

РАСПОЛОЖЕНИЕ И СИММЕТРИЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ

Кобяков Д.

Институт Прикладной Физики РАН, Нижний Новгород, Россия

LOCATION AND SYMMETRY OF SUPERCONDUCTIVITY IN NEUTRON STARS

Kobyakov D.

Institute of Applied Physics of the RAS, Nizhny Novgorod, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-171-174>

Earlier, it was a standard assumption that the entire core of neutron stars is superconducting. However, the matter contents in the inner core has been unknown even qualitatively, because density of matter in that region is expected to be higher than the nuclear saturation density 0.16 fm^{-3} . As a consequence, no reliable model exists that would describe the neutron star matter in the inner core of neutron stars. Thus, a possibility of presence of normal, non-superconducting, plasma in the inner core cannot be excluded as of today. This point is supported by the present numerical calculations of the structure of neutron stars based on the equation of state and the proton Cooper pairing calculations derived from the chiral effective field theory. The numerical results show that the superconducting gap goes to zero at baryon densities corresponding to the depth about 1 km below the crust-core boundary. Given that the stellar radius is of the order of 12 km, therefore the superconducting proton matter is expected to exist only in a thin layer at the tip of the outer core. Recently it has been realized that the symmetry of superconductor is anisotropic in the lasagna region of the pasta phases located at the bottom of the crust. However the question of whether this symmetry is continuous or discrete was unsolved. In the present work, the tunneling rate between the adjacent slabs is calculated in the entire range of densities and it is shown that the Josephson coupling is negligibly small, thus a discrete model is necessary for the description of the lasagna region. Uncertainties and future directions of the research are discussed.

Пространственное расположение сверхпроводящих протонов и свойства симметрии их параметра порядка в нейтронных звездах являются одними из определяющих факторов для спектра гидромагнитных волн в этих небесных телах. Гидромагнитные волны переносят энергию из внутренней части звезды в ее внешние слои в таких наблюдаемых процессах как гигантские вспышки магнетаров и последующие квазипериодические осцилляции, внезапные скачки вращательной частоты нейтронных звезд. Таким образом, понимание спектра гидромагнитных волн является важной частью астрофизических моделей, направленных на получение новых знаний о строении вещества нейтронных звезд.

Существование сверхпроводника в нейтронных звездах было впервые рассмотрено в 1969 году в работе [1], где было показано, что сильное взаимодействие между протонами должно приводить к их куперовскому спа-

риванию в S-волне и сверхпроводимости в ядре, где ядерная материя является однородной квантовой жидкостью. С тех пор, в стандартной физической картине ядра нейтронных звезд предполагалось, что протонный сверхпроводник с изотропным параметром порядка присутствует во всем жидком ядре.

В работе, детали которой изложены в тексте недавней публикации [2], показано, что с учетом реалистических моделей микроскопической физики куперовского спаривания протонов на основе киральной эффективной теории поля барионов [3], сверхпроводник, вероятно, занимает не все ядро, а лишь тонкий слой толщиной порядка 1 км в верхней части ядра.

Данный результат, насколько мне известно, не обсуждался ранее и, следовательно, является новым. Вывод о том, что сверхпроводник занимает лишь тонкий слой ядра, не зависит от уравнения состояния в коре и, как показывают проведенные вычисления в [2], не зависит от показателей политропы для экстраполяции уравнения состояния во внутреннюю часть ядра, где плотность материи превышает порядок плотности насыщения ядерной материи. Этот результат показан на Фиг. 11 работы [2] и получен путем решения уравнения баланса силы тяжести и силы давления с уравнением состояния, состоящим из трех частей. Во-первых, уравнение состояния твердой коры, во-вторых, уравнение состояния однородной материи во внешнем ядре, в-третьих, экстраполяция уравнения состояния во внутреннюю часть ядра.

