

Об опытной проверке гипотезы о состоянии «мегаатома» в бозе-эйнштейновском конденсате

Л.А.Ривлин

Предложен сценарий эксперимента по обнаружению специфического сужения радиационных гамма-линий ядер в бозе-эйнштейновском конденсате (БЭК) как следствия квантовой когерентности атомов, который послужил бы подтверждением возникновения так называемого состояния мегаатома в БЭК. Ожидаемое сужение линий может происходить из-за подавления движения индивидуальных атомов и частичного устранения неоднородного (доплеровского) уширения. Приведены количественные оценки эксперимента, в том числе с использованием методов мессбауэровской спектроскопии.

Ключевые слова: бозе-эйнштейновский конденсат, квантовая когерентность БЭК, неоднородное уширение радиационной линии, мессбауэровская спектроскопия, квантовая нуклеоника.

1. В бозе-эйнштейновском конденсате (БЭК) [1–3] конечное число атомов-бозонов находится в низшем энергетическом состоянии с нулевыми импульсами и перекрывающимися волновыми функциями. Можно ожидать, что из-за возникающей квантовой когерентности индивидуальные движения отдельных атомов окажутся существенно ограниченными, если не вовсе исключены [4, 5]. Подобному состоянию атомного ансамбля с устремленной к минимуму дисперсией скоростей по кинетическим степеням свободы атомов, которое можно назвать состоянием мегаатома, должно быть присуще соответствующее подавление неоднородного уширения радиационных линий атомных и ядерных переходов, в первую очередь – доплеровского уширения [6]. Существующее теоретическое рассмотрение и количественные оценки этой гипотезы [6, 7] не вызывают особого доверия [8]. Между тем ее подтверждение (или опровержение) могло бы сыграть существенную роль в изучении сверхузких линий [7] и в квантовой нуклеонике, в частности при попытках наблюдения стимулированного гамма-излучения ядер [8]. Поэтому экспериментальная проверка гипотезы о возникновении в БЭК состояния мегаатома представляется весьма актуальной.

Идея возможного эксперимента [9] состоит в измерении спектральной ширины $\Delta\omega_{\text{obs}}$ радиационных переходов в бозе-конденсате, находящемся при температуре T , и в сопоставлении наблюдаемого значения с расчетной доплеровской шириной $\Delta\omega_D$, соответствующей этой же температуре. Если наблюдаемое отношение спектральных ширин меньше единицы,

$$\Delta\omega_{\text{obs}}/\Delta\omega_D < 1, \quad (1)$$

то этот факт, свидетельствуя о наличии специфического

сужения линий в БЭК, подтверждает гипотезу о подавлении «атомных индивидуальностей» и возникновении состояния мегаатома. Как количественную характеристику этого состояния удобно ввести эффективную температуру мегаатома

$$T_{\text{eff}} = T \left(\frac{\Delta\omega_{\text{obs}}}{\Delta\omega_D} \right)^2, \quad (2)$$

которая, разумеется, не является термодинамической температурой.

2. Простая оценка указывает на нереальность предлагаемого эксперимента в оптическом диапазоне на атомных переходах из-за невозможности обнаружения на фоне естественной радиационной ширины, близкой к 10^8 с^{-1} , искомого неоднородного уширения, по предположению меньшего, чем доплеровская ширина линии

$$\frac{\Delta\omega_D}{2\pi} = 2 \frac{\omega}{2\pi} \left(2 \ln 2 \frac{k_B T}{Mc^2} \right)^{1/2} \approx 0.7 \times 10^{-6} \left(\frac{T}{A} \right)^{1/2} \frac{\omega}{2\pi}, \quad (3)$$

которая для типичных температур существования БЭК порядка 10^{-6} К составляет около 10^4 с^{-1} . Здесь и далее ω – частота перехода; M – масса атома; A – его массовое число; k_B – постоянная Больцмана; c – скорость света.

