ПРИМЕНЕНИЯ ЛАЗЕРОВ И ДРУГИЕ ВОПРОСЫ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

PACS 03.75.Nt; 21.10.–k

Об индуцированном высвобождении энергии изомерных ядер в бозе-эйнштейновском конденсате

Л.А.Ривлин

Показано, что асимптотическое поведение текущего значения сечения стимулированного испускания во времени приводит к сложной динамике процесса радиационного высвобождения ядерной энергии долгоживущих метастабильных состояний, индуцируемого сторонним потоком резонансных гамма-квантов. Вхождение изомерных ядер в состав атомов бозе-эйнштейновского конденсата делает сечение стимулированного испускания достаточным для достижения сравнительно высокой эффективности указанного процесса, оцениваемой существенным увеличением скорости распада метастабильных состояний.

Ключевые слова: *изомерные ядра, бозе-эйнштейновский конденсат.*

1. Возможность высвобождения энергии ядерных изомеров посредством индуцированных переходов из долгоживущих метастабильных состояний с сильно запрещенным спонтанным распадом основана на радикальном подавлении неоднородного уширения радиационных линий изомерных ядер, содержащихся в атомах бозе-эйнштейновского конденсата (БЭК) [1, 2]. Такой атомный ансамбль с перекрывающимися волновыми функциями отдельных атомов-бозонов можно с известной вольностью обозначить как некий единый *мегаатом*, в котором различия в состоянии входящих в него атомов в силу их взаимной квантовой когерентности становятся минимальными, что и служит причиной устранения основных факторов, вызывающих неоднородное (в частности – доплеровское) уширение. Устремление же ширин линий к их естественному значению влечет за собой возрастание как сечения стимулированного испускания при переходах вниз, так и сечения поглощения при переходах вверх до максимальной величины, равной примерно квадрату длины волны излучения и не зависящему ни от величины матричного элемента перехода, ни от степени его запрещенности.

Потенциальная возможность индуцированного высвобождения энергии изомеров посредством стимулированного испускания или поглощения гамма-квантов при переходах из метастабильных состояний требует анализа развития этого процесса во времени, что оказывается существенным из-за значительного времени жизни состояний и малой естественной радиационной ширины переходов. При этом временной ход определяется, с одной стороны, кинетикой сечения перехода, а с другой – асимптотическим характером установления спектра воздействующей электромагнитной волны от бесконечной ширины и нулевой амплитуды в нулевой момент времени до конечного стационарного значения на бесконечности [2]. Последняя зависимость по существу есть следствие классического соотношения неопределенности Фурье (см., напр., [3]). Подобный анализ проведен, в частности, в [4] применительно к задаче о развитии во времени усиления гамма-излучения мессбауэровскими ядрами в кристалле, существенно отличающейся по условиям от рассматриваемой проблемы индуцированного высвобождения энергии ядер в БЭК.

Если под индуцированным высвобождением энергии изомерных ядер подразумевать вынужденный распад значительной доли метастабильных состояний за время, существенно уступающее их времени жизни τ_γ по отношению к спонтанному распаду, то очевидно, что для этого необходим вынуждающий поток резонансных гамма-фотонов с достаточно высокой плотностью $\Phi > 8\pi/(\lambda^2\tau_\gamma)$, что при малой длине волны гамма-излучения λ приводит к весьма высоким численным оценкам. Это является прямым следствием пропорциональности между необходимой плотностью стимулирующего фотонного потока Φ и плотностью радиационных осцилляторов свободного пространства. Некоторое смягчение требований к Φ возможно при использовании высокодобротных резонаторов, что, однако, непросто в гамма-диапазоне.

