ИПМ им.М.В.Келдыша РАН • Электронная библиотека

Препринты ИПМ • Препринт № 54 за 2025 г.

ISSN 2071-2898 (Print)
ISSN 2071-2901 (Online)

В.Д. Лахно

О возможности создания нейтронной материи в земных условиях

Рекомендуемая форма библиографической ссылки: Лахно В.Д. О возможности создания нейтронной материи в земных условиях // Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша. 2025. № 54. 20 с. EDN: IFDQSH
https://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2025-54

О р д е н а Л е н и н а
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ
имени М.В.Келдыша
Р о с с и й с к о й а к а д е м и и н а у к

В.Д. Лахно

О возможности создания нейтронной материи в земных условиях

Москва – 2025

В.Д. Лахно

О возможности создания нейтронной материи в земных условиях

Обсуждается вопрос о возможности образования нейтронной материи, представляющей собой бозе-конденсат динейтронов. Считается, что существование стабильных динейтронов подтверждается наличием нейтронной аномалии в ультрахолодном нейтронном (УХН) газе. Показано, что время образования динейтрона в УХН газе в этом случае составляет примерно 27 часов. Предложена схема создания накопительной ловушки для динейтронов. Сделан вывод о возможности образования бозе-конденсата УХН газа при сколь угодно малой концентрации нейтронов в ловушке при температуре T ниже критической температуры нейтронного бозе-конденсата: $T_c = 10^{-3}$ К. Показано, что максимальная плотность нейтронной материи в бозе-конденсате на четыре порядка превышает плотность обычного вещества.
Ключевые слова: динейтрон, бозе-конденсат, ультрахолодные нейтроны, нейтронная аномалия, плотность нейтронной материи.

V.D. Lakhno

On the possibility of neutron matter in terrestrial conditions

The question of the possibility of formation of neutron matter, which is a Bose condensate of dineutrons, is discussed. It is believed that the existence of stable dineutrons is confirmed by the presence of a neutron anomaly in ultracold neutron (UCN) gas. It is shown that the time of dineutron formation in UCN gas in this case is approximately 27 hours. A scheme for creating a storage trap for dineutrons has been proposed. A conclusion is made about the possibility of formation of a Bose condensate of UCN gas at an arbitrarily small concentration of neutrons in the trap at a temperature T below the critical temperature Tc of the neutron Bose condensate $T_c = 10^{-3}$. It is shown that the maximum density of neutron matter in the Bose condensate is four orders of magnitude higher than the density of ordinary matter.
Key words: dineutron, Bose condensate, ultracold neutrons, neutron anomaly, neutron matter density.

1. **Введение**

Вопрос о создании стабильной нейтронной материи упирается в проблему динейтрона. Это связано с тем, что для создания нейтронного бозе-конденсата необходимо наличие в ультрахолодном нейтронном (УХН) газе спаренных нейтронных состояний, то есть динейтронов. Существование таких состояний в настоящее время экспериментально доказано только в реакциях распада ядер как виртуальных короткоживущих состояний [1]-[6]. В низкоэнергетическом пределе вопрос о существовании стабильных динейтронов остается открытым. В работе автора [7] было высказано предположение, что в УХН газе возможно образование динейтронов. Их образование способно объяснить наличие в УХН газе нейтронной аномалии – необъяснимой утечки нейтронов из нейтронной ловушки. При этом возникает ряд принципиальных вопросов: 1) Если в УХН газе образуются динейтроны, то для наблюдения образования их бозе-конденсата требуется их стабильность; 2) Число динейтронов в УХН газе составляет лишь малую часть нейтронов в ловушке. Возможно ли в этом случае образование конденсата? 3) Если динейтронный конденсат образуется, то как это можно детектировать? 4) Безотносительно к вопросу о бозе-конденсате возникает вопрос, как вообще можно детектировать динейтрон даже в случае его стабильности. Хотя, по аналогии со случаем холодных атомов, когда их бозе-конденсат возможен даже в случае полуцелых спинов (ферми газ), как это имеет место в случае нейтронов, принципиальный ответ на возможность образования бозе-конденсата положителен (по механизму образования куперовских пар в сверхпроводнике), практическая реализация такого бозе-конденсата находится далеко за пределами экспериментальных возможностей (раздел 5). В разделе 2 мы ответим на вопрос 1), в разделе 3 – на вопрос 2), в разделе 4 будет дан ответ на вопрос 3). Вопрос 4) обсуждается на протяжении всего текста статьи. В разделе 6 обсуждаются некоторые следствия, вытекающие из возможного существования нейтронной материи.

2. Стабильность и время образования динейтрона

В 1930 году, спасая “обменную статистику и закон сохранения энергии”, В. Паули предсказал существование нейтрино в процессе бета-распада нейтрона:

$$n \to p^+ + e^- + \bar{\nu}_e.$$

Это предсказание было экспериментально подтверждено лишь в 1956 году. Отсюда был сделан вывод о нестабильности динейтрона, даже если его существование было бы энергетически выгодным. По этой причине неудивительно, что обнаружение динейтронов – дело еще более трудное, чем открытие нейтрино, поскольку непонятно, как такую частицу создать.

