

О возможности использования бозе-эйнштейновского конденсата для фильтрации электромагнитных сигналов оптического диапазона

Ю.В. Слюсаренко, А.Г. Сотников

*Институт теоретической физики им. А.И. Ахиезера, ННЦ ХФТИ НАН Украины
ул. Академическая, 1, г. Харьков, 61108, Украина
E-mail: slusarenko@kipt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 18 ноября 2009 г., после переработки 4 февраля 2010 г.

Исследована возможность использования явления сильного замедления света в бозе-эйнштейновском конденсате атомов щелочных металлов для улучшения спектральных характеристик оптических сигналов. Основанием для постановки такой задачи является резонансный характер существенного замедления электромагнитного импульса в изучаемой системе. Иными словами, наиболее сильно замедляется сигнал, частотные характеристики которого близки к интервалам между уровнями энергетического спектра атомов щелочных металлов, находящихся в состоянии бозе-конденсата. Описание явления фильтрации электромагнитного сигнала строится в рамках микроскопической теории отклика газа водородоподобных атомов на внешнее электромагнитное поле слабой интенсивности. Принципиальная возможность фильтрации сигнала показана на примере прохождения электромагнитного импульса с нормальным (гауссовым) распределением спектральной плотности интенсивности через разреженный газ атомов щелочных металлов, находящийся в состоянии бозе-эйнштейновского конденсата. Подробно изучен случай, базирующийся на использовании уровней зеемановского расщепления сверхтонкой структуры атомов натрия во внешнем однородном постоянном магнитном поле и выборе соответствующей заселенности зеемановских подуровней основного состояния этих атомов. Определены условия, в которых при прохождении через конденсат оптического сигнала можно выделять в нем компоненты строго определенных частот с остатками помех незначительной интенсивности. Показано также, что если полученный в результате такой фильтрации сигнал повторно пропустить через бозе-конденсат, уже при другой напряженности подмагничивающего поля, оптический сигнал можно практически полностью очистить от шумов.

Досліджено можливість використання явища сильного уповільнення світла у бозе-ейнштейнівському конденсаті атомів лужних металів для покращення спектральних характеристик оптичних сигналів. Основою для постановки такої задачі є резонансний характер суттєвого уповільнення електромагнітного імпульсу в системі, що вивчається. Іншими словами, найбільш сильно сповільнюється сигнал, частотні характеристики якого близькі до інтервалів між рівнями енергетичного спектру атомів лужних металів, що знаходяться у стані бозе-конденсату. Опис явища фільтрації електромагнітного сигналу будуватиметься в рамках мікроскопічної теорії відгуку газу воднеподібних атомів на зовнішнє електромагнітне поле слабкої інтенсивності. Принципову можливість фільтрації сигналу показано на прикладі проходження електромагнітного імпульсу з нормальним (гаусовим) розподілом спектральної густини інтенсивності через розріджений газ атомів лужних металів, що знаходяться у стані бозе-ейнштейнівського конденсату. Детально вивчено випадок, що базується на використанні рівнів зееманівського розщеплення надтонкої структури атомів натрію у зовнішньому однорідному постійному магнітному полі та виборі відповідної заселеності зееманівських підрівнів основного стану цих атомів. Визначено умови, в яких при проходженні через конденсат оптичного сигналу можна виділяти в ньому компоненти чітко визначених частот із залишками перешкод незначної інтенсивності. Показано також, що при повторному пропуску отриманого внаслідок такої фільтрації сигналу через бозе-конденсат, уже при іншій напрузі підмагнічуючого поля, оптичний сигнал можна практично повністю очистити від шумів.

PACS: **05.30.-d** Квантовая статистическая механика;
 03.75.Nh Статистические, термодинамические и структурные свойства конденсатов;
 42.25.Bs Распространение, прохождение и поглощение волн.

Ключевые слова: атомы щелочных металлов, бозе-эйнштейновский конденсат, электромагнитные волны, оптический диапазон, функции Грина, групповая скорость сигнала, замедление импульсов, фильтрация сигналов.

