



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

Препринты ИПМ • Препринт № 85 за 2024 г.



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

В.Д. Лахно

О возможности образования
бозе-конденсата в
ультрахолодном нейтронном
газе

Статья доступна по лицензии
[Creative Commons Attribution 4.0 International](https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/)



Рекомендуемая форма библиографической ссылки: Лахно В.Д. О возможности образования бозе-конденсата в ультрахолодном нейтронном газе // Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша. 2024. № 85. 17 с. <https://doi.org/10.20948/prepr-2024-85>
<https://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2024-85>

**Ордена Ленина
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ
имени М.В.Келдыша
Российской академии наук**

В.Д. Лахно

**О возможности образования
бозе-конденсата в ультрахолодном
нейтронном газе**

Москва – 2024

Лахно В.Д.

О возможности образования бозе-конденсата в ультрахолодном нейтронном газе

Высказано предположение, что аномальная утечка ультрахолодных нейтронов из нейтронной ловушки может быть связана с образованием в ней динейтронов. Показано, что газ ультрахолодных нейтронов при температурах T меньше 10^{-3} К должен образовывать динейтронный бозе-конденсат даже в отсутствие динейтронов как свободных стабильных частиц. Рассмотрены следствия, вытекающие из предположения о стабильности динейтронов в нейтронных звездах. Обсуждаются условия образования в них и в тяжелых ядрах бозе-конденсата из динейтронов.

Ключевые слова: динейтрон, сверхпроводимость, нейтронная звезда, нейтроний, наноточка, биполярон

Lakhno Victor Dmitrievich

On the possibility of Bose condensate formation in ultracold neutron gas

It is suggested that the anomalous leakage of ultra-cold neutrons from a neutron trap may be associated with the formation of dineutrons in it. It is shown that the gas of ultracold neutrons at temperatures T less than 10^{-3} K should form a dineutron Bose condensate even in the absence of dineutrons as free stable particles. The consequences arising from the assumption of the stability of dineutrons in neutron stars are considered. The conditions for the formation of a Bose condensate from dineutrons in them and in heavy nuclei are discussed.

Key words: dineutron, superconductivity, neutron star, neutronium, nanodot, bipolaron.

1. Введение

Поискам динейтрона посвящена обширная литература [1-6]. Надежду на существование такой стабильной частицы вселяло существование стабильного дейтрона и наличие изотопической инвариантности нуклонов. Действительно, в реакциях распада ядер динейтрон обычно возникает как коротко живущее образование при энергиях порядка энергии связи дейтрона [1-6].

Вопрос о стабильности и существовании динейтрона при более низких и сверхнизких энергиях в настоящее время остается открытым. Большие успехи в исследовании бозе-конденсатов ультрахолодных атомов, с одной стороны, и исследованиях газа ультрахолодных нейтронов, помещенных в ловушку, с другой, ставят вопрос о возможности образования в таких ловушках нейтронного бозе-конденсата. Образование нейтронного бозе-конденсата возможно, только если в нейтронном газе образуются динейтроны, поскольку нейтроны являются фермионами. В пользу такой возможности свидетельствует наличие аномалии в ультрахолодном нейтронном газе, помещенном в ловушку, когда наблюдаемая величина утечки нейтронов из ловушки на порядки превышает теоретические оценки [7-9]. Популярные гипотезы, объясняющие это явление, включают такие, как малый нагрев при хранении ультрахолодных нейтронов, связанный с вращением земли, нейтронные осцилляции, вклад экзотических процессов распада (например, распада нейтрона с образованием нейтрального атома водорода), переход нейтрона в темную материю, реакторная антинейтринная аномалия, существование зеркальной темной материи, квантовый парадокс Зенона и другие [9]. Это свидетельствует о том, что в настоящее время общепринятого объяснения нейтронной аномалии не существует.

Существование такой аномалии можно было бы объяснить наличием в ультрахолодном газе динейтронов, которые, как можно предположить,

имеют гораздо большее сечение захвата ядрами стенок ловушки, чем нейтроны. Если динейтроны существуют, то они могут образовывать бозе-конденсат.