Согласно полевой мезонной теории ядерных сил, образование динейтрона можно описывать как результат взаимодействия нуклонов с мезонным полем. Здесь имеется полная аналогия с биполяронной теорией взаимодействия двух электронов со скалярным полем (полем фононов) в физике конденсированного состояния. В случае энергетической выгодности такого образования оно должно быть стабильным относительно распада на отдельные нейтроны. Соответственно, распад одного из нейтронов в динейтроне приводил бы к его разрушению, что запрещено законом сохранения энергии в реакции:

$$^2n + E_{dn} = n + n, \qquad (1)$$

где E_{dn} – энергия связи динейтрона. Таким образом, природа стабильности динейтрона такая же, как и нейтронов в ядре. Различие здесь чисто количественное – энергия связи динейтрона гораздо меньше, чем в ядре. Отметим, что, согласно [7], даже в случае отталкивательного взаимодействия нейтронов, когда отсутствует их связанное состояние, образование конденсата делает их существование устойчивым как относительно распада на отдельные нейтроны, так и относительно их бета-распада. Ситуация здесь близка к случаю образования бозе-конденсата в Ферми газе ультрахолодных атомов, реализованному экспериментально. Этот вопрос мы рассмотрим в разделе 5.

Если динейтроны действительно образуются в УХН газе, то большой интерес представляет вопрос о времени их образования. Если предположить, что в нейтронной ловушке есть только два канала исчезновения нейтронов: а) за счет бета распада, б) за счет образования динейтронов – то уравнение, определяющее в ловушке динамику числа нейтронов, будет иметь вид:

$$\frac{dN}{dt} = -(k_\beta + k_d)N,$$

$$k = k_\beta + k_d = 1/\tau = {}^1\!/_{\tau_\beta} + {}^1\!/_{\tau_d}, \quad (2)$$

где $\tau = 879$ сек – время жизни в УХН ловушке, $\tau_\beta = 887$ сек – время жизни нейтрона в бета-распаде в пучковом эксперименте [8]. Отсюда время образования динейтрона τ_d равно:

$$\tau_d = \frac{\tau\tau_\beta}{\tau_\beta - \tau} = \frac{879 \cdot 887}{887 - 879}\text{сек} = 27 \text{ часов}. \quad (3)$$

Полученные результаты позволяют оценить число динейтронов в ловушке из уравнения, определяющего кинетику образования динейтронов:

$$dN_d/dt = k_d N, \quad (4)$$

где N_d – число динейтронов.

Из (2) и (4) следует, что:

$$dN_d/dN = -k_d/(k_\beta + k_d) \approx -k_d/k_\beta .$$

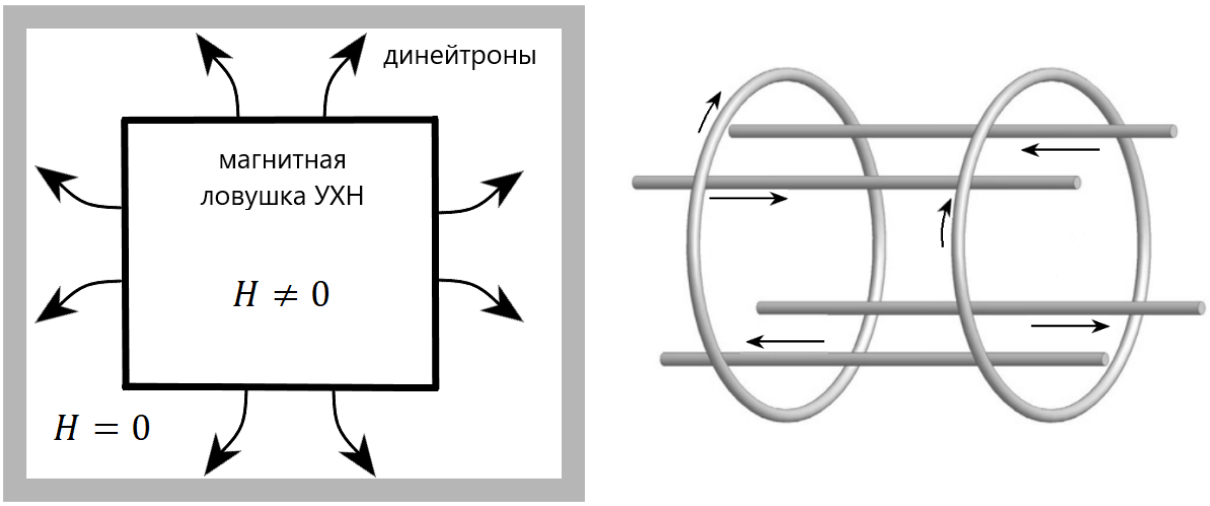
Отсюда следует, что:

$$N_d(t) = k_d\,(N(0) - N(t))/k_\beta. \quad (5)$$

Из (5) следует, что $N_d(\infty) = k_d\,N_0/k_\beta$, $k_d/k_\beta = 9.1 \times 10^{-3}$. Если поддерживать концентрацию нейтронов в ловушке постоянной $N = N_0 = const$, то: $N_d = k_d N t$, k_d = 1/(27 часов) – концентрация динейтронов линейно растет со временем и за 27 часов их число станет равной N_0.