1. Введение

В последнее время появились работы, посвященные построению микроскопического подхода к описанию эффекта замедления света в бозе-эйнштейновском конденсате (БЭК). В частности, проведены исследования возможности замедления электромагнитных импульсов в БЭК не только оптического, но и микроволнового диапазона спектра [1], показана возможность управления групповой скоростью света с помощью подмагничивающих полей [2], изучено влияние температурных эффектов на явление замедления света в БЭК [3].

Явление сильного замедления света в БЭК вызывает интерес не только с академической точки зрения. Предполагается, что эффект может быть использован при построении маломощных оптических переключателей, оптических линий задержки, детекторов магнитных полей и устройств для подавления шумов. В данной работе исследована последняя из перечисленных возможностей применения данного физического эффекта — возможность использования атомарного БЭК в качестве фильтра оптических сигналов.

2. Исходные положения методики фильтрации электромагнитных импульсов в БЭК

Прежде всего отметим, что в данной работе будем исследовать отклик системы (газа водородоподобных атомов в состоянии БЭК) на внешнее излучение слабой интенсивности. То есть предполагаем, что лазер является пробным и практически не влияет на заселенность квантово-механических состояний системы. Это позволяет использовать результаты линейной теории отклика, основанной на формализме функций Грина [4,5]. Заметим, что использование линейной теории отклика исключает возможность учета влияния связующего сильного лазера на систему. Данный лазер использовался в эксперименте [6] для обеспечения эффекта электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП, см. подробнее в работе [7]). Однако использование связующего лазера вовсе не является необходимым условием замедления электромагнитных импульсов в БЭК [1].

При достижении режима БЭК в случае атомов щелочных металлов обычно используют разреженные газы с плотностью частиц $n \lesssim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ [8,9]. Такие газы с хорошей точностью можно считать идеальными [1]. Поэтому при описании особенностей распространения электромагнитных сигналов в БЭК можно

базироваться на результатах работы [5]. Таким образом, будем исходить из следующего выражения для диэлектрической проницаемости газовой среды в состоянии БЭК [1,5]:

$$\epsilon^{-1}(\mathbf{k}, \omega) \approx 1 + \frac{4\pi}{k^2} \sum_{\alpha, \beta} \frac{(v_\alpha - v_\beta) |\sigma_{\alpha\beta}(\mathbf{k})|^2}{\omega + \Delta\epsilon_{\alpha\beta} + i\gamma_{\alpha\beta}}, \quad (1)$$

где ω и \mathbf{k} — частота и волновой вектор внешнего поля соответственно; v_α — плотность конденсированных атомов в состоянии, характеризуемом набором квантовых чисел α ; $\Delta\epsilon_{\alpha\beta}$ — разность энергий между уровнями атома с набором квантовых чисел α и β ; $\gamma_{\alpha\beta}$ — вероятность спонтанного перехода из состояния α в состояние β . Величина $\sigma_{\alpha\beta}(\mathbf{k})$ представляет собой матричный элемент плотности заряда, который определяется соотношением

$$\sigma_{\alpha\beta}(\mathbf{k}) = e \int d\mathbf{y} \varphi_\alpha^*(\mathbf{y}) \varphi_\beta(\mathbf{y}) \times \left[\exp\left(i \frac{m_p}{m} \mathbf{k} \mathbf{y}\right) - \exp\left(-i \frac{m_e}{m} \mathbf{k} \mathbf{y}\right) \right], \quad (2)$$

где $\varphi_\alpha(\mathbf{y})$ — волновая функция атома в квантовом состоянии α ; e — абсолютное значение заряда электрона; m_p и m_e — масса атомного остова и электрона соответственно ($m = m_p + m_e$). В случае разрешенных дипольных переходов, используя в (2) разложение по $(\mathbf{k} \mathbf{y}) \ll 1$, получаем

$$\sigma_{\alpha\beta}^{(1)}(\mathbf{k}) \approx i k \mathbf{d}_{\alpha\beta},$$

где $\mathbf{d}_{\alpha\beta}$ — дипольный момент атома, соответствующий переходу $\alpha \rightarrow \beta$:

$$\mathbf{d}_{\alpha\beta} = e \int d\mathbf{y} \mathbf{y} \varphi_\alpha^*(\mathbf{y}) \varphi_\beta(\mathbf{y}). \quad (3)$$