2. Пусть конденсат метастабильных изомеров с концентрацией $n^*_{\rm BEC}$ подвергается вынуждающему воздействию со стороны резонансных гамма-квантов с плотностью потока Φ, энергией $\hbar\omega$ и длиной волны $\lambda = 2\pi c/\omega$. Изменение Φ по мере распространения в конденсате вдоль координаты z управляется стандартным уравнением

$$\frac{{\rm d}\Phi}{{\rm d}z} = [\sigma_{\rm st}(z,t)n^*_{\rm BEC}(z,t) - \chi n]\Phi, \qquad (1)$$

где $\sigma_{\rm st}$ – текущее значение сечения стимулированного испускания, зависящее от координаты z и времени t; n – полная концентрация атомов; χ – суммарное сечение фотонных потерь всех видов. В уравнении (1) из-за существования в разреженном конденсате скрытой инверсии насе-

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 6 декабря 2004 г.

ленностей отсутствует член резонансного поглощения фотонов ядрами, а переменные Φ, n^*_{BEC} и σ_{st} зависят как от продольной координаты z, так и от времени t.

В первом порядке теории возмущений амплитуда перехода из метастабильного состояния вниз под действием поля волны есть [5]

$$a = -\frac{\mathrm{i}}{\hbar}\int_0^t \mu A \exp[-\mathrm{i}(\omega-\omega_0)t]\mathrm{d}t, \tag{2}$$

где μA – матричный элемент возмущения; $A = A(t)$ – зависящая от времени t амплитуда векторного потенциала электромагнитной волны; $\mu = \mathrm{const}$ – матричный элемент перехода из метастабильного состояния, отвечающий единичной амплитуде A; $\hbar\omega_0 = E_{\mathrm{tr}} - E_{\mathrm{rec}}$ равняется энергии перехода E_{tr} за вычетом энергии отдачи ядра, сопровождающей радиационный переход,

$$E_{\mathrm{rec}} = \frac{E_{\mathrm{tr}}^2}{2Mc^2}; \tag{3}$$

M – масса ядра. Интегрирование в (2) производится от момента $t = 0$ поступления потока фотонов в одномерную ядерную среду в точке $z = 0$.

В соответствии с принципом детального равновесия константа μ однозначно связана с естественным радиационным временем жизни метастабильного состояния τ_γ:

$$|\mu|^2 = \frac{\hbar\lambda}{8\pi\tau_\gamma(2J_0+1)}, \tag{4}$$

where J_0 – угловой момент нижнего состояния перехода. Поэтому с учетом зависимости Φ от A

$$\Phi = \frac{2\pi c}{\lambda^2}\frac{A^2}{\hbar\omega} = \frac{A^2}{\hbar\lambda} \tag{5}$$

можно переписать (2) в следующем виде:

$$a(t) = -\frac{\mathrm{i}\lambda}{[8\pi\tau_\gamma(2J_0+1)]^{1/2}}\int_0^t \Phi^{1/2}\exp[-(\omega-\omega_0)t]\mathrm{d}t. \tag{6}$$

При достаточно точном резонансе и/или относительной непродолжительности процесса, когда

$$|\omega-\omega_0|t \ll 1 \quad \text{и/или} \quad t \ll \tau_\gamma, \tag{7}$$

экспонента в (6) обращается в единицу, т. е.

$$a(t) \approx -\frac{\mathrm{i}\lambda}{[8\pi\tau_\gamma(2J_0+1)]^{1/2}}\int_0^t \Phi^{1/2}\mathrm{d}t. \tag{8}$$

Условие (7) означает, что воздействующее излучение обладает высокой монохроматичностью и/или его длительность ограничена, хотя абсолютная величина последней может быть совсем немалой в силу большого времени жизни метастабильных состояний. Ограниченность длительности воздействия фактически свидетельствует о применимости приближения (8) лишь к начальной стадии процесса стимулированного испускания. Следует, однако, подчеркнуть, что коль скоро обсуждается задача высвобождения энергии метастабильных состояний изомеров в виде стимулированного гамма-излучения за время, существенно меньшее τ_γ, то именно эта начальная стадия процесса представляет особый интерес.

