

АБСОРБЦИОННАЯ ОПТИЧЕСКАЯ БИСТАБИЛЬНОСТЬ И ДИССИПАТИВНЫЕ СОЛИТОНЫ В ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ, СОДЕРЖАЩЕМ БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКИЙ КОНДЕНСАТ

Н. Н. Розанов, В. А. Смирнов, С. В. Федоров*

*ФГУП «Научно-производственная корпорация «Государственный оптический институт им. С. И. Вавилова»,
Научно-исследовательский институт лазерной физики
199034, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 28 ноября 2005 г.

Определена абсорбционная нелинейность атомарного конденсата Бозе–Эйнштейна в условиях его слабого резонансного возбуждения лазерным излучением. При этом учитываются медленный распад конденсата вследствие спонтанного излучения возбужденных атомов и парных столкновений, выводящих атомы из магнитной ловушки, а также компенсирующая распад накачка, реализуемая впрыскиванием в ловушку атомов в нижнем состоянии. Показано, что величина нелинейности существенно превышает известное значение для других нелинейнооптических сред. Для интерферометра, содержащего такой конденсат и возбуждаемого внешним монохроматическим излучением, найдены интенсивности низкопорогового гистерезисного переключения и продемонстрированы диссипативные пространственные солитоны.

PACS: 42.65.Tg, 67.40.-w

Реакция бозе-эйнштейновского конденсата (БЭК) на воздействие лазерного излучения является одним из основных методов его исследования, причем наиболее интересными, с нашей точки зрения, являются экспериментальные и теоретические работы, посвященные резонансному возбуждению БЭК [1–4]. В литературе обычно считается, что такое возбуждение приводит к разрушению («прожиганию») БЭК, но в действительности разрушения можно избежать при существенном снижении мощности лазерного излучения и концентрации БЭК, что и приводит к возможности реализации аномально низкопороговых нелинейных эффектов. Так, в нашей работе [5] был рассмотрен случай воздействия на БЭК излучения с частотной отстройкой порядка ширины контура атомного перехода и показано, что при этом БЭК обладает гигантской оптической нелинейностью показателя преломления, на много порядков превышающей нелинейность известных оптических сред. Там же были рассмотрены условия дисперсионной оптической бистабильности в интерферометре, содержащем БЭК с подобной нелинейностью

показателя преломления. В данной работе мы показываем, что в резонансном случае, когда основным механизмом нелинейности является поглощение, может быть достигнута абсорбционная бистабильность при интенсивностях, существенно меньших, чем при дисперсионной бистабильности. При этом мы рассматриваем возбуждаемый непрерывным резонансным лазерным излучением интерферометр, содержащий БЭК, при наличии накачки атомов, которая обеспечивает компенсацию их потерь за счет вызванного столкновениями выпадения из конденсата в магнитной ловушке. Мы также демонстрируем возможность формирования диссипативного пространственного солитона в широкоапертурном интерферометре с низкопороговой абсорбционной бистабильностью.

Далее мы ограничимся рассмотрением взаимодействия БЭК с квазимонохроматическим полем излучения с напряженностью $Ee^{-i\omega t} + E^*e^{i\omega t}$, где ω — оптическая частота, t — время, E — медленно меняющаяся со временем комплексная амплитуда электрической напряженности. Последовательное рассмотрение задачи требует использования матрицы плотности, так как только таким образом можно стро-

*E-mail: rosanov@NR3748.spb.edu

го учитывать потери и восполнение (накачку) конденсата. Элементы матрицы плотности БЭК выражаются через волновые функции Φ_g и Φ_e , отвечающие соответственно нормальному и возбужденному электронному атомным состояниям, которые являются стационарными решениями приведенных в работах [4–8] уравнений. Систему уравнений для матрицы плотности такой системы можно записать в виде [5]