Отметим, что если помимо образования динейтронов имеются и другие каналы утечки нейтронов из ловушки, то оценка времени образования динейтронов увеличится.

материальная ловушка УХДН **магнитная ловушка УХН**



а) б)

Рис. 1 а) Магнитная ловушка УХН, расположенная внутри материальной ловушки, удерживает нейтроны. Материальная ловушка удерживает динейтроны. б) Простейший вариант магнитной ловушки: продольные токи формируют квадрупольное магнитное поле, удерживающее нейтроны в поперечном к оси направлении, а поперечные кольцевые токи удерживают нейтроны вдоль оси ловушки (ловушка Иоффе-Притчарда).

Полученные оценки позволяют предложить технический способ получения высоких концентраций динейтронов. На Рис.1 схематически изображен способ накопления в материальной ловушке ультрахолодных динейтронов (УХДН). Нейтроны исходно поступают в магнитную ловушку, которая удерживает их вследствие наличия спина. Образующиеся в магнитной ловушке динейтроны имеют спин, равный нулю, и свободно выходят из магнитной ловушки, накапливаясь в материальной ловушке. Их наличие может быть детектировано по сцинтилляциям обычными датчиками нейтронов. Число динейтронов в материальной ловушке УХДН после того, как все нейтроны в магнитной ловушке испытают бета-распад, согласно (5), будет порядка процента от начального числа нейтронов в магнитной ловушке.

На вопрос о дальнейшей судьбе образующихся динейтронов ответить трудно. Оптический потенциал, удерживающий нейтроны в ловушке, для

динейтронов может быть значительно ниже, чем для нейтронов, поскольку, будучи бесспиновой частицей, динейтрон не будет взаимодействовать с отталкивательной спиновой частью ядерного потенциала стенок ловушки. Поэтому для удержания динейтронов в материальной ловушке могут потребоваться еще более низкие температуры, чем для удержания нейтронов. В этом случае, однако, становится возможным образование бозе-конденсата динейтронов. Образование бозе-конденсата в материальной ловушке может объяснить причину, по которой измерение времени жизни нейтрона в магнитной ловушке совпадает с измерением этого времени в материальной ловушке. В магнитной ловушке аномальная убыль нейтронов связана с образованием динейтронов и их автоматическим исчезновением из ловушки. Образование бозе-конденсата в этом случае невозможно. В материальной ловушке образование динейтронов приводит к образованию их бозе-конденсата, что не могут зафиксировать обычные датчики, поскольку частицы бозе-конденсата, как показано в [7], не могут ее покинуть. Это интерпретируется как их аномальная убыль, хотя динейтроны остаются в ловушке.

3. Возможность образования динейтронного бозе-конденсата

Будучи бозонами, образовавшиеся в ловушке динейтроны, могут образовывать бозе-конденсат. В работе [7] для оценки температуры конденсата динейтронов было использовано следующее выражение для критической температуры образования бозе-конденсата:

$$T_c(\xi) = \left(F_{3/2}(0)/F_{3/2}(\xi)\right)^{2/3} T_c(0), \tag{6}$$

$$F_{3/2}(\xi) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\gamma} \frac{t^{1/2} dt}{e^{t+\sqrt{\xi^2+2M\xi t/\mu}}-1}, \tag{7}$$

$$T_c(0) = 3{,}31 \frac{n^{2/3}}{M}, \quad \gamma = \frac{\kappa}{T_c} \quad , \tag{8}$$

$$N_1/N = (T/T_c)^{3/2}, \quad N_0/N = 1 - (T/T_c)^{3/2}.$$

В рассматриваемом нами случае M/μ=13,92, $\xi = \mu/T_c = 1{,}566 \cdot 10^{12}\ K/T_c$, μ – масса мезона, $M = 2m$, m – масса нейтрона, $\kappa = 10^{-3}K$ $(\approx 10^{-7}$эВ) – величина потенциала стенок (оптического потенциала), удерживающего нейтроны в ловушке [7], [8], N_0 и N_1 – число конденсатных и надконденсатных бозе частиц соответственно. Величина κ также имеет смысл предельной величины температуры, до которой удалось охладить нейтроны в ловушке. (Конкретные значения κ для разных веществ можно найти, например, в статье "Ультрахолодные нейтроны", Физическая энциклопедия, 1998.)

Уравнение вида (6) аналогично уравнению для определения температуры сверхпроводящего перехода в биполяронной теории высокотемпературной сверхпроводимости [9-10], за исключением имеющегося обрезания верхнего предела интегрирования в (7) величиной удерживающего потенциала ловушки.

Выражение для $T_c(0)$, определяемое (8), представляет собой универсальную формулу для критической температуры произвольного бозе-газа невзаимодействующих частиц. Выражение (6) определяет связь между критической температурой T_c частиц бозе-газа, взаимодействующих с мезонным полем, и критической температурой $T_c(0)$ бозе-газа невзаимодействующих частиц.