3. По определению сечение стимулированного испускания

$$\sigma_{\mathrm{st}} = \Phi^{-1}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}|a(t)|^2, \tag{9}$$

т. е. с учетом (8)

$$\sigma_{\mathrm{st}} \approx \frac{\lambda^2}{8\pi\tau_\gamma\Phi}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left|\int_0^t \Phi^{1/2}\mathrm{d}t\right|^2 = \frac{B}{\Phi^{1/2}}\int_0^t \Phi^{1/2}\mathrm{d}t, \tag{10}$$

where

$$B \equiv \lambda^2/(4\pi\tau_\gamma) \tag{11}$$

и отсутствует множитель $2J_0+1$, поскольку σ_{st} пропорционально статистическому весу конечного нижнего состояния.

Кроме того, принято упрощающее допущение об отсутствии какого-либо избыточного уширения линии перехода, выходящего за рамки естественной радиационной ширины, т. е. о том, что отношение β естественной ширины τ_γ^1 к полной (в том числе и неоднородной) ширине $\Delta\omega_{\mathrm{tot}}$ равно единице,

$$\beta = \frac{2\pi}{\tau_\gamma\Delta\omega_{\mathrm{tot}}(1+\alpha)} = 1, \tag{12}$$

и коэффициент внутренней электронной конверсии $\alpha \ll 1$. В случае больших времен жизни метастабильных состояний τ_γ это допущение согласно [2] требует образования конденсата с весьма значительным полным числом атомов $n_{\mathrm{BEC}}V$ в немалом объеме V:

$$n_{\mathrm{BEC}}V \geqslant (2J+1)^{1/3}(4V)^{1/3}\frac{k_{\mathrm{B}}T}{\pi^2\hbar\lambda}\tau_\gamma, \tag{13}$$

where J – угловой момент атома; T – абсолютная температура; k_{B} – постоянная Больцмана. Так, $n_{\mathrm{BEC}}V \approx 1.3\times10^{16}(2J+1)^{1/3}$ при $\lambda = 1.5\times10^{-9}$ см, $T = 10^{-6}$ К, $\tau_\gamma = 3600$ с и $V = 13$ см^3. Кроме того, время хранения конденсата должно быть по меньшей мере близким к τ_γ.

Эти оба требования уступают сегодня экспериментальной реальности на много порядков. Более того, не известны теоретические предсказания относительно возможности подобного экспериментального прогресса. Поэтому следует подчеркнуть: настоящее рассмотрение основывается, с одной стороны, на значительной доле оптимизма, а с другой – на надежде, что оно послужит стимулом к соответствующим теоретическим и экспериментальным исследованиям БЭК.

В простом случае, когда поток фотонов (5) имеет характер импульса, нарастающего на фронте как

$$\Phi = \Phi_0\left(\frac{t}{t_0}\right)^{2m} \tag{14}$$

($\Phi_0 = \mathrm{const}$, $t_0 = \mathrm{const}$, $m = \mathrm{const}$), сечение стимулированного испускания возрастает по закону

$$\sigma_{\mathrm{st}} = \frac{Bt}{m+1}. \tag{15}$$

Таким образом, на начальном этапе процесса сечение

(15) линейно возрастает со временем, начиная с $\sigma_{st} = 0$ при $t = 0$, независимо от значений параметров t_0 и Φ_0 и тем быстрее, чем меньше m. Поэтому далее будет рассматриваться, в основном, случай $m = 0$.

Одновременно с ростом σ_{st} концентрация изомерных ядер $n^*_{BEC}(t)$ убывает согласно уравнению

$$\frac{dn^*_{BEC}}{dt} = -n^*_{BEC}\left[\frac{1}{\tau_\gamma} + \sigma_{st}(t)\Phi(t)\right]$$

$$= -n^*_{BEC}\left(\frac{1}{\tau_\gamma} + \frac{B\Phi_0}{m+1}\frac{t^{2m+1}}{t_0^{2m}}\right), \qquad (16)$$

имеющему решение

$$n^*_{BEC}(t) = n^*_{BEC}(t=0)$$

$$\times \exp\left[-\left(\frac{1}{\tau_\gamma} + \frac{B\Phi_0}{2(m+1)^2}\frac{t^{2m+1}}{t_0^{2m}}\right)t\right], \qquad (17)$$

что обусловлено как спонтанным распадом метастабильных состояний, так и действием стимулирующих фотонов с плотностью потока $\Phi(t)$ (14).