$$\begin{aligned} \frac{\partial |\Phi_g|^2}{\partial t} &= i \frac{ed}{2\hbar} E^* \Phi_g^* \Phi_e e^{i\delta t} + \text{c.c.} + p - \langle \sigma v \rangle |\Phi_g|^4, \\ \frac{\partial |\Phi_e|^2}{\partial t} &= i \frac{ed}{2\hbar} E \Phi_g \Phi_e^* e^{-i\delta t} + \text{c.c.} - \gamma |\Phi_e|^2, \\ \frac{\partial (\Phi_g^* \Phi_e)}{\partial t} &= i \frac{ed}{2\hbar} E e^{-i\delta t} (|\Phi_g|^2 - |\Phi_e|^2) + \\ &+ i \frac{4\pi\hbar a}{M} |\Phi_g|^2 \Phi_g^* \Phi_e - \gamma_T (\Phi_g^* \Phi_e). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь ed — дипольный момент атомного перехода, p — скорость накачки атомов в конденсат, $\langle \sigma v \rangle$ — константа скорости двухчастичных столкновений, приводящих к взаимному перевороту спинов и, как следствие, выходу атомов из магнитной ловушки, γ , γ_T — скорости продольной и поперечной релаксаций, которые приблизительно равны друг другу, $\delta = \omega - \omega_a$ — расстройка частоты лазера от частоты атомного перехода, a — длина рассеяния, M — масса атома. В уравнениях (1) опущены члены с пространственными вторыми производными (оператор Лапласа), так как даже скорости отдачи атомов при поглощении фотонов, которые значительно превышают скорости атомов в конденсате, не влияют на кинетику взаимодействия БЭК со светом [5]. Поляризованность БЭК равна

$$P = ed \Phi_g^* \Phi_e e^{i\delta t}. \quad (2)$$

Найдем ее в стационарном случае, когда

$$\frac{\partial |\Phi_g|^2}{\partial t} = \frac{\partial |\Phi_e|^2}{\partial t} = \frac{\partial P}{\partial t} = 0.$$

Положим $\Phi_g^* \Phi_e = \mu e^{-i\delta t}$. Тогда система (1) сводится к алгебраическим уравнениям:

$$\begin{aligned} p &= \gamma |\Phi_e|^2 + \langle \sigma v \rangle |\Phi_g|^4, \\ |\Phi_e|^2 &= \frac{(ed)^2}{2\hbar^2 \gamma_T \gamma} (|\Phi_g|^2 - |\Phi_e|^2) I, \\ \mu &= - \frac{\frac{ed}{2\hbar} E (|\Phi_g|^2 - |\Phi_e|^2)}{\delta + \frac{4\pi\hbar a}{M} |\Phi_g|^2 + i\gamma_T}, \end{aligned} \quad (3)$$

где интенсивность $I = |E|^2$. Для достаточной прозрачности БЭК мы должны выбрать сравнительно низкую концентрацию $|\Phi_g|^2 = 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

При низких интенсивностях излучения из уравнений (3) следует, что характерная скорость накачки $p \approx \langle \sigma v \rangle |\Phi_g|^4$. Для атомов лития $\langle \sigma v \rangle = 10^{-14} \text{ см}^3/\text{с}$ [9], тогда скорость накачки $p = 10^{10} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$.

В резонансном случае $\delta = 0$, а второй член в знаменателе выражения для μ порядка $10^3\text{--}10^4 \text{ с}^{-1} \ll \ll \gamma_T \approx \gamma = 10^8 \text{ с}^{-1}$, ввиду чего поляризованность БЭК имеет абсорбционный характер (отвечает поглощению излучения). Введем также интенсивность насыщения

$$I_s = \frac{2\hbar^2 \gamma_T \gamma}{(ed)^2} \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ СГСЕ} = 0.76 \text{ Вт/см}^2.$$

Тогда из системы (3) находим

$$\begin{aligned} |\Phi_e|^2 &= |\Phi_g|^2 \frac{I}{I + I_s} \approx |\Phi_g|^2 \frac{I}{I_s}, \\ |\Phi_g|^2 &= \sqrt{\frac{p}{\langle \sigma v \rangle} + \left(\frac{\gamma}{2\langle \sigma v \rangle} \right)^2 \frac{I^2}{I_s^2}} - \frac{\gamma I}{2\langle \sigma v \rangle I_s}. \end{aligned} \quad (4)$$

