

Влияние сверхтекучести на структуру внутренней коры нейтронной звезды

М. Балдо⁺, У. Ломбардо^{+*}, Э. Е. Саперштейн, С. В. Толоконников¹⁾

Российский научный центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

⁺Национальный институт ядерной физики, Отделение г. Катания, I-95129 Катания, Италия

* Университет г. Катания, I-95129 Катания Италия

Поступила в редакцию 4 августа 2004 г.

После переработки 13 сентября 2004 г.

Производится самосогласованный, полностью квантовый расчет структуры внутренней коры нейтронной звезды в рамках приближения Вигнера–Зейтца с использованием реалистического феноменологического ядерного энергетического функционала, в котором явно учтены парные корреляции нейтронов и протонов. Показано, что сверхтекучесть нейтронов и протонов существенно влияет на структуру основного состояния коры.

PACS: 21.60.–n, 21.65.+f, 26.60.+c

Со времени предсказания Мигдалом сверхтекучести вещества нейтронных звезд [1] к этому явлению периодически возникает интерес. Последние два десятилетия этот интерес заметно возрос в связи с накоплением наблюдательных данных о сбоях в периодах вращения нейтронных звезд — явлениях, которое связывают с возникновением и исчезновением сверхтекучих вихрей во внутренней коре нейтронной звезды (ВКНЗ) (см. обзор [2] и ссылки там). Так называют часть оболочки нейтронной звезды с субъядерными плотностями ($0.001\rho_0 \leq \rho \leq 0.5\rho_0$, $\rho_0 \simeq 0.17 \text{ Фм}^{-3}$ — нормальная ядерная плотность). Согласно современным представлениям, она состоит из сферически симметричных ядерно-подобных кластеров, образующих кристаллическую решетку, помещенную в море нейтронов и практически однородное море ультрарелятивистских электронов, делающих систему электронейтральной. При некоторой критической плотности $\rho_c \simeq 0.5\rho_0$ неоднородная конфигурация становится энергетически невыгодной и возникает однородная нейтронная жидкость с небольшой примесью протонов и электронов. В узкой области вблизи ρ_c кластеры могут терять сферическую форму, а более выгодными становятся стержнеобразные (“спагетти”), слоистые (“лазанья”) или другие экзотические конфигурации. Помимо сбоев в периодах вращения, согласно современным представлениям, нейтронная сверхтекучесть ВКНЗ важна и для остывания нейтронной звезды в процессе ее эволюции [2].

Как правило, рассматривают сверхтекучесть только главной, нейтронной компоненты и описывают ее в рамках локально-плотностного приближения, а именно, в каждой точке \mathbf{r} с нейтронной плотностью $\rho_n(\mathbf{r})$ сверхтекучая щель $\Delta_n(\mathbf{r})$ отождествляется со щелью бесконечной нейтронной материи при той же плотности. Последняя рассчитывается обычно либо в рамках метода Бракнера, либо вариационным методом, исходя из реалистического NN -потенциала, причем результаты различных расчетов хорошо согласуются друг с другом. Сравнительно недавно были выполнены полностью квантовые расчеты щели $\Delta_n(\mathbf{r})$ для ВКНЗ [3, 4]. При этом размер R_c ячейки Вигнера–Зейтца (ВЗ), число протонов в кластере Z_c и вид среднего поля брались, исходя из известной работы Негеле и Вотрена [5]. Выполненная 30 лет тому назад, эта работа до сих пор остается единственным полностью квантовым самосогласованным описанием ВКНЗ в рамках метода ВЗ для широкого диапазона плотностей, но, подчеркнем, без учета сверхтекучести. В [5] при фиксированном значении средней плотности $\bar{\rho}$ определялись равновесные значения R_c и Z_c , отвечающие минимуму энергии при условии β -стабильности:

$$\mu_n = \mu_p + \mu_e, \quad (1)$$

где μ_n , μ_p , μ_e — химические потенциалы нейтронов, протонов и электронов, соответственно, включающие их массы покоя.