4. Поскольку переменные Φ, n^*_{BEC} и σ_{st} зависят от продольной координаты z и от времени t, полезно сначала исследовать уравнение (1) при фиксированном значении координаты $z = 0$, т. е. на входе стороннего фотонного потока в ядерную среду, когда его плотность Φ равна входному значению Φ_{in}.

Из-за постепенного возрастания сечения σ_{st}, начиная с $\sigma_{st} = 0$ при $t = 0$, правая часть (1) и производная $d\Phi/dz$ вначале оказываются отрицательными до стартового момента $t = t_{del}$, когда

$$\sigma_{st}(t_{del}) \geqslant \chi\frac{n}{n^*_{BEC}(t_{del})} \quad (z=0), \qquad (18)$$

where $n^*_{BEC}(t_{del})$ задано решением (17). Имея в виду, что ожидаемое время задержки $t_{del} \ll \tau_\gamma$, учитывая неравенство (7) и то, что при умеренных плотностях потока фотонов Φ показатель экспоненты в (17) существенно меньше единицы, можно переписать (17) как

$$n^*_{BEC}(t) \approx n^*_{BEC}(t=0)\left[-\left(\frac{1}{\tau_\gamma} + \frac{B\Phi_0}{2(m+1)^2}\frac{t^{2m+1}}{t_0^{2m}}\right)t\right]. \qquad (19)$$

В этом случае время задержки начала усиления t_{del} определяется из равенства (18) условием

$$t_{del}^{2m+2} - 2\frac{n^*_{BEC}(t=0)}{n}\frac{t_0^{2m}}{\chi\Phi_0}(m+1)^2 t_{del}$$

$$\times\left[1 - 4\pi\frac{\chi}{\lambda^2}\frac{n}{n^*_{BEC}(t=0)}\right] + 2\frac{t_0^{2m}}{B\Phi_0}(m+1)^2 = 0, \; (20)$$

where во втором члене уравнения второй член в скобках мо-жет быть опущен как существенно уступающий единице. Для простого случая $m = 0$ это дает

$$\frac{t_{del}}{\tau_\gamma} \approx 4\pi\frac{\chi}{\lambda^2}\frac{n}{n^*_{BEC}(t=0)} \ll 1, \qquad (21)$$

что можно непосредственно получить из (15) и (18).

Если же пренебречь лишь стимулированной составляющей убыли метастабильных состояний, сохранив в (19) влияние спонтанного распада, то из (17) следует уравнение для определения времени задержки

$$t_{del}\exp\left(-\frac{t_{del}}{\tau_\gamma}\right) \approx t_{del}\left(1 - \frac{t_{del}}{\tau_\gamma}\right) \geqslant \frac{\chi n(m+1)}{Bn^*_{BEC}(t=0)}, \qquad (22)$$

where приближенное равенство отвечает условию (7). Приближенная левая часть (22) возрастает от нуля, достигая максимума $\tau_\gamma/4$ при $t_{del} = \tau_\gamma/2$. Поэтому неравенство (22) может быть выполнено только в случае

$$\frac{n^*_{BEC}(t=0)}{n} \geqslant 16\pi\frac{\chi}{\lambda^2}(m+1). \qquad (23)$$

Так, при $\chi/\lambda^2 = 2\times10^{-3}$ для выполнения (23) необходимо, чтобы $n^*_{BEC}(t=0)/n \geqslant 0.1(m+1)$. Время задержки $t_{del} < \tau_\gamma$ может быть вычислено из (22) для заданных значений правой части.