Считая, что плотность атомов в возбужденных состояниях пренебрежимо мала по сравнению с плотностью атомов в основных состояниях [1], формулу (1) можно записать в виде

$$\epsilon^{-1}(\mathbf{k}, \omega; B) \approx 1 + \sum_{\alpha, \beta} \frac{a_{\alpha\beta}}{\omega + \Delta\epsilon_{\alpha\beta}(B) + i\gamma_{\alpha\beta}}. \quad (4)$$

Здесь уже квантовым состояниям, обозначенным индексом α , соответствуют уровни расщепленного во внешнем магнитном поле B основного состояния атома, а индексом β обозначены наборы квантовых чисел, соответствующие возбужденным уровням атома, в том числе и расщепленным во внешнем магнитном

поле. Величина $\gamma_{\alpha\beta}$ в (4) дается выражением $\gamma_{\alpha\beta} = S_{\alpha\beta}\Gamma_{\beta}/2$, где $S_{\alpha\beta}$ — относительная интенсивность перехода, Γ_{β} — естественная ширина возбужденного уровня. Величина

$$a_{\alpha\beta} = 4\pi\nu_{\alpha}d_{\alpha\beta}^2/3$$

определяет зависимость дисперсионных характеристик среды от поляризуемости атома и плотности атомов в газе с конденсатом.

Следует отметить, что формула (1) (а следовательно, и (4)) получена в пределе нулевых температур. Тем самым не учитывается влияние на систему температурных эффектов и считается, что все атомы газа находятся в состоянии БЭК. Можно, однако, показать, что такое приближение оправданно для большинства разреженных газов с БЭК, взаимодействующих с излучением оптического диапазона, не только в случае $T \ll T_c$ (T_c — критическая температура перехода к фазе с БЭК), но и на всем интервале температур ниже критической [3].

Выделяя в (4) реальную и мнимую части диэлектрической проницаемости (ϵ' и ϵ'' соответственно), можно получить выражения для показателя преломления и коэффициента затухания электромагнитных волн в среде:

$$n' = \frac{\sqrt{\epsilon'^2 + \epsilon''^2} + \epsilon'}{\sqrt{2}}, \quad n'' = \frac{\sqrt{\epsilon'^2 + \epsilon''^2} - \epsilon'}{\sqrt{2}}. \quad (5)$$

В области прозрачности первая величина будет определять групповую скорость электромагнитного сигнала

$$v_g(\omega, B) = \frac{c}{n'(\omega, B) + \omega(\partial n' / \partial \omega)}, \quad (6)$$

а вторая — интенсивность прошедшего импульса

$$I(\omega, B) = I_0(\omega) \exp[-n''(\omega, B)kL], \quad (7)$$

где $I_0(\omega)$ — начальная спектральная плотность интенсивности первичного импульса (импульса перед его прохождением через БЭК), L — характерные размеры газа атомов.

Объясним теперь необходимость учета в формуле (4) зависимости разности энергий $\Delta\epsilon_{\alpha\beta}$ от внешнего магнитного поля B , $\Delta\epsilon_{\alpha\beta} \equiv \Delta\epsilon_{\alpha\beta}(B)$. Сделано это по следующей причине. Как уже отмечалось выше, в работе [1] показано, что использование в эксперименте ЭИП вовсе не является необходимым условием замедления электромагнитных импульсов в БЭК. В отсутствие связующего лазера для наблюдения сильного замедления света в БЭК необходимо оптимально выбрать уровни атома щелочного металла (в эксперименте [6] использовались атомы натрия). На разность энергий $\Delta\epsilon_{\alpha\beta}$ между этими уровнями и настраивается пробный лазер, импульс которого замедляется в БЭК.