Цель данной статьи – проанализировать следствия, которые вытекают из предположения о возможности существования стабильных динейтронов. В такой общей постановке этот вопрос также представляет интерес и в случае сверхплотной материи, например, тяжелых атомных ядер, нейтронных или бозонных звезд.

2. Бозе-конденсат динейтронов

Будем исходить из того, что динейтрон при низких энергиях стабилен.

Если принять, что концентрация динейтронов n в ловушке равна $n = N/V$, где N – число динейтронов, V – объём ловушки, достаточна для образования их бозе-конденсата, то $N = N_0 + N'$:

$$\begin{aligned} N &= \sum_k n_k, \\ N_0 &= 1/(\exp(E_0 - \mu_{chem})/T - 1), \\ N' &= \sum_{k \neq 0} 1/(\exp(E_k - \mu_{chem})/T - 1), \end{aligned} \quad (1)$$

где n_k – число динейтронов с волновым числом k , N_0 – число динейтронов в основном состоянии бозе-конденсата, N' – число надконденсатных частиц, μ_{chem} – химический потенциал бозе-газа: $\mu_{chem} = E_{dn}$, где E_{dn} – энергия основного состояния динейтрона. Равенство $\mu_{chem} = E_{dn}$ соответствует бесконечно большой плотности состояний бозе-конденсата вблизи щели $\Delta = \mu$ в спектре динейтрона (см. приложение А):

$$\begin{aligned} E_k &= [E_{dn} + \Delta_k + k^2/2M], \quad k > 0, \\ \Delta_k &= \sqrt{\mu^2 + k^2}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $E_0 = E_{dn}$ при $k = 0$, M – масса динейтрона. Здесь полагается $\hbar = c = 1$.

Заменяя в (1) суммирование на интегрирование по волновым числам, для температуры бозе-конденсата из динейтронов T_c получим уравнение:

$$T_c = (F_{3/2}(0)/F_{3/2}(\xi))^{2/3} T_c(0), \quad (3)$$

$$F_{3/2}(\xi) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\gamma \frac{t^{1/2} dt}{e^{t + \sqrt{\xi^2 + 2M\xi t/\mu}} - 1}, \quad (4)$$

$$T_c(0) = 3,31 \frac{n^{2/3}}{M}, \quad \gamma = \frac{\kappa}{T_c}. \quad (5)$$

В рассматриваемом нами случае $M/\mu=13,92$, $\xi = \mu/T_c = 1,566 \cdot 10^{12} K/T_c$, $\kappa = 10^{-3} K$ ($\approx 10^{-7}$ эВ) – величина потенциала стенок (оптического потенциала), удерживающего нейтроны в ловушке [8]. Величина κ также имеет смысл предельной величины температуры, до которой удалось охладить нейтрон в ловушке.

Уравнение вида (3) аналогично уравнению для определения температуры сверхпроводящего перехода в биполярной теории высокотемпературной сверхпроводимости [10, 11]¹ за исключением имеющегося обрезания верхнего предела интегрирования в (4) величиной удерживающего потенциала ловушки.

Выражение для $T_c(0)$, определяемое (5), представляет собой универсальную формулу для критической температуры произвольного бозе-газа невзаимодействующих частиц. Выражение (3) определяет связь между критической температурой T_c бозе газа частиц, взаимодействующих с мезонным полем, и критической температурой $T_c(0)$ бозе-газа невзаимодействующих частиц.

Содержащийся в ловушке бозе-конденсат как целое имеет нулевой импульс $P=0$. Формально, если бы размер ловушки был бесконечным, то импульс P , будучи макроскопической величиной, сохранял бы свое значение вплоть до температуры T_c порядка величины щели Δ в спектре частиц бозе-конденсата. В реальности ловушка имеет конечный размер объемом

¹ В формуле 4.9.9 на стр.113 в книге [10] содержится опечатка: вместо показателя степени 2/3 в ней стоит 3/2; соответственно, аналогичная опечатка содержится в формуле 9.9 на стр. 147 книги [11]

примерно в литр и содержит конечное число частиц (порядка 10^8 нейтронов). Поэтому развал такого бозе-конденсата будет происходить уже при температуре газа, превосходящей потенциал ловушки. Учет этого обстоятельства достигается введением обрезания γ в верхнем пределе интеграла в (4).