Эти выражения выписаны в интересующем нас далее случае $I \ll I_s$. Подстановка их в выражение для μ (3) и определяет вид резонансной нелинейности БЭК:

$$P = i \frac{(ed)^2}{2\hbar \gamma_T} \times E \left[\sqrt{\frac{p}{\langle \sigma v \rangle} + \left(\frac{\gamma}{2\langle \sigma v \rangle} \right)^2 \frac{I^2}{I_s^2}} - \frac{\gamma I}{2\langle \sigma v \rangle I_s} \right]. \quad (5)$$

Полезно сравнить описываемую формулой (5) абсорбционную оптическую нелинейность с известным результатом для двухуровневой схемы. В последнем случае нелинейность характеризуется величиной интенсивности насыщения I_s . Для БЭК определяющей является квадратичная зависимость скорости распада от концентрации атомов в нормальном состоянии. Соответственно, абсорбционная нелинейность БЭК проявляется при интенсивностях, меньших I_s на много порядков.

Уравнение распространения для амплитуды квазимонохроматического поля с фиксированной (линейной) поляризацией имеет вид

$$\frac{2i\omega}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} E = -\Delta E - k^2 (E + 4\pi P). \quad (6)$$

Здесь Δ — оператор Лапласа, $k = (\omega/c) \sqrt{\varepsilon_0}$ — волновое число лазерного излучения в линейной среде, а линейную часть диэлектрической проницаемости можно принять за единицу, $\varepsilon_0 \approx 1$.

Рассмотрим двухзеркальный интерферометр длиной L , заполненный БЭК и резонансно возбуждаемый внешним монохроматическим излучением с амплитудой A_{in} , распространяющимся преимущественно вдоль оси z . В приближении плоских волн с продольной зависимостью поля вида $E \sim \exp(\pm ikz)$ граничные условия на зеркалах приводят к следующему соотношению для амплитуды A поля внутри резонатора [10]:

$$\tau A_{in} = A (1 - r e^{-2\alpha L + i\theta}). \quad (7)$$

Здесь τ — амплитудный коэффициент пропускания входного зеркала, r — произведение амплитудных коэффициентов отражения двух зеркал, θ — фазовая отстройка интерферометра, причем далее считаем $\theta = 0$. В соответствии с (6) декремент ослабления света в конденсате равен

$$\alpha = \frac{\pi k(ed)^2}{\hbar\gamma_T} |\Phi_g|^2. \quad (8)$$

При исходной концентрации конденсата $|\Phi_g|^2 = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и интенсивности света $I = |A|^2 = 0$ декремент $\alpha_0 = 24 \text{ см}^{-1}$. При достаточно малой длине конденсата $L = 50 \text{ мкм}$ ослабление невелико, $2\alpha L \ll 1$. Тогда из формулы (7) следует

$$T I_{in} = I(1-r)^2 \left(1 + \frac{2r\alpha L}{1-r}\right)^2, \quad (9)$$

где $T = |\tau|^2$ — коэффициент пропускания по интенсивности. Используя соотношения (4) и (8), можно привести (9) к виду

$$T I_{in} = I(1-r)^2 \times \left[1 + \frac{2r\alpha_0 L}{1-r} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{CI}{2I_s}\right)^2} - \frac{CI}{2I_s}\right)\right]^2. \quad (10)$$

Здесь константа

$$C = \frac{\gamma}{\sqrt{p(\sigma v)}} = 10^{10}.$$

Уравнение (10) описывает гистерезисную зависимость $I(I_{in})$, если

$$\frac{2r\alpha_0 L}{1-r} > \sqrt{\frac{37 + 4\sqrt{7}}{3}} \approx 5, \quad \text{т. е. } r \geq 0.95. \quad (11)$$

На рис. 1 представлена эта зависимость для $r = 0.98$. Видно, что переключения между ветвями гистерезисной кривой происходят при аномально малых интенсивностях падающего света: $I_{in}^{(1)} = 4.4 \cdot 10^{-9} \text{ Вт/см}^2$ — с нижней ветви на верхнюю и

