

Состав и свойства материи нейтронных звёзд

Выполнил: Михеев С. А.

Научный руководитель: канд. физ.-мат. наук Третьякова Т.Ю.

МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет,
кафедра общей ядерной физики.

Москва 2020

Нейтронные звезды- гидростатически равновесные звёзды, вещество которых состоит в основном из нейтронов. Среди нейтронных звёзд с надёжно измеренными массами большинство попадает в интервал от 1,3 до 1,5 масс Солнца. Теоретически же допустимы нейтронные звёзды с массами от 0,1 до примерно 2,16 солнечных масс. Для моделирования строения нейтронных звёзд чаще всего используется решение уравнения Толмана-Опенгеймера-Волкова.

$$\frac{dP}{dr} = \frac{G [\rho(r) + (P(r)/c^2)][m(r) + (4\pi r^3 P(r)/c^2)]}{r^2 (1 - (2Gm(r)/rc^2))} \quad (1)$$

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r) \quad (2)$$

При этом давление и плотность должны быть связаны уравнением состояния материи $P = P(\rho)$. В типичной нейтронной звезде можно выделить две основные качественно отличные области: ядро и оболочка. Ядро, в свою очередь, подразделяется на внешнее и внутреннее, а оболочка на твёрдую кору и жидкий океан. В отличие от остальных частей, состав и свойства вещества во внутреннем ядре нейтронной звезды неизвестны, так как результат их расчёта сильно зависит от используемого теоретического описания коллективных фундаментальных взаимодействий. Поэтому исследование нейтронных звёзд важно не только для астрофизики, но и для физики ядра и элементарных частиц. Изучение материи нейтронных звёзд и её свойств может иметь важное значение при изучении экстремальных состояний вещества. В данной работе изучается материя нейтронных звёзд и поведение различных её характеристик.

1 Описание модели

1.1 Материя

Изучается барионная материя, состоящая из протонов, нейтронов, электронов и мюонов, и находящаяся в состоянии химического равновесия. Такая форма материи характеризуется следующими процессами.



Исходя из этого, состояние химического равновесия определяется следующей системой уравнений для химических потенциалов.

$$\begin{cases} \mu_p + \mu_e = \mu_n \\ \mu_\mu = \mu_e \end{cases} \quad (3)$$

1.2 Потенциал Скирма

В данной работе в качестве модели используется модель Скирма – самосогласованная модель среднего поля для описания структуры ядерной материи. Стандартная форма потенциала эффективного взаимодействия Скирма выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned}
V(\vec{r}_1, \vec{r}_2) &= t_0(1 + x_0 P_\sigma) \delta(\vec{r}') \\
&+ \frac{1}{2} t_1 (1 + x_1 P_\sigma) [\vec{P}'^2 \delta(\vec{r}') + \delta(\vec{r}') \vec{P}'^2] \\
&+ t_2 (1 + x_2 P_\sigma) \vec{P}' \delta(\vec{r}') \vec{P}' \\
&+ \frac{1}{6} t_3 (1 + x_3 P_\sigma) [\rho(\vec{R})]^\sigma \delta(\vec{r}') \\
&+ i W_0 \vec{\sigma} [\vec{P}' \times \delta(\vec{r}') \vec{P}'] \\
&= v_0 + v_1 + v_2 + v_3 + v_4,
\end{aligned} \tag{4}$$

где $\vec{r}' = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$, $\vec{R} = \frac{1}{2}(\vec{r}_1 + \vec{r}_2)$, $\vec{P} = \frac{1}{2i}(\nabla_1 - \nabla_2)$, \vec{P}' – комплексно сопряженный к \vec{P} оператор, действует налево, $\vec{\sigma} = \vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2$, $P_\sigma = \frac{1}{2}(1 + \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2)$ Слагаемое v_0 отвечает центральным силам, v_1 и v_2 – нелокальные члены, v_3 – член, зависящий от плотности, v_4 – спин-орбитальный член, в рассматриваемом случае равен нулю. Основываясь на этом потенциале, можно рассчитать другие необходимые нам характеристики материи. Так, выражение для энергии на нуклон, согласно [1] имеет вид:

$$\begin{aligned}
\epsilon(Y_p, \rho) &= \frac{3}{5} \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{3\pi^2}{2}\right)^{2/3} \rho^{2/3} F_{5/3} + \frac{1}{8} t_0 \rho [2(x_0 + 2) - (2x_0 + 1)F_2] \\
&+ \frac{1}{48} t_3 \rho^{\sigma+1} [2(x_3 + 2) - (2x_3 + 1)F_2] \\
&+ \frac{3}{40} \left(\frac{3\pi^2}{2}\right) \rho^{5/3} [[t_1(x_1 + 2) + t_2(x_2 + 2)]F_{5/3} \\
&+ \frac{1}{2} [t_2(2x_2 + 1) - t_1(2x_1 + 1)]F_{8/3}],
\end{aligned} \tag{5}$$

где

$$F_m(Y_p) = 2^{m-1} [Y_p^m + (1 - Y_p)^m]$$

Y_p -протонная заселённость, ρ -плотность материи, вычисляемая в $f m^{-3}$. С помощью этого выражения можно рассчитать и остальные необходимые характеристики.