Таким образом, вопрос о величине критической температуры бозе-конденсата динейтронов T_c в зависимости от их концентрации n связан с решением задач (3), (4), которое мы рассмотрим в следующем разделе.

3. Условия образования бозе-конденсата

В настоящее время в земных условиях, по-видимому, достижимыми являются значения концентраций ультрахолодных нейтронов n порядка 10^5 см^{-3} (такие значения по проекту планируется получить на казахстанском реакторе Института ядерной физики к 2030 году, что будет максимальным показателем в мире). Однако даже для таких экстремальных значений n величина $T_c(0)$, фигурирующая в (5), чрезвычайно мала. Действительно, с использованием для массы нейтрона значения: $m_n = 939,565 \text{ МэВ}$ и $n=10^5 \text{ см}^{-3}$ для величины $T_c(0)$ из (5) получим: $T_c(0) = 1,72 \cdot 10^{-13} \text{ К}$. Столь малое значение $T_c(0)$ исключает возможность экспериментального изучения явления бозе-конденсации в ультрахолодном нейтронном газе.

Ситуация радикально меняется в случае, если нейтроны взаимодействуют с частицами, имеющими в своем спектре массовую щель. С формальной точки зрения, если условие $P=0$ сохраняется, то в спектре динейтрона имеется огромная массовая щель, определяемая (2). Согласно (3), это дает (при вышеуказанных значениях параметров) для T_c величину порядка 10^{11} К . Таким образом, в этом случае все частицы должны были бы выпадать в бозе-конденсат.

Этого, конечно, не происходит, поскольку уже при температуре T выше, чем $T_k = k$, частицы уже не удерживаются ловушкой и условие $P = 0$

нарушается. Отсюда следует важный вывод: образование бозе-конденсата мало связано с количеством динейтронов в ловушке и целиком зависит только от температуры, которая не должна превышать k .

Отметим, что динейтроны, находясь при T меньше T_k в конденсатном состоянии в наинизшем энергетическом состоянии, оказываются недоступны для захвата стенками ловушки. Это, однако, не означает, что такой конденсат будет стабильным, поскольку надконденсатные динейтроны будут рассеиваться стенками ловушки и уходить из нее. В результате число надконденсатных частиц будет уменьшаться, а их уменьшение будет компенсироваться переходом сконденсированных частиц в надконденсатное состояние до тех пор, пока их концентрация в конденсате не обратится в ноль.

Сделанное нами исходное предположение о существовании связанного состояния двух нейтронов в форме динейтрона не является обязательным. В случае, когда энергия связи динейтрона равна нулю, то есть когда имеется идеальный газ, состоящий только из свободных нейтронов, его корреляционная длина будет равна комптоновской длине волны мезонной шубы нуклона $\lambda = 1/\mu = 10^{-12}$ см. Это означает, что из нейтронов в ловушке можно составлять любые спаренные пространственные конфигурации, не сближая такие пары на расстояния меньше λ . Такие пары можно рассматривать как бозе-частицы, которые могут испытывать бозе-конденсацию, и понижать тем самым энергию системы при T меньше T_k . В качестве спаренных бозе частиц идеального газа из несвязанных нейтронов в этом случае выбираются пары нейтронов, чей центр тяжести в их бозе-конденсате покоится (поскольку все спаренные частицы в бозе-конденсате имеют нулевой импульс, как и импульс всего бозе-конденсата как целого). Спаренные состояния в этом случае вполне аналогичны куперовским парам в конвенциональных сверхпроводниках, в которых электроны с противоположными спинами и импульсами коррелированы. По этой же аналогии неустойчивость разреженного ферми-газа нуклонов относительно

образования нуклонного бозе-конденсата следует уже из того, что при $T=0$ энергия ферми-газа всегда положительна, а энергия бозе-конденсата равна нулю. Этот вывод соответствует общей теореме, доказанной Коном и Латтинджером в 1965 году: “многочастичная система фермионов, слабо взаимодействующих короткодействующими силами, станет сверхтекучей, даже если взаимодействие является отталкивающим” [12]. Таким образом, даже при отталкивательном потенциале между нейтронами нейтронный газ при выполнении условия T меньше T_c будет образовывать бозе-конденсат с критической температурой конденсации, равной $T_c(0)$.