Важным качественным результатом [5] было обнаружение заметного оболочечного эффекта, меняю-

¹⁾e-mail: saper@mbslab.kiae.ru

щего соотношение между $\bar{\rho}$ и Z_c , которое предсказывалось существовавшими в то время квазиклассическими расчетами (например, [6]). Согласно [5], в широком диапазоне плотностей конкурируют между собой близкие по энергии два локальных минимума энергии, один из которых отвечает магическому числу протонов $Z_c = 40$ (гигантское квазиядро Zr), а другой – магическому числу $Z_c = 50$ (гигантское квазиядро Sn). В расчетах [5] по мере роста плотности ρ вначале более низким оказывается первый минимум, потом второй, и, наконец, уже вблизи ρ_c , опять первый.

В последние годы появилось несколько квантовых расчетов структуры ВКНЗ в рамках метода Хартри–Фока с эффективными силами Скирма (а именно, с их версиями SLy4 и SLy7, разработанными Лионской группой специально для описания нейтронных звезд) [7–12]. Во всех этих работах изучались фазовые переходы вблизи ρ_c между упомянутыми выше структурами, отметим, опять без учета спаривания.

Целью настоящей работы является исследование влияния сверхтекучести на структуру ВКНЗ вдали от ρ_c , где топологическая структура системы не вызывает сомнений, а результатом самосогласованного расчета при данной плотности является нахождение равновесных значений R_c и Z_c . По существу, мы дополняем метод [5] учетом сверхтекучести нуклонов. Отметим, что именно эта область ВКНЗ представляет наибольший интерес с точки зрения изучения эффектов сверхтекучести, так как величина Δ в нейтронной материи максимальна при плотностях $\rho \leq 0.5\rho_c$.

Мы используем метод энергетического функционала (ЭФ) со спариванием в координатном представлении, предложенный в [13] и детально разработанный Фаянсом с соавторами (см., например, [14]). Главная, центральная часть ЭФ имеет вид

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{int} = \frac{C_0}{4} \left[a_+ \rho_+^2 \frac{1 - h_1^+ \rho_+ / (2\rho_0)}{1 + h_2^+ \rho_+ / (2\rho_0)} + \right. \\ \left. + a_- \rho_-^2 \frac{1 - h_1^- \rho_- / (2\rho_0)}{1 + h_2^- \rho_- / (2\rho_0)} \right] + \mathcal{E}_{abn}, \end{aligned} \quad (2)$$

где нормировочный фактор $C_0 = (dn/d\varepsilon_F)^{-1}$ – обратная плотность состояний на поверхности Ферми, $\rho_{+,-} = \rho_n \pm \rho_p$, а $a_{+,-}$, $h_{1,2}^{+,-}$ – безразмерные параметры. Ответственная за сверхтекучесть “аномальная” часть ЭФ имеет вид:

$$\mathcal{E}_{abn} = \sum_{\tau=n,p} \mathcal{F}^{\xi,\tau}(\rho) |\nu_\tau(\mathbf{r})|^2, \quad (3)$$

где $\nu_\tau(\mathbf{r})$ – аномальная плотность, а $\mathcal{F}^{\xi,\tau}(\rho)$ – эффективное спаривательное взаимодействие, зависящее от

плотности. В атомных ядрах обычно считают, что $\mathcal{F}^{\xi,\tau}$ не зависит от τ , так что далее мы этот индекс опускаем. В [14] было показано, что тонкие детали изотопического поведения некоторых ядерных характеристик (например, четно-нечетный эффект в среднеквадратичных радиусах) чувствительны к деталям плотностной зависимости \mathcal{F}^ξ , свидетельствуя в пользу спаривательного взаимодействия с выраженным поверхностным усилением. В то же время большинство средних ядерных характеристик хорошо описывается и простейшим однопараметрическим не зависящим от плотности взаимодействием

$$\mathcal{F}^\xi = C_0 f^\xi, \quad (4)$$

отвечающим объемному спариванию. При этом, однако, приходится вводить слабую зависимость параметра f^ξ от массового числа ядра, меняя его примерно на 20% при движении от Ca до Pb. Полный ЭФ [14] содержит, помимо (2), кулоновский и градиентные члены, а также спин-орбитальный и другие зависящие от спинов компоненты.

