

# Стимулированный радиационный распад метастабильного состояния атомарного гелия

Л.А.Ривлин

*Показана возможность наблюдения стимулированного испускания ВУФ фотонов при прямом переходе из метастабильного состояния  $2^3S_1$  атомарного гелия, входящего в состав бозе-эйнштейновского конденсата.*

**Ключевые слова:** метастабильное состояние, атомарный гелий, бозе-эйнштейновский конденсат.

1. Возможность радиационного распада долгоживущего метастабильного состояния при стимулированном излучении фотонов основана на том, что сечение вынужденного испускания

$$\sigma_{st} = \frac{\lambda^2}{2\pi} \beta \quad (1)$$

пропорционально

$$\beta = \frac{\Delta\omega_0}{\Delta\omega_{tot}} \quad (2)$$

– отношению естественной радиационной ширины  $\Delta\omega_0$  к полной ширине линии перехода  $\Delta\omega_{tot}$ , задаваемой всеми факторами уширения, в том числе и неоднородного. Поэтому если  $\beta \rightarrow 1$ , то сечение  $\sigma_{st}$  может оказаться немалым даже для сильно запрещенных переходов из долгоживущих метастабильных состояний с малой вероятностью спонтанного испускания [1]. В большинстве случаев главной причиной неоднородного уширения линии  $\Delta\omega_{tot}$  в разреженных средах служит эффект Доплера, вызываемый хаотическим (в частности, тепловым) разбросом скоростей излучателей. Таким образом, достаточная монокинетизация ансамбля излучателей – один из действенных способов реализации требования  $\beta \rightarrow 1$ . Необходимое для этого глубокое охлаждение ансамбля задается эффективной температурой (в кельвинах)

$$T(\beta) \leq 0.41 \times 10^{-18} \frac{A}{(E_m \tau \beta)^2}, \quad (3)$$

где  $A$  – изотопическое число;  $E_m$  – энергия перехода в электронвольтах;  $\tau$  – время жизни метастабильного состояния в секундах. В частности, именно такой подход составляет основу концепции ядерного гамма-лазера на свободных атомах, охлаждаемых излучением оптических лазеров до субмикрокельвиновых температур [2].

2. При обращении к электронным переходам в атомах особый интерес представляет основной изотоп гелия ( $^4\text{He}$ ) с метастабильным уровнем  $2^3S_1$  с энергией  $E_m = 19.820$  эВ и временем жизни  $\tau \approx 0.001$  с, возбуждаемый из

основного состояния  $1^1S_0$  электронным ударом. Отношение ширины линий  $\beta \sim 1$  может быть достигнуто согласно (3) лишь при охлаждении до температуры  $T(\beta) \leq 41 \times 10^{-16} \beta^{-2}$  К, совершенно нереалистичной для современных методов лазерного охлаждения атомов.

3. Эта оценка понуждает обратиться к методам устранения неоднородного доплеровского уширения линии перехода в атомах посредством включения их в состав бозе-эйнштейновского конденсата (БЭК) с образованием так называемого единого мегаатома [1, 3]. Возникающая при этом квантовая когерентность ансамбля атомов радикально снижает уровень их индивидуального движения, выражающийся в энергетической ширине атомного ансамбля [3]

$$\Delta E_{\text{BEC}} \approx \frac{2k_B T}{V n_{\text{BEC}}}, \quad (4)$$

где  $T$  – термодинамическая температура;  $n_{\text{BEC}}$  – концентрация конденсированных атомов;  $V$  – объем конденсата и  $k_B$  – постоянная Больцмана. Этой ширине отвечает эффективная (отнюдь не истинная термодинамическая) температура [3]

$$T_{\text{eff}} = \frac{4}{3} \frac{T}{V n_{\text{BEC}}}. \quad (5)$$

Видно, что  $T_{\text{eff}}$  может быть на много порядков ниже  $T$ . Например,  $T_{\text{eff}} \approx 10^{-14}$  К, если  $n_{\text{BEC}} = 10^{14}$  см $^{-3}$ ,  $V = 10^{-6}$  см $^3$  и  $T = 10^{-6}$  К. Сопоставление с полученной выше оценкой для  $T(\beta)$  дает надежду на возможность достижения  $\beta \rightarrow 1$  в гелиевом конденсате.

Следует отметить, что образованию гелиевого БЭК в метастабильном состоянии  $2^3S_1$  препятствуют пеннинговские столкновения, обладающие очень большим поперечным сечением. Однако подобный конденсат надежно наблюдался в магнитной ловушке [4, 5], где поляризация спинов многократно снижает пеннинговское сечение.