Рассмотрим теперь противоположный случай очень большой плотности нейтронного газа, который соответствует нейтронным звездам и сверхтяжелым ядрам (нейтронная плотность n порядка 10^{38} нейтронов в кубическом сантиметре). Будем полагать в этом случае в (3) $\gamma = \infty$. Согласно [13], в этом случае во внутренней коре нейтронных звезд возможно спаривание нуклонов в синглетном состоянии.

Согласно [14], температура сверхтекучей компоненты таких звезд составляет величину порядка 10^9 К. Расчет, выполненный на основе (3), приводит в этом случае к величине n порядка 10^5 динейтронов в кубическом сантиметре (см. приложение Б). Таким образом, для реализации сверхтекучести в нейтронной звезде требуется совсем небольшая концентрация динейтронов. Это, в свою очередь, означает, что ввиду такой малости n сверхтекучесть в тяжелых ядрах оказывается невозможной.

4. Обсуждение

Во введении была высказана гипотеза, объясняющая утечку нейтронов из ловушки за счет образования динейтронов, которые ввиду их большого характерного размера, обладают большим сечением рассеяния на стенках ловушки. Полученные результаты позволяют выдвинуть гипотезу, которая состоит в том, что образовавшиеся динейтроны под действием гравитации

оседают на дно ловушки, где они, скапливаясь, образуют бозе-конденсатные островки с повышенной концентрацией динейтронов. Повышение концентрации не приводит к повышению температуры бозе-конденсата, поскольку последняя определяется только удерживающим потенциалом ловушки. Эту концентрацию можно искусственно повышать, создавая на дне ловушки квантовые наноточки, способные захватывать и удерживать в своем объеме скопления динейтронов. Модельный расчет характеристик таких наноточек в случае захвата ими несконденсированных нейтронов дает для захваченных нейтронов характерную энергию порядка микроэлектронвольта, характерный размер порядка десятков нанометров и время их жизни порядка миллисекунды [15], что совпадает с характерным временем термализации ультрахолодных нейтронов при температуре порядка нескольких милликельвинов.

В идеальном бозе-газе его давление не зависит от плотности газа. По этой причине бозе-газ может быть сжат до минимального размера, определяемого размером динейтрона. В рассматриваемом случае такой сжимающей силой для нейтронного бозе-конденсата является земное гравитационное поле, которое в случае идеальной поверхности ловушки приводит к образованию на дне ловушки двумерного конденсата, толщиной порядка ангстрема, а при наличии дефектов и флуктуирующего потенциала – к образованию на ее дне отдельных островков конденсата. Такие островки уже будут представлять не идеальный газ, а новое устойчивое состояние вещества, которое в случае притягивающего взаимодействия между динейтронами коллапсирует в состояние, сходное с состоянием нейтронных звезд (в популярной и фантастической литературе называемое нейтридом или нейтронием (нейтрониемом)).

Если энергия связи динейтрона положительна (то есть его образование энергетически выгодно) и превосходит T_k , то образование газа из динейтронов возможно даже при температуре выше T_k (аналог псевдоцелевой фазы в высокотемпературных сверхпроводниках [9-10]),

который при понижении температуры ниже T_k переходит в бозе-конденсатное состояние. Если энергия связи ниже критической температуры бозе-конденсата, то образование конденсата будет происходить при температуре, равной энергии T_k (аналогично образованию куперовских пар и сверхпроводимости при $T = T_c$ в конвенциональных сверхпроводниках). Как было отмечено выше, в любом случае система слабо взаимодействующих фермионов, независимо от вида взаимодействия, не может оставаться в состоянии нормальной жидкости вплоть до абсолютного нуля температур. Образование динейтронного газа в случае положительной энергии связи будет всегда происходить с выделением энергии, равной энергии синтеза динейтронов из нейтронов, приводя к его нагреву.

Ключевым для наблюдения этих эффектов является получение низкой температуры T меньше T_k и повышение концентрации нейтронов в ловушке.