Уравнения (6), (7) имеют интересную особенность: определяемая ими величина критической температуры T_c практически не зависит от концентрации нейтронов в ловушке (см. приложение). Отсюда следуют важные выводы: во-первых, бозе-конденсат нейтронов в ловушке может образоваться при их сколь угодно низкой концентрации, во-вторых, при любой концентрации динейтронов в ловушке температура их бозе-конденсации будет определяться не значениями, приведенными в приложении, а величиной потенциала ловушки, равного 10^{-3} К.

4. Особенности нейтронного рассеяния динейтронным бозе-конденсатом

Для идентификации образования в ловушке динейтронного бозе-конденсата можно использовать нейтронное рассеяние.

Рассеяние нейтронов является мощным способом исследования свойств и строения кристаллов, широко используемым в современной физике. С помощью нейтронов можно определить атомное строение, установить магнитную структуру, получить информацию о спектральных характеристиках различных возбуждений в кристаллах, жидкостях и т.д.

Метод нейтронного рассеяния играет одну из ключевых ролей в исследовании высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). В работах [9]-[10] автором изложена трансляционно-инвариантная биполяронная теория сверхпроводимости, в основе которой лежит явление бозе-конденсации ТИ-биполяронов. Роль куперовских пар в этой модели играют ТИ-биполяроны, представляющие собой связанные состояния пространственно-делокализованных электронов с малой корреляционной длиной. Построенная в [9], [10] теория объясняет большое число экспериментов по термодинамическим и транспортным характеристикам высокотемпературных сверхпроводников, джозефсоновскому туннелированию, фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением, рамановскому рассеянию и др. В данной работе рассматриваются особенности, возникающие при нейтронном рассеянии динейтронным бозе-конденсатом, которые могут быть обнаружены экспериментально. Рассмотрение основано на аналогии с рассеянием нейтронов биполяронным конденсатом.

В рассматриваемом нами подходе, основанном на бозе-конденсации динейтронов, налетающий на исследуемую систему нейтрон (в нашем случае такой системой является динейтронный конденсат) выводит её из состояния термодинамического равновесия, и при этом изменяется состояние самого падающего нейтрона. Регистрируя энергию и импульс падающего

рассеиваемого нейтрона, мы получаем информацию о возбуждениях, которые возможны в исследуемой системе.

Как известно, поперечное сечение неупругого рассеяния σ на системе частиц одного типа при температуре $T = \beta^{-1}$ в единицу телесного угла Ω имеет вид:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega} = \frac{M_n^2}{(2\pi)^3\hbar^4}\frac{k_f}{k_i}\left|V\left(\vec{k}\right)\right|^2 N\frac{S\left(\vec{k},\omega\right)}{1-e^{-\beta\omega}}, \quad (9)$$

где N – число частиц в системе, M_n – масса нейтрона, $\hbar\vec{k} = \hbar\left(\vec{k}_i - \vec{k}_f\right)$ – величина переданного при рассеянии импульса, где $\vec{k}_i$ и $\vec{k}_f$ – начальный и конечный импульсы нейтрона соответственно; ω – переданная в результате рассеяния энергия; $V\left(\vec{k}\right)$ – Фурье-компонента потенциала взаимодействия нейтрона с рассеивающей частицей; входящая в (9) величина $S\left(\vec{k},\omega\right)$ является динамическим структурным фактором, который связан с корреляционной функцией типа плотность–плотность соотношением:

$$S\left(\vec{k},\omega\right) = \int d^3r \int_{-\infty}^{\infty}\frac{dt}{\hbar}e^{-ikr+i\omega t/\hbar}\langle[\rho(r,t),\rho(0,0)]\rangle, \quad (10)$$

где $\rho(r,t) = \Psi^+(r,t)\Psi(r,t)$ – оператор плотности частиц в гейзенберговском представлении, $\Psi(r,t)$ – волновая функция динейтрона, $\langle\ldots\rangle$ – термодинамическое среднее.

В случае обычного идеального бозе-газа, частицы которого обладают спектром $\varepsilon_k = k^2/2M$, расчёт структурного фактора $S\left(\vec{k},\omega\right)$ был проведён в [11]-[13]. В рассматриваемом нами случае идеального газа динейтронов со спектром $\varepsilon_0 = 0$ и $\varepsilon_{k\neq 0} = \omega_0 + k^2/2M$ (где ω_0 – оптический потенциал ловушки, выполняющий роль частоты оптического фонона), которому соответствует функция распределения $F\left(\vec{k}\right)$:

$$F\left(\vec{k}\right) = n_0\left(\vec{k}\right)\delta\left(\vec{k}\right) + [exp(\beta\varepsilon_k) - 1]^{-1}, \quad T < T_c,$$

$$F\left(\vec{k}\right) = [exp\beta(\varepsilon_k - \mu_{chem}) - 1]^{-1}, \quad T \geq T_c,$$

