Письма в ЖЭТФ, том 85, вып. 11, с. 659 – 662

О границе раздела внешней и внутренней частей коры нейтронной звезды

М. Балдо[+], *Э. Е. Саперштейн*[1)], *С. В. Толоконников*

Российский научный центр "Курчатовский Институт", 123182 Москва, Россия

[+]*Национальный институт ядерной физики, Отделение г. Катания, Италия*

Поступила в редакцию 4 апреля 2007 г.

В рамках развитого ранее самосогласованного полумикроскопического метода найдена критическая точка, определяющая границу раздела внешней и внутренней частей коры нейтронной звезды. Полученное значение критической плотности ρ_d лишь незначительно меньше принятого в литературе. В то же время равновесная структура коры вблизи критической точки оказывается существенно другой, чем в известных расчетах.

PACS: 21.60.–n, 21.65.+f, 26.60.+c, 97.60.Jd

Кора нейтронной звезды (НЗ) состоит из вещества с субъядерными плотностями ($\rho \leq 0.5\rho_0$, $\rho_0 \simeq \simeq 0.17\,\text{Фм}^{-3}$ – нормальная ядерная плотность) и характеризуется кристаллической структурой, что и определяет специфическую роль коры в физике НЗ. Кору делят на внешнюю и внутреннюю части, разделенные критическим значением плотности ρ_d ("neutron drip point" – точка нейтронной неустойчивости). Внешняя кора представляет собой кристаллическую решетку ядер (как правило, нейтроноизбыточных), помещенных в практически однородное море ультрарелятивистских электронов, делающих систему электронейтральной. При плотности, превышающей ρ_d, образующие решетку ядра становятся неустойчивыми по отношению к отделению нейтронов. В этой части коры, называемой внутренней, доля нейтронов совершает инфинитное движение и ядра, точнее, ядерно-подобные кластеры, окружены почти однородным нейтронным веществом.

Кора содержит всего 1% массы НЗ, а ее толщина составляет лишь 10% радиуса НЗ. Однако понимание структуры коры очень важно для объяснения некоторых важных наблюдаемых характеристик НЗ. В первую очередь, сюда относятся сбои в периоде вращения НЗ ("glitches"), которые обычно связывают с динамикой сверхтекучих вихрей, образующихся в нейтронном веществе внутренней коры НЗ [1]. Кроме того, нейтронная сверхтекучесть внутренней коры НЗ важна для остывания НЗ в процессе ее эволюции [1].

Критическая плотность ρ_d=$4.3 \cdot 10^{11}\,\text{г/см}^3$ была найдена Беймом и др. [2] в рамках развитого ими термодинамического подхода для описания внешней коры. В этом методе использовалось феноменологическое ядерное уравнение состояния, основанное на экстраполяции эмпирических данных по массам ядер. Под уравнением состояния при этом понимается зависимость энергии связи ядра E_B от N и Z. Вскоре Негеле и Вотрен (НВ) [3] развили полностью квантовый самосогласованный метод расчета структуры коры НЗ, основанный на приближении Вигнера–Зейтца (ВЗ) в сочетании с методом энергетического функционала плотности. Метод применим в принципе и для внешней коры, но НВ использовали его для расчета структуры внутренней коры НЗ в широком диапазоне плотностей. Не продвигаясь во внешнюю часть коры, НВ подтвердили само значение ρ_d, найденное в [2], причем в их расчете неустойчивость возникает для ядра $^{118}_{36}$Kr. Первое значение плотности внутренней коры ρ=$4.59 \cdot 10^{11}\,\text{г/см}^3$, рассмотренное в [3], находится сразу за критической точкой, а соответствующая равновесная конфигурация отвечает числу протонов в ячейке ВЗ Z=40. Недавно вопрос о границе раздела двух частей коры был рассмотрен систематически в рамках метода [2] с использованием различных типов ядерного уравнения состояния (несколько вариантов эффективных сил Скирма, современные варианты капельной модели, релятивистская полевая модель ядра и др.) [4]. Во всех случаях получено значение $\rho_d \simeq 4 \cdot 10^{11}\,\text{г/см}^3$ и значение числа протонов в критическом ядре в диапазоне Z=$34 \div 38$.

В серии работ [5 – 8] подход НВ был обобщен в направлении самосогласованного учета эффектов спаривания нейтронов и протонов, которыми в [3] пренебрегалось. Оказалось, что в результате этого уче-

[1)]e-mail: saper@mbslab.kiae.ru

та, как правило, заметно меняются равновесные характеристики ячейки ВЗ: радиус ячейки R_c и число протонов Z (значение последнего по сравнению с [3] иногда меняется вдвое). Столь сильный эффект связан с заметным влиянием спаривания на химические потенциалы μ_n и μ_p нейтронов и протонов, входящие в условие β-стабильности коры НЗ, состоящее в равенстве их разности химическому потенциалу электронов μ_e. Поскольку минимум энергии системы ищется при дополнительном условии β-стабильности, изменение μ_n и μ_p может приводить к заметной вариации (Z, R_c).