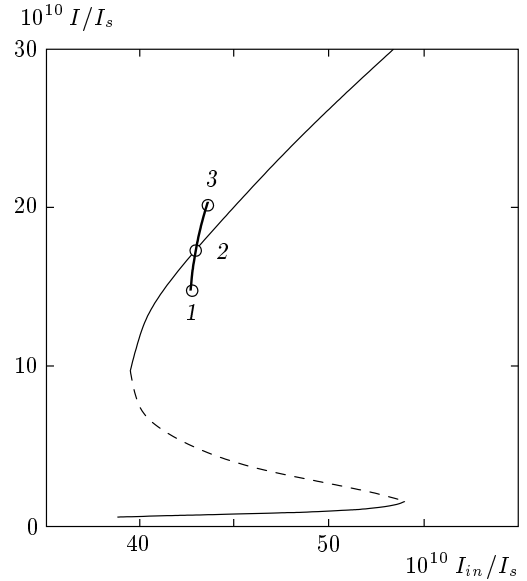


Рис. 1. Гистерезисная зависимость интенсивности излучения внутри интерферометра от интенсивности падающего излучения. Промежуточная ветвь (штриховая линия) отвечает неустойчивым режимам. Короткая линия (123) представляет максимальную интенсивность диссипативного солитона и показывает область его существования и устойчивости относительно малых возмущений поля

$I_{in}^{(2)} = 2.9 \cdot 10^{-9} \text{ Вт/см}^2$ — с верхней ветви на нижнюю.

Уравнение (6) учитывает дифракцию излучения и позволяет описать (вместе с уравнениями для матрицы плотности (1)) формирование в широкоапертурном нелинейном интерферометре, возбуждаемом плоской волной излучения, локализованной в поперечном направлении структуры — диссипативного пространственного солитона [10]. Для простоты ограничимся случаем поперечно одномерной схемы, в которой нелинейная локализация происходит в поперечном направлении x , а зависимость от координаты y отсутствует, и воспользуемся квазиоптическим приближением и усреднением огибающей поля в продольном направлении z [10]. Показанный на рис. 1 диапазон существования и устойчивости стационарных локализованных (солитоноподобных) решений (1) и (6) относительно малых возмущений поля значительно уже диапазона бистабильности. Для таких солитонов на рис. 2 приведены профили поперечных распределений интенсивности и фазы. Вдали от центра солитона интенсивность приближается к постоянному (фоновому) значению, отвечающему показанной на рис. 1 нижней ветви гистерезисной