где $n_0(\vec{k})$ – концентрация динейтронов в бозе-конденсате, μ_{chem} – химический потенциал, выражение для структурного фактора (10) примет вид:

$$S(\vec{k},\omega) = S_0(\vec{k},\omega) + S_1(\vec{k},\omega), \tag{11}$$

$$S_0(\vec{k},\omega) = n_0\left[\left(1+F(\vec{k})\right)\delta(\omega-\omega_0-k^2/2M) - F(\vec{k})\delta(\omega+\omega_0+k^2/2M)\right],$$

$$S_1(\vec{k},\omega) = \frac{2\pi M}{\hbar^4\beta k(1-e^{-\beta\omega})} \cdot \ln\frac{1-\exp\{-\beta[\omega_0+\beta M\,(\omega+k^2/2M)^2/2k^2]-\tilde{\mu}\}}{1-\exp\{-\beta[\omega_0+\beta M\,(\omega-k^2/2M)^2/2k^2]-\tilde{\mu}\}},$$

$$\tilde{\mu} = \mu_{chem} - E_{dn}; \qquad \tilde{\mu} = 0, \qquad T \le T_c; \qquad \tilde{\mu} = \tilde{\mu}(T), \qquad T > T_c.$$

Отсюда следует, что при $T \to 0$, когда $F(\vec{k}) \to 0$, процессы с поглощением энергии отсутствуют и остаются только процессы с передачей энергии.

В выражении (9) формфактор $S_0(\vec{k},\omega)$ определяет возбуждения отдельных динейтронов в бозе-конденсате, а $S_1(\vec{k},\omega)$ – вклад динейтронов, находящихся в надконденсатном состоянии.

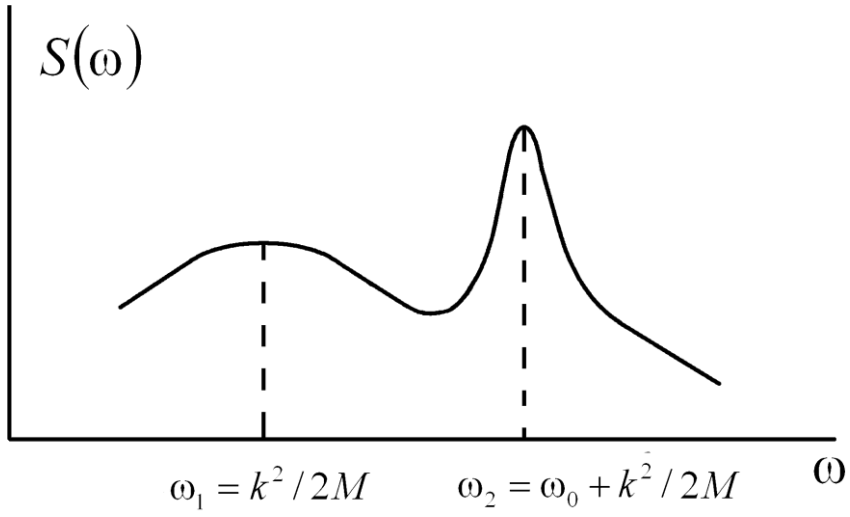


Рис. 2. Зависимость формфактора рассеяния от энергии нейтрона.

Из (11) следует, что при $\omega > 0$ формфактор имеет два пика. На рис. 2 приведена функция $S(\vec{k}, \omega)$ для некоторого фиксированного значения $\vec{k}$, которая имеет один (размытый) пик при энергии $\omega = \omega_1 = k^2/2M$ (он определяется $S_1(\vec{k}, \omega)$), а второй (более острый) – при энергии $\omega = \omega_2 = \omega_0 + k^2/2M$ (он определяется $S_0(\vec{k}, \omega)$). Разность энергий между двумя пиками ω_0, согласно ТИ-биполяронной теории, определяет величину щели в конденсате. При $\omega_0 = 0$ два пика сливаются в один, который соответствует идеальному бозе-газу.

Из (11) следует, что при $T = T_c$ максимум при $\omega = \omega_2$ исчезает, поскольку в этом случае $n_0 = 0$. Максимум при $\omega = \omega_1$ сохраняется и при $T > T_c$ и исчезает только при $T = T^*$, где T^* – температура перехода конденсата в псевдофазу. При $T = 0$, напротив, исчезает максимум при $\omega = \omega_1$, а максимум при $T = \omega_2$ становится максимально острым и интенсивным.

В реальном эксперименте пик в нейтронном рассеянии, который появляется при $T < T_c$, получают посредством вычитания рассеяния в нормальной и сконденсированной фазах. Таким образом, величине конденсатной щели сопоставляют энергию $\omega_2 = \omega_0 + k^2/2M$, поскольку пик с $\omega = \omega_1$ при таком подходе автоматически вычитается. Это может приводить как к завышению величины щели, так и к искажению её угловой зависимости.

Отметим, что метод нейтронного рассеяния активно использовался для определения наличия сверхтекучей компоненты ^4He, предположительно представляющей собой бозе-конденсатное состояние, в которое переходит часть атомов гелия при $T < T_c$ [11]-[13], [14], [15], как это впервые предполагалось в работе [16].

Теория рассеяния нейтронов на образующемся при $T < T_c$ бозе-конденсате, рассматриваемом как идеальный газ, приводит к выводу о наличии острого пика, обусловленного наличием конденсата, положение которого совпадает с положением максимума широкого пика, связанного с надконденсатными возбуждениями (что соответствует $\omega_0 = 0$). Это

обстоятельство создает большие трудности в выделении бозе-конденсатного вклада. Согласно сказанному выше, это затруднение отсутствует в случае бозе-конденсата динейтронов, в котором соответствующие пики разнесены на величину ω_0, что делает перспективным применение метода неупругого рассеяния для изучения свойств динейтронного бозе-конденсата.

