

01;07

## **Неустойчивость бозе-конденсата нейтральных атомов во внешнем световом поле с неоднородной интенсивностью**

© И.Е. Мазец

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию 20 октября 1998 г.

Теоретически показано существование нового типа неустойчивости бозе-конденсата в разреженном атомном газе, связанного с обменом импульсом с внешним резонансным пространственно-неоднородным полем излучения.

Получение бозе-конденсата разреженных атомных газов является одним из наиболее интересных достижений последних лет в области атомной физики. Экспериментальные результаты различных групп обобщены, например, в обзорах [1,2], в то время как современная теория освещается в [3]. Главный интерес данной тематики состоит в том, что бозе-конденсат атомного газа представляет собой мезоскопическую систему, взаимодействие частиц в которой характеризуется единственным параметром (достаточно надежно определяемым из эксперимента) — длиной рассеяния атомов в  $s$ -волне при парном столкновении. Таким образом, представляется возможность расчета из первых принципов макроскопических параметров системы взаимодействующих частиц и соответственно проверки фундаментальных концепций физики неидеальных газов и конденсированных сред.

Этим вызван интерес к исследованию коллективных возбуждений бозе-конденсата, в частности, распространению в нем звуковых волн [2]. Следует отметить, что на динамику коллективных возбуждений определяющим образом влияет тот факт, что конденсат состоит из атомов, захваченных в магнитной ловушке [4,5]. Собственные частоты колебаний такой системы пропорциональны фундаментальной частоте ловушки, однако коэффициент пропорциональности в случае достаточно большого числа атомов в конденсате выражается иррациональным числом [3–4].

До настоящего времени все расчеты мнимой части частоты колебаний демонстрировали для разнообразных условий лишь затухание.

В настоящей работе представлен первый теоретический расчет, предсказывающий развитие неустойчивости (экспоненциальный рост малого возмущения) в конденсате при определенных условиях, связанных с воздействием внешнего электромагнитного излучения.

Рассмотрим ансамбль атомов в состоянии 1 (которое можно отождествлять, например, с подуровнем  $|F = 1, m_F = -1\rangle$  сверхтонкой структуры основного состояния щелочного металла). Атом подвергается действию бихроматического лазерного излучения, которое вызывает стимулированные рамановские переходы между состояниями 1 и 2 (последнее из них также должно удерживаться в ловушке, как, например,  $|F = 2, m_F = 1\rangle$ ; кроме того, ширина линии рамановского перехода между компонентами сверхтонкой структуры мала, так что можно ею пренебречь). Эффективная частота Раби переходов есть  $u$ , отстройка от двухфотонного резонанса равна  $\Omega$ , при переходе атому передается импульс  $\mathbf{q}$ , равный разности импульсов фотонов в первой и второй модах светового поля. Тогда, если  $\Omega$  существенно больше как частоты Раби, так и фундаментальной частоты ловушки, уровень 2 можно адиабатически исключить, и уравнения "квантовой гидродинамики" бозе-конденсата примут вид

$$\frac{\partial}{\partial t}n + \operatorname{div}(n\mathbf{v}) = 0,$$

$$M\frac{\partial}{\partial t}\mathbf{v} + \operatorname{grad}\left[\frac{Mv^2}{2} + U_{ext}(\mathbf{r}) + gn + \frac{u^2}{\Omega - \mathbf{q}\mathbf{v}}\right] = 0, \quad (1)$$

здесь  $n$  и  $\mathbf{v}$  — локальные значения плотности и соответственно скорости конденсата,  $M$  — масса атома,  $g$  — константа, характеризующая межатомное взаимодействие и пропорциональная длине рассеяния,  $U_{ext}(\mathbf{r}) = \frac{M}{2}(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2)$  — потенциал ловушки, считающийся гармоническим. Мы используем систему единиц, в которой постоянная Планка принимается за 1.

Основное отличие уравнений (1) от тех, которые описывают конденсат в отсутствие лазерного излучения [3–5], состоит во включении в энергию, приходящуюся на один атом в конденсате, светового сдвига  $u^2/(\Omega - \mathbf{q}\mathbf{v})$ , в котором учтен эффект Доплера. Стационарное решение уравнений (1) соответствует покоящемуся конденсату (стационарные значения плотности и скорости помечены индексом "0"):

$$n_0 = \frac{1}{g}\left(\mu - U_{ext} - \frac{u^2}{\Omega}\right), \quad \mathbf{v}_0 = 0. \quad (2)$$

Здесь  $\mu$  — химический потенциал. Рассмотрим теперь возмущение (величины для него помечены штрихом) на фоне состояния (2). Системе (1) следует линеаризовать по отношению к величинам  $n'$ ,  $\mathbf{v}'$ . После исключения возмущения плотности она сведется к следующему уравнению в частных производных:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{v}'}{\partial t^2} + \text{grad} \left( \mathbf{v} \frac{\partial \mathbf{v}'}{\partial t} \right) - \text{grad} \text{div}(n_0 \mathbf{v}') = 0. \quad (3)$$

Характерная скорость  $\mathbf{V} = \frac{u^2 \mathbf{q}}{\Omega^2 M}$  возникает вследствие передачи импульса от поля к атому при возбуждении последнего в состояние 2, вероятность нахождения в котором равна  $u^2/\Omega^2$ . Подчеркнем, что в общем случае может иметь место пространственная неоднородность пучка и  $u$  зависит явным образом от координат. Теперь сделаем некоторые предположения о виде ловушки. Как в большинстве экспериментов [1,2], ее форма полагается вытянутой, т.е.  $\omega_x \ll \omega_y, \omega_z$ . Тогда колебания, происходящие вдоль оси  $x$ , не вызывают заметного движения в перпендикулярном направлении [5], и задача сводится, по существу, к одномерной. Вектор  $\mathbf{q}$  также считаем направленным вдоль  $x$ , причем для определенности в положительном направлении этой оси.