В этих работах использовался обобщенный метод энергетического функционала плотности [9 – 11], в котором оригинальный метод Кона и Шема [12] был распространен на сверхтекучие системы. Член взаимодействия обобщенного функционала зависит на равноправной основе как от нормальных плотностей ρ_n, ρ_p, так и от их аномальных аналогов ν_n, ν_p. Обобщенный энергетический функционал в [7, 8] строится сшивкой на поверхности кластера феноменологического ядерного функционала DF3 [11] и микроскопического функционала, описывающего нейтронное окружение:

$$\mathcal{E}(\rho_\tau(\mathbf{r}), \nu_\tau(\mathbf{r})) = \mathcal{E}^{\rm ph}(\rho_\tau(\mathbf{r}), \nu_\tau(\mathbf{r}))F_m(r) +$$

$$+\mathcal{E}^{\rm mi}(\rho_\tau(\mathbf{r}), \nu_\tau(\mathbf{r}))(1 - F_m(r)) \qquad (1)$$

$(\tau = n, p)$, где в качестве функции сшивки используется двухпараметрическая функция Ферми: $F_m(r) = (1 + \exp((r - R_m)/d_m))^{-1}$. Соотношение (1) используется как для нормальной, так и для аномальной компонент функционала энергии. Параметр диффузности фиксировался раз и навсегда, d_m=0.3 Фм, тогда как радиус сшивки R_m каждый раз находился заново, так, чтобы выполнялось соотношение $\rho_p(R_m)$=$0.1\rho_p(0)$.

Нормальная часть микроскопического функционала бралась из работы [13], где она рассчитывалась на основе метода Бракнера с аргоннским взаимодействием v_{18}, а аномальная находилась в [7] с тем же самым NN-взаимодействием в рамках приближения БКШ. В работе [14] был предложен более реалистический метод описания сверхтекучести нейтронной материи с приближенным учетом многотельных поправок к приближению БКШ. Были рассмотрены две модели: P2, в которой сверхтекучая щель БКШ подавлялась вдвое, и P3, с подавлением щели втрое. В процитированных работах исследовалась средняя и нижняя части внутренней коры в диапазоне плотностей, отвечающих импульсам Ферми $k_{\rm F} = 0.6 \div 1.2$ Фм$^{-1}$.[2)] Здесь мы используем тот же метод для нахождения критической плотности ρ_d и для исследования равновесной конфигурации коры НЗ в окрестности этой точки. Отметим, что поскольку при $\rho < \rho_d$ все нейтроны связаны в ядрах, феноменологическая часть функционала (1) играет основную роль. Действительно, микроскопическая часть (1) включается только там, где нейтронная плотность падает. Однако нельзя *a priori* пренебречь этим вкладом. В области внешней коры использование полного функционала (1) практически эквивалентно модификации поверхностных членов феноменологического функционала DF3. Но хорошо известно [11], что результаты самосогласованных расчетов для обычных атомных ядер весьма чувствительны к деталям эффективного взаимодействия нуклонов на поверхности. Поэтому мы выполнили две серии расчетов для нахождения ρ_d. В первой использовался только феноменологический потенциал DF3, во второй – полный функционал (1). При этом для сверхтекучей компоненты микроскопической части (1) использовалась модель P2 [14].

Сначала рассмотрим подробнее версию расчета с чисто феноменологическим функционалом. На рис.1 представлены кривые зависимости энергии связи на нуклон E_B от Z при различных значениях k_F в окрестности критического значения [2] (оно отвечает $k_F^d = 0.1977$ Фм$^{-1}$). Как видно, минимум функции $E_B(Z)$ смещен от НВ значений $Z = 36 \div 40$ (или $Z = 34 \div 38$, согласно [4]) к $Z = 52 \div 54$. На рис.2 представлены аналогичные кривые для нейтронного химического потенциала μ_n. Звездочками отмечены значения, отвечающие равновесной конфигурации, то есть минимуму на рис.1 для соответствующего значения k_F. Критическая точка отвечает обращению μ_n в нуль, что дает $k_F^d = 0.181$ Фм$^{-1}$, или $\rho_d = 3.30 \cdot 10^{11}$г/см^3. Таким образом, в данном варианте расчета отличие от [4] в значении критической плотности не пренебрежимо мало. Гораздо существеннее изменения равновесной конфигурации (Z, R_c) в критической точке и в ее окрестности. Численные значения характеристик равновесных конфигураций для рассматриваемых k_F приведены в табл.1. Как видно, критическая точка для функционала DF3 отвечает равновесным значениям (Z, N) в окрестности магических чисел $Z = 50$ и $N = 126$. На рис.2 видно, что есть другая "критическая область" с $Z \simeq 40$ (со-

[2)] Средний импульс Ферми определен через среднюю плотность ρ однородной нейтронной материи: $k_F = (3\pi^2\rho)^{1/3}$. Эта переменная для описания внутренней коры удобнее, чем сама плотность, так как она меняется гораздо медленнее, что делает более удобным графическое представление результатов.