5. Бозе – конденсат УХН в отсутствие стабильного состояния свободного динейтрона

Выше был рассмотрен случай, когда энергия связи динейтрона положительна и динейтрон является стабильной частицей, существующей как в отсутствие бозе-конденсата, так и при его наличии. Если энергия связи динейтрона недостаточна для образования свободной стабильной частицы, то образование динейтронов будет происходить одновременно с образованием их бозе-конденсата. Существование псевдощелевой фазы при этом становится невозможным. Именно так обстоит дело в БКШ теории сверхпроводимости конвенциальных сверхпроводников. Температура перехода газа УХН в конденсатное состояние будет определяться концентрацией УХН в ловушке с соотношением:

$$T_c = 0{,}218\, E_F \tag{12}$$

$$E_F = \frac{\hbar^2}{2m}(3\pi^2 n)^{2/3} = \frac{\hbar^2}{2m}(3\pi^2 \cdot 2n_B)^{2/3},$$

$$T_c = 3.31 \cdot \left(n_B^{2/3}\hbar^2\right)/M_B = 3.31 \cdot \left(n_B^{2/3}\hbar^2\right)/2m,$$

где n – концентрация УХН, n_B – концентрация Бозе частиц (то есть динейтронов), M_B – их масса, E_F – энергия Ферми УХН-газа:

$$T_c < T < E_F - \text{ферми-газ} \tag{13}$$

$$T < T_c - \text{бозе-конденсат.} \tag{14}$$

В частности, для $n = 10^5 \text{см}^{-3}$, $T_c \approx 1{,}72 \cdot 10^{-13} K$. Отсюда следует, что для экспериментальной реализации бозе-газа из нестабильных динейтронов требуется на порядки повышать концентрацию газа УХН.

Отметим, что факт образования бозе-конденсата из частиц, по своей природе являющихся фермионами, является следствием общей теоремы, доказанной Коном и Латинжером: «Многочастичная система фермионов, слабо взаимодействующих короткодействующими силами, станет сверхтекучей, даже если взаимодействие является отталкивающим» [17].

Согласно (13), при понижении температуры в УХН газе вначале будет формироваться Ферми газ, и при ее дальнейшем понижении, согласно (14), будет образовываться бозе-газ. Здесь возможны различные сложные эффекты в поведении бозе-газа динейтронов в присутствии вырожденного газа нейтронов, обычно наблюдаемые в смесях бозонных и фермионных газов ультрахолодных атомов [18].

6. Нейтронная материя

Словосочетание «нейтронная материя», как вещество, содержащее в основном одни нейтроны, обычно ассоциируется с такими объектами, как нейтронные звезды. В настоящее время считается общепризнанным, что создание нейтронной материи в земных условиях невозможно ввиду следующих факторов: 1) нейтронная материя обладает чрезвычайной плотностью, 2) нейтронная материя быстро распадается, 3) удержать нейтронную материю может только сверхсильное гравитационное поле нейтронных звезд.

В данной работе показано, что такое представление неверно. На Рис. 3 показана схема получения нейтронной материи в результате образования бозе-конденсата из УХН.

Обладая нулевым модулем всестороннего сжатия и бесконечной сжимаемостью под действием гравитационного поля, динейтронный газ собирается на дне ловушки. На Рис. 4 показан профиль потенциала нанокристалла и локализованное состояние, в которое попадают все динейтроны, находящиеся в ловушке. Компьютерное моделирование характеристик нейтронных состояний в нанокристалле LiH было проведено в

[19]: для энергии нейтрона было получено значение порядка микроэлектронвольта, распределение нейтронной плотности по высоте порядка ангстрема и в диаметре 10 нм.

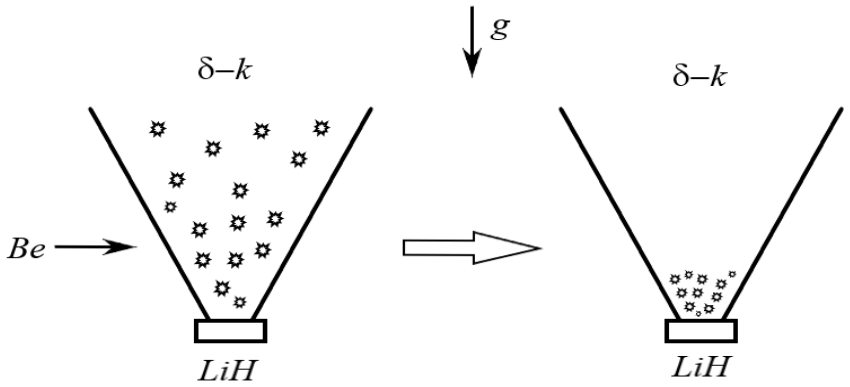


Рис. 3. Бозе-конденсация динейтронов в ловушке.