Критическая ситуация возникает при обратном знаке неравенства (23), когда положительная производная $d\Phi/dz$ (1), равно как и процесс усиления, не могут быть реализованы вовсе; поэтому равенство (23) определяет критическое значение отношения $[n^*_{BEC}(t=0)/n]_{crit}$. Поскольку наибольшее (хотя реально и недостижимое) отношение концентраций $[n^*_{BEC}(t=0)/n]_{crit} = 1$, то условие

$$\left(\frac{\lambda^2}{\chi}\right)_{abs} \geqslant 50(m+1) \qquad (24)$$

есть абсолютный критерий возможности осуществления процесса усиления. Из (22) следует также эквивалентное ему безразмерное критическое условие

$$[\varepsilon_0(1-\theta^{3/2})]_{crit} \geqslant 16\pi\frac{\chi}{\lambda^2}(m+1), \qquad (25)$$

where $\varepsilon_0 = n^*_{BEC}(t=0)/n_{BEC} \leqslant 1$ – начальное отношение концентрации метастабильных ядер в конденсате к полной концентрации конденсата; $\theta = T/T_0 < 1$ – отношение термодинамической температуры T атомов к критической температуре их фазового перехода в конденсат

$$T_0 = 3.3\frac{\hbar^2}{k_B M}\left(\frac{n}{2J+1)}\right)^{2/3}$$

$$\approx \frac{1.6\times10^{-14}}{A_i}\left(\frac{n}{2J+1)}\right)^{2/3} \qquad (26)$$

(здесь A_i – изотопическое число).

5. Усиление фотонного потока, представляемое в (1) первым членом правой части уравнения, изменяется как из-за возрастания сечения $\sigma_{st}(t)$, так и по причине убывания концентрации метастабильных ядер $n^*_{BEC}(z, t)$ вследствие их спонтанного распада и стимулированного перехода в нижнее состояние. Конкуренция этих процессов определяет ход усиления после достижения сечением стимулированного испускания стартового значения (18) при $t = t_{del}$.

Изменение концентрации n^*_{BEC} вблизи $z = 0$ при стимулированных переходах задается интегралом уравнения (16) в пределах от $t = t_{del}$ до $t > t_{del}$ с начальным условием $n^*_{\rm BEC} = n^*_{\rm BEC}(t = t_{\rm del})$:

$$n^*_{\rm BEC}(t) = n^*_{\rm BEC}(t_{\rm del}) \exp\left[-\left(\frac{t - t_{\rm del}}{\tau_\gamma} + \frac{B\Phi_0}{2(m+1)^2} \times \frac{t^{2m+2} - t_{\rm del}^{2m+2}}{t_0^{2m}}\right)\right], \tag{27}$$

where $t_{\rm del}$ определено по формуле (20); $t - t_{\rm del} \ll \tau_\gamma$.

Тогда уравнение (1) вблизи $z = 0$ с учетом (27) можно переписать как

$$\frac{1}{\Phi}\frac{{\rm d}\Phi}{{\rm d}z} = n\chi\left\{\frac{t}{t_{\rm del}} \exp\left[-\frac{t - t_{\rm del}}{\tau_\gamma} - \frac{B\Phi_0}{2(m+1)^2 t_0^{2m}} \times (t^{2m+2} - t_{\rm del}^{2m+2})\right] - 1\right\}, \tag{28}$$

where значение $n\chi$ определяется равенствами (15) и (18). Правая часть (28) равна нулю при $t = t_{\rm del}$ и возрастает при $t > t_{\rm del}$ (когда начинается усиление фотонного потока), только если

$$\Phi_0 < \frac{m+1}{B}\frac{t_0^{2m}}{t_{\rm del}^{2m+2}}\left(1 - \frac{t_{\rm del}}{\tau_\gamma}\right) \approx \frac{m+1}{B}\frac{t_0^{2m}}{t_{\rm del}^{2m+2}}, \tag{29}$$