Большие концентрации также требуются для решения фундаментальных проблем: измерения величины электрического дипольного момента нейтрона и времени жизни нейтрона. По этой причине можно надеяться, что работа по повышению концентрации ультрахолодных нейтронов и понижению их температуры хранения будет продолжаться. Для этого, однако, нужны новые технические идеи. В качестве такой идеи можно рассмотреть предложение использования “искусственной” гравитации (помещая ловушку в центрифугу и создавая тем самым центробежную силу, прижимающую нейтроны к стенке ловушки) или использовать динамический колебательный режим движения ловушки. В работе [16] указано на принципиальную возможность создания лазерным способом концентраций ультрахолодных нейтронов, которые на несколько порядков превышают реализуемые сегодня, и достижения сверхнизких температур, много меньших T_k . В [17] для повышения концентрации ультрахолодных нейтронов и понижения температуры было предложено использовать ультрахолодные наночастицы, прикрепленные к поверхности ловушки.

Как и в случае изучения бозе-конденсатов ультрахолодных атомов в невесомости, представляет интерес провести такое исследование с ультрахолодным нейтронным газом. С этой целью необходимо источник нейтронов, то есть реактор, вынести в космос. В отличие от эксперимента в земных условиях, образовавшиеся в ловушке динейтроны уже не будут оседать на ее дно. Время существования бозе-конденсата в этом случае будет определяться только временем жизни надконденсатной части динейтронов. Его можно увеличивать, увеличивая размеры ловушки.

Приложение А. Теория поля медленного динейтрона

Простейшая феноменологическая модель, описывающая взаимодействие двух нерелятивистских нуклонов с мезонным полем, имеет вид

$$H = \frac{1}{2m} \int \nabla_{r_1} \Psi^+ \nabla_{r_1} \Psi d^3 r_1 d^3 r_2 + \frac{1}{2m} \int \nabla_{r_2} \Psi^+ \nabla_{r_2} \Psi d^3 r_1 d^3 r_2 - g \int (\varphi(r_1) + \varphi(r_2)) \Psi^+ \Psi d^3 r_1 d^3 r_2 + \frac{1}{2} \int \{\pi^2 + (\nabla\varphi)^2 + \mu^2 \varphi^2\} d^3 r, \quad (\text{A.1})$$

где $\Psi(r_1, s_1; r_2, s_2)$ – волновая функция двух нейтронов с координатами и спинами r_1, s_1 и r_2, s_2 , m – масса нейтрона, g – константа нейтрон–мезонной связи. При квантово-полевоом описании мезонное поле $\varphi(r)$ является оператором:

$$\varphi(r) = \sum_k (2\omega_k^0 V)^{-1/2} (b_k + b_{-k}^+) e^{ikr}, \quad (\text{A.2})$$

$$\pi(r) = \sum_k \left(\frac{\omega_k^0}{2V}\right)^{1/2} (b_k - b_{-k}^+) e^{ikr},$$

$$\omega_k^0 = \sqrt{\mu^2 + k^2},$$

где b_k и b_k^+ – операторы уничтожения и рождения мезонов.

Из (A.1), (A.2) для плотности гамильтониана H получим

$$\mathcal{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_{r_1} - \frac{\hbar^2}{2m} \Delta_{r_2} + \sum_k \hbar \omega_k^0 b_k^+ b_k + \sum_k [V_k \exp(ikr_1) b_k + V_k \exp(ikr_2) b_k + H.c.], \quad (\text{A.3})$$

$$V_k = g / \sqrt{2\omega_k^0 V}.$$

Гамильтониан (А.3) представляет собой нерелятивистскую квантово-полевую задачу двух тел и совпадает по структуре с гамильтонианом биполярона в полярном кристалле [10, 11]. Рассмотренная нами простейшая модель должна быть дополнена учетом спиновых взаимодействий путем добавления к H члена:

$$\int U(r_1, s_1; r_2, s_2) \Psi^+ \Psi d^3 r_1 d^3 r_2. \quad (\text{А.4})$$

где s_1, s_2 – операторы спина и изоспина. В случае контактного взаимодействия спинов гейзенберговского типа, согласно (А.4), к гамильтониану (А.3) добавится дельтаобразный отталкивающий потенциал U , величина которого будет определять устойчивость спаренного состояния нуклонов.