Очевидным выходом является обращение к гамма-диапазону, где естественная радиационная ширина гамма-перехода, например в метастабильных мессбауэровских изомерах, может достигать 10^5 с^{-1} при доплеровской ширине порядка 10^{10} с^{-1} . В этом случае экспериментальная процедура состоит в прописывании в БЭК гамма-линии поглощения ядер при их облучении узкополосным источником, ширина линии которого существенно уступает доплеровской ширине поглотителя. Осуществление этой процедуры возможно в нескольких экспериментальных конфигурациях.

При подходе, опирающемся на опыт классической мессбауэровской спектроскопии, оба нуклида (излучающий и поглощающий) должны быть одним и тем же бозоном, удобным как для опытов с БЭК, так и для месс-

Л.А.Ривлин. Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), Лаборатория прикладной физики, Россия, 119454 Москва, просп. Вернадского, 78; e-mail: lev_rivlin@mail.ru

бауэровских измерений. Поиск такого нуклида может оказаться непростым. Возможно, исключительным примером является популярный в практике лазерного охлаждения атомов мессбауэровский нуклид $^{133}_{55}\text{Cs}$ [10].

Если в качестве излучателя использовать узкополосный перестраиваемый рентгеновский источник на релятивистских электронах, то подбор поглотителя, удобного для формирования БЭК, существенно облегчится, однако при этом весь экспериментальный комплекс станет значительно сложнее.

И наконец, заметная свобода в построении эксперимента возникла бы, если бы удалось подобрать пару разных нуклидов с близкими энергиями гамма-переходов, из которых один служил бы мессбауэровским излучателем, а второй – резонансным поглотителем, входящим в конденсированную фракцию газа. При этом первый не обязательно должен быть бозоном, удобным для включения в БЭК, а второй не обязан входить в список мессбауэровских изомеров.

3. При любой из версий эксперимента есть несколько условий, ограничивающих сверху концентрацию n атомов газа. Очевидно, что газ должен быть достаточно разреженным, чтобы избежать возможных уширений линий из-за разного рода взаимодействий с соседними атомами, маскирующих искомый эффект (скажем, $n \ll 10^{19} \text{ см}^{-3}$ – достаточно необременительное условие).

Далее, частота $(\Delta I_{\text{col}})^{-1}$ столкновений атомов конденсированной фракции с остальными атомами газа должна заметно уступать естественной радиационной ширине $\Delta\omega_{\text{rad}}/2\pi = \tau^{-1}$ гамма-перехода (где τ – время спонтанного распада метастабильного состояния ядра; полагается также, что коэффициент внутренней электронной конверсии $\alpha \ll 1$). Отсюда следует ограничение [9] как на концентрацию газа,

$$n < 0.43 \left(\frac{M}{\hbar\sigma_{\text{col}}\tau} \right)^{3/4} (2J_a + 1)^{1/4} \left(\frac{T_c}{T} \right)^{3/2} \approx 107 \left(\frac{A}{\sigma_{\text{col}}\tau} \right)^{3/4} (2J_a + 1)^{1/4} \left(\frac{T_c}{T} \right)^{3/2}, \quad (4)$$

так и на его температуру,

$$T < (1.9/k_B)\hbar^{3/2}[(2J_a + 1)M\sigma_{\text{col}}\tau]^{-1/2} \approx 3.6 \times 10^{-13}[(2J_a + 1)A\sigma_{\text{col}}\tau]^{-1/2}, \quad (5)$$

где J_a – угловой момент атома; σ_{col} – сечение соударений (здесь и далее τ измеряется в наносекундах);

$$T_c = \frac{3.3\hbar^2 n^{2/3}}{k_B M (2J_a + 1)^{2/3}} \approx \frac{1.6 \times 10^{-14}}{A} \left(\frac{n}{2J_a + 1} \right)^{2/3} \quad (6)$$

– критическая температура фазового перехода в конденсат для простой модели газа неограниченного объема [11]. Концентрация n_{BEC} атомов конденсированной фракции составляет лишь часть полной концентрации газа:

$$n_{\text{BEC}} = n \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3/2} \right]. \quad (7)$$

При соблюдении этих условий конфигурация эксперимента выглядит следующим образом. Квантовая ловушка содержит приготовленную заранее смесь атомов

конденсированной фракции и обычного охлажденного газа, играющую роль резонансного поглотителя. Прописывание спектра резонансного поглощения газообразной мишени производится посредством изменения частоты излучателя, в частности в классической мессбауэровской схеме – изменения его скорости. Ожидаемый спектр поглощения предположительно должен содержать две компоненты: узкую линию поглощения ядер с шириной $\Delta\omega_{\text{obs}}$, входящих в состав БЭК, и пьедестал с меньшей амплитудой и доплеровской шириной, отвечающий поглощению ядрами обычного газа с температурой T .

