

02:07

## Субднородная спектроскопия Бозе-конденсата нейтральных атомов

© И.Е. Мазец, Б.Г. Матисов

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург  
Санкт-Петербургский государственный университет

Поступило в Редакцию 21 ноября 1996 г.

Предложен метод экспериментального разрешения деталей спектра резонансной флуоресценции Бозе-конденсата, находящихся внутри однородной ширины линии, значительно увеличенной за счет коллективных эффектов. Обсуждается применение метода к определению сдвигов резонансных частот переходов в конденсате по отношению к традиционному случаю невырожденных атомных ансамблей.

Важнейшим успехом атомной физики последнего времени явилось достижение методом испарительного охлаждения точки конденсации Бозе-Эйнштейна в парах щелочных металлов, помещенных в магнитооптическую ловушку [1]. Впервые появилась возможность экспериментального исследования свойств Бозе-конденсата газа, весьма близкого к идеальному, в отличие от сильно взаимодействующих Бозе-систем, обуславливающих явления сверхтекучести и сверхпроводимости. Теоретическому исследованию оптических свойств подобных вырожденных систем нейтральных атомов посвящен ряд работ, например [2,3]. В [3] подчеркивается, что в настоящее время неизвестны в точности частоты, соответствующие резонансному поглощению света в Бозе-конденсате. Действительно, частоты переходов должны быть сдвинуты по сравнению со случаем одиночных атомов ввиду хотя и слабого, но проявляющегося на практике межчастичного взаимодействия как за счет сил Ван-дер-Ваальса, так и за счет обмена резонансными фотонами. Измерение подобных сдвигов должно дать полезную информацию о таком взаимодействии. Поскольку Бозе-конденсат нейтральных атомов является слабо неидеальной системой, результаты эксперимента и теоретических расчетов могут легко сопоставляться непосредствен-

но. На наш взгляд, это представляет фундаментальный интерес для современной квантовой статистической физики.

Однако здесь имеется существенная трудность. Дело в том, что линии поглощения совокупности большого числа тождественных атомов, находящихся в одном и том же квантовом состоянии, сильно уширены из-за коллективных эффектов [3]. Однородная ширина разрешенных переходов в Бозе-конденсате для реальных условий достигает десятков ГГц. Поэтому для точного определения сдвигов линий желательнее располагать методом субднородной спектроскопии.

В традиционной спектроскопии такие методы развиты достаточно хорошо в течение последних двух десятков лет. Базой для них стало явление когерентного пленения населенностей (КПН), заключающееся в захвате атомов в суперпозицию квантовых состояний, находясь в которой, атомы не возбуждаются резонансным излучением ввиду деструктивной интерференции различных каналов возбуждения. Различные аспекты этого явления подробно рассмотрены в обзоре [4]. Особо упомянем один из них. Необходимыми условиями возникновения пленения под действием двух лазерных лучей, резонансных переходов из двух соответствующих долгоживущих низкоэнергетических состояний в одно и то же возбужденное, являются; а) максимальная взаимная корреляция флуктуаций двух лазерных полей или использование высокостабильных лазеров, как в эксперименте [5], и б) выполнение условия двухфотонного резонанса — равенства отстроек обоих полей от соответствующих резонансных частот. Важно подчеркнуть, что ширина двухфотонного резонанса есть по существу ширина рамановского перехода, которая в случае ненасыщающей интенсивности лазерного излучения, много меньше обратного времени жизни оптически возбужденного уровня, используемого в данном рамановском переходе. Этим обстоятельством и обуславливается возможность разрешения спектральных особенностей внутри однородного контура.

Рассмотрим  $\Lambda$ -схему атомных уровней, состоящую из низкоэнергетических основного ( $g$ ) и метастабильного ( $m$ ) состояний и оптически возбужденного уровня ( $e$ ).  $N$  атомов в состоянии  $g$  образуют Бозе-конденсат, т. е. трансляционные степени свободы каждого атома описываются волновой функцией  $|0\rangle$  низшего состояния осцилляторного потенциала ловушки. К системе приложены два

классических электромагнитных поля — пробное  $P$ , действующее на переход  $g-e$ , и  $C$  (coupling), связывающее уровни  $m$  и  $e$ . Частоту Раби, характеризующую  $j$ -е поле, и его волновой вектор обозначим соответственно  $V_j$  и  $k_j$  ( $j = P, C$ ). Отстройки  $\Omega_P$  и  $\Omega_C$  (разности частот электромагнитного поля и соответствующего перехода) при фиксированных параметрах лазерного излучения несут информацию о сдвигах атомных уровней в условиях конденсации Бозе-Эйнштейна.