Эффект замедления света в БЭК тем сильнее, чем меньше упомянутая разность энергий. Но при выборе уровней без использования связующего лазера придется искать оптимальный вариант, который обеспечивал бы при возможно меньшей разности энергий $\Delta\epsilon_{\alpha\beta}$ как можно меньшее поглощение сигнала. В проведенных теоретических исследованиях [1] показано, что при поиске такого оптимального выбора удобно использовать уровни сверхтонкого расщепления водородоподобного атома в присутствии внешнего однородного постоянного магнитного поля (эффекты Зеемана, Пашена–Бака). Более того, как показано в работе [2], при помощи такого магнитного поля можно управлять групповой скоростью света в БЭК. Обстоятельства, связанные с таким оптимальным выбором уровней, играют важную роль и в настоящей работе. По этой причине, прежде чем перейти к основным результатам статьи, необходимо изучить особенности сверхтонкого расщепления уровней атомов щелочного металла (а именно натрия) во внешнем постоянном однородном магнитном поле.

3. Сверхтонкое расщепление D_2 линии атома натрия во внешнем магнитном поле

В этом разделе рассмотрим поведение компонент D_2 линии атома натрия в магнитном поле. Как можно заметить, данная линия соответствует переходу между основным состоянием $3S_{1/2}$ и возбужденным состоянием $3P_{3/2}$. С точки зрения поставленных в настоящей работе задач, нам понадобится структура расщепления данных уровней в магнитном поле с учетом сверхтонкого взаимодействия [2,10,11].

Зависимость уровней сверхтонкой структуры основного состояния $3S_{1/2}$ ($l=0, J=1/2$) в пределах изменения магнитного поля от нуля до 100 Гс приведена на рис. 1.

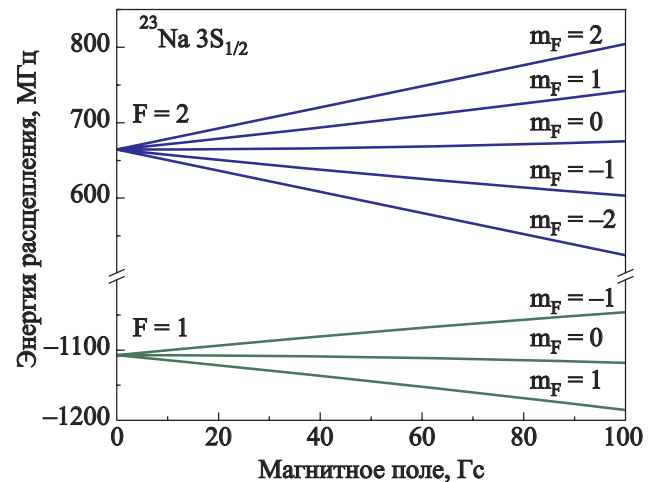


Рис. 1. Зависимость энергии уровней основного состояния атома натрия от напряженности внешнего магнитного поля. $A_{\text{hfs}} = 885,8$ МГц, $g_J = 2,0$ МГц/Гс, $g_I = -0,8$ кГц/Гс [10].

Для сверхтонкой структуры возбужденного состояния $3P_{3/2}$ ($l=1, J=3/2$) зависимость энергии расщепления от магнитного поля в интервале изменения магнитного поля от нуля до 100 Гс приведена на рис. 2.

Таким образом, резонансная D_2 линия натрия в магнитном поле распадается на достаточно большое число составляющих. Каждый из данных компонентов может быть получен из разности энергии одного из возбужденных состояний и энергии одного из основных состояний с использованием правил отбора по квантовым числам F, m_F ($\Delta F = 0, \pm 1; \Delta m_F = 0, \pm 1$). В соответствии с видом изменения проекции полного момента атома обычно различают *линейно* или *π -поляризованный* свет ($\Delta m_F = 0$), а также *циркулярно* или *σ -поляризованный* свет ($\Delta m_F = \pm 1$). Так как в условиях эксперимента обычно используют лазер, имеющий определенную поляризацию, для определенности далее будем считать, что внешнее излучение имеет линейную поляризацию. Тогда для такого излучения резонансными будут частоты, соответствующие переходам $\Delta F = 0, \pm 1; \Delta m_F = 0$. Зависимость данных частот от магнитного поля может быть получена из зависимостей, приведенных на рис. 1 и 2. Учитывая вышеуказанные правила отбора, можно получить зависимость резонансных частот для π -переходов между подуровнями основного состояния $3S_{1/2}$ со значениями полного момента $F=2$ и подуровнями возбужденного состояния $3P_{3/2}$ со значениями полного момента $F'=1, 2, 3$. Зависимость данных компонент от напряженности магнитного поля представлена на рис. 3.