Принимая во внимание то, что концентрация n_{BEC} атомов конденсированной фракции в газовой мишени ограничена, протяженность L квантовой ловушки должна быть достаточной для наблюдения резонансного поглощения с не слишком малой вероятностью

$$w = \sigma_\gamma n_{\text{BEC}} L, \quad (8)$$

где σ_γ – полное сечение резонансного поглощения. И наконец, следует учесть спектральное смещение $\Delta\omega_{\text{rec}}$ линии поглощения ядра вверх относительно энергии E ядерного уровня (здесь и далее в килоэлектронвольтах) из-за отдачи свободного ядра:

$$\hbar\Delta\omega_{\text{rec}} = \frac{E^2}{2Mc^2} \approx 0.535 \frac{E^2}{A} \text{ (мэВ)}. \quad (9)$$

В схеме с одинаковыми нуклидами (излучателями и поглотителями) для спектрального совмещения линий, необходимого для наблюдения резонансного поглощения, следует компенсировать смещение $\Delta\omega_{\text{rec}}$ посредством принудительного встречного движения мессбауэровского излучателя или газовой мишени со скоростью V , такой, что

$$\frac{V}{c} = \frac{E^2}{2Mc^2} \approx 0.535 \times 10^{-6} \frac{E}{A}. \quad (10)$$

Если эта скорость окажется чрезмерной для простого механического перемещения излучателя, она может быть достигнута направленным движением пучка атомов газовой мишени, допускающей существенно большие скорости [12, 13].

Кроме того, во избежание избыточного пролетного уширения необходимо, чтобы выполнялось условие

$$L/V > \tau. \quad (11)$$

И наконец, предполагается, что технологическое время Δt_{tr} удержания БЭК в квантовой ловушке не только превышает все характерные времена эксперимента, но и достаточно для проведения всех экспериментальных процедур.

4. Количественные оценки возможных параметров классической мессбауэровской схемы приведены ниже для уже упоминавшегося нуклида $^{133}_{55}\text{Cs}$ с энергией гамма-перехода $E = 81 \text{ кэВ}$, временем жизни $\tau \approx 6.3 \text{ нс}$, полным сечением резонансного поглощения $\sigma_\gamma \approx 1.03 \times 10^{-19} \text{ см}^2$, коэффициентом внутренней электронной конверсии $\alpha = 1.72$ и угловым моментом атома $J_a = 7/2$. В стандартном мессбауэровском эксперименте возбужденный изомер $^{133}_{55}\text{Cs}$ получается при β -распаде ядра $^{133}_{54}\text{Xe}$ с временем жизни 5.29 суток [10].

Наблюдение бозе-конденсации ^{133}Cs возможно, хотя и несколько затруднено из-за пониженной скорости испарительного охлаждения [12]. Поэтому следует рассмотреть не требующую быстрого охлаждения версию изотермического образования конденсата при увеличении концентрации газа n , когда критические условия фазового перехода $T < T_c$ выполняются в результате повышения T_c (6) при $T = \text{const}$ (так называемый квантовый конвейер) [8].