Запишем уравнения атомных полевых операторов. Последние для состояния, где имеет место конденсация, заменяются, как обычно [2,3],  $c$ -числами  $\sqrt{N}$ . Тогда для операторов  $\hat{b}_e$  и  $\hat{b}_m$  уничтожения атомов в состояниях  $\exp(i\mathbf{k}_P\mathbf{r})|0\rangle \otimes |e\rangle$  и  $\exp[i(\mathbf{k}_P - \mathbf{k}_C)\mathbf{r}]|0\rangle \otimes |m\rangle$  соответственно справедливы уравнения

$$\frac{\partial}{\partial t}\hat{b}_e = -\Gamma\hat{b}_e + i\sqrt{N}V_P \exp(-i\Omega_P t) + iV_C \exp(-i\Omega_C t)\hat{b}_m, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\hat{b}_m = -\Gamma_m\hat{b}_m + iV_C^* \exp(i\Omega_C t)\hat{b}_e. \quad (2)$$

Как подчеркивалось выше, в присутствии Бозе-конденсата однородная ширина  $\Gamma$  перехода  $g-e$  увеличена на несколько порядков по сравнению с обычной радиационной шириной  $\gamma$  перехода в изолированном атоме за счет коллективных эффектов [3]. При таком коллективном распаде атомы из возбужденного состояния возвращаются в конденсат, а фотоны излучаются в узкий телесный угол  $f \approx (k_P l)^{-2}$  в направлении  $\mathbf{k}_P$ . Здесь  $l$  — среднеквадратичный разброс координаты атомов, находящихся в состоянии  $|0\rangle$ . В [3] вычислена величина константы коллективного распада:  $\Gamma = N\gamma f$ . Обычный некогерентный распад возбужденного состояния, хотя и не вносит существенного вклада в уширение, однако важен в эксперименте потому, что он сопровождается излучением фотонов под всеми углами к оси лазерного луча и делает тем самым возможность наблюдения резонансной флуоресценции, интенсивность которой пропорциональна  $\langle \hat{b}_e^\dagger \hat{b}_e \rangle$ . Кроме того, о населенности возбужденного состояния можно судить по рассеянию дополнительно приложенного к системе излучения, резонансного переходу из  $e$  во второе возбужденное состояние  $e'$ .

Отметим, что некогерентный спонтанный распад по каналу  $e-m$  практически не приводит к заселению выделенного по отношению к трансляционному движению состояния  $\exp[i(\mathbf{k}_P - \mathbf{k}_C)\mathbf{r}]|0\rangle \otimes |m\rangle$ .

Различные релаксационные процессы, характерные для метастабильного состояния, учтены нами путем введения константы распада  $\Gamma_m$ . Очевидно, что  $\Gamma_m \ll \Gamma$ . Переход  $g-m$  является запрещенным, и наличие конденсата в основном состоянии не может нарушить данное неравенство. Необходимо отметить, что в  $\Gamma_m$  должно быть также включено слагаемое, определяемое флуктуациями лазерных полей [6]. При исследовании Бозе-конденсата мы не будем накладывать столь же жестких ограничений на стабильность лазеров, как в обычной ситуации атомного пучка или газовой ячейки. Действительно, даже если лучи  $P$  и  $C$  получены из независимых источников с шириной полосы порядка нескольких МГц, соответствующий вклад в  $\Gamma_m$  на три-четыре порядка меньше, чем  $\Gamma$ .

Находим установившееся решение системы (1), (2). Из него следует выражение для среднего числа возбужденных атомов:

$$\langle \hat{b}_e^\dagger \hat{b}_e \rangle = \frac{N|V_P|^2}{I^2 + \Omega_P^2} \cdot \frac{I_m^2 + (\Omega_P - \Omega_C)^2}{W_{bl}^2 + (\Omega_P - \Omega_C)^2}, \quad (3)$$

где

$$W_{bl} = \Gamma_m + \frac{|V_C|^2 \Gamma}{\Gamma^2 + \Omega_P^2}. \quad (4)$$

При выводе (3) использовано условие  $I_m^2 \ll W_{bl}\Gamma$ .