Необходимо отметить, что с целью упрощения и наглядности приведенных графиков здесь и ниже не приводятся зависимости от напряженности магнитного поля компонент D_2 линии натрия, соответствующих

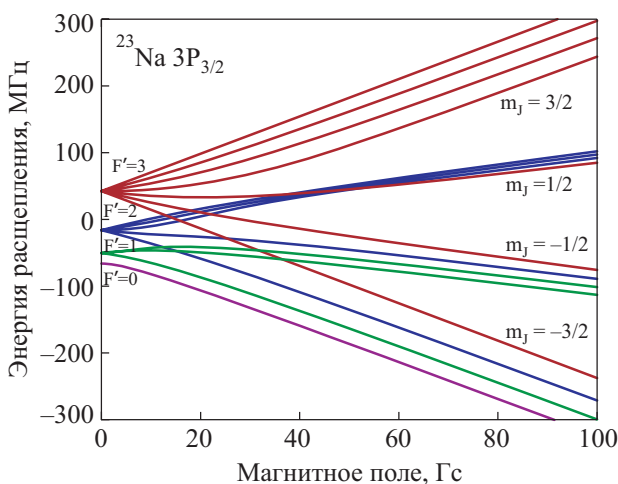


Рис. 2. Зависимость энергии уровней возбужденного состояния атома натрия от напряженности внешнего магнитного поля. $A_{\text{hfS}} = 18,5$ МГц, $B_{\text{hfS}} = 2,7$ МГц, $g_J = 1,3$ МГц/Гс, $g_I = -0,8$ кГц/Гс [10].

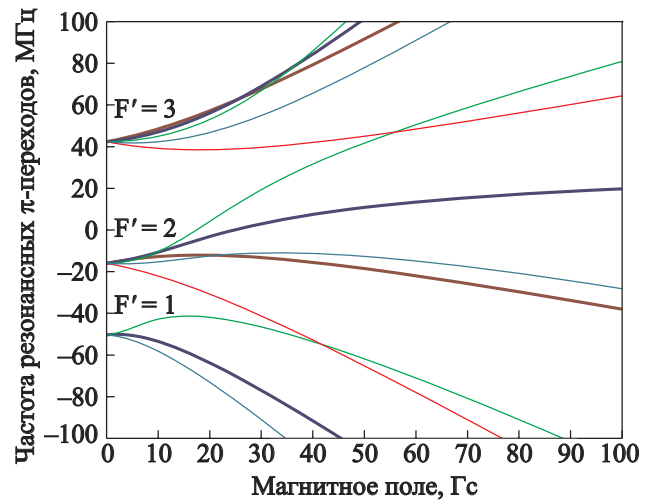


Рис. 3. Зависимость компонент D_2 линии атома натрия от напряженности внешнего постоянного магнитного поля. Переходы между состояниями с проекциями полного момента $m_F = 1, 2$ отмечены жирными линиями.

переходам между подуровнями основного состояния $3S_{1/2}$ со значениями полного момента $F=1$ и подуровнями возбужденного состояния $3P_{3/2}$ со значениями полного момента $F'=0, 1, 2$. Как легко видеть на рис. 1, в отсутствие магнитного поля резонансные частоты для данных переходов будут отстоять от резонансных частот, приведенных на рис. 3, на величину, пропорциональную энергии сверхтонкого расщепления основного состояния, $\nu_{\text{hf}} \sim 1,8$ ГГц. Так как ниже рассматривается случай, когда частота внешнего поля близка к резонансным частотам, представленным на рис. 3, то эффекты, связанные с наличием указанных компонент в D_2 линии натрия, могут сказываться при больших значениях напряженности внешнего магнитного поля ($B \sim 10^4$ Гс) либо в случае использования сигнала с большим значением дисперсии ($\sigma \sim 1$ ГГц, см. ниже). Поскольку данные случаи в рамках представленной работы не рассматриваются, в дальнейших вычислениях удобно ограничиться зависимостями, представленными на рис. 3.

