

Об ассоциациях невзаимодействующих частиц (кристаллоподобные нейтронные структуры)

Л.А.Ривлин

Обсуждается физическая реализуемость ассоциаций невзаимодействующих друг с другом частиц, возникающая в соответствии с соотношением неопределенности при «корпоративном» пространственном ограничении ансамбля частиц в целом. Рассмотрение проводится на примере ансамбля ультрахолодных нейтронов, помещенных в общую потенциальную яму бесконечной глубины. Представлены количественные оценки и указаны ожидаемые свойства образующихся кристаллоподобных пространственно-периодических структур.

Ключевые слова: квантовая нуклеоника, ультрахолодные нейтроны, лазерные способы производства ультрахолодных нейтронов, нейтронные ассоциации, нейтроны в потенциальной яме бесконечной глубины.

1. Введение

Ассоциации невзаимодействующих друг с другом частиц обычно полагаются неосуществимыми. Образование атомных ассоциаций – от простейшей молекулы водорода H_2 и до сложнейших кристаллов – происходит при непрерывном взаимодействии соседних атомов и сопровождается обобществлением их электронов, возникновением энергетических зон и т.п. На ядерном уровне нереализуема ассоциация в виде связанного состояния двух нейтронов, так называемый бинейтрон [1, 2]. Также обречена на неудачу попытка построить подобие устойчивой планетарной системы из двух нейтронов, обращающихся вокруг общего центра масс по орбите, на которой магнитно-дипольная сила притяжения нейтронов равна центробежной силе. Таким образом, для образования нейтронных ассоциаций, по-видимому, недостаточно ни короткодействующих сил внутриядерного типа, ни далекодействующих сил, ответственных за существование обычных атомно-молекулярных структур*.

Предметом настоящей работы является обсуждение на примере ультрахолодных нейтронов (УХН) возможности принудительного ассоциирования невзаимодействующих (точнее, пренебрежимо слабо взаимодействующих – оценки условий пренебрежимости см. в п.3) друг с другом частиц, причем существование таких ассоциаций обусловлено только общим сторонним силовым воздействием на весь ансамбль частиц.

*Между прочим, если поместить нейтрон в периодическую таблицу и обозначить символом 0Nt , то он займет место нулевого члена ряда ядер перед водородом (протоном) 1H . Тогда несуществующие бинейтрон и нейтронную «планету» следовало бы рассматривать соответственно как тяжелый изотоп 2Nt и нейтронную молекулу Nt_2 – аналог молекулы водорода H_2 .

Л.А.Ривлин, Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (МГТУ МИРЭА), Лаборатория прикладной физики, Россия, 119454 Москва, просп. Вернадского, 78; e-mail: lev.rivlin@gmail.com

Поступила в редакцию 27 марта 2011 г., после доработки – 6 декабря 2011 г.

Подобная «корпоративная» ситуация возникает, например, при помещении многих одинаковых частиц в общую потенциальную яму. В этом случае удержание частиц и их пространственное упорядочение является, в сущности, непосредственным следствием соотношения неопределенности Гейзенберга $\Delta p \Delta z \approx \hbar$ для импульса p и координаты z частицы, точно так же, как «сопротивление атомов сжатию – это не классический, а квантовомеханический эффект» [3]. В самом деле, соответствующая энергия основного состояния частицы $E = p^2/2M = \hbar^2/[2M(\Delta z)^2]$ с массой M равна работе, произведенной силой $F = -dE/dz = -\hbar^2/M(\Delta z)^3 = -2E/\Delta z$ для сосредоточения исходно неограниченно распределенной Ψ -функции частицы ($-\infty < \Delta z < \infty$) в ограниченном элементе Δz , что показано прямым квантовомеханическим расчетом [4] (аналогичный расчет для фотона см. в [5]). Именно «гейзенберговская» сила F и удерживает частицу в пределах пространственного элемента Δz , а при нескольких частицах в общей потенциальной яме обуславливает их пространственное упорядочение.

