

Об индуцированном ВУФ излучении атомарного гелия в бозе-эйнштейновском конденсате. 1

Л.А.Ривлин

Рассмотрен сценарий эксперимента по наблюдению стимулированного ВУФ излучения с длиной волны 62 нм метастабильных состояний атомов гелия, которые входят в состав бозе-эйнштейновского конденсата, перемещающегося вдоль протяженной квантовой ямы-ловушки. Представлены количественные оценки параметров.

Ключевые слова: бозе-эйнштейновский конденсат, стимулированное излучение, метастабильные состояния.

1. Введение

Повышение частоты излучения лазеров до значений, выходящих за пределы оптического и ближнего УФ диапазонов, встречает существенные затруднения, вызываемые резким падением времени жизни возбужденных состояний и катастрофическим ростом скорости спонтанного излучения, а следовательно, и необходимостью столь же резкого повышения интенсивности накачки. Это обстоятельство было отмечено еще в пионерской работе Шавлова и Таунса 1958 г. [1]. Естественным путем преодоления этого препятствия представляется обращение к метастабильным состояниям, которые при достаточно большом времени жизни могут вовсе не потребовать сторонней накачки для наблюдения стимулированного излучения [2, 3]. Принято, однако, считать, что на этом пути возникает другое препятствие, состоящее в чрезвычайной малости сечения стимулированного излучения на сильно запрещенном переходе из метастабильного состояния. На самом деле, как следует непосредственно из эйнштейновского термодинамического вывода законов излучения, это препятствие по существу отсутствует: при устранении избыточного уширения линии излучения сверх ее естественной радиационной ширины сечение стимулированного излучения σ всегда равно $\lambda^2/2\pi$ вне зависимости от мультипольности и степени запрещенности перехода [4, 5]. Таким образом, задача наблюдения стимулированного излучения из долгоживущих метастабильных состояний сводится к подавлению или даже полному устранению указанных избыточных уширений всех типов. Обычно основной вклад в избыточное уширение вносит тепловое движение излучателей, для радикального подавления которого предлагалось использование бесфоновой линии Мессбауэра с естественной шириной [2, 3], глубокое охлаждение свободных излучателей методами лазерного манипулирования нейтральными атомами [6], включение атомов в состав бозе-эйнштейновского конденсата (БЭК) [4, 5, 7] и т. п.

Целью настоящего рассмотрения, базирующегося на высказанных выше соображениях, является анализ возможности наблюдения стимулированного испускания далекого ВУФ излучения атомарного гелия из метастабильного состояния 2^3S_1 [8] с энергией $E_{\omega} = 19.820$ эВ и спонтанным временем жизни τ , равным нескольким миллисекундам [9] (далее для численных оценок использовалось $\tau \approx 0.003$ с). Эта задача является важной как демонстрационный эксперимент с одним из немногочисленных атомарных метастабильных состояний, подтверждающий принятые выше представления и открывающий подходы к построению лазеров далекого ВУФ диапазона, и в особенности как модельное исследование возможности распространения рассматриваемого подхода на метастабильные состояния ядер.

При условии подавления всевозможных избыточных источников уширения линии гелия сечение стимулированного излучения из состояния 2^3S_1 имеет отнюдь не малую величину – $\sigma \approx 6 \times 10^{-12}$ см², что, например, при концентрации метастабильных атомов 5×10^{10} см⁻³ дает полный коэффициент усиления $G \approx 1.35$ на длине среды $L = 1$ см. Однако при этом для уменьшения доплеровского уширения до естественной радиационной ширины посредством охлаждения атомарного газа потребовалась бы вряд ли реализуемая сегодня температура ниже 10^{-12} К. Поэтому, опираясь на результат успешных экспериментов по наблюдению гелиевого БЭК [10, 11], в которых [10] была достигнута концентрация конденсата в центре ловушки около $(3.8 \pm 0.7) \times 10^{13}$ см⁻³ при полном числе конденсированных метастабильных атомов 5×10^5 , наиболее обнадеживающим можно считать подход с включением атомов гелия в состав БЭК [4, 5, 7, 8].

Общий сценарий предлагаемого подхода состоит из последовательности операций над направленным потоком атомарного гелия, распространяющимся по ряду зон в протяженном квантовом канале-ловушке. Функции этой последовательности таковы: возбуждение атомов электронным ударом с образованием метастабильных состояний, глубокое лазерное охлаждение атомов до температуры T , увеличение концентрации атомов в канале кинематическими методами с повышением критической температуры T_0 образования БЭК в потоке вплоть до $T_0 > T$, выпадение метастабильных атомов в конденсат и, наконец, стимулированное ВУФ излучение из метастабильных состояний атомов конденсата.