Воспользуемся результатами, представленными на рис. 1–3, для выбора физических параметров системы с точки зрения использования ее для фильтрации в БЭК электромагнитных сигналов.

4. Исходный сигнал. Выбор параметров системы для его фильтрации

Следует отметить, что ввиду большого количества компонентов сверхтонкого расщепления спектра атомов щелочных металлов может иметь место множество различных вариантов для реализации фильтрации исходного сигнала при его прохождении через БЭК. Эти варианты зависят от вида распределения интенсивно-

сти исходного сигнала по частотам, расположения интервала частот полезного сигнала в частотном спектре исходного сигнала, поляризации сигнала, заселенности состояний атомного спектра и т.д.

Для простоты предположим, что внешнее излучение представляет собой сигнал, спектральная плотность которого $I_0(\omega)$ имеет нормальное (гауссово) распределение по частотам с центром ω_0 , соответствующим разности энергий возбужденного уровня $3P_{3/2}$ натрия (без учета сверхтонкого взаимодействия) и верхнего уровня сверхтонкой структуры $3S_{1/2}$ (так называемая «верхняя компонента» D_2 линии). В представленных ниже расчетах все частотные зависимости производятся для расстройки частоты ω относительно ω_0 , $\delta\omega = \omega - \omega_0$, где $\omega_0 = \Delta\varepsilon_{\alpha\beta}(B=0) + (1/4)v_{hf}$, $|\alpha\rangle = |l=0, J=1/2\rangle$, $|\beta\rangle = |l=1, J=3/2\rangle$ и $v_{hf} = 1,772$ ГГц. Дисперсию σ распределения интенсивности сигнала выберем порядка величины сверхтонкого расщепления возбужденного состояния $3P_{3/2}$ атома натрия. Определим параметры исходного сигнала следующим образом:

$$I_0(\omega) = \frac{I_0}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\sigma^2}\right], \quad (8)$$

где $\omega_0 = 508,848052$ ТГц и $\sigma = 50$ МГц. Выбор таких параметров для расчетов обусловлен тем, что центр распределения ω_0 сигнала в данном случае соответствует нулевому значению поправки к частоте перехода за счет сверхтонкого взаимодействия, см. рис. 3.

Предположим, что из данного исходного внешнего электромагнитного сигнала, попадающего в БЭК, необходимо извлечь «полезный сигнал» с характерной шириной частотного интервала порядка 1/20 от всего частотного интервала исходного сигнала. Схематическое изображение выбранной системы и частотных характеристик исходного сигнала показано на рис. 4.

На примере прохождения выбранного исходного сигнала через двухкомпонентный бозе-конденсат покажем, что система, изображенная на рис. 3, обладает подходящими характеристиками для выделения полезного сигнала из исходного. Под двухкомпонентным БЭК в данном случае понимается бозе-конденсат, атомы которого могут находиться только в двух квантово-механических состояниях [11]. На самом деле это означает, что заселенность двух избранных квантово-механических состояний должна быть намного больше заселенности других квантово-механических уровней атомов. Напомним, что интенсивность пробного электромагнитного сигнала, как уже отмечалось выше, должна быть слабой, чтобы не приводить к существенной заселенности уровней, дополнительных к избранным (оценки интенсивности пробного сигнала см. в [3]).