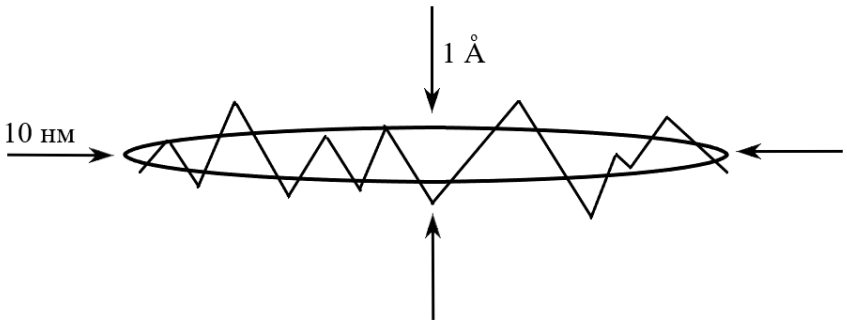


Рис. 4. Образование локализованного динейтронного состояния в нанокристалле LiH на дне ловушки.

Оценим максимальную плотность получаемой таким образом нейтронной материи. Характерный пространственный размер оптического потенциала определяется из соотношения: $a = \hbar/\sqrt{2m\kappa}$ и для $\kappa = 10^{-7}$ эВ составляет $a =$ 100 А. Максимальное значение массы нейтронного островка m_1, удерживаемое потенциалом, κ находится из равенства: $m_1 g a = \kappa$, где g – ускорение свободного падения. Отсюда следует, что максимальное значение массы нейтронного островка равно 1.6×10^{-16}г. При массе нейтрона 1.67×10^{-24}г число нейтронов в островке будет равно 10^8 нейтронов. Объем

островка, согласно Рис. 4, составляет $V_1 = 1 \times 100A \times 100A = 10^{-20}$ см^3. Отсюда следует, что максимальная плотность нейтронной материи будет составлять: $\rho_0 = 1.6 \times 10^4$ г/см^3 или 16 килограммов в кубическом сантиметре. Полученная таким образом нейтронная материя будет, однако, нестабильна относительно еще более плотного состояния, в котором она вся оказывается собранной в одном динейтроне, размер которого определяется его энергией связи E_{dn}. При столь большой плотности образовавшегося состояния его дальнейшее удержание в ловушке становится невозможным, и под действием гравитационного поля оно будет двигаться к центру Земли, возможно захватывая при этом ядра окружающей его материи. Описание этой ситуации, однако, выходит далеко за пределы данной статьи.

Благодарности

Автор выражает благодарность Е.В. Лычагину - директору Лаборатории нейтронных исследований ОИЯИ, ее сотрудникам А.М. Балагурову и М.А. Захарову за ценные обсуждения, сотрудникам Лаборатории теоретической физики В.Ю. Юшанхаю, В.С. Мележику, С.И. Виницкому, В.А. Осипову за обсуждение различных аспектов рассмотренных в работе вопросов.

Автор особенно благодарен А.И. Франку за плодотворную дискуссию и приглашение выступить на семинаре ЛНФ ОИЯИ.

Приложение

Численное решение уравнений (6), (7)*

$T_c(\xi), K$	$T_c(0), K$	ξ
1.57×10^{12}	5.9×10^{10}	1.
3.13×10^{12}	2.35×10^{11}	0.5
4.7×10^{12}	4.9×10^{11}	0.33
6.26×10^{12}	8.06×10^{11}	0.25
7.83×10^{12}	1.17×10^{12}	0.2
9.4×10^{12}	1.57×10^{12}	0.17
1.1×10^{13}	2.01×10^{12}	0.14
1.25×10^{13}	2.48×10^{12}	0.13
1.4×10^{13}	2.98×10^{12}	0.11
1.57×10^{11}	7.8×10^{6}	10.
7.83×10^{10}	4723	20.
5.22×10^{10}	3.93	30.
3.92×10^{10}	0.0037	40.
3.13×10^{10}	3.78×10^{-6}	50.
2.61×10^{10}	3.99×10^{-9}	60.
2.24×10^{10}	4.34×10^{-12}	70.
1.96×10^{10}	4.82×10^{-15}	80.
1.74×10^{10}	5.45×10^{-18}	90.
1.57×10^{10}	6.23×10^{-21}	100.
7.83×10^{9}	3.45×10^{-50}	200.
5.22×10^{9}	2.56×10^{-79}	300.
3.92×10^{9}	2.14×10^{-108}	400.
3.132×10^{9}	1.91×10^{-137}	500.
2.61×10^{9}	1.77×10^{-166}	600.
2.24×10^{9}	1.69×10^{-195}	700.
1.96×10^{9}	1.65×10^{-224}	800.
1.74×10^{9}	1.63×10^{-253}	900.
2.2×10^{10}	1.75×10^{-12}	71.3
2.17×10^{10}	9.98×10^{-13}	72.2
2.15×10^{10}	5.63×10^{-13}	73
2.12×10^{10}	3.13×10^{-13}	73.9
2.1×10^{10}	1.72×10^{-13}	74.7
2.07×10^{10}	9.31×10^{-14}	75.6
2.05×10^{10}	4.97×10^{-14}	76.6
2.02×10^{10}	2.6×10^{-14}	77.5
1.99×10^{10}	1.35×10^{-14}	78.4

Выделено решение, использованное в [7].

