения и к возникновению напряженности магнитного поля увлечения $H(R)$ вокруг каждого нейтронного вихря. Это поле генерирует в области $H(R) > H_{c1}$ вокруг каждого нейтронного вихря кластер протонных вихрей неувлеченных протонов. Здесь $H_{c1} = \left(\Phi_0/4\pi\lambda^2\right)\ln(\lambda/\xi_2)$ - напряженность нижнего критического поля возникновения протонных вихрей, $\Phi_0 = 2\cdot10^{-7}$ Гс см^2 - квант магнитного потока этих вихрей, λ - глубина проникновения магнитного поля, ξ_2 - длина когерентности протонов. Для радиуса кластера d_2, как и в случае $^1S_0$-сверхтекучести нейтронов [25,26], получаем

$$d_2 = b\left(\frac{\xi_2}{\lambda}\right)^{1/2k}. \tag{28}$$

Радиус протонного кластера зависит от коэффициента увлечения $k = m_2\rho_{12}/m_1\rho_{22}$. Здесь

$$\rho_{12} = \frac{m_2^* - m_2}{m_2^*}\rho_2^s, \quad \rho_{22} = \frac{m_2}{m_2^*}\rho_2^s, \tag{29}$$

где m_2 - инертная масса протона, ρ_2^s - плотность массы сверхтекучих протонов. Далее определяется свободная энергия двухкомпонентной сверхтекучей жидкости с учетом эффекта увлечения во вращающейся системе отсчета. Из ее минимизации находится среднее значение сверхтекучей скорости нейтронов $\bar{\bar{v}}_{s1}$. Из минимизации же потенциала Гиббса протонного кластера находим равновесную плотность распределения протонных вихрей $N_2(R)$ для отдельного нейтронного вихря:

$$N_2(R) = \frac{H(R) - H_{c1}}{\Phi_0}. \tag{30}$$

Зная $N_2(R)$, можно найти среднюю индукцию $\bar{\bar{B}}$, усредненную по всей "npe"-фазе нейтронной звезды:

$$\bar{\bar{B}} = \frac{\hat{i}_2}{\pi b^2} \int \Phi_0 \, N_2(R) 2\pi \, R dR = \hat{i}_2 \frac{k \Phi_0}{4\pi\lambda^2} \left(\frac{\xi_2}{\lambda} \right)^{1/k} . \tag{31}$$

Заметим, что полученные выражения (30) и (31) совпадают с таковыми для случая изотропной $^1S_0$-сверхтекучести нейтронов [26,27]. Используя значения $\xi_2 = 10^{-12}$ см, $\lambda = 10^{-11}$ и $k=1$, получаем $\left|\bar{\bar{B}}\right| = 10^{12}$ Гс. Следовательно, средняя магнитная индукция, создаваемая протонными кластерами в звезде порядка 10^{12} Гс.

Таким образом, вследствие существования триплетной сверхтекучести в "npe"- фазе нейтронной звезды возникает вихревая решетка, состоящая из аксиально-симметричных нейтронных вихревых нитей, описываемых унитарным параметром порядка (19). $^3P_2$-нейтронные сверхтекучие вихревые нити этой решетки соединяются на границе "npe" и кварковой "CFL"- фаз с кварковыми полусверхтекучими вихревыми нитями из-за равенства их квантов циркуляции. При этом обеспечивается непрерывность химического потенциала на границе "npe" и кварковой фаз. Заметим, что $^3P_2$-нейтронные сверхтекучие вихревые нити соединяются на границе "npe"и "Aen"-фаз с $^1S_0$-нейтронными сверхтекучими вихревыми нитями также ввиду равенства их квантов циркуляции. Таким образом в нейтронной звезде создается единая вихревая решетка, коллективные упругие колебания (колебания Ткаченко) которой ответственны за наблюдаемые колебания угловой скорости пульсаров с большими периодами.

Данная работа выполнена при поддержке гранта Государственного Комитета по науке 11-1с107, а также при поддержке гранта фонда "Volkswagen Stiftung" Az: 85 182.

Авторы благодарят Д.М.Седракяна за полезные обсуждения.

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

ON THE VORTEX STRUCTURE OF A NEUTRON STAR WITH NEUTRON TRIPLET SUPERFLUIDITY

K.M.SHAHABASYAN, M.K.SHAHABASYAN

The vortex structure of the "npe"-phase of a neutron star with superfluid condensate of $^3P_2$ neutron Cooper pairs is considered. It is shown, that superfluid neutron vortex lines, described by unitary order parameter, emerge in the "npe"-phase due to rotation. The entrainment effect of superconducting protons by rotating superfluid neutrons is considered. The entrainment effect leads to the appearance of proton vortex clusters around each neutron vortex and to generation of the magnetic field of the order of 10^{12} G. $^3P_2$ neutron vortex lines connect at the border of the "npe" and "CFL" quark phases with semi-superfluid vortex lines. At the border of the "Aen" and "npe" phases they connect with $^1S_0$ neutron vortex lines. Therefore a single vortex structure is formed. The existence of this structure interpret observed oscillations of angular velocity of pulsars by collective elastic oscillations of it.