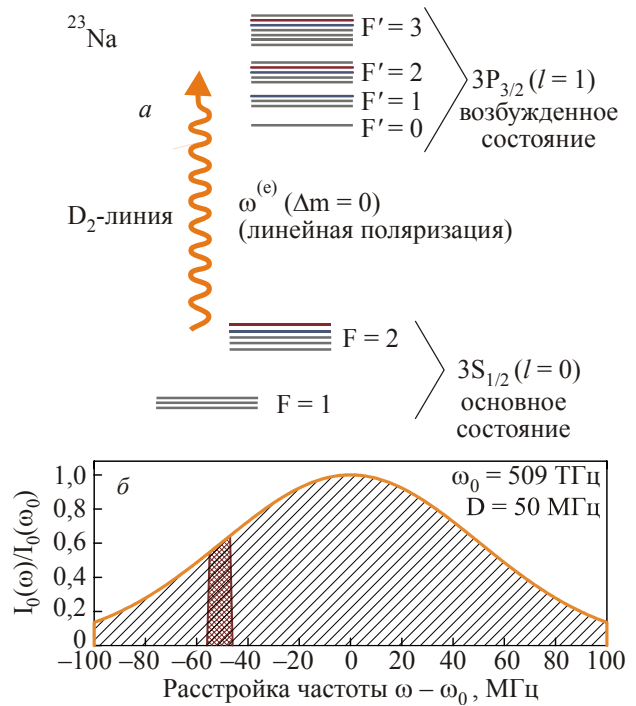


Рис. 4. а — Схема энергетической структуры атомов натрия с учетом сверхтонкого расщепления (уровни состояния $3P_{1/2}$ не показаны). б — Спектральная интенсивность исходного сигнала (нормальное распределение) и область, которую нужно отфильтровать от остальной части сигнала (густая штриховка).

Для демонстрации возможности использования БЭК как фильтра для электромагнитных сигналов выберем в качестве заселенных одни из самых удобных состояний с точки зрения получения двухкомпонентного БЭК [12], а именно состояния $|1\rangle = |F=2, m_F=1\rangle$ и $|2\rangle = |F=2, m_F=2\rangle$. Данные состояния на рис. 4,а отмечены сплошными линиями. Таким же образом отмечены возбужденные состояния с аналогичными проекциями полного момента. Подчеркнем, что при взаимодействии системы с линейно поляризованным светом переходы между состояниями с одинаковыми проекциями будут резонансными. Зависимость резонансных частот от магнитного поля для данного конденсата легко получить из зависимостей, представленных на рис. 3, исключив нерезонансные частоты. В данном случае резонансными будут лишь собственные частоты, зависимости которых от напряженности магнитного поля отмечены жирными линиями.

Как будет показано ниже, вследствие сильных зависимостей резонансных частот от напряженности поля, даже при ограничении общей задачи выбором двухкомпонентного БЭК, можно добиться реализации возможности выделения полезного сигнала из исходного в достаточно обширном интервале его частот.

5. Извлечение полезного сигнала с помощью БЭК

Для иллюстрации последнего утверждения предыдущего раздела выберем напряженность внешнего магнитного поля порядка 25 Гс. Для упрощения численных расчетов будем считать плотности атомов в заселенных состояниях одинаковыми $\nu_1 = \nu_2 = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (наиболее типичное значение плотности атомов в экспериментах по БЭК, см., например, [6]). Считая размеры конденсата $L = 40 \text{ мкм}$, из формул (6) и (7) можно получить зависимости групповой скорости и интенсивности сигнала от частоты, представленные на рис. 5.

На рис. 5 видно, что значительная часть сигнала поглощается системой, однако этого обстоятельства еще недостаточно для извлечения необходимого сигнала. Для более точного выделения полезного сигнала предлагается использовать тот факт, что различные частотные составляющие сигнала движутся с различными групповыми скоростями. Действительно, как можно заметить [2], благодаря явлению сильного замедления света в БЭК различные компоненты будут достигать приемника в различные моменты времени.

На рис. 6 представлена зависимость времени задержки сигнала от частоты. Таким образом, чтобы извлечь заданный сигнал, достаточно регистрировать прошедший сигнал в четко определенный интервал времени. При этом остальные части исходного электромагнитного импульса преимущественно будут либо достигать приемника ранее установленного времени (частоты, на которых имеет место слабое замедление сигнала), либо позже (части сигнала, которые замедляются еще сильнее).