Также принимаем, что квадрат частоты Раби двухфотонного перехода зависит от координаты линейно:  $u^2 = \tilde{u}^2(1 + \beta x)$ . В этом случае зависимость  $V(x)$  будет также линейной,  $V = \tilde{V}(1 + \beta x)$ , а равновесная плотность примет вид  $n_0 = \frac{M\omega_x^2}{2g} [R_x^2 - (x + x_0)^2]$  при  $|x + x_0| < R_x$ , где  $x_0 = u^2 \beta / (\Omega M \omega_x^2)$ . В этом случае уравнение (3) запишется как

$$\frac{\partial^2 \nu'}{\partial t^2} + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \tilde{V}(1 + \beta x) \frac{\partial \nu'}{\partial t} \right] - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left[ \frac{\omega_x^2}{2} (R_x^2 - x^2) \nu' \right] = 0, \quad (4)$$

Легко находится его частное решение, не зависящее от координаты, т.е. описывающее дипольные колебания конденсата как целого в ловушке:

$$\begin{aligned} \nu'(t) &= \nu'(0) e^{-\tilde{V}\beta t/2} \cos(\omega_x' t + \alpha), \\ \omega_x &= \sqrt{\omega_x^2 - (\tilde{V}\beta/2)^2}, \end{aligned} \quad (5)$$

$\nu'(0)$ ,  $\alpha$  — амплитуда и начальная фаза колебаний. Если  $\beta < 0$  (отметим, что  $\tilde{V} > 0$  по определению), т.е. интенсивность поля убывает

в том направлении, в котором ориентирован переданный импульс, то амплитуда колебаний возрастает. Это нетрудно понять, исходя из уравнения (1): если конденсат движется как целое в положительном направлении оси  $x$ , вследствие эффекта Доплера меняется близость рамановского перехода к резонансу, и, независимо от знака  $\Omega$ , световой сдвиг модифицируется так, что минимум энергии, приходящейся на один атом, смещается относительно  $x_0$  в направлении больших значений  $x$ . На атомы начинает действовать, вследствие обмена импульсом с полем, дополнительная сила, ускоряющая их в положительном направлении оси  $x$ . Энергия перекачивается от поля в трансляционную степень свободы конденсата, и происходит раскачка колебаний по экспоненциальному закону.

В случае  $\beta > 0$  колебания конденсата и передача импульса от поля происходят в противофазе и осцилляции демпфируются.

Сделаем некоторые оценки. Максимально возможное значение скорости определяется волновым числом фотона поля излучения и составляет для щелочных металлов около 1 cm/s. Также примем  $u^2/\Omega^2 \approx 0.2$  и  $\beta \approx R_x^{-1}$ . Учитывая, что характерный размер конденсата составляет порядка 0.01 cm [1,2], получим инкремент колебаний порядка  $10 \text{ s}^{-1}$ . Эта величина уже сравнима с величиной затухания, обнаруженного в эксперименте [2] (около  $4 \text{ s}^{-1}$ ) и отождествляемого обычно с механизмом Ландау [3]. Таким образом, можно надеяться на регистрацию явления, теоретически рассмотренного в настоящей статье, уже при нынешнем уровне развития эксперимента.

Практически градиент интенсивности излучения может быть создан при пересечении сфокусированных до диаметра порядка  $R_x$  световых пучков. Другая интересная возможность связана с использованием оптически плотного ансамбля атомов в ловушке, однако при этом следует непрерывно продолжать процесс охлаждения атомов, чтобы поддерживать баланс числа частиц, перешедших в конденсат и покинувших его вследствие некогерентного рассеяния фотона при резонансной флуоресценции.

Данная работа поддержана Государственной научной программой "Фундаментальная метрология".

Автор благодарен член-корр. РАН Д.А. Варшаловичу и проф. В. Кеттерле (W. Ketterle) за полезные обсуждения.

## Список литературы

- [1] *Ketterle W., Andrews M.R., Davis K.B.* et al. // *Physica Scripta* T. 1998. V. 66. P. 31–37.
- [2] *Andrews M.R., Durfee D.S., Inouye S.* et al. // *J. Low Temp. Phys.* 1998. V. 110. N 1/2. P. 153–166.
- [3] *Питаевский Л.П.* // *УФН.* 1998. Т. 168. В. 6. С. 641–653.
- [4] *Stringari S.* // *Phys. Rev. Lett.* 1996. V. 77. N 12. P. 2360–2363.
- [5] *Kagan Yu.M., Surkov E.L., Shlyapnikov G.V.* // *Phys. Rev. A.* 1996. V. 54. N 3. P. R1753–R1756.