Химические потенциалы:

$$\mu_p = \epsilon(\rho, Y_p) + \rho \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho}(\rho, Y_p) + (1 - Y_p) \frac{\partial \epsilon}{\partial Y_p}(\rho, Y_p) \tag{6}$$

$$\mu_n = \epsilon(\rho, Y_p) + \rho \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho}(\rho, Y_p) - Y_p \frac{\partial \epsilon}{\partial Y_p}(\rho, Y_p) \tag{7}$$

$$\mu_e = \sqrt{m_e^2 + (3\pi^2 Y_e \rho)^{2/3}} \tag{8}$$

$$\mu_\mu = \sqrt{m_\mu^2 + (3\pi^2 Y_\mu \rho)^{2/3}} \tag{9}$$

Энергия симметрии (a_s) и её производные (K, L_{sym}). Здесь ρ_0 -плотность насыщения:

$$a_s = \frac{1}{8} \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial Y_p^2} \Big|_{Y_p=1/2} \tag{10}$$

$$L = 3\rho_0 \left(\frac{\partial a_s}{\partial \rho} \right)_{\rho=\rho_0} \tag{11}$$

$$K_{sym} = 9\rho_0^2 \left(\frac{\partial^2 a_s}{\partial \rho^2} \right)_{\rho=\rho_0} \tag{12}$$

Всего существует более трёхсот различных параметризаций Скирма[4]. Все они ведут себя очень похоже при ядерных плотностях и хорошо описывают ядра вблизи долины стабильности, но имеют самое различное поведение в экстремальных областях. Именно поэтому крайне важно тестирование параметризаций при высоких плотностях.

2 Энергия симметрии

Энергия симметрии является одной из важнейших характеристик материи нейтронных звёзд. Она отражает тенденцию к стабильности ядер и материи с $N=Z$. В работе [2] было показано, что от поведения энергии симметрии с ростом плотности зависят свойства материи нейтронных звёзд. На рисунке 1 представлены два качественно различных случая поведения энергии симметрии для параметризаций SkO[5] и SkX[6]. В одном случае энергия симметрии непрерывно возрастает с ростом плотности (1a), а в другом имеет максимум и убывает при больших значениях плотности (1б). На рисунке 2 представлены соответствующие им зависимости заселённости компонент барионной материи от её плотности. В первом случае для всех компонент материи, кроме нейтронной, наблюдается рост заселённости с ростом плотности (2a), а во втором все эти компоненты имеют максимум, убывают после него и обращаются в ноль при больших плотностях. Данное поведение говорит о том, что, при определённом значении плотности, становится выгодным существование чисто нейтронной материи. Далее будем называть параметризации, которые ведут к непрерывному возрастанию a_s параметризациями первой группы, а те, что ведут к появлению максимума и убыванию a_s - параметризациями второй группы.

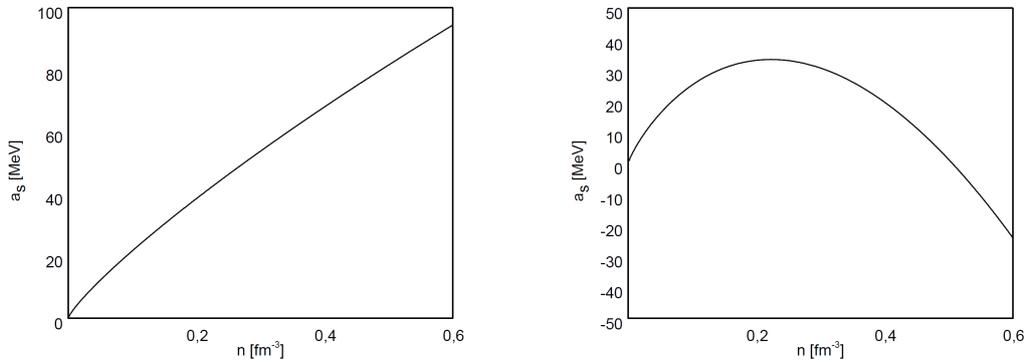


Рис. 1: Зависимость энергии симметрии от плотности для параметризаций SkO(a) и SkX(б)