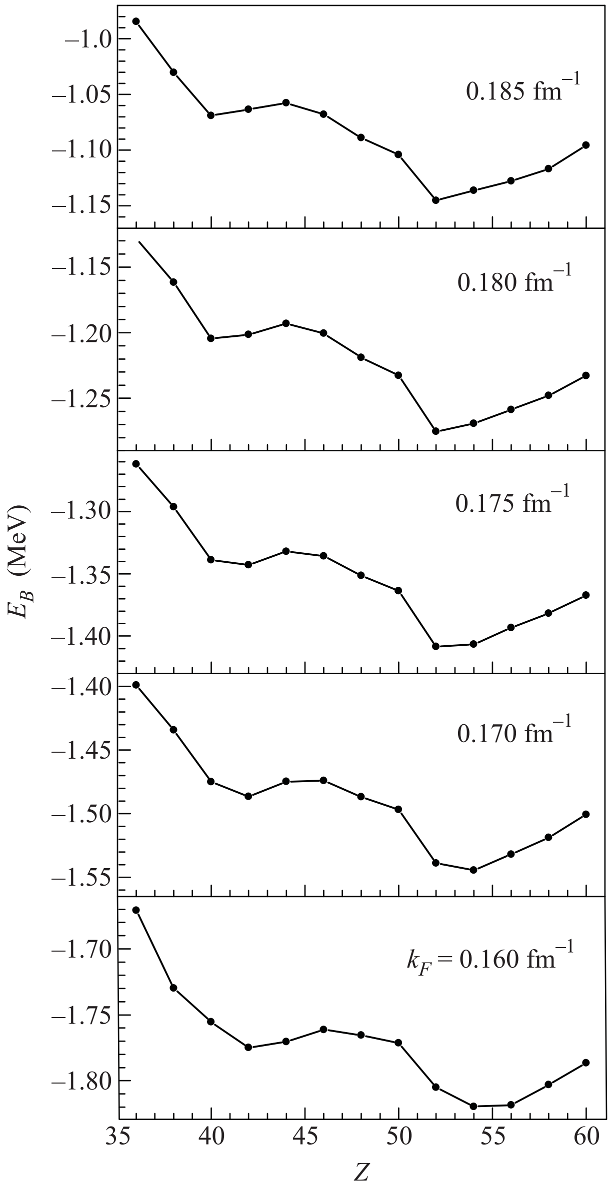

Рис.1. Энергия связи коры НЗ в зависимости от Z

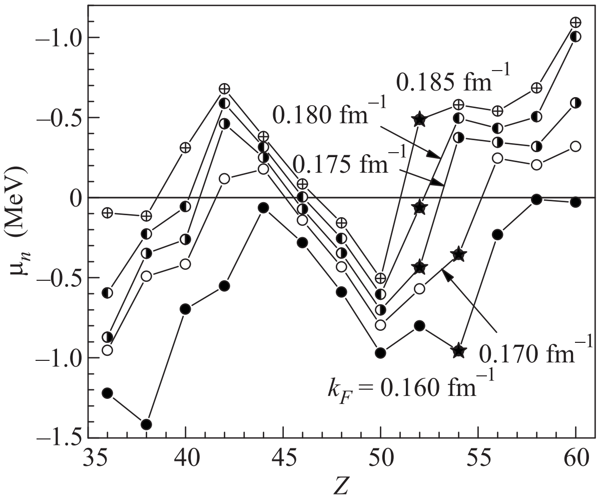

Рис.2. Химический потенциал нейтронов в зависимости от Z

Таблица 1

Характеристики равновесных конфигураций ячейки ВЗ при различных k_F для функционала DF3 [11]

k_F, Фм$^{-1}$	Z	A	R_c, Фм	E_B, МэВ	μ_n, МэВ
0.160	54	125	67.61	–1.820	–0.957
0.170	54	127	63.82	–1.544	–0.355
0.175	52	126	61.64	–1.408	–0.436
0.180	52	126	59.98	–1.275	–0.062
0.185	52	128	58.61	–1.145	0.487

ответствующее число нейтронов в районе магического числа $N=82$). Однако, как видно из рис.1, она отвечает более высокому значению E_B.