Пусть интенсивность поля, связывающего уровни  $m$  и  $e$ , находится в пределах, соответствующих случаю  $\Gamma_m \ll W_{bl} \ll \Gamma$ . Тогда, как видно из решения (3), в спектре резонансной флуоресценции возникает субоднородная структура. Действительно, при сканировании частоты пробного поля относительно частоты поля  $C$  на фоне лоренцевского контура с шириной  $\Gamma$  возникает узкий провал (так называемая "черная линия") ширины  $W_{bl}$ , тем более глубокий, чем меньше отношение  $\Gamma_m/W_{bl}$ . Зависимость интенсивности резонансной флуоресценции от отстроек обоих полей в данном случае вполне аналогична зависимости, имеющей место при КПН в невырожденных атомных ансамблях [4]. Оценки показывают, что вполне реально достижение отношения  $W_{bl}/\Gamma \sim 10^{-2}$ .

Одновременно с уменьшением количества атомов в возбужденном состоянии в области "черной линии" растет населенность метастабильного уровня:

$$\langle \hat{b}_m^\dagger \hat{b}_m \rangle = \frac{N|V_P|^2}{\Gamma^2 + \Omega_P^2} \cdot \frac{|V_C|^2}{W_{bl}^2 + (\Omega_P - \Omega_C)^2}. \quad (5)$$

Появлению субднородной структуры в спектре резонансной флуоресценции можно дать следующую интерпретацию: происходит деструктивная интерференция каналов рассеяния пробного поля на двух одетых состояниях, образующихся при смешивании возбужденного и метастабильного состояний полем  $C$ . Полуширины этих двух состояний составляют  $\Gamma$  и  $W_{bl}$  соответственно. Рассеяние фотонов пробной моды на них происходит когерентно, и при условии рамановского резонанса  $\Omega_P - \Omega_C = 0$  амплитуды двух процессов, складываясь, дают близкое к нулю значение. Можно заключить, что рассмотренная нами для Бозе-конденсата ситуация наиболее близка к КПН при двойном радиооптическом резонансе для невырожденных атомов [7].

Сравнивая частоты полей  $P$  и  $C$ , при которых появляется черная линия в спектре (3), с частотами, соответствующими когерентному пленению населенностей в невырожденном атомном ансамбле (например, с результатами эксперимента [5] на  $^{87}\text{Rb}$ ), можно найти разность сдвигов за счет коллективных взаимодействий энергий переходов  $g - e$  и  $m - e$ .

## Список литературы

- [1] *Anderson M.H., Ensher J.R., Matthews M.R. et al. // Science. 1995. V. 269. P. 198–201; Bradley C.C., Sackett C.A., Tollett J.J. et al. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. N 9. P. 1687–1690; Davis K.B., Mewes M.O., Andrews M.R. et al. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. N 22. P. 3969–3973.*
- [2] *Свистунов Б.В., Шляпников Г.В. // ЖЭТФ. 1990. Т. 98. В. 1. С. 129–140.*
- [3] *Javanainen J. // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 72. N 15. P. 2375–2378; Javanainen J. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. N 10. P. 1927–1930.*
- [4] *Агапьев Б.Д., Горный М.Б., Матисов Б.Г. и др. // УФН. 1993. Т. 163. № 9. С. 1–36.*

- [5] *Akul'shin A.M., Celikov A.A., Velichansky V.L.* // Optics Commun. 1991. V. 84. N 3, 4. P. 139–143.
- [6] *Dalton B.J., Knight P.L.* // Optics Commun. 1982. V. 42. P. 411;  
*Dalton B.J., Knight P.L.* // J. Phys. B. 1982. V. 15. P. 3997.
- [7] *Корсунский Е.А., Матисов Б.Г., Рождественский Ю.В.* // ЖЭТФ. 1992. Т. 102. С. 1096; *Löffler M., Nikonov D.E., Kocharovskaya O.A.* et al. // In "ICONO'95: Coherent Phenomena and Amplification without Inversion" / Ed. by A.V. Andreev, O. Kocharovskaya, P. Mandel. Proc. SPIE. 1996. V. 2798. P. 317.