Л.А.Ривлин. Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), Лаборатория прикладной физики, Россия, 119454 Москва, просп. Вернадского, 78; e-mail: rivlin140322@mccinet.ru

Для начала следует напомнить отдельные физические положения, лежащие в основе подобного подхода.

2. Сечение стимулированного излучения по Эйнштейну

Из термодинамического (т. е. наиболее общего) вывода законов излучения Эйнштейна следует, что сечение стимулированного излучения

$$\sigma = \frac{4\hbar\omega B_{21}}{c\Delta\omega_{\text{tot}}} = \frac{A_{21}\lambda^2}{2\pi\Delta\omega_{\text{tot}}} = \frac{\lambda^2}{2\pi\tau\Delta\omega_{\text{tot}}} = \frac{\lambda^2}{2\pi}\beta, \quad (1)$$

где ω – частота излучения; B_{21} и A_{21} – коэффициенты Эйнштейна;

$$\beta = \frac{\Delta\omega_{\text{rad}}}{\Delta\omega_{\text{tot}}} \leq 1 \quad (2)$$

– отношение естественной радиационной ширины линии $\Delta\omega_{\text{rad}}$ к полной ширине $\Delta\omega_{\text{tot}}$, включающей в себя все виды избыточных уширений как однородного (например, вызываемого ограниченным временем экспозиции излучателя при его пролете через область приложения поля), так и неоднородного (например, доплеровское уширение из-за разброса скоростей излучателей) происхождения.

В силу отмеченной общности термодинамического подхода, в котором нет места таким деталям квантового перехода, как его мультипольность, величина матричного элемента, степень запрещенности и т. п., выражение (1) имеет абсолютный смысл. Упомянутые детали находят свое отражение лишь во времени жизни τ состояния по отношению к спонтанному радиационному распаду, которое, разумеется, зависит от них и может быть весьма различным [4, 5].

Среди источников избыточного уширения первостепенную роль обычно играет тепловое движение, а в конденсированной среде – также и взаимодействие с окружением.

3. Бозе-эйнштейновская конденсация как метод устранения избыточного уширения линии излучения

Как известно, атомы БЭК находятся в одном и том же квантовом состоянии, объединены общей волновой функцией и могут рассматриваться как некий «мегаатом». Поэтому их индивидуальные движения и взаимные перемещения в максимальной степени ограничены и, следовательно, неоднородное избыточное уширение линии излучения, связанное с этими движениями, оказывается радикально подавленным. В силу этого излучатели, входящие в состав БЭК, представляются средней, возможно, наиболее подходящей для наблюдения стимулированного излучения непосредственно из долгоживущих метастабильных состояний [4, 5, 7]. Все нижеследующие оценки сделаны в предположении о полной свободе радиационного перехода из метастабильного состояния атомарного гелия от всех видов избыточного уширения линии ($\beta \rightarrow 1$).

Фазовый переход к БЭК происходит при температуре газа $T < T_0$, уступающей температуре вырождения [12]

$$T_0 = 3.3 \frac{\hbar^2 n^{2/3}}{(2J+1)^{2/3} k_B M} \approx 4 \times 10^{-15} n^{2/3}, \quad (3)$$

где n – концентрация газа; M – масса атома; J – его угловой момент; k_B – постоянная Больцмана; численное значение относится к атомарному гелию.

Этот процесс может осуществляться двумя путями: понижением температуры до $T < T_0$ при $n = \text{const}$ или повышением температуры вырождения до $T_0 > T$ в результате возрастания концентрации газа n при неизменной температуре $T = \text{const}$ [13]. В обоих случаях концентрация атомов БЭК

$$n_{\text{BEC}} = n \left[1 - \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \right]. \quad (4)$$

Видно, что из-за малой массы атома гелия температура вырождения T_0 оказывается умеренно низкой и, следовательно, температура газа T , необходимая для получения заметного значения отношения n_{BEC}/n , также не чрезмерно низка (так, $T_0 \approx 10^{-7}$ К при $n = 10^{12}$ см $^{-3}$ и $n_{\text{BEC}}/n \approx 0.91$ при $T/T_0 = 0.2$; здесь и далее численные оценки даны лишь для представления о порядках величин и отнюдь не претендуют на какую-либо оптимизацию).

