

# 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  $\sigma$  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.

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

Поступила в редакцию 13 октября 2005 г.

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  $\tau$ , 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 –  $\sigma \approx 6 \times 10^{-12}$  см<sup>2</sup>, что, например, при концентрации метастабильных атомов  $5 \times 10^{10}$  см<sup>-3</sup> 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<sup>-3</sup> при полном числе конденсированных метастабильных атомов  $5 \times 10^5$ , 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.

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  $\omega$  – 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  $\tau$  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  $n_{\text{BEC}}/n$ , 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  $\Delta t_{\text{BEC}}$  атомов конденсата и время их пролета  $\Delta t_L$  в пространстве взаимодействия с полем должны заметно превышать время жизни метастабильного состояния  $\tau$ .

Время жизни  $\Delta t_{\text{BEC}}$  атомов конденсата в любом случае не может превышать среднее время между их столкновениями с не входящими в конденсат атомами с сечением соударений  $\sigma_{\text{col}}$ . 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  $\sigma_{\text{col}} = 10^{-16}$  см<sup>2</sup>, то из (6) получаем  $T < 10^{-4}$  К и  $n < 10^{18}$  см<sup>-3</sup> 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  $\alpha$  – 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  $\alpha$  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  $z_{\text{in}}$  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  $\sigma_{\text{ph}}$ , различные другие виды рассеяния и поглощения на атомных электронах с усредненным сечением  $\chi$ , 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  $\sigma_{\text{ph}} < 10^{-17}$  см<sup>2</sup>. Усредненный коэффициент потерь на рассеяние всех видов пропорционален полной концентрации газа  $n$  и равен  $\chi n$ .

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  $\tau$ , 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  $V_{\text{in}}$  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  $z_{\text{BEC}}$  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  $G_{\text{max}}$ , 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  $[n_{\text{BEC}}^*(z_{\text{BEC}})/n(z_{\text{BEC}})]_{\text{th}} =$

$0.255 \times 10^{-2}$ , 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  $10^{-7} \text{ К}$ , то в соответствии с (4) относительная концентрация конденсированных атомов  $n_{\text{BEC}}/n$  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  $V_{\text{in}}$  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., Скродцкий 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., Mestre 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).