Варьирование (2) по плотностям ρ_τ дает уравнения для средних потенциалов $U_\tau(\mathbf{r})$, варьирование же по аномальным плотностям ν_τ – уравнения для спаривательных щелей $\Delta_\tau(\mathbf{r})$ через плотности ρ, ν . U и Δ входят в систему уравнений для боголюбовских функций $u_i(\mathbf{r})$ и $v_i(\mathbf{r})$, которые, в свою очередь, определяют плотности ρ и ν известными выражениями [15]. Таким образом, возникает система уравнений, эквивалентная уравнениям метода Хартри–Фока–Боголюбова. Отметим, что в [14] использовался результативно близкий метод уравнений Горькова.

В данной работе мы временно отказались от прямого решения проблемы спаривания в координатном представлении, а вместо этого использовали более простой метод разложения по собственным функциям

$$\phi_\lambda(\mathbf{r}) = \frac{y_{nlj}(r)}{r} \Phi_{jlm}(\mathbf{n})$$

проблемы без спаривания (изотопический индекс τ далее опускается), Φ_{jlm} – спин-угловые функции. Функции $y_{nlj}(r)$ удовлетворяют радиальному уравнению Шредингера с потенциалом $U(r)$ и обычными для метода ВЗ граничными условиями на границе ячейки:

$$y_{nlj}(r = R_c) = 0 \quad (5)$$

для четных l и

$$\left(\frac{d(y_{nlj}/r)}{dr} \right)_{r=R_c} = 0, \quad (6)$$

для нечетных. Уравнение для щели решается в модельном пространстве, ограниченном одночастичными энергиями $\varepsilon_\lambda < E_0$ (вообще говоря, разными для нейтронов и протонов).

Сильно упрощает расчеты диагональное приближение для щели: $\Delta_{\lambda\lambda'} = \Delta_\lambda \delta_{\lambda\lambda'}$. Анализ [14] для обычных ядер показал, что в случае объемного спаривания ошибки диагонального приближения незначительны, за исключением упомянутых выше тонких нечетно-четных эффектов. С целью сокращения расчетного времени в данной работе мы ограничиваемся этим приближением. При этом эффективная константа f^ξ зависит (хотя и не сильно, логарифмически) от разности $(E_0 - \mu)$. Поскольку в стабильных ядрах $\mu_n \simeq \mu_p$, в [14] для протонов и для нейтронов использовалось одно и то же значение E_0 , отвечающее $E_0 - \mu \simeq 40$ МэВ. Для ВКНЗ, в силу громадной величины нейтронного избытка, μ_n и μ_p различаются на десятки МэВ. Поэтому необходимо E_0^n и E_0^p брать разными, чтобы можно было, хотя бы приближенно, использовать для обеих подсистем одно и то же значение f^ξ из [14].

Среди известных феноменологических подходов этот метод с наибольшей точностью воспроизводит массы и особенно радиусы стабильных сферических ядер, включая и ядра с большим нейтронным избытком. Поэтому он должен хорошо описывать ядерноподобный кластер. Что касается нейтронного окружения, то и здесь можно надеяться на разумные предсказания, поскольку функционал (2), примененный к нейтронной материи, приводит к уравнению состояния (УС), качественно близкому к “реалистическому” УС, полученному в рамках вариационного метода или метода Бракнера с использованием реалистических NN -сил.

На рис.1 УС нейтронной материи, построенное для ЭФ (2) (сплошная линия), сравнивается с реалистическим УС (пунктир), полученным в рамках метода Бракнера с использованием аргоннского NN -потенциала $v18$ [16]. Для полноты приведено также УС для скирмовских сил $SLy7$, которые специально подгонялись для описания нейтронной материи (штриховая линия). Как видно, различие между тремя кривыми незначительно.