Необходимая оговорка: строго говоря, формулы (3) и (4) справедливы лишь для непрерывного спектра свободных атомов. Полученные же по ним оценки будут использованы для атомов в потенциальных каналах с дискретным спектром состояний, что справедливо лишь при незначительном количественном, но не качественном различии, возникающем при переходе к дискретному спектру.

4. Ограничения времени межатомных столкновений и пролетного времени

Если даже оставить в стороне, возможно, чрезмерно оптимистические оценки [7], основанные на допущении, что избыточное уширение линии метастабильного состояния атомарного гелия происходит лишь из-за неполной квантовой когерентности атомов конденсата, то для выполнения требования $\beta \rightarrow 1$ необходимо соблюдение, по меньшей мере, еще двух критериев: среднее время жизни Δt_{BEC} атомов конденсата и время их пролета Δt_L в пространстве взаимодействия с полем должны заметно превышать время жизни метастабильного состояния τ .

Время жизни Δt_{BEC} атомов конденсата в любом случае не может превышать среднее время между их столкновениями с не входящими в конденсат атомами с сечением соударений σ_{col} . Поэтому применима оценка

$$\Delta t_{\text{BEC}} = [\sigma_{\text{col}} v (n - n_{\text{BEC}})]^{-1} = \left[\sigma_{\text{col}} v n \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \right]^{-1} > \tau, \quad (5)$$

где $v = v(T)$ – зависящая от температуры T тепловая скорость не входящих в конденсат атомов. Из (5) следует, что

$$n < 0.43 \left(\frac{M}{\hbar \sigma_{\text{col}} \tau} \right)^{3/4} (2J+1)^{1/4} \left(\frac{T_0}{T} \right)^{3/2} \quad (6)$$

$$\text{или } T < \frac{1.9 \hbar^{3/2}}{k_B [(2J+1) M \sigma_{\text{col}} \tau]^{1/2}}.$$

Пролетное время равно отношению протяженности пространства взаимодействия L к переносной (транспортной) скорости V потока атомов, так что второй критерий можно представить в виде

$$\Delta t_L = \frac{L}{V} > \tau. \quad (7)$$

Если, например, принять $\sigma_{\text{col}} = 10^{-16}$ см², то из (6) получаем $T < 10^{-4}$ К и $n < 10^{18}$ см⁻³ при $T/T_0 = 0.2$, а из (7) – $V < 330$ см/с при $L = 1$ см. Видно, что оценочные ограничения оказываются сравнительно мягкими.

5. Кинематика нейтральных атомов в протяженных потенциальных каналах

Приготовление усиливающей среды из БЭК метастабильных атомов гелия в предлагаемом подходе основывается на кинематических явлениях в потоке нейтральных атомов, которые распространяются в канале с потенциальной ямой по двум поперечным координатам x и y , обладают дискретными собственными значениями энергии E_{mk} и осуществляют континуальное движение по третьей продольной координате z [13]. Подобные потенциальные каналы, обычно имеющие параболическую зависимость потенциала от поперечных координат и решения типа гармонического осциллятора [14], известны в экспериментальной практике [15].

Если ограничиться лишь низшим собственным значением энергии ($m = k = 0$), то

$$E_{00} = \hbar \left(\frac{2\alpha}{M} \right)^{1/2}, \quad (8)$$

а продольная компонента волнового вектора (продольный импульс атома)

$$p_{00} = \pm [2M(E - E_{00})]^{1/2} = \pm \left\{ 2M \left[E - \hbar \left(\frac{2\alpha}{M} \right)^{1/2} \right] \right\}^{1/2}, \quad (9)$$

где α – коэффициент пропорциональности в выражении для параболического поперечного потенциала канала

$$U(x, y) = \alpha(x^2 + y^2), \quad (10)$$

а E – полная энергия атома. Для канала с симметрией кругового цилиндра вида (10) удобно ввести эффективный диаметр в низшем состоянии

$$D = 2 \left(\frac{2\hbar^2}{\alpha M} \right)^{1/4} = 2\hbar \left(\frac{2}{ME_{00}} \right)^{1/2}. \quad (11)$$

