

Упругость мантии нейтронной звезды: влияние адсорбции нейтронов

© Н.А. Земляков,¹ А.И. Чугунов,¹ Н.Н. Щечилин²

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

² Institut d'Astronomie et d'Astrophysique, Université Libre de Bruxelles,
1050 Brussels, Belgium
e-mail: zemlyakov@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 2 мая 2024 г.

В окончательной редакции 17 июля 2024 г.

Принята к публикации 30 октября 2024 г.

Проведен расчет модуля сжатия мантии нейтронной звезды в рамках термодинамически согласованной модели сжимаемой жидкой капли. Показано, что учет адсорбции нейтронов на поверхность нуклонных кластеров ведет к изменению модуля сжатия на $\sim 10\text{--}20\%$ в диапазоне средних концентраций нуклонов, типичных для мантии нейтронной звезды.

Ключевые слова: нейтронная звезда, мантия, упругие свойства, фаза „спагетти“, фаза „лазанья“.

DOI: 10.61011/JTF.2024.12.59258.387-24

Введение

Мантия нейтронной звезды представляет собой слой, в котором существуют нуклонные кластеры, чья энергетически выгодная форма может иметь вид цилиндров (фаза „спагетти“), плоскопараллельных плит (фаза „лазанья“), инверсных цилиндров (фаза „букатини“), инверсных сфер (фаза „швейцарский сыр“) [1]. Впервые существование такого слоя было предсказано в работах [2,3]. С тех пор предпринимались попытки определить, каким образом присутствие мантии может влиять на эволюцию и наблюдательные проявления нейтронных звезд (см., например, [4–8]).

В частности, ее упругие свойства могут быть важны для описания торсионных (крутильных) колебаний, служащих одним из вариантов объяснения квазипериодических осцилляций, наблюдаемых после мягких гамма-всплесков, ассоциированных с нейтронными звездами (см., например, [7]). Также от упругих свойств мантии может зависеть максимальная квадрупольная деформация нейтронной звезды и связанное с ней возможное излучение гравитационных волн вращающимися нейтронными звездами [8].

Упругие свойства мантии для фаз „спагетти“ и „лазанья“ впервые были рассмотрены в статье [9] в рамках капельной модели без учета адсорбции нейтронов на поверхность кластера. Включение в модель сжимаемой жидкой капли эффекта адсорбции (осаждения) нейтронов на поверхность нуклонного кластера позволяет учесть отличие в среднеквадратичных радиусах распределения протонов и нейтронов в кластере. Более того, учет адсорбции необходим для термодинамически корректного описания границы раздела фаз двухкомпонентного вещества (см., например, [10]). Тем не менее многие авторы пренебрегают им для простоты рассмотрения. К примеру, пренебрежение этим эффектом позволило авторам [9] провести расчеты аналитически.

Упругие свойства мантии также рассматривались в модели релятивистского среднего поля [11], требующей для расчетов больших вычислительных ресурсов. Дополнительно отметим работы [12], где методами классической молекулярной динамики исследовались разрывные деформации фазы „лазанья“, и работу [13], в которой рассматривался эффективный модуль сдвига мантии, неупорядоченной на гидродинамическом масштабе.

В настоящей работе проведен расчет модуля сжатия мантии для фаз „спагетти“ и „лазанья“. Рассмотрение проведено в рамках термодинамически согласованной модели сжимаемой жидкой капли, которая учитывает адсорбцию нейтронов на поверхность кластеров. В разд. 1 дано описание используемой нами модели, в разд. 2 представлены наши результаты и подробное сравнение с [9,11].

1. Физическая модель

В работе [9], обозначениям которой мы следуем, было показано, что фаза „лазанья“ характеризуется двумя модулями упругости B и K_1 . Модуль упругости B описывает отклик на изменение расстояния между плитами, а K_1 — отклик на их изгиб. Для описания упругих свойств „спагетти“ требуется три величины: модуль сжатия B , модуль поперечного сдвига C и упругий коэффициент на изгиб K_3 . Следуя работе [9], мы будем рассматривать деформации на фоне постоянной средней концентрации нуклонов n_b .