достигая максимума

$$\left.\frac{1}{\Phi}\frac{{\rm d}\Phi}{{\rm d}z}\right|_{\max} = n\chi\left\{\frac{t_1}{t_{\rm del}} \exp\left[-\frac{t_1}{\tau_\gamma}\left(1 - \frac{t_{\rm del}}{t_1}\right) - \frac{B\Phi_0 t_1^{2m+2}}{2(m+1)^2 t_0^{2m}}\left(1 - \left(\frac{t_{\rm del}}{t_1}\right)^{2m+2}\right)\right] - 1\right\}$$
$$= n\chi\left\{\frac{t_1}{t_{\rm del}} \exp\left[-\frac{t_1}{\tau_\gamma}\left(1 - \frac{t_{\rm del}}{t_1}\right) - \frac{1}{2(m+1)} \times \left(1 - \frac{t_1}{\tau_\gamma}\right)\left(1 - \left(\frac{t_{\rm del}}{t_1}\right)^{2m+2}\right)\right] - 1\right\} \tag{30}$$

при $t = t_1$, определяемом из уравнения

$$t_1^{2m+2} - \frac{m+1}{B\Phi_0} t_0^{2m}\left(1 - \frac{t_1}{\tau_\gamma}\right) = 0. \tag{31}$$

При $m = 0$ эти выражения упрощаются и преобретают следующий вид:

$$\left.\frac{1}{\Phi}\frac{{\rm d}\Phi}{{\rm d}z}\right|_{\max} = n\chi\left\{\frac{t_1}{t_{\rm del}} \exp\left[-\frac{t_1}{\tau_\gamma}\left(1 - \frac{t_{\rm del}}{t_1}\right) - \frac{1}{2}\left(1 - \frac{t_1}{\tau_\gamma}\right)\left(1 - \left(\frac{t_{\rm del}}{t_1}\right)^2\right)\right] - 1\right\}, \tag{32}$$

$$t_1 = (B\Phi_0)^{-1/2}\{[1 + 1/(4B\Phi_0\tau_\gamma^2)^{1/2}] - 1/[2(B\Phi_0)^{1/2}\tau_\gamma]\}. \tag{33}$$

Усиление прекращается, когда правая часть (28) снова обращается в нуль при $t = t_2 > t_1 > t_{\rm del}$. При этом

$$\exp\left\{\frac{t_2}{\tau_\gamma}\left(1 - \frac{t_{\rm del}}{t_2}\right) + \frac{B\Phi_0 t_2^{2m+2}}{2(m+1)^2 t_0^{2m}}\left[1 - \left(\frac{t_{\rm del}}{t_2}\right)^{2m+2}\right]\right\}$$
$$= \exp\left\{\frac{t_2}{\tau_\gamma}\left(1 - \frac{t_{\rm del}}{t_2}\right) + \frac{(t_2/t_1)^{2m+2}}{2(m+1)}\left(1 - \frac{t_1}{\tau_\gamma}\right) \times \left[1 - \left(\frac{t_{\rm del}}{t_2}\right)^{2m+2}\right]\right\} = \frac{t_2}{t_{\rm del}}. \tag{34}$$

Приведем некоторые численные оценки. Пусть $\lambda = 1.5 \times 10^{-9}$ см (энергия 83 кэВ), $\chi/\lambda^2 = 10^{-3}$, $\tau_\gamma = 3600$ с, $B \approx 5 \times 10^{-23}$ см^2·с$^{-1}$; тогда при $m = 0$, $\varepsilon_0 \equiv n^*_{\rm BEC}(t = 0) \times n^{-1} = 0.5$ и $\Phi_0 = 5 \times 10^{17}$ см$^{-2}$·с$^{-1}$ в соответствии с (20) $t_{\rm del} \approx 0.032\tau_\gamma = 115$ с, причем согласно (29) $\Phi_0 = 5 \times 10^{17} < 1.5 \times 10^{18}$ см$^{-2}$·с$^{-1}$. Из равенства (31) следует $t_1 \approx 0.054\tau_\gamma \approx 195$ с, в соответствии с (32) коэффициент усиления в максимуме $\Phi^{-1}({\rm d}\Phi/{\rm d}z)_{\max} \approx 1.2n\chi$, а исходя из (34) имеем $t_2 \approx 0.075\tau_\gamma \approx 270$ с и $\Delta t = t_2 - t_{\rm del} \approx 0.042 \times \tau_\gamma \approx 155$ с.