Вдоль канала в положительном направлении оси z распространяется поток атомов с энергией E и полной его величиной Q , причем в силу непрерывности потока $Q = \text{const}$ для всех значений z . Концентрация атомов, находящихся в низшем состоянии,

$$n = \frac{4Q}{\pi D^2 V} = \frac{Q}{\pi \hbar V} \left(\frac{\alpha M}{2} \right)^{1/2}, \quad (12)$$

где

$$V = \frac{p_{00}}{M} = \left[\frac{2}{M} (E - E_{00}) \right]^{1/2}. \quad (13)$$

Пусть далее коэффициент α в (10) перестает быть константой, а является медленно нарастающей функцией продольной координаты z :

$$\frac{d\alpha(z)}{dz} > 0. \quad (14)$$

Тогда подвергаются медленным изменениям также величины, определяемые формулами (11), (10), (8), (9) и (13) [13]:

$$\frac{dD}{dz} < 0, \quad \frac{dU}{dz} > 0, \quad \frac{dE_{00}}{dz} > 0, \quad \frac{d|p_{00}|}{dz} < 0, \quad \frac{dV}{dz} < 0. \quad (15)$$

В итоге по мере продвижения потока атомов с $Q = \text{const}$ вдоль оси z возрастает его концентрация (12):

$$\frac{dn}{dz} > 0, \quad (16)$$

и, следовательно, возрастает температура вырождения газа (3):

$$\frac{dT_0}{dz} > 0. \quad (17)$$

Уплотнение потока обусловлено как его торможением, так и уменьшением диаметра (11) по мере превращения кинетической энергии продольного движения потока в потенциальную энергию квантового состояния в поперечной яме [13]. Когда возрастающая температура вырождения T_0 при некоторой координате $z = z_{\text{ВЕС}}$ превышает температуру газа ($T_0 > T$), происходит, как сказано в разд.3, частичное выпадение атомов в конденсат [13].

Коэффициент компрессии, т. е. отношение концентраций газа при двух последовательных продольных координатах входа потока в зону компрессии z_{in} и выпадения конденсата $z_{\text{ВЕС}}$,

$$\begin{aligned} \Xi_{\text{comp}} &= \frac{n(z_{\text{ВЕС}})}{n(z_{\text{in}})} = \left[\frac{D(z_{\text{in}})}{D(z_{\text{ВЕС}})} \right]^2 \left[\frac{1 - 8\hbar^2 / MED^2(z_{\text{in}})}{1 - 8\hbar^2 / MED^2(z_{\text{ВЕС}})} \right]^{1/2} \\ &\approx \left[\frac{D(z_{\text{in}})}{D(z_{\text{ВЕС}})} \right]^2 \left\{ 1 + \frac{4\hbar^2}{ME} [D^{-2}(z_{\text{ВЕС}}) - D^{-2}(z_{\text{in}})] \right\}, \quad (18) \end{aligned}$$

где приближенное равенство справедливо в случае $E \gg E_{00}(z_{\text{ВЕС}})$.

Если канал при $z > z_{\text{ВЕС}}$ приобретает новые свойства, характеризующие новыми, но неизменными значениями $\alpha(z \geq z_{\text{ВЕС}}) = \text{const}$ и $D(z \geq z_{\text{ВЕС}}) = \text{const}$, то далее по нему распространяется смесь конденсата и неконденсированного газа в пропорции, определяемой по формуле (4), с продольной переносной скоростью $V(z_{\text{ВЕС}})$, задаваемой выражением (13) для нового значения $E_{00} = E_{00}(z_{\text{ВЕС}})$ (8).

6. Отдача атома, смещение линий излучения и поглощения и скрытая инверсия.

Анизотропия усиления

Отдача при испускании или поглощении ВУФ фотона легким атомом гелия сравнительно велика, и соответствующие смещения линий

$$\frac{\Delta\omega_{\text{rec}}}{2\pi} = \pm \frac{E^2}{4\pi\hbar Mc^2} \quad (19)$$

по модулю на несколько порядков превышают радиационную ширину: $|\Delta\omega_{\text{rec}}/2\pi| \approx 10^7$ Гц $\gg \tau^{-1} \approx 330$ Гц. Поэтому в среде метастабильных атомов гелия всегда присутствует так называемая скрытая инверсия [6], при которой при любом отношении населенностей верхнего и

нижнего уровня перехода, даже уступающем единице, возможно усиление потока фотонов из-за отсутствия их поглощения атомами в основном состоянии, находящимися вне резонанса с испущенными фотонами.