Настоящая работа посвящена расчету модуля сжатия B для фаз „спагетти“ и „лазанья“ в рамках термодинамически согласованной капельной модели, т.е. с учетом адсорбции нейтронов на нуклонные кластеры (см., например, [14]). Поверхностная энергия рассчитана в рамках расширенного метода Томаса–Ферми, включающего 2-й порядок разложения по постоянной Планка \hbar [15]. Расчеты проведены в приближении

Вигнера–Зейтца. Таким образом, для фазы „спагетти“ рассмотрена цилиндрическая ячейка с круговым сечением, в центре которой находится цилиндрический кластер, а для фазы „лазанья“ — плоский слой, в центральной части которого находится плоский кластер. Ранее в работе [16] с использованием схожей модели мы рассмотрели модуль упругости C для фазы „спагетти“, при этом его зависимость от размеров кластера и расстояния между ними удалось исследовать аналитически.

Как уже было отмечено, модуль упругости B был аналитически рассмотрен в работе [9] в рамках капельной модели, пренебрегающей эффектом адсорбции нейтронов. В этом случае плотности нуклонов внутри и снаружи кластера можно считать постоянными при деформации, что упрощает рассмотрение и позволяет связать B с кулоновской энергией кластера и долей объема u , занимаемой кластером. Однако при учете адсорбции плотности нуклонов внутри и снаружи кластера нельзя считать постоянными, так как при деформации часть нуклонов может дополнительно адсорбироваться на поверхность кластера или высвободиться с нее. Это приводит к явной зависимости модуля упругости B от используемой ядерно-физической модели и требует численного расчета для определения B .

По аналогии с работой [9] для определения B мы рассчитали разность плотностей энергии между деформированным и недеформированным состояниями мантии при заданной средней концентрации нуклонов n_b и аппроксимировали эту разность квадратичной зависимостью от $\delta r_c / r_c^{eq}$:

$$E(n_b, \delta r_c) - E(n_b, \delta r_c = 0) = \xi B \left(\frac{\delta r_c}{r_c^{eq}} \right)^2. \quad (1)$$

Здесь r_c^{eq} и δr_c — равновесный размер ячейки Вигнера–Зейтца и его изменение при деформации, геометрический параметр $\xi = \frac{1}{2}$ для „лазаньи“ и $\xi = 2$ для „спагетти“ (для обоих фаз расчеты производились независимо).

Численная реализация производилась следующим образом. Для каждого значения n_b из реалистичного диапазона средних концентраций нуклонов для мантии мы находили равновесный размер ячейки Вигнера–Зейтца r_c^{eq} , после чего рассчитывали изменение плотности энергии при изменении этого размера в интервале $[0.99 r_c^{eq}, 1.01 r_c^{eq}]$, в котором уравнение (1) выполняется с хорошей точностью без введения поправок следующего порядка. При этом плотность энергии $E(n_b, \delta r_c)$ рассчитывалась в двух предположениях, соответствующих пределу очень быстрых и очень медленных β -реакций. В первом случае в ходе деформации поддерживается β -равновесие вещества. Во втором случае в ходе деформации доля протонов в ячейке Вигнера–Зейтца Y_p остается неизменной.