Оценки свидетельствуют о малости абсолютного значения коэффициента усиления $\Phi^{-1}|{\rm d}\Phi/{\rm d}z|$ на протяжении всего времени стимулирующего воздействия потока фотонов, начиная с $|-n\chi|$ при $t = 0$. Вблизи $z = 0$ этот параметр в интервале $0 < t < t_2$ составляет $\sim n\chi$, т.е. вряд ли превышает 10^{-6} см$^{-1}$. Поэтому по мере выполнения стартового условия вида (18) процессы стимулированного испускания и усиления фотонного потока в ядерной среде с $z > 0$ протекают практически так же, как на рассмотренном выше участке вблизи $z = 0$. Координата $z > 0$, на которой выполняется данное условие, продвигается по среде со скоростью света. Причиной этого количественного подобия служит оцененная выше малость коэффициента усиления, приводящая к тому, что плотность потока фотонов в ядерной среде $\Phi(z, t)$ лишь незначительно отличается от входной плотности $\Phi_{\rm in}$, а плотность выходного потока $\Phi_{\rm out}$ при $z = L$ практически равна входной. Таким образом, фотонный поток на выходе пригоден для повторного индуцированного высвобождения энергии нового фрагмента изомерной среды.

6. За время t_2, прошедшее от начального момента $t = 0$, концентрация метастабильных ядер вблизи $z = 0$ уменьшается по формуле (17) в результате как спонтанного испускания, так и под действием стимулирующего потока фотонов. В отсутствие последнего уменьшение концентрации задается лишь первым членом (17). Поэтому эффективность процесса стимулированного высвечивания, достигаемая к моменту $t = t_2$, оценивается отношением убыли концентрации в присутствии стимулирующих фотонов и без них:

$$G = \left\{1 - \exp\left[-\left(\frac{1}{\tau_\gamma} + \frac{B\Phi_0}{2(m+1)^2}\frac{t_2^{2m+1}}{t_0^{2m}}\right)t_2\right]\right\} \times \left[1 - \exp\left(-\frac{t_2}{\tau_\gamma}\right)\right]^{-1}. \tag{35}$$

Ускорение процесса распада метастабильных состояний можно охарактеризовать отношением эффективного времени $\tau_{\rm eff}$ стимулированного высвечивания к τ_γ:

$$\frac{\tau_{\rm eff}}{\tau_\gamma} = \left[1 + \frac{B\Phi_0}{2(m+1)^2}\frac{\tau_\gamma t_2^{2m+1}}{t_0^{2m}}\right]^{-1}. \tag{36}$$

Для численных оценок, приведенных после формулы (34), это дает $G \approx 8.4$ и $\tau_{\rm eff}/\tau_\gamma \approx 0.075$ за время $t_2 = 0.075\tau_\gamma = 270$ с. Введение понятия коэффициента энергетического выигрыша не имеет практического смысла, поскольку, как отмечено выше, процесс протекает фактически без расходования стороннего стимулирующего потока фотонов. Возникающая вполне ощутимая и намного более быстрая, чем при спонтанном распаде, убыль концентрации метастабильных ядер свидетельствует о приемлемой эффективности процесса высвобождения энергии изомеров в результате стимулированного испускания. Этот процесс продолжается и после времени $t = t_2$, однако из-за нарушения условий (7) для его оценки развитый подход неприменим.

Заметные значения G и $\tau_{\rm eff}/\tau_\gamma$ достигаются, несмотря на ничтожно низкий коэффициент усиления потока фотонов $\Phi^{-1}(\mathrm{d}\Phi/\mathrm{d}z)$, в результате длительного стимулирующего воздействия входного потока фотонов на населенность метастабильных состояний в течение времени t_2, на много порядков превышающего время единичного прохода фотонов по ядерной среде длиной L. Это превышение оценивается отношением $t_2/(L/c)$ и составляет для $L = 1$ см и рассматриваемых численных оценок $\sim 10^{12}$.