Конечная продольная переносная скорость потока атомов $V(z_{\text{BEC}})$ вызывает для перехода из метастабильного состояния доплеровское смещение частоты разного знака

$$\frac{\Delta\omega_D}{2\pi} = \pm \frac{V(z_{\text{BEC}})}{c} \frac{E_\omega}{2\pi\hbar}, \quad (20)$$

модуль которого может существенно превышать радиационную ширину линии. В связи с этим потоки фотонов, распространяющиеся в противоположных направлениях оси z , испытывают частотную анизотропию усиления, определяемую удвоенным модулем доплеровского сдвига (20).

7. Потери ВУФ фотонов

В нерезонансные потери фотонов вносят вклад фотоионизация атомов гелия с сечением σ_{ph} , различные другие виды рассеяния и поглощения на атомных электронах с усредненным сечением χ , а при использовании зеркал также их пропускание и поглощение.

Резонансные фотоны с энергией $E_\omega \approx 20$ эВ не могут поглощаться в результате фотоионизации атома гелия из основного состояния с потенциалом ионизации около 24.59 эВ, но могут поглощаться лишь при фотоионизации атомов в возбужденном метастабильном состоянии с концентрацией n^* . Поэтому коэффициент фотоионизационных потерь пропорционален n^* и равен $\sigma_{\text{ph}}n^*$, где $\sigma_{\text{ph}} < 10^{-17}$ см². Усредненный коэффициент потерь на рассеяние всех видов пропорционален полной концентрации газа n и равен χn .

Потери фотонов на зеркалах определяются их коэффициентами отражения, которые в ВУФ диапазоне достигают при использовании многослойных структур приемлемых значений порядка десятков процентов [16].

8. Сценарная схема

Как было сказано выше, основным элементом схемы служит поток атомарного гелия, транспортируемый по последовательности зон от I до V, каждая из которых несет определенную функциональную нагрузку. Рассмотрим эту последовательность зон.

В зоне I производится возбуждение атомов гелия электронным ударом с образованием метастабильных состояний 2^3S_1 . В стационарном случае содержание атомарного гелия в зоне непрерывно пополняется извне притоком новых атомов.

В зоне II происходит охлаждение гелия методами лазерной манипуляции атомов до микрокельвиновой температуры T и формирование атомного потока с $Q = \text{const}$ и продольной переносной скоростью $V = (2E/M)^{1/2}$. Малая масса атома гелия, которая определяет краткость времени охлаждения, заметно уступающего времени жизни τ , способствуют незначительному снижению концентрации метастабильных состояний из-за спонтанного распада в процессе охлаждения. Поток охлажденных атомов с энергией E , полной концентрацией $n(z_{\text{in}})$ и концентрацией метастабильных атомов $n^*(z_{\text{in}})$ входит в точке $z = z_{\text{in}}$ в зону III.

Зона III представляет собой потенциальный канал с эффективным диаметром D , уменьшающимся от $D(z_{\text{in}})$ при $z = z_{\text{in}}$ до $D(z_{\text{BEC}}) < D(z_{\text{in}})$ при $z = z_{\text{BEC}}$. При входе в этот канал с поперечной квантовой ямой переносная скорость потока уменьшается от V до

$$V_{\text{in}} = \left(\frac{2E}{M}\right)^{1/2} \left[1 - \frac{8\hbar^2}{MED^2(z_{\text{in}})}\right]^{1/2}. \quad (21)$$

При дальнейшем продвижении по каналу с уменьшающимся эффективным диаметром D происходит торможение потока атомов и его скорость уменьшается от продольной переносной скорости V_{in} до

$$V(z_{\text{BEC}}) = \left(\frac{2E}{M}\right)^{1/2} \left[1 - \frac{8\hbar^2}{MED^2(z_{\text{BEC}})}\right]^{1/2} \quad (22)$$

с коэффициентом замедления

$$\Xi_V = \frac{V(z_{\text{BEC}})}{V_{\text{in}}} = \left[\frac{1 - 8\hbar^2/MED^2(z_{\text{BEC}})}{1 - 8\hbar^2/MED^2(z_{\text{in}})}\right]^{1/2}. \quad (23)$$

Одновременно уменьшается площадь поперечного сечения потока с коэффициентом

$$\Xi_D = \left[\frac{D(z_{\text{BEC}})}{D(z_{\text{in}})}\right]^2. \quad (24)$$

В итоге поток испытывает компрессию с коэффициентом

$$\Xi_{\text{comp}} = (\Xi_V \Xi_D)^{-1}, \quad (25)$$

что повышает концентрацию атомов при координате $z = z_{\text{BEC}}$ до значения $n(z_{\text{BEC}})$ и в соответствии с (3) поднимает температуру вырождения до $T_0 > T$ с образованием бозе-конденсата с концентрацией (4).