2. Модель кристаллоподобной структуры из невзаимодействующих нейтронов

Организация простой потенциальной ямы для нейтронов основана на способности УХН с температурой $T \approx 10^{-3}$ К и длиной дебройлевской волны $\lambda_{dB} \approx 10^{-6}$ см отражаться от поверхности конденсированного вещества по зеркальным законам электромагнитной оптики [6–8], что позволяет хранить УХН в макроскопических трехмерных потенциальных ямах бесконечной глубины, уподобляемых полым электромагнитным микроволновым резонаторам (см., напр., [9]). Стенки потенциальной ямы с нулевыми граничными условиями осуществляют общее («корпоративное») воздействие на нейтронный ансамбль в целом на его границах и выполняют роль источника той сторонней силы, которая и ответственна за существование нейтронной кристаллоподобной периодической структуры (КППС).

Собственные решения уравнения Шредингера в таких «резонаторах» образуют упорядоченные в пространстве

функции плотности вероятности, что и создает предпосылки для формирования пространственно-периодических ассоциаций, состоящих из одних только взаимодействующих друг с другом нейтронов. Поскольку цель этого рассмотрения состоит лишь в иллюстрации физической реализуемости нейтронных КППС, упомянутых в п.1, достаточно, не вдаваясь в избыточную математическую универсальность, ограничиться простой моделью потенциальной ямы в виде продолговатого полого параллелепипеда квадратного сечения со стороной a , причем

$$2^{-1/2} \Lambda_{\text{дв}} < a < (4/5)^{-1/2} \Lambda_{\text{дв}}, \quad (1)$$

и длиной $L \gg a$. Из распределения функции плотности вероятности в такой яме

$$|\Psi(x, y, z)|^2 = A \cos^2(\pi x/a) \cos^2(\pi y/a) \times [\sin^2(2\pi z/\Lambda_{\text{дв}})(1 - \Lambda_{\text{дв}}^2/2a^2)^{1/2}] \quad (2)$$

(низшая поперечная мода с $-a/2 \leq x \leq a/2$, $-a/2 \leq y \leq a/2$ и $0 \leq z \leq L$) следует, что при резонансном условии

$$L = \frac{N}{2\Lambda_{\text{дв}}} \left(1 - \frac{\Lambda_{\text{дв}}^2}{2a^2}\right)^{-1/2} \quad (3)$$

все пространство внутри ямы распадается на последовательность из целого числа $N \gg 1$ ячеек с размерами $a \times a \times (\Lambda_{\text{дв}}/2) \left[1 - \frac{1}{2}(\Lambda_{\text{дв}}/a)^2\right]^{-1/2}$, с нулевой плотностью вероятности $|\Psi_k|^2 = 0$ на границах каждой k -й ячейки ($k \leq N$) и с максимумом $|\Psi_k|^2_{\text{max}}$ в ее срединной точке, причем пребывание нейтрона равновероятно по всей последовательности ячеек в силу тождественности $|\Psi_k|^2$ в каждой из них.

Нормирующая константа A в (2) определяется полным числом N_{Nt} нейтронов в яме: $A = (N_{\text{Nt}}/N)(16/a^2 \Lambda_{\text{дв}}) \times (1 - \Lambda_{\text{дв}}^2/2a^2)^{1/2}$. Поэтому, если заполнить яму нейтронами числом $N_{\text{Nt}} \sim N$, то наиболее вероятным окажется их равномерное распределение по ячейкам, которое в пространственно-структурном отношении можно уподобить одномерному нейтронному кристаллу (1D-КППС). Существенно еще раз подчеркнуть, что образование этого кристалла обусловлено не взаимодействием между составляющими его частицами, а лишь периферийным воздействием стенок ямы бесконечной глубины с нулевыми граничными условиями. Поэтому в известном смысле этой кристаллоподобной структуре следует приписать вероятностный характер, поскольку даже при $N_{\text{Nt}} = N$ существует конечная вероятность распределений с несколькими нейтронами в одной ячейке и одновременно с пустыми ячейками, что вполне аналогично дефектам в обычном кристалле. Эта аналогия еще более очевидна при $N_{\text{Nt}} \neq N$. Попутно стоит отметить, что лазерные способы генерирования УХН с повышенной концентрацией [10] устраняют ограничения использования достаточных количеств N_{Nt} .