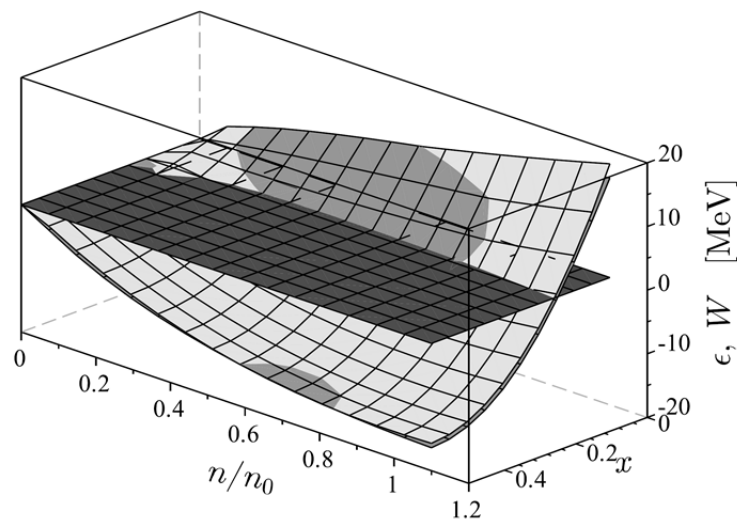


Рис. 1.

Уравнение состояния твердой коры было заимствовано из литературы, где данные были получены из уравнения состояния Барселона-Катания-Париж-Мадрид (ссылки в работе [2]). Однако для более самосогласованного описания необходимо вычислить давление как функцию плотности в коре из того же уравнения состояния, которое используется во внешнем ядре.

Во внешнем ядре использовалось уравнение состояния на основе киральной эффективной теории поля. Энергия на один барион задается следующим выражением:

$$\varepsilon(n, x) = \varepsilon_0 \left[\frac{3}{5} \left[x^{\frac{5}{3}} + (1-x)^{\frac{5}{3}} \right] \left(\frac{2n}{n_0} \right)^{\frac{2}{3}} - [\alpha_1(x - x^2) + \alpha_2] \frac{n}{n_0} + [\eta_1(x - x^2) + \eta_2] \left(\frac{n}{n_0} \right)^\gamma \right], \quad (1)$$

где $\varepsilon_0 = 36.84$ МэВ, $\alpha_1 = 2\alpha - 4\alpha_L$, $\alpha_2 = \alpha_L$, $\eta_1 = 2\eta - 4\eta_L$, $\eta_2 = \eta_L$. Вид функции $\varepsilon(n, x)$ (светло-серый) приведен на рис. 1. Для сравнения, на рис. 1 показана (средне-серый) энергия на один барион из работы Бэйма, Бетэ и Петика 1971 года (ссылки в работе [2]). Темно-серым для удобства показана нулевая поверхность. Плотность массы включает массу покоя протонов и нейтронов, их энергию взаимодействия и релятивистскую массу электронов и равна

$$\rho = m_p x n + m_n (1-x)n + \frac{n\varepsilon}{c^2} + \frac{(9\pi)^{2/3} \hbar}{4c} (xn)^{4/3}, \quad (2)$$

где $x = n_p/n$. Из эмпирических свойств ядерной материи имеем (минус) энергию связи на барион $\omega_0 = 16$ МэВ, и давление в атомном ядре при плотности ядерного насыщения $P_{\text{нuc}}(n = n_0, x = 1/2) = 0$. Из этих свойств следует связь параметров:

$$\alpha = \frac{4}{5} + \frac{2\gamma}{\gamma-1} \left(\frac{1}{5} + \frac{\omega_0}{\varepsilon_0} \right), \quad \eta = \frac{2}{\gamma-1} \left(\frac{1}{5} + \frac{\omega_0}{\varepsilon_0} \right). \quad (3)$$

Параметры несжимаемости, энергии симметрии и уклон энергии симметрии равны

$$K = 9\varepsilon_0 \left[-\frac{2}{15} + \gamma \left(\frac{1}{5} + \frac{\omega_0}{\varepsilon_0} \right) \right], \quad (4)$$

$$S_0 = \varepsilon_0 \left(\frac{3}{5} 2^{2/3} + \frac{\omega_0}{\varepsilon_0} - \alpha_L + \eta_L \right), \quad (5)$$

$$L = 3\varepsilon_0 \left(\frac{2}{5} - \alpha_L + \gamma\eta_L \right). \quad (6)$$