Key words: *stars:neutron:triplet superfluidity:entrainment effect*

ЛИТЕРАТУРА

1. *В.Л.Гинзбург*, *Д.А.Киржниц*, Ж. Экспер. и Теор. Физ., **47**, 2006, 1964.
2. *G.Baym*, *C.Pethick*, *D.Pines*, *M.Ruderman*, Nature, **224**, 872, 1969.
3. *P.W.Anderson*, N.Itoh, Nature, **256**, 25, 1975.
4. *M.A.Alpar*, *P.W.Anderson*, *D.Pines*, *J.Shaham*, Astrophys. J., **276**, 325, 1984.
5. *P.B.Jones*, Mon. Notic. Roy. Aston. Soc., **246**, 315, 1990.
6. *M.Ruderman*, Nature, **225**, 619, 1970.
7. *Д.М.Седракян*, *К.М.Шахабасян*, *М.В.Айрапетян*, Астрофизика, **38**, 257, 1995.
8. *J.Norohna*, *A.Sedrakian*, Phys. Rev., **D77**, 023008, 2008.
9. *М.К.Шахабасян*, Астрофизика, **52**, 165, 2008.
10. *I.H.Stairs*, *A.G.Lyne*, *S.L.Shemar*, Nature, **406**, 484, 2000.
11. *G.Hobbs*, *A.G.Lyne*, *M.Kramer*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **402**, 1027, 2010.
12. *J.P.Yuan*, *R.N.Manchester*, *N.Wang et. al.*, Astrophys. J., **719**, L111, 2010.
13. *M.Hoffberg*, *A.E.Glassgold*, *R.W.Richardson*, *M.Ruderman*, Phys. Rev. Lett., **24**, 775, 1970.
14. *J.A.Sauls*, *J.W.Serene*, Phys. Rev., **D17**, 1524, 1978.
15. *P.Muzikar*, *J.A.Sauls*, *J.W.Serene*, Phys. Rev., **D21**, 1494, 1980.
16. *J.A.Sauls*, *D.L.Stein*, *J.W.Serene*, Phys. Rev., **D25**, 967, 1982.
17. *V.Z.Vulovic*, *J.A.Sauls*, Phys. Rev., **D29**, 2705, 1984.
18. *H.Brand*, *H.Pleiner*, Phys. Rev., **D24**, 3048, 1981.
19. *R.A.Wolf*, Astrophys. J., **145**, 166, 1966.
20. *G.Baym*, *C.Pethick*, *D.Pines*, *M.Ruderman*, Nature, **224**, 673, 1969.
21. *Д.М.Седракян*, *К.М.Шахабасян*, Астрофизика, **16**, 727, 1980.
22. *Г.А.Варданян*, *Д.М.Седракян*, Ж. Экспер. и теор. физ., **54**, 919, 198.
23. *Д.М.Седракян*, *К.М.Шахабасян*, Докл. АН Арм. ССР, **70**, 28, 1980.
24. *M.A.Alpar*, *S.A.Langer*, *J.Sauls*, Astrophys. J., **282**, 533, 1984.
25. *Д.М.Седракян*, Астрофизика, **18**, 417, 1982.

26. *Д.М.Седракян*, *К.М.Шахабасян*, *А.Г.Мовсесян*, Астрофизика, **19**, 303, 1983.
27. *Д.М.Седракян*, *К.М.Шахабасян*, Успехи Физ. Наук, **161**, 3, 1991.
28. *A.D.Sedrakian*, *D.M.Sedrakian*, Astrophys. J., **447**, 305, 1995.
29. *А.Ф.Андреев*, *Е.Р.Башкин*, Ж. Экспер. и Теор. Физ., **69**, 317, 1975.
30. *M.Alford*, *K.Rajagopal*, *F.Wilczek*, Nucl. Phys., **B537**, 443, 1999.
31. *K.Iida*, *G.Baym*, Phys. Rev., **D66**, 014015, 2002.
32. *K.Iida*, Phys. Rev., **D71**, 054011, 2005.
33. *A.P.Balachandran*, *S.Digal*, *T.Matsuura*, Phys. Rev., **D73**, 074009, 2006.
34. *E.Nakano*, *M.Nitta*, *T.Matsuura*, Phys. Rev., **D78**, 045002, 2008.
35. *Д.М.Седракян*, *К.М.Шахабасян*, *Д.Блашке*, *М.К.Шахабасян*, Астрофизика, **51**, 633, 2008.
36. *M.Eto*, *E.Nakano*, *M.Nitta*, Phys. Rev., **D80**, 125011, 2009.
37. *C.O.Heinke*, *W.C.G.Ho*, Astrophys. J., **719**, L167, 2010.
38. *D.Page*, *M.Prakash*, *J.M.Lattimer*, *A.W.Steiner*, Phys. Rev. Lett., **106**, 081101, 2011.
39. *P.S.Shternin*, *D.G.Yakovlev*, *C.O.Heinke*, *W.C.G.Ho*, *D.J.Pathaude*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **412**, L108, 2011.
40. *J.W.Serene*, *D.Rainer*, Phys. Rev., **B17**, 2901, 1978.