2. Результаты и выводы

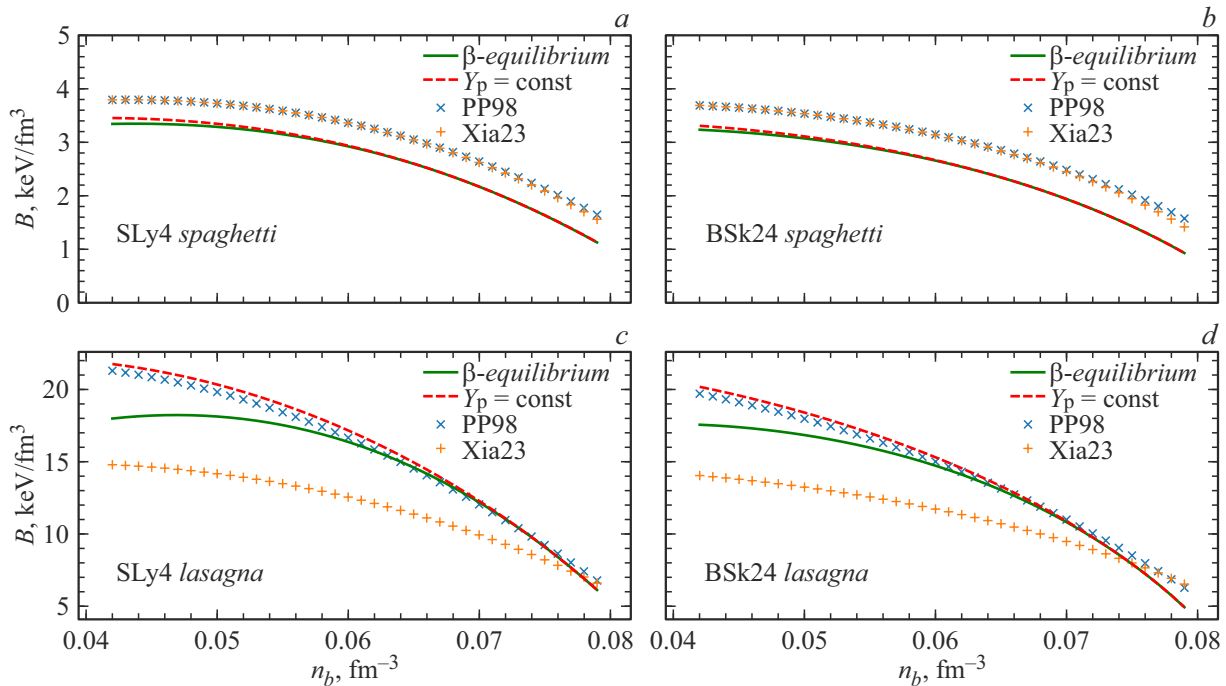
На рисунке представлен модуль сжатия B фаз „спагетти“ (рисунок, a, b) и „лазанья“ (рисунок, c, d) в диапазоне средних концентраций нуклонов n_b , типичных для мантии нейтронной звезды. Расчет произведен для двух вариантов параметризации ядерного взаимодействия типа Скирма: SLy4 [17] (рисунок, a, c) и BSk24 [18] (рисунок, b, d). Как и следовало ожидать в пределе быстрых β -процессов, релаксация к β -равновесному веществу приводит к уменьшению энергии в деформированном состоянии, а значит, к уменьшению модуля B .

Для сравнения с имеющимися в литературе расчетами на рисунке также показан модуль сжатия B , получающийся при использовании выражений, выведенных в работе [9], и их уточненных версий из [11], полученных в виде аппроксимаций расчетов в рамках модели релятивистского среднего поля (т.е. результаты [11] должны учитывать различия в профилях распределения нейтронов и протонов в кластере, которые в капельной модели описываются как адсорбция нейтронов). Хотя первая из указанных работ предполагала $Y_p = \text{const}$, а вторая — β -равновесие, аппроксимационные выражения, предложенные в [11], фактически представляют собой формулы из [9] с введением дополнительных поправочных множителей, зависящих только от u .

Из рисунка видно, что для фазы „спагетти“ выражения из [9,11] хорошо согласуются друг с другом и систематически приводят к большим на ~ 10 – 20% значениям B , чем наш расчет. Также стоит выделить слабую чувствительность модуля сжатия B к предполагаемой скорости β -процессов при деформации, что следует как из наших расчетов, так и из сравнения результатов [9,11].