При входе в зону IV с продольной координатой z_{BEC} сужающийся потенциальный канал зоны III переходит в канал с неизменным эффективным диаметром $D = D(z_{\text{BEC}})$ и длиной L , в котором распространяется поток из смеси бозе-конденсата метастабильных и невозбужденных атомов с неконденсированными атомами, образующий усиливающую среду. В ней происходит усиление потока ВУФ фотонов на вынужденных переходах из метастабильного состояния с полным коэффициентом усиления G .

Выражение для полного коэффициента усиления потока ВУФ фотонов G для слабого сигнала, опустошающее воздействие которого на населенность метастабильных уровней пренебрежимо мало, в стационарном случае установившегося процесса и с учетом изложенного в разд.6 и 7 имеет вид

$$\begin{aligned} \ln G &= \sigma V(z_{\text{BEC}}) \tau n_{\text{BEC}}^*(z_{\text{BEC}}) \left\{ 1 - \exp\left[-\frac{L}{V(z_{\text{BEC}})\tau}\right] \right\} \\ &\times \left[1 - \frac{\sigma_{\text{ph}} n^*(z_{\text{BEC}})}{\sigma n_{\text{BEC}}^*(z_{\text{BEC}})} \right] - \chi n(z_{\text{BEC}}) L \\ &\approx \sigma V(z_{\text{BEC}}) \tau n_{\text{BEC}}^*(z_{\text{BEC}}) \left\{ 1 - \exp\left[-\frac{L}{V(z_{\text{BEC}})\tau}\right] \right\} \\ &- \chi n(z_{\text{BEC}}) L, \end{aligned} \quad (26)$$

где $n(z_{\text{BEC}})$ – полная концентрация атомов; $n^*(z_{\text{BEC}})$ – полная концентрация метастабильных атомов; $n_{\text{BEC}}^*(z_{\text{BEC}})$ –

их концентрация в конденсате на входе в зону IV при координате $z = z_{\text{BEC}}$. Условием порогового однопроходного усиления с $G \geq 1$ является соотношение

$$\begin{aligned} \left[\frac{n_{\text{BEC}}^*(z_{\text{BEC}})}{n(z_{\text{BEC}})} \right]_{\text{th}} &\geq \frac{\chi L}{\sigma V(z_{\text{BEC}})\tau} \\ &\times \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{L}{V(z_{\text{BEC}})\tau} \right] \right\}^{-1} \left[1 - \frac{\sigma_{\text{ph}} n^*(z_{\text{BEC}})}{\sigma n_{\text{BEC}}^*(z_{\text{BEC}})} \right]^{-1} \\ &\approx \frac{\chi L}{\sigma V(z_{\text{BEC}})\tau} \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{L}{V(z_{\text{BEC}})\tau} \right] \right\}^{-1}. \end{aligned} \quad (27)$$

Пороговое условие в резонаторном случае должно, как обычно, включать дополнительные потери фотонного потока на зеркалах с учетом однонаправленности усиления из-за его частотной анизотропии. Максимальное значение коэффициента усиления G_{max} , следующее из выражения

$$\begin{aligned} \ln G_{\text{max}} &= \sigma V(z_{\text{BEC}})\tau n_{\text{BEC}}^*(z_{\text{BEC}}) \left\{ 1 - \frac{\chi n(z_{\text{BEC}})}{\sigma n_{\text{BEC}}^*(z_{\text{BEC}})} \right. \\ &\times \left[1 + \frac{\sigma_{\text{ph}} n^*(z_{\text{BEC}})}{\chi n(z_{\text{BEC}})} \right. \\ &\left. \left. + \ln \left(\frac{\sigma n_{\text{BEC}}^*(z_{\text{BEC}}) - \sigma_{\text{ph}} n^*(z_{\text{BEC}})}{\chi n(z_{\text{BEC}})} \right) \right] \right\} \\ &\approx \sigma V(z_{\text{BEC}})\tau n_{\text{BEC}}^*(z_{\text{BEC}}) \left\{ 1 - \frac{\chi n(z_{\text{BEC}})}{\sigma n_{\text{BEC}}^*(z_{\text{BEC}})} \right. \\ &\times \left[1 + \ln \left(\frac{\sigma n_{\text{BEC}}^*(z_{\text{BEC}})}{\chi n(z_{\text{BEC}})} \right) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (28)$$