В данной статье мы ограничиваемся результатами расчетов для одного значения средней плотности, отвечающей импульсу нейтронов однородной нейтронной материи, равной $k_F = 0.7$ Фм $^{-1}$. При заданном значении радиуса R_c находится полное число нуклонов в ячейке $A = \frac{4}{9\pi}(k_F R_c)^3$, которое потом распределяется между Z протонами и N нейтронами ($A = Z + N$) так, чтобы выполнялось условие β -

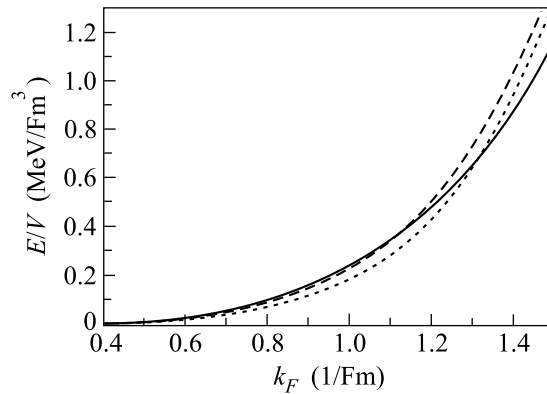


Рис.1. Плотность энергии нейтронной материи

стабильности (1). Самосогласованное решение уравнений метода ЭФ автоматически дает, при данном R_c , распределение плотностей и другие характеристики системы, отвечающие минимуму полной энергии связи, которая, помимо интеграла от (2), включает вклад от Z электронов, вычисляемый стандартными методами [5]. Результаты расчетов энергии связи на нуклон E_B/A и соответствующих значений Z_c приведены на рис.2 для широкого интервала $R_c = 20 \div 35$ Фм. Сравниваются между собой ре-

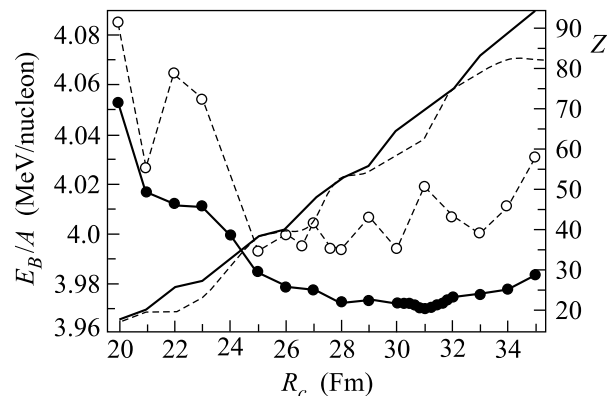


Рис.2. Энергия связи на нуклон и количество протонов Z_c в ячейке ВЗ

зультаты расчетов без спаривания ($f^\xi = 0$, пунктир) и со спариванием – сплошные линии. Спаривательные параметры выбирались следующие: $f^\xi = -0.45$ (среднее значение [14] между Ca и Pb), $E_0^n = 40$ МэВ, $E_0^p = 0$. Рассмотрим сначала случай без спаривания. Абсолютный минимум достигается при $R_c = 25$ Фм и $Z_c = 40$, но он лишь на 1 кэВ ниже другого локального минимума при $R_c = 28$ Фм и $Z_c = 50$, а также третьего при $R_c = 30$ Фм и уже немагического значения $Z_c = 58$. Наконец, отметим, что имеется и ярко выраженный локальный минимум при $R_c = 21$ Фм и

$Z_c = 20$, также магическом, но он расположен значительно выше по энергии. Таким образом, данный расчет без учета спаривания качественно подтверждает результаты [5], хотя детали зависят от явного вида ЭФ. Но учет спаривания радикально меняет картину: хотя и остается очень слабый локальный минимум при $R_c = 28$ Фм и $Z_c = 50$, но абсолютный минимум сдвигается в область больших $R_c \simeq 31$ Фм и $Z_c \simeq 70$.