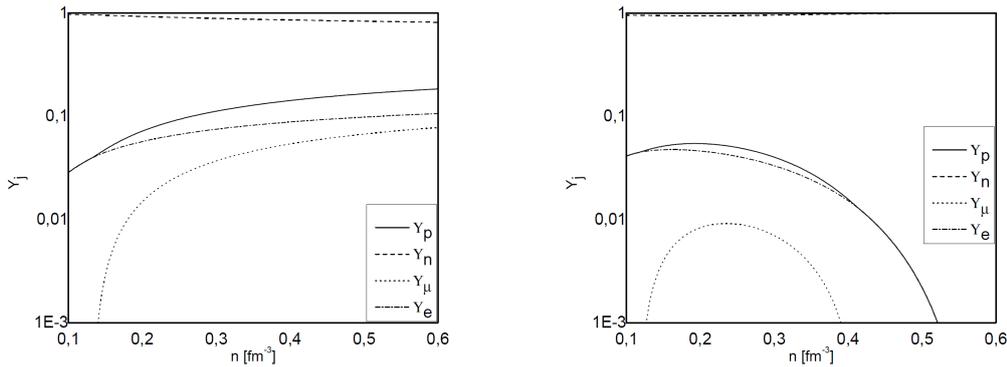


Рис. 2: Зависимость заселённостей от плотности для параметризаций SkO(a) и SkX(б)

Эти зависимости показывают, что поведение энергии симметрии и заселённостей различных компонент взаимосвязаны. При росте энергии симметрии становится более выгодным образование симметричной материи, поэтому уменьшается нейтронная заселённость (Y_n) и увеличивается протонная (Y_p). С уменьшением энергии симметрии, напротив, существование симметричной материи становится менее выгодным, и протонная и нейтронная компоненты начинают расходиться в разные стороны (Y_n растёт, а Y_p убывает). В данной работе были протестированы различные параметризации Скирма (второй группы) и рассмотрены корреляции между поведением энергии

симметрии и поведением характеристик материи нейтронных звёзд при больших плотностях. В частности, исследуются корреляции между точками обращения в ноль энергии симметрии и точками обнуления протонной заселённости барионной материи (для тех случаев, когда такое обнуление происходит при плотностях, лежащих в диапазоне плотностей, реализуемых в нейтронных звёздах), а также точками достижения максимума энергии симметрии и максимума протонной заселённости. Параметризации второй группы вообще говоря редко используются для изучения и моделирования нейтронных звёзд, поскольку считаются менее подходящими для этих целей и менее физичными, чем параметризации первой группы. Поэтому помимо поиска корреляций мы планируем выяснить, возможно ли использование параметризаций второй группы для описания нейтронных звёзд.

3 Результаты

В ходе работы было протестировано 59 различных параметризаций второй группы.

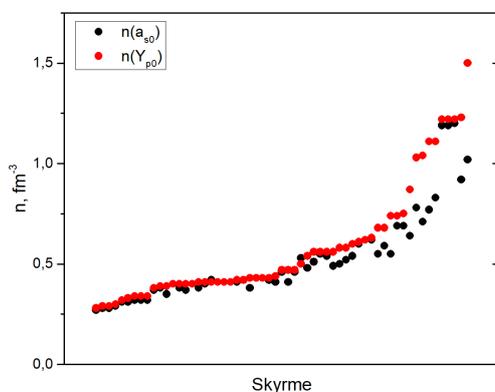


Рис. 3: Корреляции между плотностями обращения в ноль a_s (чёрным) и Y_p (красным)

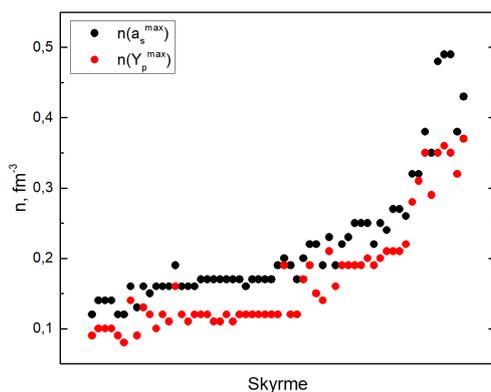


Рис. 4: Корреляции между плотностями достижения максимума a_s (чёрным) и Y_p (красным)

На рисунке 3. представлены корреляции между плотностями, при которых a_s и Y_p обращаются в ноль. По оси ординат - плотность (n), по оси абсцисс - различные параметризации Скирма (то есть каждая точка на оси X соответствует отдельной параметризации). Можно видеть, что корреляции между этими плотностями действительно существуют. Более того, энергия симметрии всегда обнуляется раньше, чем Y_p . Это можно объяснить тем, что достижение нуля энергией

симметрии ведёт к тому, что выгодным становится образование материи, состоящей только из одной компоненты (в данном случае - из нейтронов).