3. Оценка адекватности описания КППС моделью невзаимодействующих нейтронов

Модель невзаимодействующих нейтронов справедлива лишь как некое приближение, используемое для установления общей КППС, поскольку на самом деле нейтроны, обладающие конечным магнитным дипольным моментом $\mu = -0.95 \times 10^{-24}$ эрг · Гс⁻¹, взаимодействуют друг с

другом. Поэтому понятие невзаимодействующих частиц и адекватность принятой модели требуют оценки.

Энергия ε_μ магнитной диполь-дипольной связи выделенной пары соседствующих нейтронов с коллинеарно ориентированными вдоль оси z магнитными моментами, находящимися в точках максимумов соседних ячеек $|\Psi_k|^2_{\text{max}}$, такова:

$$\varepsilon_\mu = \frac{48\mu^2}{\Lambda_{\text{дв}}^3} \left(1 - \frac{\Lambda_{\text{дв}}^2}{2a^2}\right)^{3/2} \quad (4)$$

(установление коллинеарности свободно ориентируемых диполей происходит спонтанно, поскольку при этом энергия связи ε_μ максимальна).

Тенденции к сближению нейтронов этой пары под действием силы притяжения диполей, способной нарушить кристаллоподобную структуру с распределением $|\Psi_k(z)|^2$ (2), препятствуют силы корпоративного взаимодействия со стенками ямы с нулевыми граничными условиями. Это противодействие чисто квантовомеханической природы характеризуется энергией

$$\varepsilon_\psi = \frac{8\pi^2 \hbar^2}{M\Lambda_{\text{дв}}^2} \quad (5)$$

(M – масса нейтрона), которая в точности равна работе, затраченной на сосредоточение Ψ -функции нейтрона в ограниченном объеме ячейки [4], т. е., как сказано выше, в сущности является следствием соотношения неопределенности.

Отношение характерных энергий ε_ψ (5) и ε_μ (4) таково:

$$\frac{\varepsilon_\psi}{\varepsilon_\mu} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{6M\mu^2} \Lambda_{\text{дв}} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\Lambda_{\text{дв}}}{a}\right)^2\right]^{-3/2}. \quad (6)$$

В силу ограничительного неравенства (1) значение выражения в квадратных скобках (6) лежит в пределах

$$2.16 < \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\Lambda_{\text{дв}}}{a}\right)^2\right]^{-3/2} < \infty, \quad (7)$$

и соответственно

$$2.16 \frac{\pi^2 \hbar^2}{6M\mu^2} \Lambda_{\text{дв}} < \frac{\varepsilon_\psi}{\varepsilon_\mu} < \infty. \quad (8)$$

Поэтому

$$\frac{\varepsilon_\psi}{\varepsilon_\mu} > 2 \times 10^{15} \Lambda_{\text{дв}}, \quad (9)$$

т. е. энергия ε_ψ превышает энергию ε_μ магнитной диполь-дипольной связи на много порядков величины для нейтронов любых энергий – от экстремально холодных ($\Lambda_{\text{дв}} \sim 10^{-5}$ см) до релятивистских ($\Lambda_{\text{дв}} \sim 10^{-14}$ см), и магнитное диполь-дипольное взаимодействие не может служить препятствием к существованию КППС.

Энергия магнитного диполь-дипольного взаимодействия быстро убывает (как куб расстояния), что позволяет при полученной очень сильной оценке (9) пренебречь взаимодействием с нейтронами более удаленных ячеек.

В дополнение к сказанному следует отметить, что естественная β -радиоактивность нейтрона с обратной константой распада $\tau \approx 1300$ с требует для поддержания

стационарности КППС постоянного стороннего пополнения числа нейтронов.

Все вместе взятое свидетельствует об адекватности модели взаимодействующих нейтронов для установления устойчивой КППС, но одновременно указывает на необходимость учитывать при исследовании свойств уже образованной КППС слабое магнитное диполь-дипольное нейтронное взаимодействие.

4. Ожидаемые свойства нейтронной КППС

Существенной особенностью КППС является ее резонансный характер: при заданной геометрии потенциальной ямы КППС осуществима лишь для резонансных нейтронов с длиной дебройлевской волны Λ_{dB} , удовлетворяющей формуле (3).

Ниже перечислены ожидаемые свойства нейтронной КППС подлежащие дальнейшим теоретическим и экспериментальным исследованиям.