Если принять, что вероятность поглощения $w = 0.01$ достаточна для надежного измерения, то при $L = 10^3$ см согласно (8) необходима концентрация атомов конденсированной фракции $n_{\text{ВЕС}} = 10^{14}$ см $^{-3}$. Соответственно если принять $T_c/T = 1.25$, то полная концентрация n должна быть равна 3.6×10^{14} см $^{-3}$. Это значение не соответствует ограничению на полную концентрацию (4) $n < 1.9 \times 10^{15}$ см $^{-3}$, где принято $\sigma_{\text{col}} = 10^{-16}$ см 2 . Согласно (6) критическая температура фазового перехода $T_c = 0.15 \times 10^{-6}$ К и соответственно $T = 0.12 \times 10^{-6}$ К, что удовлетворяет ограничению на температуру (5) $T < 0.45 \times 10^{-6}$ К. И наконец, компенсирующую скорость (10) $V \approx 100$ м·с $^{-1}$ удобнее придавать атомному потоку [12, 13], а не механическому устройству мессбауэровского излучателя; при этом избыточное пролетное уширение отсутствует, поскольку величина $L/V = 0.1$ с на много порядков превышает $\tau = 6.3$ нс.

Из этих оценок, сделанных без какой-либо попытки оптимизации (в частности, в выборе нуклида), следует, что при видимом отсутствии внутренних количественных противоречий предлагаемый эксперимент требует весьма изощренного подхода с использованием различных методов экспериментальной физики.

5. Квантовая когерентность БЭК не является, разумеется, абсолютной, и это ставит предел возможному устранению неоднородного уширения гамма-линий ядер в БЭК. Фундаментальное ограничение квантовой когерентности (при отсутствии прочих возмущающих факторов) характеризуется естественным временем жизни $\Theta_{\text{ВЕС}}$ атомов конденсированной фракции, находящихся в динамическом равновесии с остальными атомами газа [8]. Естественное время жизни $\Theta_{\text{ВЕС}}$, отражающее скорость непрерывного динамического обмена атомами между обеими фракциями, имеет тот же смысл, что и естествен-

ное время жизни возбужденных состояний атома, находящегося в термодинамическом равновесии, по отношению к спонтанному распаду. К сожалению, как теоретические, так и экспериментальные указания на величину $\Theta_{\text{ВЕС}}$ сегодня практически не известны. Поэтому результат предлагаемого эксперимента (при его достаточной надежности) мог бы дать важную в общезначимом отношении оценку фундаментального значения $\Theta_{\text{ВЕС}}$.

Положительный результат эксперимента, состоящий в опытным установлении выполнения неравенства (1), помимо подтверждения гипотезы о мегаатоме, открыл бы, как отмечено в п.1, новые экспериментальные возможности для задач квантовой нуклеоники [8].

Если же при соблюдении всех перечисленных ограничивающих условий эксперимента не удастся наблюдать выполнения неравенства (1), то возможны три вывода:

- гипотеза о возникновении состояния мегаатома не получила опытного подтверждения из-за несовершенства эксперимента и/или несоблюдения перечисленных ограничивающих условий;

- фундаментальное время жизни $\Theta_{\text{ВЕС}}$ атомов конденсированной фракции оказалось меньше других характерных времен эксперимента ($\Theta_{\text{ВЕС}} < (\Delta\omega_D/2\pi)^{-1} < \tau$);

- гипотеза о состоянии мегаатома в БЭК оказалась несостоятельной.

Для исключения двух из этих выводов потребуются дальнейшие исследования.

1. Корнелл Э.А., Викман К.Э. *УФН*, **173**, 1320 (2003).
2. Кеттерле В. *УФН*, **173**, 1339 (2003).
3. Dalfovo F., Giorgini S., Pitaevskii L.P., Stringari S. *Rev. Mod. Phys.*, **71**, 463 (1999).
4. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **34**, 612 (2004).
5. Rivlin L.A. *Laser Phys.*, **15**, 454 (2005).
6. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **34**, 736 (2004).
7. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **35**, 390 (2005).
8. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **37**, 723 (2007).
9. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **38**, 92 (2008).
10. *Физические величины. Справочник*. Под ред. И.С.Григорьева и Е.З.Мейлихова (М.: Энергоатомиздат, 1991).
11. Ландау Л., Лифшиц Е. *Статистическая физика* (М.–Л.: ГИТТЛ, 1951).
12. Metcalf H.J., van der Straten P. *Laser Cooling and Trapping* (New York: Springer, 1999).
13. Zhu S.-Y. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 46 (1991).