На рисунке 4. представлены аналогичные корреляции для плотностей, при которых достигается максимум a_s и Y_p . Помимо того, что корреляции наблюдаются, можно заметить, что, в отличие от предыдущего случая, сперва максимума достигает Y_p , и только после этого - a_s . Это, вероятнее всего, объясняется наличием в материи электронов. В какой-то момент становится энергетически невыгодным образование новых электронов и, соответственно, новых протонов. Поэтому протонная заселенность (как и электронная) начинает убывать, и уже это ведёт к убыванию энергии симметрии.

На рисунке 5. представлены энергия симметрии в точке насыщения и её первая производная (L). Здесь можно видеть, что в отличие от самой энергии симметрии, которая лежит в очень узком диапазоне, значение L достаточно сильно различается для исследуемых параметризаций (от -50 до 80 МэВ)

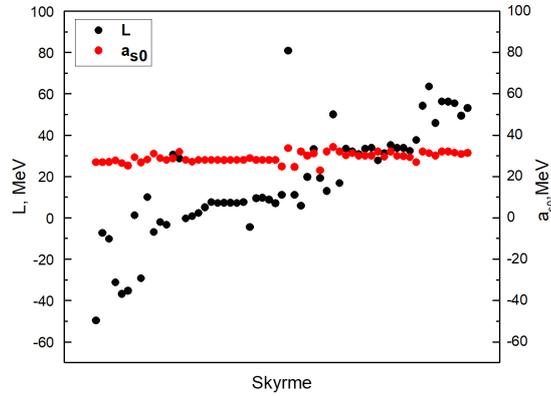


Рис. 5: Энергия симметрии в точке насыщения (a_{s0}) и её первая производная (L)

Однако мы хотим исследовать не просто материю, но материю нейтронных звёзд и сами нейтронные звёзды. Это значит, что на такие параметры, как энергия симметрии и её производные, могут быть наложены некоторые ограничения. В работе [3] представлены такие ограничения для a_s и L . С их помощью построена прямоугольная область на рисунке 6. В эту область попадают 8 параметризаций второй группы: *SKRA*, *SKT1*, *SKT2*, *SKT3*, *SKT4*, *SKM*, *SKM**, *SIV*, *SII*. Это значит, что данные параметризации потенциально могут быть пригодны для изучения нейтронных звёзд.

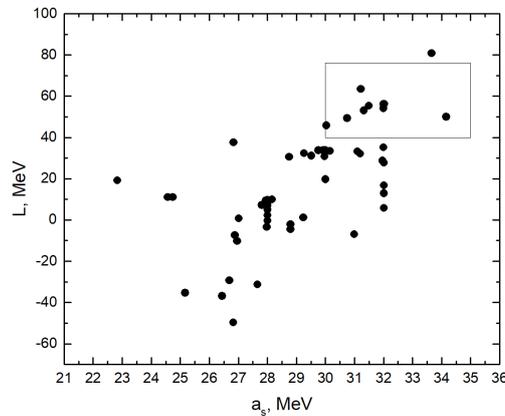


Рис. 6: Ограничения для L и a_s

4 Заключение

По итогам работы можно сделать следующие выводы. Во-первых, наблюдаются очевидные корреляции между плотностями обнуления и достижения максимума у энергии симметрии и протонной заселённости материи нейтронной звезды. Во-вторых, среди параметризаций второй группы имеются те, которые могут быть использованы для моделирования и изучения нейтронных звёзд, поскольку соответствуют необходимым ограничениям на энергию симметрии и её первую производную. В дальнейшем планируется связать уравнение состояния материи, использованное в этой работе, с массой и радиусом нейтронной звезды с помощью уравнения Опенгеймера-Волкова. Автор выражает благодарность Д.Е.Ланскому за полезные консультации и обсуждения.

Список литературы

- [1] Chabanat E., Bonche P., Haensel P., Meyer J., Schaeffer R. Nucl.Phys. A 627 (1997) 710-746
- [2] J. R. Stone, J. C. Miller, R. Koncewicz, P. D. Stevenson, M. R. Strayer, Phys. Rev C 68, 034324 (2003)
- [3] J. R. Stone, P. D. Stevenson, Phys. Rev C 85 035201 (2012)
- [4] M.Dutra et al,PRC 85(2012) 035201
- [5] P.-G. Reinhard, D.J. Dean, W. Nazarewicz, J. Dobaczewski, J.A. Maruhnand, and M.R. Strayer, Phys. Rev. C 60, 014316 (1999)
- [6] B.A. Brown, Phys. Rev. C 58, 220 (1998)