Аналогичные расчеты были выполнены с полным функционалом (1). Результаты представлены в табл.2. Критическое значение импульса Ферми несколько сдвигается в $k_F^d = 0.194$ Фм$^{-1}$, что отвечает плотности ρ_d=$4.06 \cdot 10^{11}$г/см^3. Это значение уже находится внутри интервала, найденного в [4]. Что касается критических значений Z и N, они практически те же, что и в табл.1.

Таким образом, наши предсказания для критической плотности ρ_d, разделяющей внешнюю и внутреннюю части коры НЗ, мало отличаются от результатов [2–4]. В то же время соответствующие критические значения (Z, N) сдвинуты от $Z = 34 \div 38$ при числе нейтронов вблизи магического числа $N = 82$, предсказываемых в [4], до $Z = 52$ при числе нейтронов вблизи следующего магического числа $N = 126$. Такое различие предсказаний, по-видимому, связано с особенностями функционала DF3 по сравнению, скажем, с силами Скирма, которые использовались в основном в [4]. Для описания свойств ядер вдали от долины β-стабильности, которые рассматриваются вблизи критической точки, особенно важен вид изовекторной компоненты эффективных сил. Ее зависимость от плотности у сил DF3 и у сил Скирма

Таблица 2

То же, что в табл.1, для полумикроскопического функционала [7]

k_F, Фм$^{-1}$	Z	N	R_c, Фм	E_B, МэВ	μ_n, МэВ
0.180	52	128	60.14	–1.398	–0.868
0.190	52	126	57.85	–1.150	–0.552
0.195	52	126	57.36	–1.043	0.123
0.200	52	130	57.19	–0.950	0.194

совершенно различная. При этом параметры функционала DF3 подбирались так, чтобы наилучшим образом воспроизвести энергии связи и радиусы (включая четно-нечетные разности) ряда длинных изотопических цепочек. Высокая точность сил Фаянса и др. по сравнению с популярной версией SLy4 сил Скирма, была недавно подтверждена также в работе [15]. В ней рассчитывались энергии связи большого числа изотопических и изотонных цепочек (общее число исследованных ядер превышает 200) в рамках метода SLDA. Так называется разработанный ранее Булгаком [16] вариант метода LDA для сверхтекучих систем. При этом для нормальной части функционала энергии использовался альтернативно либо функционал SLy4, либо функционал Фаянса $FaNDF^0$ [10]. По отношению к последнему используемый нами функционал DF3 является усовершенствованной версией, при этом отличаясь от него незначительно. Совокупность результатов расчетов для сил Фаянса оказалась в [15] более успешной. На основании вышесказанного можно надеяться, что предсказания границы стабильности атомных ядер, а также свойств ядер на границе раздела внешней и внутренней коры НЗ, основанные на функционале DF3, достаточно точны.

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства Науки и Образования # НШ-8756.2006.2, а также грантов Российского фонда фундаментальных исследований # 06-02-17171-а, # 07-02-00553-а.

1. C. J. Pethick and D. G. Ravenhall, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **45**, 429 (1995).
2. G. Baym, C. Pethick, and P. Sutherland, Apll. J. **170**, 299 (1971).
3. J. Negele and D. Vautherin, Nucl. Phys. A **207**, 298 (1973).
4. S. B. Ruster, M. Hempel, and J. Schaffner-Bielich, Phys. Rev. C **73**, 035804 (2006).
5. М. Балдо, У. Ломбардо, Э. Е. Саперштейн, С. В. Толоконников, Письма в ЖЭТФ **80**, 595 (2004).
6. M. Baldo, E. E. Saperstein, and S. V. Tolokonnikov, Nucl. Phys. A **749**, 42 (2005).
7. M. Baldo, U. Lombardo, E. E. Saperstein, and S. V. Tolokonnikov, Nuc. Phys. A **750**, 409 (2005).
8. М. Балдо, У. Ломбардо, Э. Е. Саперштейн, С. В. Толоконников, ЯФ **68**, 1874 (2005).
9. А. В. Смирнов, С. В. Толоконников, С. А. Фаянс, ЯФ **48**, 1661 (1988).
10. S. A. Fayans, Письма в ЖЭТФ **68**, 169 (1998).
11. S. A. Fayans, S. V. Tolokonnikov, E. L. Trykov, and D. Zawischa, Nucl. Phys. A **676**, 49 (2000).
12. W. Kohn and L. J. Sham, Phys. Rev. A **140**, 1133 (1965).
13. M. Baldo, C. Maieron, P. Schuck, and X. Vinas, Nucl. Phys. A **736**, 241 (2004).
14. M. Baldo, E. E. Saperstein, S. V. Tolokonnikov, arxiv preprint nucl-th/0609031, to be published in EPJA.
15. Y. Yu and A. Bulgac, Phys. Rev. Lett. **90**, 222501 (2003).
16. A. Bulgac, Phys. Rev. C **65**, 051305(R) (2002).