1. *Двумерная и трехмерная КППС.* Очевидная возможность перехода от 1D-модели к 2D- и 3D-структурам осуществима при простом игнорировании правой части неравенства (2). Однако при этом из-за вероятности возбуждения более высоких поперечных мод утрачивается простота и наглядность одномерной модели.

Следует также иметь в виду возможность использования для образования КППС потенциальных ям, отличающихся по природе и конфигурации от прямоугольного параллелепипеда с зеркально отражающими стенками. В этом случае открывается перспектива образования КППС не только из УХН.

2. *Естественная радиоактивность нейтрона и длина когерентности дебройлевских волн.* Ограниченность времени жизни нейтрона, обусловленная его естественной β^- -радиоактивностью, служит фундаментальной причиной немонотонности нейтронного ансамбля с относительной дисперсией

$$\frac{\Delta\Lambda_{dB}}{\Lambda_{dB}} \approx \frac{2\pi\hbar}{k_B T\tau}, \quad (10)$$

а также определяет длину когерентности дебройлевской волны, распространяющейся в потенциальной яме вдоль оси z ,

$$L_{coh} \approx \frac{2\pi\hbar\tau}{M\Lambda_{dB}} \left(1 - \frac{\Lambda_{dB}^2}{2a^2}\right)^{1/2}. \quad (11)$$

Это ставит предел протяженности КППС:

$$L < \frac{L_{coh}}{2} \approx \frac{\pi\hbar\tau}{M\Lambda_{dB}} \left(1 - \frac{\Lambda_{dB}^2}{2a^2}\right)^{1/2}. \quad (12)$$

Неравенство (12), сводящееся к простому оценочному правилу $L \sim \Lambda_{dB}^{-1}$ (численные значения в сантиметрах), фактически не накладывает каких-либо реальных ограничений на УХН с $\Lambda_{dB} \approx 10^{-6}$ см. Однако ощутимую роль могут играть и другие неучтенные здесь источники немонотонности нейтронного ансамбля (в том числе технологическое сокращение времени жизни нейтронов, тепловая дисперсия скоростей и др.), ограничивающие длину когерентности.

3. *Фонное поле КППС.* Существование конечного значения энергии ε_ψ (5) и неравенства (9) свидетельствует

о возникновении возвращающей силы при смещении нейтрона из положения равновесия в срединной точке ячейки. Эта сила, в первом приближении пропорциональная величине смещения, позволяет приписать КППС упругие свойства с конечным модулем Юнга и допустить возможность распространения продольных и поперечных звуковых волн, описываемых в рамках известных фоннных представлений.

4. *Магнитные свойства КППС.* Функция плотности вероятности $|\Psi(x, e, z)|^2$ (2) фиксирует пространственное расположение нейтронных магнитных диполей в КППС, но оставляет неопределенной ориентацию векторов их моментов. Продольное стороннее магнитное поле снимает эту неопределенность, выстраивая все парциальные моменты коллинеарно полю. В результате возникает макроскопический магнитный диполь с суммарным моментом $\mathbf{P} = \mu N_{Nt}$ и соответственно с макроскопическим суммарным спином $|\mathbf{S}| = N_{Nt}/2$. При коллинеарной ориентации энергия диполь-дипольного взаимодействия достигает максимума не только для пары соседних нейтронов, но и для всего образовавшегося макроскопического диполя. Поэтому последний сохраняется и после отключения стороннего понуждающего магнитного поля. Более того, сильное неравенство (9) допускает спонтанное возникновение кластеров с коллинеарно ориентированными парциальными магнитными моментами и без предварительного понуждения магнитным полем, а также дальнейшее слияние отдельных кластеров в единый макроскопический магнитный диполь с моментом \mathbf{P} и спином \mathbf{S} . Эти явления указывают на возможную аналогию с поведением ферромагнетиков. Отдельного рассмотрения заслуживают прецессия нейтронных диполей в стороннем магнитном поле и прецессионные волны, охватывающие всю КППС, а также возможное возникновение условий для проявлений в ней диамагнитных и парамагнитных свойств.