В свою очередь, для фазы „лазанья“ результаты наших расчетов в предположении $Y_p = \text{const}$ хорошо согласуются с [9]. Однако в случае быстрых β -процессов при $n_b \lesssim 0.07 \text{ fm}^{-3}$ полученные нами результаты предсказывают большее значение модуля упругости B на $\gtrsim 10\%$ (до ~ 30 – 40%), чем аппроксимация из работы [11]. Тем не менее, при больших плотностях, наиболее характерных для теоретических моделей фазы „лазаньи“, все расчеты хорошо согласуются друг с другом. Отметим более высокую чувствительность модуля сжатия „лазаньи“ к скорости β -процессов при деформации, чем у модуля сжатия „спагетти“.

Как уже упоминалось выше, причиной отличия наших результатов от [9] является учет адсорбции нейтронов, что существенно меняет описание поверхностной энергии (см., например, [10]) и приводит к сложной зависимости модуля сжатия B от выбранной ядерно-физической модели. Аппроксимированные формулы, предложенные [11], отличаются от выражений работы [9] поправочными множителями, составляющими 10^{-3u^4} и $10^{0.55u-10u^8-0.19}$ для „спагетти“ и „лазаньи“, соответственно. Эти формулы получены для одной конкретной ядерно-физической модели, рассмотренной в [11] (для второй рассмотренной в этой статье модели



Зависимость модуля сжатия B от средней концентрации нуклонов n_b . a, b — фаза „спагетти“, c, d — фаза „лазаньи“. a, c — для SLy4, b, d — для BSk24. Сплошная линия („ β -равновесие“) показывает наши расчеты в предположении β -равновесного вещества при деформации, прерывистая („ $Y_p = \text{const}$ “) — в предположении постоянной доли протонов, кресты („PP98“) — аналитическое выражение из [9], плюсы („Xia23“) — аппроксимационное выражение из [11]. Подробности см. в тексте.

мантия является энергетически невыгодной, и расчет упругих свойств авторами не произведен). В случае „спагетти“ этот множитель дает поправку около 5% при $u \sim 0.3$, типичном для фазы „спагетти“ (например, [3]), и эта поправка сильно растет с дальнейшим ростом u . Для рассмотренных нами моделей SLy4 и BSk24 $u \lesssim 0.3-0.35$, и отличие между аппроксимациями [9,11] для „спагетти“ не превосходит 10% (см. рисунок), тогда как, согласно нашим расчетам, учет адсорбции нейтронов приводит к несколько большему эффекту. Точную причину этого установить сложно, но, на наш взгляд, это может быть вызвано следующими особенностями: (1) как упоминалось выше, влияние адсорбции нейтронов на модуль сжатия зависит от ядерно-физической модели и, возможно, для модели [11] оно оказывается очень малым или не проявляется из-за численных эффектов; (2) в работе [11] модули упругости определялись фитированием энергии, рассчитанной не только при малых, но и при больших деформациях (как указано в [16], это может сказываться на полученных количественных результатах); (3) возможно, что при аппроксимации своих численных результатов авторы [11] уделили основное внимание области с большими факторами заполнения u , где введенная ими поправка очень существенна, но не обратили большого внимания на неточность аппроксимации при малых u , где поправка мала; (4) нельзя исключить, что использованная нами сжимаемая модель жидкой капли не обладает достаточной точностью и переоценивает влияние

адсорбции нейтронов на упругие свойства, например, из-за пренебрежения поправками, связанными с кривизной поверхности кластера (см., например, [14], где показана важность последнего эффекта для равновесной структуры мантии). Это предположение можно проверить, проведя сравнение с непосредственным расчетом упругих свойств расширенным методом Томаса–Ферми. Однако такое исследование требует больших вычислительных затрат, и мы планируем выполнить его в последующих работах.

В заключение уточним, что хотя проведенное здесь исследование показывает важность учета адсорбции нейтронов, тем не менее количественное описание этого эффекта зависит от выбранной ядерно-физической модели, и эта зависимость требует дополнительных исследований, которые мы надеемся провести в будущем.

Благодарности

Авторы выражают благодарность рецензентам за их полезные замечания.