Из-за установленной неизменности плотности потока фотонов в среде $\Phi(z) \approx \Phi_{\rm in} \approx \Phi_{\rm out}$ результаты, касающиеся относительной величины убыли концентрации метастабильных состояний G (35) и сокращения времени распада метастабильных состояний (36) вблизи $z = 0$, справедливы и для всей ядерной среды единичного поперечного сечения в интервале $0 \leqslant z \leqslant L$, т. е. для полного числа высветившихся изомерных ядер $\Delta N^*_{\rm BEC} = n^*_{\rm BEC}(t=0)[1 - n^*_{\rm BEC}(t=t_2)]L$. Так, для $n^*_{\rm BEC}(t=0) = 10^{14}$ см$^{-3}$ и приведенных численных оценок $\Delta N^*_{\rm BEC}/L \approx 0.63 \times 10^{14}$ см$^{-3}$, а удельная высвободившаяся в виде гамма-квантов энергия равна около 0.83 Дж·см$^{-3}$.

Важно отметить необходимость в сравнительно высокой яркости потока стимулирующих фотонов (для тех же оценок $\Phi_{\rm in}\tau_\gamma \approx 1.8 \times 10^{21}$ фот.·см$^{-2}$ или ~ 25 фот. $\times$ см$^{-2}$ в полосе частот, равной 0.1 % частоты фотонов).

Примером (отнюдь не оптимальным) нуклида, пригодного для рассмотренного метода индуцированного высвобождения энергии изомерных ядер, может послужить $^{135}_{55}$Cs с энергией и временем жизни метастабильного состояния $E_{\rm m} = 846$ кэВ и $\tau_\gamma = 53$ мин; атомные свойства этого бозонного изотопа цезия удобны для формирования БЭК с помощью излучения оптического лазера.

7. В силу принятых значительных упрощающих допущений настоящий анализ дает лишь общую картину динамики процесса гамма-усиления в изомерных ядрах, входящих в состав БЭК. В частности вывод п. 2 и выражение (9) для сечения стимулированного испускания на самом деле справедливы лишь в дипольном приближении, явно не отвечающем переходам высокой мультипольности. Однако предпринятый анализ позволяет установить такие существенные особенности процесса, как задержка начала усиления, наличие стартового и критического условий его осуществимости, практическая неизменность плотности потока стимулирующих фотонов в ядерной среде, т. е. ее почти полная прозрачность, а также достаточно высокая эффективность процесса высвобождения энергии метастабильных состояний, увеличение скорости их распада и др.

Необходимо еще раз подчеркнуть, что вся расматриваемая проблематика радиационных гамма-переходов в долгоживущих изомерных ядрах может приобрести реалистический характер лишь при условии достаточной продолжительности хранения бозе-эйнштейновского конденсата, сопоставимой с временем жизни метастабильного изомерного состояния, что далеко от данных современных экспериментов. К сожалению, время хранения БЭК на много порядков меньше требуемого. Кроме того, остается пока открытым вопрос о скорости деградации конденсата под действием радиационных процесов в ядерной среде. Поэтому как теоретические, так и в особенности экспериментальные исследования методов увеличения времени существования БЭК представляются чрезвычайно важными.

Не менее важным (наряду с дальнейшим исследованием динамики) является и изучение ряда других сторон поведения БЭК в условиях интенсивных радиационных переходов во входящих в него ядрах, в частности коллективные возбуждения конденсата и распространение в нем звуковых волн [6–8], что, возможно, позволит уточнить оценки [2] неоднородного уширения гамма-линий.

Работа выполнена при частичной поддержке МНТЦ (грант № 2651р).

1. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **34**, 612 (2004).
2. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **34**, 736 (2004).
3. Харкевич А.А. *Спектры и анализ* (М.: ГИТТЛ, 1953).
4. Чириков Б.В. *ЖЭТФ*, **44**, 2017 (1963).
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Квантовая механика* (М.: Физмагиз, 1963).
6. Mewes M.O., Andrews M.R., Vandruten N.J., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 416 (1996).
7. Jin D., Ensher J., Matthew M., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 420 (1996).
8. Mewes M., Andrews M., van Druten N., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 988 (1996).