достигается при длине зоны усиления

$$\begin{aligned} L_{\text{max}} &= V(z_{\text{BEC}})\tau \ln \left[\frac{\sigma n_{\text{BEC}}^*(z_{\text{BEC}}) - \sigma_{\text{ph}} n^*(z_{\text{BEC}})}{\chi n(z_{\text{BEC}})} \right] \\ &\approx V(z_{\text{BEC}})\tau \ln \left[\frac{\sigma n_{\text{BEC}}^*(z_{\text{BEC}})}{\chi n(z_{\text{BEC}})} \right]. \end{aligned} \quad (29)$$

Приближенные формулы в (26)–(29) справедливы при выполняющемся, как правило, неравенстве

$$\frac{n_{\text{BEC}}^*(z_{\text{BEC}})}{n^*(z_{\text{BEC}})} \gg \frac{\sigma_{\text{ph}}}{\sigma} \approx 10^{-6}. \quad (30)$$

В зоне V коллектор собирает атомы, поступающие из зоны IV, что завершает всю последовательность операций.

9. Количественные оценки

Простейшие количественные оценки процессов, протекающих в рассмотренных зонах сценарной схемы, удобнее начать с зоны IV, используя неравенство (30) и приближенные выражения (26)–(29).

1. Если принять $n_{\text{BEC}}^*(z_{\text{BEC}})/n(z_{\text{BEC}}) = 10^{-2}$ и $\chi/\sigma = 10^{-3}$, то $L_{\text{max}}/[V(z_{\text{BEC}})\tau] = 2.3$, что удовлетворяет условию (7).

2. При $n(z_{\text{BEC}}) = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $L_{\text{max}} = 1 \text{ см}$ получаем $V(z_{\text{BEC}}) = 145 \text{ см/с}$, $G_{\text{max}} = 1.3$ и $[n_{\text{BEC}}^*(z_{\text{BEC}})/n(z_{\text{BEC}})]_{\text{th}} =$

0.255×10^{-2} , а также температуру вырождения $T_0 \approx 0.5 \times 10^{-6} \text{ К}$ (3), отвечающую полной концентрации атомов $n(z_{\text{BEC}}) = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ в точке $z = z_{\text{BEC}}$.

3. Если при этом температура T , достигнутая при охлаждении газа в зоне II, равна 10^{-7} К , то в соответствии с (4) относительная концентрация конденсированных атомов n_{BEC}/n в точке $z = z_{\text{BEC}}$ составляет 0.91, т. е. $n_{\text{BEC}}(z_{\text{BEC}}) = 0.91 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $n_{\text{BEC}}^*(z_{\text{BEC}}) = 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

4. Если потенциальную яму канала (по соображениям экспериментальной реализуемости) считать относительно неглубокой, например с $E_{00}(z_{\text{BEC}}) \approx 10^{-11} \text{ эВ}$, то в точке $z = z_{\text{BEC}}$ эффективный диаметр канала $D(z_{\text{BEC}}) \approx 1.4 \times 10^{-4} \text{ см}$.

5. Атомный поток с указанными характеристиками должен быть приготовлен в зоне III в результате компрессии с коэффициентом $\mathcal{E}_{\text{comp}}$ (18), (25) исходного потока с концентрацией $n(z_{\text{in}}) = n(z_{\text{BEC}})\mathcal{E}_{\text{comp}}^{-1}$. При этом величина $n(z_{\text{in}})$ не должна превышать концентрацию, которая в соответствии с (3) создает критическую температуру $T_0 > T = 10^{-7} \text{ К}$ и вызывает выпадение атомов исходного потока в конденсат, т. е. $n(z_{\text{in}}) < 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и, следовательно, необходим коэффициент компрессии потока $\mathcal{E}_{\text{comp}} \approx 100$.