В вычислениях работы [2] я использую два набора параметров: $(\gamma, \alpha_L, \eta_L) = (4/3, 1.385, 0.875)$ и $(\gamma, \alpha_L, \eta_L) = (1.45, 1.59, 1.11)$, которые приводят к, соответственно, следующим значениям:

$$(K, S_0, L) = (236 \text{ МэВ}, 32.3 \text{ МэВ}, 20.1 \text{ МэВ}), \quad (7)$$

$$(K, S_0, L) = (261 \text{ МэВ}, 33.4 \text{ МэВ}, 46.4 \text{ МэВ}). \quad (8)$$

Во внутренней коре использовалась обобщенная политропическая экстраполяция, при которой давление задавалось в трех последовательных диапазонах плотности следующей политропой:

$$P[\rho(r)] \propto \rho^\Gamma, \quad (9)$$

где r – радиальная координата, а значения Γ и соответствующих диапазонов указаны в подписи к Фиг. 2 работы [2].

С другой стороны, при столь высоких плотностях состав ядерной материи неизвестен даже на качественном уровне, поэтому не существует надежного описания внутренней структуры ядра. Из этого следует, что в

настоящее время действительно нельзя исключить варианта, при котором внутренняя часть ядра является не сверхпроводящей, а нормальной.

В работе, детали которой изложены в тексте недавней публикации [2], также исследуется вопрос о структуре сверхпроводника в переходной области кора-ядро. В 2018 году в работах [4, 5] было впервые замечено, что основное состояние материи на границе кора-ядро соответствует структуре параметра порядка протонного сверхпроводника, в которой протонная жидкость распределена в тонких слоях, что делает симметрию сверхпроводника анизотропной. Таким образом, возникает вопрос, является ли анизотропная симметрия дискретной или непрерывной.

В случае если симметрия непрерывна, то сверхпроводимость может быть описана с помощью тензора сверхпроводящей плотности. В противоположном случае дискретной симметрии, сверхпроводник распределен в тонких слоях, не связанных друг с другом джозефсоновским туннелированием, и должен описываться дискретной моделью.

Для уточнения типа симметрии, в публикации [2] были вычислены вероятности туннелирования протонов между соседними слоями (Фиг. 6–9), из которых следует, что в большей части региона пластин туннелирование, определяющее джозефсоновскую связь между ними, пренебрежимо мало. Из этого следует, что для описания сверхпроводника в основном состоянии должна использоваться дискретная модель.

Полученные результаты конкретизируют основные предположения будущей модели для вычисления момента сил при взаимодействии сверхпроводника в слоистой структуре в регионе пластин с магнитным полем. Эти вычисления необходимы для уточнения параметров основного состояния региона пластин с учетом тепловых флуктуаций.

В будущей работе необходимо исследовать следующие вопросы: (i) уточнить радиальное положение и независимо подтвердить существование региона пластин в других уравнениях состояния; (ii) выяснить, является ли основное состояние пластин упорядоченным с учетом наличия магнитного поля; (iii) уточнить толщину пластин и расстояние между ними; (iv) исследовать неопределенность, связанную с взаимной ориентацией пластин и магнитного поля; (v) изучить влияние на гидромагнитные волны границы между сверхпроводящей плазмой и нормальной плазмой.

Работа выполнена при поддержке НЦМУ «Центр Фотоники» с финансированием Министерства Науки и Образования РФ (контракт 075-15-2022-316).

Литература

1. Baym G., C. Pethick and D. Pines // *Nature* (London), 1969, **224**, 673.
2. Kobyakov D. 2023, arXiv:2308.09116 [nucl-th].
3. Lim Y. and J.W. Holt // *Phys. Rev.* 2021. С **103**, 025807.
4. Kobyakov D.N. // *Phys. Rev.* 2018. С **98**, 045803.
5. Kobyakov D.N. and C.J. Pethick // *Sov. Phys. JETP*. 2018. **127**, 851.