То, что эффекты спаривания ослабляют оболочечный эффект, не удивительно – для атомных ядер этот факт хорошо известен. Но понять степень ослабления для ВКНЗ можно только посредством прямого расчета. На рис.2 виден еще один эффект: почти повсюду Z_c при учете спаривания увеличивается. Это имеет простое объяснение. Действительно, так как электроны внутри ВКНЗ ультрарелятивистские, то справедливо $\mu_e \simeq (9\pi Z_c/4)^{1/3}/R_c$. Подставляя это соотношение в условие (1) β -стабильности, находим:

$$Z_c \simeq \frac{4}{9\pi} (\mu_n - \mu_p)^3 R_c^3. \quad (7)$$

При учете спаривания и μ_n и μ_p , как правило, уменьшаются. Дело в том, что без учета спаривания химический потенциал определяется одночастичной энергией последнего незаполненного уровня, а с учетом – чаще всего оказывается между ним и последним заполненным. Кроме того, и сами эти уровни обычно углубляются при включении спаривания, поскольку оно увеличивает общую энергию связи системы. Но этот эффект для протонов выражен сильнее, чем для нейтронов, так как в протонной подсистеме расстояние между одночастичными уровнями гораздо больше. Действительно, для протонов оно определяется радиусом кластера R_{cl} , а для нейтронов – радиусом ячейки ВЗ R_c , который заметно больше, а расстояние между уровнями пропорционально $1/R^2$. В то же время именно это расстояние и есть мера обсуждаемого эффекта. В итоге разность химических потенциалов в правой части (7) при учете спаривания, как правило, увеличивается, приводя к увеличению равновесного значения заряда кластера Z_c .

Для иллюстративных целей на рис.3 построены распределения плотности $\rho_n(r)$ и $\rho_p(r)$, спаривательные щели $\Delta_n(r)$ и $\Delta_p(r)$ и средние потенциалы $U_n(r)$, $U_p(r)$, отвечающие равновесной конфигурации $R_c \simeq 31$ Фм. Как видно, имеется хорошо выраженный кластер, по своим свойствам напоминающий обычные ядра (но с гораздо более глубоким протонным потенциалом), который довольно резко переходит в почти однородную нейтронную материю. Конечно,

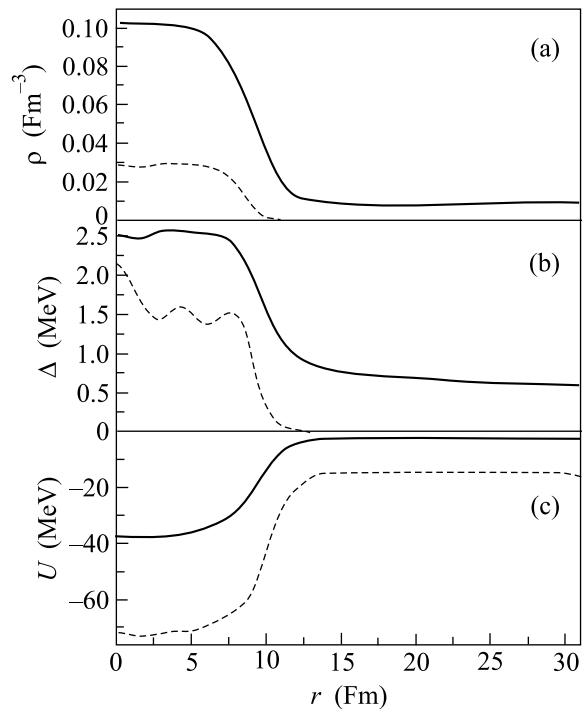


Рис.3. Распределения плотности (а), спаривательные щели (б) и потенциалы (с) нейтронов (сплошные линии) и протонов (пунктир) в ячейке ВЗ при $R_c = 31$ Фм с учетом спаривания

описание этой области с помощью ЭФ (2) вызывает вопросы, поэтому нельзя относиться к предсказаниям данного расчета буквально.