Существенно, что в основе трансляционно-инвариантной теории биполяронов лежит тот же исходный гамильтониан Фрёлиха (А.3), что и используемый в теории Бардина, Купера, Шриффера (БКШ). Отличие рассматриваемого нами случая нуклонов в мезонном поле лишь в том, что в теории БКШ рассматриваются электроны, взаимодействующие с фононами, а в теории нуклон-мезонного поля рассматриваются нейтроны, взаимодействующие с мезонами (применение теории БКШ к нейтронной материи содержится в работе [18]). Отличие же в теоретическом подходе состоит в том, что теория БКШ основана на исключении фононных переменных из гамильтониана и исследовании полученного в результате такого исключения гамильтониана, содержащего только электронные переменные. В противоположность подходу БКШ, в теории ТИ-биполяронного газа из гамильтониана исключаются электронные переменные. В итоге получается гамильтониан, зависящий только от фононных переменных. Спектр собственных значений такого гамильтониана

определяет спектр возбуждений биполярных состояний. Полученный таким образом спектр и используется затем для описания статистических свойств идеального газа биполяронов. В рассматриваемом нами случае роль ТИ-биполярона играет динейтрон. При этом ω_k^0 играет роль энергетической щели динейронного бозе-конденсата, минимальное значение которой равно массе мезона. Полезно отметить, что гамильтониан (А.1) является простейшей моделью взаимодействия нерелятивистских частиц с любым типом поля $\varphi(r)$, а критическая температура T_c , описываемая (3)-(5), вообще не зависит от величины константы взаимодействия g и определяется величиной щели, соответствующей такому полю, у которого щель минимальна. Кандидатом на роль такого поля могло бы выступать нейтринное поле (модель динейтрона на основе взаимодействия нейтронов с нейтринным полем рассматривалась в [19]), для которого верхняя оценка массы составляет 0,3 эВ. Еще меньшей щелью, вернее ее отсутствием, обладает фотонное поле (взаимодействие нейтрона с фотоном даже в отсутствие у нейтрона спина будет отлично от нуля ввиду наличия у него электрического дипольного момента). В последнем случае температура бозе-конденсата динейтронов будет равна $T_c(0) = 1,72 \cdot 10^{-13} K$. Ввиду слабости взаимодействия нейтронов с нейтринным и фотонным полями установление такими взаимодействиями теплового равновесия в нейтронном газе требует настолько большого времени, что вряд ли их детальное рассмотрение представляет интерес с точки зрения земных экспериментов.

Важным моментом является то, что динейтрон в бозе-конденсате не может рассеиваться на стенках ловушки, поскольку это эквивалентно появлению в нем возбуждения – выходу из конденсата одной из частиц и повышению энергии конденсата.

Приложение Б. Решение уравнения (3)

1. Ультрахолодные нейтроны

Поскольку величина μ очень велика ($\mu = 1,566 \cdot 10^{12} K$), положим $\mu \gg T_c$. В силу того, что величина κ мала, будем также считать $\gamma = \kappa/T_c \ll 1$.

В этом случае для $F_{3/2}(\xi)$ из (4) получим

$$F_{3/2}(\xi) \approx \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-\xi} \int_0^\gamma t^{1/2} dt = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \gamma^{3/2} e^{-\xi}. \quad (\text{Б.1})$$

Выражение (Б.1), согласно сделанным предположениям, справедливо при $\xi \gg 1$. При $\xi = 0$ для $F_{3/2}(0)$ получим

$$F_{3/2}(0) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\gamma \frac{t^{1/2} dt}{e^t - 1} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\gamma \frac{dt}{t^{1/2}} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \gamma^{1/2}. \quad (\text{Б.2})$$

Тогда из (3) получим

$$T_c \approx \left(\frac{3}{\gamma}\right)^{2/3} e^{2\xi/3} T_c(0). \quad (\text{Б.3})$$

Полагая в (Б.3)

$$T_c = 2^\mu / W, \quad (\text{Б.4})$$

из (Б.3) получим уравнение Ламберта для функции $W(z)$:

$$z = W e^W, \quad (\text{Б.5})$$

где:

$$z = \frac{2\mu\kappa^2}{9T_c^3(0)},$$

для используемых нами параметров величина $z \approx 10^{44}$. Для такой величины z из (Б.5) получим: $W \approx 10^2$. В результате для T_c из (Б.4) получим: $T_c \sim 10^{11} K$. Таким образом, сделанное нами предположение, что $\xi = \mu/T_c \gg 1$, оправдывается.