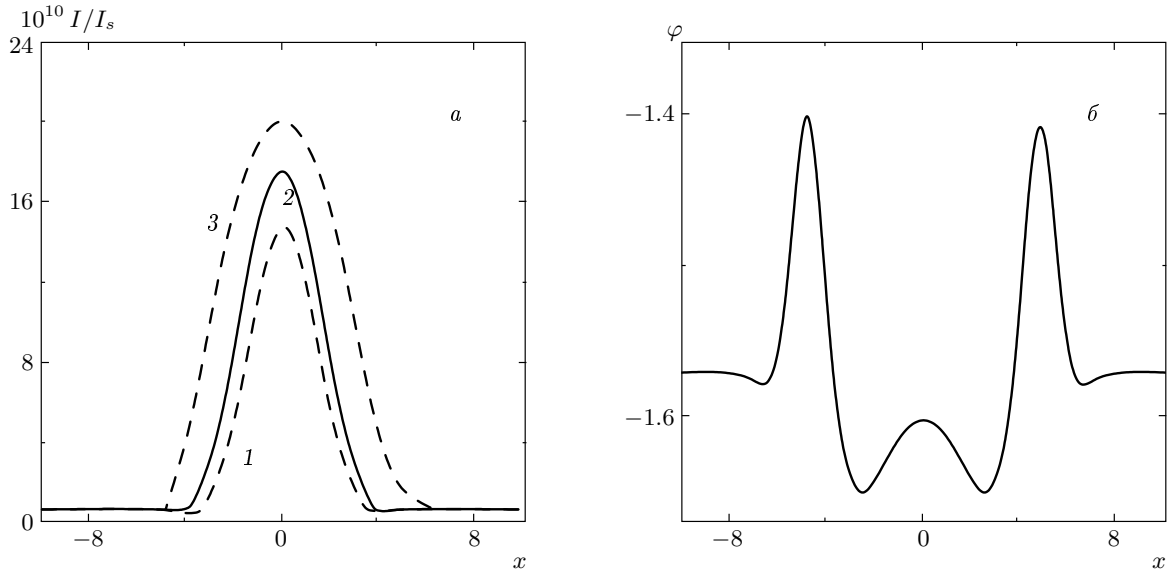


Рис. 2. Поперечное распределение интенсивности поля для диссипативного пространственного солитона при трех возрастающих значениях интенсивности падающего лазерного излучения внутри показанной на рис. 1 области устойчивости (а); профиль фазы при промежуточном значении интенсивности падающего излучения (б)

кривой. Обратим внимание на типичное для диссипативных солитонов поведение фазы поля вблизи центра (максимум в самом центре и два симметричных минимума вблизи него). Это связано, в соответствии с [11], с направлением поперечных потоков энергии к центру (в области между минимумами фазы) и от центра (вне этой области, но до следующих максимумов фазы, реализующихся при интенсивности поля, близкой к фоновой). В рассматриваемом случае потоки энергии должны сопровождаться и материальными потоками (движением атомов конденсата). Ввиду диссипативности характеристики солитона — его ширина и максимальная интенсивность — при фиксированных параметрах схемы не могут меняться произвольно, а принимают определенные дискретные значения. На рис. 2 ширина солитона дана в безразмерных единицах. Размерная ширина солитона отличается множителем

$$\sqrt{\frac{L}{2k(1-r)}}$$

Выбрав длину резонатора $L = 0.1$ см, получим для поперечной ширины солитона величину $\Delta x \approx 300$ мкм. Напомним, что выше рассматривался стационарный режим. Время установления такого режима при принятой низкой концентрации БЭК определяется временем установления концентрации атомов и оказывается весьма большим,

$$(2\langle\sigma v\rangle|\Phi_g|^2)^{-1} \sim 50 \text{ с.}$$

Таким образом, абсорбционная резонансная нелинейность атомарного конденсата Бозе–Эйнштейна имеет существенно большую величину, чем дисперсионная. Фактором, определяющим anomalously высокую оптическую резонансную нелинейность БЭК, является квадратичная зависимость скорости распада от концентрации атомов в нормальном состоянии. Это позволяет достичь anomalously низких порогов абсорбционной бистабильности в интерферометре, заполненном конденсатом с подпиткой атомами в нижнем состоянии и возбуждаемом внешним когерентным излучением. Ценой выигрыша в интенсивности служит медленность установления стационарного режима. Также anomalously низким порогом обладают диссипативные пространственные солитоны в таком интерферометре.

Авторы благодарят А. Аспекта (A. Aspect) и В. Ферта (W. Firth) за полезные обсуждения. Работа выполнена при финансовой поддержке INTAS (грант № 211-855) и гранта РНП № 2.1.1.1189.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Кеттерле, УФН **173**, 1339 (2003).
2. Е. Д. Трифонов, ЖЭТФ **120**, 1127 (2001).

3. D. Schneble, Y. Torri, M. Boyd, E. W. Streed, D. E. Pritchard, and W. Ketterle, *Science* **300**, 475 (2003).
4. M. Saffman and D. V. Skryabin, in *Spatial Solitons*, ed. by S. Trillo and W. Torruellas, Springer, Berlin (2001), p. 1.
5. Н. Н. Розанов, В. А. Смирнов, *Письма в ЖЭТФ* **82**, 27 (2005).
6. J. Javanianen, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1927 (1995).
7. G. Lens, P. Meystre, and E. M. Wright, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3271 (1993).
8. K. V. Krutitsky, F. Burgbacher, and J. Audretsch, *Phys. Rev. A* **59**, 1517 (1999).
9. A. J. Moerdijk and B. J. Verhaar, *Phys. Rev. A* **53**, R19 (1996).
10. Н. Н. Розанов, *Оптическая бистабильность и гистерезис в распределенных нелинейных системах*, Наука, Москва (1997).
11. Н. Н. Розанов, С. В. Федоров, А. Н. Шацев, *ЖЭТФ* **125**, 486 (2004).