6. Поскольку для полученных выше (относительно не оптимизированных) значений параметров полная и неизменная энергия атомов потока почти равна кинетической энергии их переносного движения ($E_{00} \ll MV^2/2$), полный коэффициент компрессии определяется, в основном, его составляющей ($\mathcal{E}_{\text{comp}} \approx \mathcal{E}_D^{-1}$); следовательно, в соответствии с (24) $D(z_{\text{in}}) \approx 10D(z_{\text{BEC}}) \approx 14 \times 10^{-4} \text{ см}$, а транспортная скорость V_{in} на входе в зону III практически совпадает со скоростью $V(z_{\text{BEC}}) = 145 \text{ см/с}$.

7. Если требуемое десятикратное уменьшение эффективного диаметра от $D(z_{\text{in}})$ до $D(z_{\text{BEC}})$ происходит на длине зоны III порядка 0.1 см, то за время пролета этой зоны, не превышающее 0.7 мс, спонтанный распад метастабильных состояний, снижающий их концентрацию, оказывается незначительным.

10. Замечание о переходном процессе к стационарному индуцированному излучению

Настоящее рассмотрение проведено применительно к установившемуся стационарному процессу индуцированного ВУФ излучения метастабильных атомов гелия, входящих в состав БЭК. Между тем переход к стационарному состоянию от исходного состояния, свободного от процесса излучения, имеет особенности, требующие отдельного анализа, который будет проведен во второй части этой работы.

К этим особенностям относится, во-первых, сравнительно низкий уровень спонтанного фотонного фона, обусловленный большим временем жизни метастабильных состояний. Поэтому в случае лазера-генератора может оказаться необходимой сторонняя инжекция резонансных затравочных фотонов в моды резонатора для иницирования процесса самовозбуждения; кроме того, потребуется анализ устойчивости стационарной генерации.

Вторая особенность, относящаяся как к однопроходному усилению внешнего входного сигнала, так и к режиму генерации, связана с асимптотическим поведением сечения стимулированного излучения, называемым иногда «лазерной летаргией» [17–20] и состоящим в том, что при поступлении резонансного излучения на квантовый

осциллятор текущее значение сечения перехода постепенно возрастает от нуля в начальный момент до стационарной величины (1) с характерным временем нарастания порядка естественного радиационного времени жизни состояния. Это обстоятельство, особенно существенное при немалых временах жизни метастабильных уровней, может оказать значительное воздействие на характер стартового переходного процесса.

11. Заключение

Полученные численные оценки свидетельствуют о возможности наблюдения стационарного процесса стимулированного ВУФ излучения из метастабильных состояний атомарного гелия в транспортном потоке БЭК по рассмотренному сценарию.

Существенные особенности стартового переходного процесса, отмеченные в разд.10, будут рассмотрены во второй части работы.

Изучение всего комплекса вопросов, затронутых в настоящей работе, представляется важным, в частности, с точки зрения моделирования задачи стимулированного гамма-излучения метастабильных изомерных ядер.

Работа выполнена при частичной поддержке МНТЦ по гранту № 2651р.

1. Schawlow A.L., Townes C.H. *Phys. Rev.*, **112**, 1940 (1958).
2. Ривлин Л.А. А.с. № 621265 от 10.01.61. *БИ*, № 23, 220 (1979).
3. Ривлин Л.А. *Вопросы радиоэлектроники. Сер. Электроника*, № 6, 42 (1963).
4. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **34**, 612 (2004).
5. Rivlin L.A. *Laser Phys.*, **15**, 454 (2005).
6. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **27**, 189 (1999).
7. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **34**, 736 (2004).
8. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **34**, 1011 (2004).
9. Померанцев Н.М., Рыжков В.М., Скродкий Г.В. *Физические основы квантовой магнитометрии* (М.: Наука, 1972).
10. Pereira Dos Santos F., Leonard J., Wang J., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 3459 (2001).
11. Robert A., Sirjean O., Broweas A., et al. *Science*, **292**, 461 (2001).
12. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Статистическая физика* (М.: ГИТТЛ, 1951).
13. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **36**, 90 (2006).
14. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Квантовая механика* (М.: ГИТТЛ, 1963).
15. Metcalf H.J., van der Straten P. *Laser Cooling and Trapping* (New York: Springer, 1999).
16. Виноградов А.В. *Квантовая электроника*, **32**, 1113 (2002).
17. Чириков Б.В. *ЖЭТФ*, **44**, 2017 (1963).
18. Hopf F., Meistre P., Scully M., Seely I. *Phys. Rev. Lett.*, **35**, 511 (1975).
19. Solem J.C., Baldwin G.C. *Nuovo Cimento D*, **17**, 1131 (1985).
20. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **35**, 474 (2005).