2. Нейтронная звезда

Даже если взять верхнюю оценку для температуры бозе-конденсации динейтронов в нейтронной звезде $T_c = 2 \cdot 10^{10} K$, то для концентрации динейтронов в нейтронной звезде n посредством численного решения (3) с $\gamma \gg 1$ получим величину $n \approx 10^5$ динейтронов/см³. Эта оценка мало меняется для предполагаемого диапазона возможных значений $T_c \sim 10^8 \div 10^{10} K$.

Литература

- [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 <https://doi.org/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](https://doi.org/10.3389/fphy.2023.1233175)
- [3]. I. Kadenko, Possible observation of the dineutron in the $^{159}\text{Tb}(n, ^2n)^{158g}\text{Tb}$ nuclear reaction // EPL, 2016, 114, 42001; doi <https://doi.org/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 <https://doi.org/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 <http://doi.org/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 <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.125.252501>

- [7] А.В. Стрелков, История открытия ультрахолодных нейтронов // ЛНФ-ОИЯИ, 1996; doi <http://nuclphys.sinp.msu.ru/ucn/hist.htm>
- [8] А.П. Серебров, Измерение времени жизни нейтрона с использованием гравитационных ловушек ультрахолодных нейтронов // УФН, 2005, 175, N9, 905-9024; doi <https://doi.org/10.3367/UFNr.0175.200509a.0905>
- [9] 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 <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.11.038475>
- [10] V.D. Lakhno, High Temperature Superconductivity. Bipolaron Mechanism, De Gruyter, Berlin, 2022; <https://doi.org/10.1515/9783110786668>
- [11] В.Д. Лахно, Математические основы трансляционно-инвариантной биполяронной теории сверхпроводимости, М.: ИПМ им. М.В. Келдыша, 2021, 292 стр.; <https://doi.org/10.20948/mono-2021-lakhno>, <https://keldysh.ru/e-biblio/lakhno/>
- [12] W. Kohn, J. Luttinger, New Mechanism for Superconductivity // Phys. Rev. Lett., 1965, 15, 524; doi <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.15.524>
- [13] S. L. Shapiro, S.A. Teukolsky, Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars (New York: Wiley, 1983); С. Л.Шапиро, С.А. Тьюколски, Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды, Т.1, 2 (М.: Мир 1985),
- [14] П.С. Штерн, Д.Г. Яковлев, Сверхтекучие нейтронные звезды // УФН, 2012, 1006-1012; doi [10.3367/UFNr.0182.201209g.1006](https://doi.org/10.3367/UFNr.0182.201209g.1006)
- [15] H.Tang, G. Wang, P. Cappellaro , μeV - Deep Neutron Bound States in Nanocrystals // ACSNano, 2024, 18, 12, 906363 – 9070; doi: [10.1021/acsnano.3c12929](https://doi.org/10.1021/acsnano.3c12929)
- [16] Л.А. Ривлин, О лазерном способе производства ультрахолодных нейтронов // Квантовая электроника, 2011, 41, № 7, С. 659-662; doi <https://doi.org/10.1070/QE2011v041n07ABEH014514>
- [17] В.В. Несвижевский, Квантовые состояния нейтронов в гравитационном поле и взаимодействие нейтронов с наночастицами // УФН, 2003, 173, №1, С. 102-106; doi <https://doi.org/10.3367/UFNr.0173.200301i.0102>
- [18] M. Matsuo, Spatial structure of neutron cooper pair in low density uniform matter // Phys. Rev. C, 2006, 73, 044309; doi:[10.1103/PhysRevC.73.044309](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.73.044309)
- [19] Ю.Л. Ратис, Нейтринный катализ реакции слияния ядер в холодном водороде // Прикладная физика, 2010, 1, 21-30.

Оглавление

1. Введение	3
-------------------	---

2. Бозе-конденсат динейтронов	4
3. Условия образования бозе-конденсата.....	6
4. Обсуждение	8
Приложение А. Теория поля медленного динейтрона.....	11
Приложение Б. Решение уравнения (3)	14
Литература	15