Энергетическая ширина  $\Delta E_{\text{BEC}}$  (4) задает доплеровскую ширину перехода в атомах конденсата

$$\begin{aligned} \Delta\omega_D &= \frac{k_B T E_m}{\pi^2 c \hbar^2 n_{\text{BEC}}} \left( 4 \frac{2J+1}{V^2} \right)^{1/3} \\ &\approx 10^{15} \frac{T E_m}{n_{\text{BEC}}} \left( \frac{2J+1}{V^2} \right)^{1/3} \end{aligned} \quad (6)$$

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

( $J$  – угловой момент атома), которая определяет отношение ширины линий (2)

$$\beta = \frac{\Delta\omega_0}{\Delta\omega_{\text{tot}}} = \frac{2\pi}{\Delta\omega_{\text{DT}}}. \quad (7)$$

Таким образом, с учетом значений  $E_m$  и  $\tau$  требование  $\beta \rightarrow 1$  приводит к неравенству

$$\frac{T}{V^{2/3}n_{\text{BEC}}} \leq 10^{-14}(2J+1)^{1/3}, \quad (8)$$

которое выполняется, если, например, принять  $T = 10^{-6}$  К,  $n_{\text{BEC}} = 10^{13}$  см $^{-3}$  и  $V = 10^{-6}$  см $^3$ ; при этом сечение стимулированного испускания (1) оказывается отнюдь не малым –  $\sigma_{\text{st}} \approx 6 \times 10^{-12}$  см $^2$ .

4. Далее следует отметить, что стимулированное испускание в гелиевом конденсате протекает в условиях скрытой инверсии населенности [2] из-за взаимного спектрального смещения линий испускания и резонансного поглощения на удвоенную величину энергии отдачи атома (в электронвольтах)

$$E_{\text{rec}} = \frac{E_m^2}{2Mc^2} \approx 5 \times 10^{-10} \frac{E_m^2}{A}, \quad (9)$$

где  $M$  – масса атома. Для переходов между основным и метастабильным состояниями гелия  $E_{\text{rec}} \approx 5 \times 10^{-8}$  эВ, что при  $\beta \rightarrow 1$  на много порядков превышает ширину линии  $2\pi\hbar/\tau \approx 4 \times 10^{-12}$  эВ. Поэтому при расчете усиления фотонного потока следует опустить в выражении для коэффициента усиления  $g$  член резонансного поглощения, т. е.

$$g = \sigma_{\text{st}}n_{\text{BEC}}^m = \frac{\lambda^2}{2\pi}n_{\text{BEC}}^m \quad (10)$$

( $n_{\text{BEC}}^m$  – концентрация метастабильных атомов конденсата). Тогда в продолговатой («сигарообразной») среде длиной  $L$  полное усиление

$$G = \exp[(g - \chi n)L], \quad (11)$$

где  $n$  – полная концентрация всех атомов и  $\chi$  – суммарное сечение фотонных потерь всех типов. Обычно  $\chi n \ll g$ , и в этом случае

$$G \approx \exp(gL), \quad (12)$$

что, например, составляет  $\sim 400$  для  $n_{\text{BEC}}^m = 10^{13}$  см $^{-3}$  и  $L = 0.1$  см.

Однако столь большое полное усиление приводит к значительному выходному потоку фотонов из одной из конечностей «сигары»

$$F = \frac{G-1}{\log G} Q_{\text{sp}} V \quad (13)$$

лишь в случае, когда время жизни метастабильного состояния не слишком велико и скорость поступления собственных затравочных фотонов спонтанного происхождения

$$Q_{\text{sp}} = \frac{n_{\text{BEC}}^m}{\tau} \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \beta \quad (14)$$

в продольные моды «сигары» оказывается достаточной. Здесь  $\Delta\Omega$  – телесный угол, охватывающий продольные моды «сигары», в которых происходит усиление. Так,  $F \approx 6 \times 10^6$  с $^{-1}$ , если  $n_{\text{BEC}}^m = 10^{13}$  см $^{-3}$ ,  $V = 10^{-6}$  см $^3$ ,  $L = 0.1$  см и  $\Delta\Omega/4\pi = 10^{-3}$ .

Разумеется, этот фотонный поток существует лишь на начальном этапе, до исчерпания метастабильных атомов и/или до деградации конденсата, происходящей, в частности, и под действием излучательных процессов, которые сопровождаются отдачей атомов. Последние явления заслуживают особого анализа, равно как и влияние асимптотического характера сечения  $\sigma_{\text{st}}$  на временную динамику процесса усиления [3], что выходит за рамки настоящего рассмотрения.

В отличие от вышеприведенного процесса излучения потока фотонов  $F$  как результата усиления собственного спонтанного фона, наиболее привлекательное использование большого полного усиления  $G$  становится возможным в схеме однопроходного усиления стороннего резонансного входного сигнала, когда малая вероятность спонтанного испускания из долгоживущего метастабильного состояния перестает играть ограничивающую роль.

5. Резюмируя, следует подчеркнуть, что возможность наблюдения стимулированного испускания ВУФ фотонов атомарным гелием в метастабильном состоянии  $2^3S_1$  представляется важной не только как демонстрация нового типа лазерных явлений традиционной квантовой электроники, но и как модельный эксперимент квантовой нуклеоники по индуцированному излучению метастабильных изомерных ядер, входящих в состав БЭК [1, 3].

Работа выполнена при частичной поддержке МНТЦ (грант № 2651р) и US CRDF – RF Ministry of Education Award VZ-010-0.

1. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **34**, 612 (2004).
2. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **27**, 189 (1999).
3. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **34**, 8 (2004).
4. Pereira Dos Santos F., Leonard J., Wang J., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 3459 (2001).
5. Robert A., Sirjean O., Browaeys A., et al. *Science*, **292**, 461 (2001).