При образовании в КППС макроскопического суммарного спина \mathbf{S} квазикристалла обнаруживаются статистические свойства последнего (он подчиняется бозестатистике при четном N_{Nt} и статистике Ферми, если N_{Nt} нечетное), которые могут проявиться, например, во взвесах КППС. Любопытна роль топологии КППС: если из прямолинейной КППС с длиной, достаточной для сохранения типа Ψ -моды ($L \gg \Lambda_{dB}$), образовать кольцо, сомкнув концы с $z = 0$ и $z = L$, то с неизбежностью разрешенное N_{Nt} всегда четное, $\mathbf{P} = 0$ и $\mathbf{S} = 0$, а статистика бозевская (ср. с [11]).

5. *Теплообмен между нейтронами и стенками потенциальной ямы.* При отражении УХН с температурой порядка единиц милликельвинов от стенок ямы с существенно более высокой температурой можно было бы опасаться нежелательного нагрева нейтронов. Этому препятствует упругий характер соударений, в каждом акте которых с нейтроном с $\Lambda_{dB} \sim 10^{-6}$ см участвуют $\sim 10^5$ поверхностных атомов твердой стенки с суммарной массой, в $\sim 10^7$ раз превышающей массу нейтрона.

6. *Распространение электромагнитных волн в КППС.* Взаимодействие магнитного вектора волны с нейтронными магнитными моментами КППС обуславливает в диапазоне энергий фотонов порядка 100 эВ воспроизведение явлений, характерных для распространения волн в любых периодических структурах (бриллюэновские энергетические зоны, брэгговское отражение, высокодобротные резонансы, передача двумерных изображений по волноведущим модам [12] и т. п.).

5. Заключение

В итоге проведенного обсуждения можно считать установленной физическую реализуемость устойчивых макроскопических ассоциаций нейтронов (полагаемых в первом приближении невзаимодействующими) под сторонним коллективным («корпоративным») силовым воздействием квантовомеханической природы на весь ансамбль нейтронов в целом. Такое «корпоративное» воздействие осуществимо, например, при помещении всего ансамбля нейтронов в общую потенциальную яму достаточной глубины. В этом случае причиной «корпоративного» воздействия является по существу соотношение неопределенности.

Ожидаемые свойства одного из представителей нейтронных ассоциаций – макроскопической КППС, состоящей из множества ультрахолодных нейтронов в общей бесконечно глубокой потенциальной яме с зеркально отражающими стенками, подобны известным свойствам обычных кристаллов и других пространственно-периодических структур. В частности КППС из двух нейтронов можно рассматривать в соответствии с п.1 как нейтронную молекулу Nt_2 макроскопического размера порядка 10^{-6} см (но отнюдь не как тяжелый изотоп нейтрона 2_0Nt , т. е. бинейтрон).

Гипотетические свойства макроскопических нейтронных КППС не только побуждают к их дальнейшему изучению, но и вызывают соблазн изобретения на их основе экзотических конструкционных материалов и устройств. При этом для компенсации убыли нейтронов из-за их неотвратимого радиоактивного распада должна быть применена инжекция нейтронов сторонним источником (подобно тому, как эмиссия катода пополняет число электронов в вакуумных электронных приборах). Образующиеся протоны и электроны устраняются приложением слабого электрического поля.

1. Шапиро Ф.Л. *Физический энциклопедический словарь*. Под ред. Б.А.Введенского (М.: Сов. энциклопедия, 1963, т. 3, с. 378).
2. Кун Б., Салацкий В.И., Сизов И.В. *ЖЭТФ*, **43**, 1660 (1962).
3. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. *Фейнмановские лекции по физике* (М.: Мир, 1965, вып. 3, гл. 38, § 4).
4. Ривлин Л.А. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **XLVII**, 925 (2004).
5. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **33**, 777 (2003).
6. Зельдович Я.Б. *ЖЭТФ*, **36**, 1952 (1959).
7. Франк И.М. *УФН*, **161**, 109 (1991).
8. Франк А.И. *УФН*, **161**, 95 (1991).
9. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **40**, 743 (2010).
10. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **41**, 659 (2011).
11. Rivlin L.A. *Quantum & Semiclass. Opt.*, **10**, 299 (1998).
12. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **40**, 163 (2010).