Финансирование работы

Работа Н.А. Землякова и А.И. Чугунова выполнена в рамках темы Государственного задания ФТИ им. А.Ф. Иоффе номер FFUG-2024-0002. Работа Н.Н. Щечилина поддержана грантом FWO (Бельгия) и

Fonds de la Recherche Scientifique (Бельгия) в рамках программы Excellence of Science (EOS) (проект № 40007501).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] P. Haensel, A.Y. Potekhin, D.G. Yakovlev. *Neutron stars I: Equation of state and structure* (Springer, NY., 2007)
- [2] D.G. Ravenhall, C.J. Pethick, J.R. Wilson. *Phys. Rev. Lett.*, **50** (26), 2066 (1983). DOI: 10.1103/PhysRevLett.50.2066
- [3] M. Hashimoto, H. Seki, M. Yamada. *Progress of Theoretical Physics*, **71** (2), 320 (1984). DOI: 10.1143/PTP.71.320
- [4] M.E. Gusakov, D.G. Yakovlev, P. Haensel, O.Y. Gnedin. *A & A*, **421**, 1143 (2004). DOI: 10.1051/0004-6361:20040288
- [5] C.J. Horowitz, D.K. Berry, C.M. Briggs, M.E. Caplan, A. Cumming, A.S. Schneider. *Phys. Rev. Lett.*, **114** (3), id.031102 (2015). DOI: 10.1103/PhysRevLett.114.031102
- [6] H. Sotani, K. Iida, K. Oyamatsu. *MNRAS*, **464** (3), 3101 (2017). DOI: 10.1093/mnras/stw2575
- [7] H. Sotani, K. Iida, K. Oyamatsu. *MNRAS*, **489** (3), 3022 (2019). DOI: 10.1093/mnras/stz2385
- [8] M. Gearheart, W.G. Newton, J. Hooker, Bao-An Li. *MNRAS*, **418** (4), 2343 (2011). DOI: 10.1111/j.1365-2966.2011.19628.x
- [9] C.J. Pethick, A.Y. Potekhin. *Phys. Lett. B*, **427** (1–2), 7 (1998). DOI: 10.1016/S0370-2693(98)00341-4
- [10] J.M. Lattimer, C.J. Pethick, D.G. Ravenhall, D.Q. Lamb. *Nucl. Phys. A*, **432** (3), 646 (1985). DOI: 10.1016/0375-9474(85)90006-5
- [11] Cheng-Jun Xia, Toshiki Maruyama, Nobutoshi Yasutake, Toshitaka Tatsumi, Ying-Xun Zhang. *Phys. Lett. B*, **839**, id.137769 (2023). DOI: 10.1016/j.physletb.2023.137769
- [12] M.E. Caplan, A.S. Schneider, C.J. Horowitz. *Phys. Rev. Lett.*, **121** (13), id.132701 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevLett.121.132701
- [13] C.J. Pethick, Zhao-Wen Zhang, D.N. Kobyakov. *Phys. Rev. C*, **101** (5), id.055802 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevC.101.055802
- [14] N.N. Shchepochin, N.A. Zemlyakov, A.I. Chugunov, M.E. Gusakov. *Universe*, **8** (11), 582 (2022). DOI: 10.3390/universe8110582
- [15] N.N. Shchepochin, A.I. Chugunov. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **1697**, id.012025 (2020). DOI 10.1088/1742-6596/1697/1/012025
- [16] N.A. Zemlyakov, A.I. Chugunov. *Universe*, **9** (5), 220 (2023). DOI: 10.3390/universe9050220
- [17] E. Chabanat, P. Bonche, P. Haensel, J. Meyer, R. Schaeffer. *Nucl. Phys. A*, **635** (1–2), 231 (1998). DOI: 10.1016/S0375-9474(98)00180-8
- [18] S. Goriely, N. Chamel, J.M. Pearson. *Phys. Rev. C*, **88** (2), id.024308 (2013). DOI: 10.1103/PhysRevC.88.024308