*результаты получены А.Н. Коршуновой

Список литературы

[1] N. Dzysiuk and I.M. Kadenko, Candidate-nuclei for observation of a bound dineutron. Part II: The $(n, 2n+n)$ and $(\gamma, 2n)$ nuclear reactions // Nuclear Physics A, 2025, 1053, 122961; doi: 10.1016/j.nuclphysa.2024.122961

[2] S. Huang, Z. Yang, Neutron clusters in nuclear systems // Front. Phys., 2023, 11, 1233175; doi: 10.3389/fphy.2023.1233175

[3]. I. Kadenko, Possible observation of the dineutron in the ^{159}Tb(n,^{2}n)^{158g}Tb nuclear reaction // EPL, 2016, 114, 42001; doi: 10.1209/0295-5075/114/42001

[4] A. Corsi, Y. Kubota, J. Casal, M. Gómez-Ramos, A.M. Moro, G. Authelet, H. Baba, C. Caesar, D. Calvet, A. Delbart, M. Dozono, J. Feng, F. Flavigny, J.-M. Gheller, J. Gibelin, A. Giganon, A. Gillibert, K. Hasegawa, T. Isobe, Y. Kanaya…J. Zenihiro, Searching for universality of dineutron correlation at the surface of Borromean nuclei // Physics Letters B, 2023, 840, 137875; doi: 10.1016/j.physletb.2023.137875

[5] A. Spyrou, Z. Kohley, T. Baumann, D. Bazin, B. A. Brown, G. Christian, P. A. DeYoung, J. E. Finck, N. Frank, E. Lunderberg, S. Mosby, W. A. Peters, A. Schiller, J. K. Smith, J. Snyder, M. J. Strongman, M. Thoennessen, and A. Volya, First Observation of Ground State Dineutron Decay: ^{16}Be // Phys. Rev. Lett., 2012, 108, 102501; doi: 10.1103/PhysRevLett.108.102501

[6] Y. Kubota, A. Corsi, A., G. Authelet, et. al., Surface localization of the dineutron in ^{11}Li // Phys. Rev. Lett., 2020, 125, 252501; doi: 10.1103/PhysRevLett.125.252501

[7] В.Д. Лахно, О возможности образования бозе-конденсата в ультрахолодном нейтронном газе // Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша, 2024, № 85, doi: https://doi.org/10.20948/prepr-2024-85

[8] А.П. Серебров, Разногласие между методом хранения ультрахолодных нейтронов и пучковым методом при измерении времени жизни нейтрона // УФН, 2019, т.189, N6, 635-641; doi: 10.3367/UFNr.2018.11.038475

[9] V.D. Lakhno, High Temperature Superconductivity. Bipolaron Mechanism // De Gruyter, Berlin, 2022; doi: 10.1515/9783110786668

[10] В.Д. Лахно, Математические основы трансляционно-инвариантной биполяронной теории сверхпроводимости // М.: ИПМ им. М.В. Келдыша, 2021, 292 стр.; doi: https://doi.org/10.20948/mono-2021-lakhno, https://keldysh.ru/e-biblio/lakhno/

[11] H.W. Jackson, Reexamination for a Bose-Einstein condensate in superfluid He^4 // Phys. Rev. A, 1973, 10, 278-294, doi: 10.1103/PhysRevA.10.278

[12] L. Aleksandrov, V.A. Zagrebnov, Zh.A. Kozlov, V.A. Parfenov, V.B. Priezzhev, High energy neutron scattering and the Bose condensate in He II // Zh. Eksp. Teor. Fiz., 1975, 41, N5, 915

[13] P.C. Hohenberg, P.M. Platzman, High-energy neutron scattering from 4He// Phys. Rev., 1966, 152, 198, doi: https://doi.org/10.1103/PhysRev.152.198

[14] R.A. Cowley, A.D.B. Woods, Neutron Scattering from Liquid Helium at High Energies // Phys. Rev. Lett., 1968, 21, 787, doi: 10.1103/PhysRevLett.21.787

[15] O.K. Harling, High-Momentum-Transfer Neutron-Liquid-Helium Scattering Bose Condensation // Phys. Rev. Lett., 1970, 24,1046, doi: 10.1103/PhysRevLett.24.1046

[16] F. London, The λ-Phenomenon of Liquid Helium and the Bose-Einstein Degeneracy // Nature, 1938, 141, 643-644, doi: 10.1038/141643a0

[17] W. Kohn, J. Luttinger, New Mechanism for superconductivity // Phys. Rev. Lett., 1965, 15, 524

[18] B. J. DeSalvo, K. Patel, G. Cai, C. Chin, Observation of fermion mediated interactions between bosonic atoms // Nature, 2019, 568, 61–64, doi: 10.1038/s41586-019-1055-0

[19] H. Tang, G. Wang, P. Cappellaro, μeV - Deep Neutron Bound States in Nanocrystals // ACSNano, 2024, 18, 12, 906363 – 9070; doi: 10.1021/acsnano.3c12929

Содержание