Отметим, что нейтронная щель мало зависит от R_c . Что касается протонной щели, то здесь ситуация более сложная: хотя, как правило, кривая $\Delta_p(r)$ близка к изображенной на рис.3, значение Δ_p внутри кластера заметно уменьшается в случае магических Z (а для $Z = 20$ вообще зануляется). Следует подчеркнуть, что характерная величина щели Δ_n или Δ_p очень мала по сравнению с глубиной нейтронного или протонного потенциалов внутри кластера, поэтому учет спаривания существен только для сравнительно узкой группы состояний с энергиями $|\epsilon_\lambda^{n,p} - \mu_{n,p}| \lesssim \Delta_{n,p}$. Их вклад в полную энергию связи или полную плотность невелик. Поэтому, например, профили плотности нейтронов и протонов, построенные для тех же самых значений Z и R_c , в данном подходе и в подходе [5] (или, скажем, с эффективными силами Скирма) будут различаться незначительно. Учет спаривания меняет сами равновесные значения (Z, R_c), поскольку он влияет на химические потенциалы $\mu_{n,p}$, входящие в условие β -стабильности (1), а также на зависимость энергии связи от R_c (см. рис.2).

Сейчас нами развивается более реалистичская модель ВКНЗ, в которой ЭФ (2) используется только для описания ядерного кластера, а во внешней области нейтронного вещества используется микроскопически рассчитанный ЭФ для нейтронной материи малой плотности. Предварительные расчеты подтверждают главный вывод данной работы о кардинальной важности учета сверхтекучести для нахождения равновесной конфигурации ВКНЗ.

Авторы благодарят М. В. Зверева, Н. Е. Зейна, Е. А. Рябинкина, В. А. Ходеля и анонимного рецензента за полезные обсуждения и замечания. Работа выполнена при поддержке гранта Минпромнауки НШ-#1885.2003.2.

1. А. Б. Мигдал, *ЖЭТФ* **37**, 249 (1959).
2. C. J. Pethick and D. G. Ravenhall, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **45**, 429 (1995).
3. F. Barranco, R. A. Broglia, H. Esbensen, and E. Vigezzi, *Phy. Lett.* **B390**, 13 (1997).
4. F. Barranco, R. A. Broglia, H. Esbensen, and E. Vigezzi, *Phys. Rev.* **C58**, 1257 (1998).
5. J. Negele and D. Vautherin, *Nucl. Phys.* **A207**, 298 (1973).
6. G. A. Baym, H. A. Bethe, and C. J. Pethick, *Nucl. Phys.* **A175**, 225 (1971).
7. F. Douchin and P. Haensel, *Phys. Lett.* **B485**, 107 (2000).
8. P. Magierski and P.-H. Heenen, *Phys. Rev.* **C65**, 045804 (2002).
9. A. Bulgac and P. Magierski, *Nucl. Phys.* **A683**, 695 (2001).
10. A. Bulgac and P. Magierski, *Phys. Scr.* **T90**, 150 (2001).
11. A. Bulgac and P. Magierski, *Acta. Phys. Pol.* **B32**, 1099 (2001).
12. P. Magierski, A. Bulgac, and P.-H. Heenen, *Nucl. Phys.* **A719**, 217 (2003).
13. А. В. Смирнов, С. В. Толоконников, С. А. Фаянс, *ЯФ* **48**, 1661 (1988).
14. S. A. Fayans, S. V. Tolokonnikov, E. L. Trykov, and D. Zawischa, *Nucl. Phys.* **A676**, 49 (2000).
15. А. Б. Мигдал, *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер*, М.: Наука, 1965.
16. M. Baldo, C. Maieron, P. Schuck, and X. Vinas, *Nucl. Phys.* **A736**, 241 (2004).