Для исследуемого нами случая (см. рис. 4) наиболее оптимальный временной промежуток для извлечения сигнала — с 12 по 14 нс. В результате регистрации

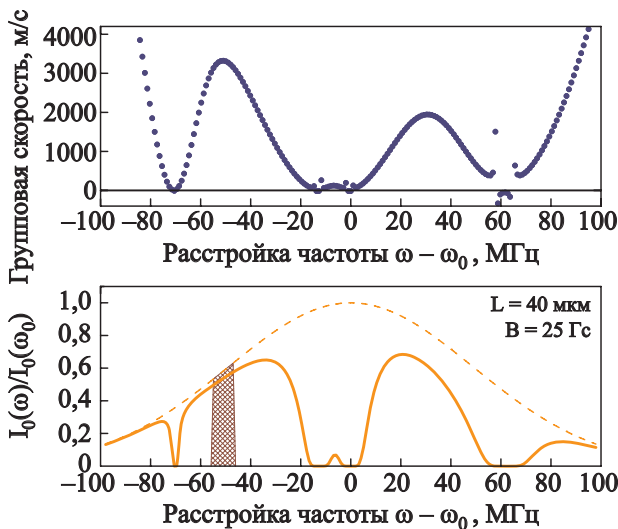


Рис. 5. Частотные зависимости групповой скорости и интенсивности сигнала при прохождении через двухкомпонентный БЭК, составленный из состояний $|F = 2, m_F = 1\rangle$ и $|F = 2, m_F = 2\rangle$.

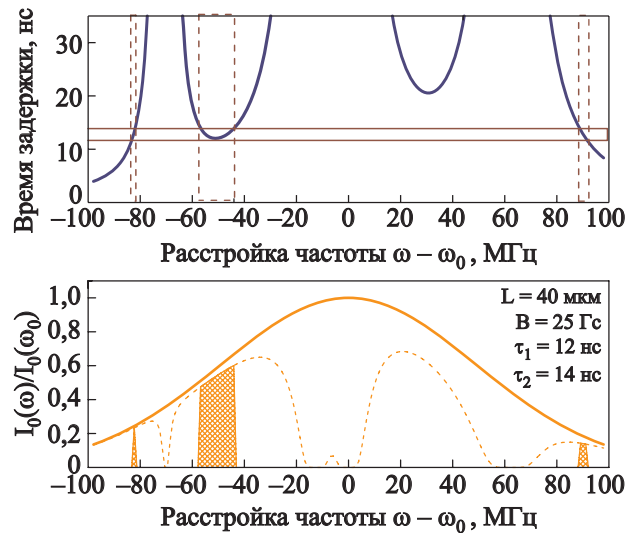


Рис. 6. Частотные зависимости временной задержки сигнала и его интенсивности при прохождении через двухкомпонентный БЭК. Регистрация интенсивности сигнала производится с 20 по 22 нс.

излучения в указанном временном интервале можно получить подходящее распределение интенсивности по частоте, которое изображено в нижней части рис. 6.

Отметим, что, несмотря на достижение высокого уровня фильтрации сигнала, эффект можно еще увеличить за счет дополнительного пропускания первично отфильтрованного сигнала через подобную систему с БЭК, но с другим значением внешнего магнитного поля (либо с другими заселенными уровнями основного состояния). Покажем это, предполагая, что после прохождения через фильтрующую систему, описанную ранее, сигнал дополнительно проходит через такой же конденсат, но для которого поддерживается другая напряженность подмагнитного поля, к примеру, $B = 40 \text{ Гс}$. Характерные зависимости временной задержки сигнала и его интенсивности от частоты для такого случая представлены на рис. 7.

Как можно заметить, в данном случае начальный импульс практически полностью очищается от шума (это легко увидеть из сравнения рис. 7 и рис. 4, 5). Таким образом, можно сделать вывод о высоких характеристиках газа атомов щелочных металлов в состоянии бозе-эйнштейновского конденсата для фильтрации оптических сигналов слабой интенсивности.

Следует отметить, что упомянутое явление электромагнитно-индуцированной прозрачности также открывает дополнительные возможности по уменьшению уровня шумов в сигналах. К преимуществам использования ЭИП следует отнести возможность извлечения полезных сигналов с малой дисперсией без привлечения дополнительных методик по отсечению сигнала по времени задержки. С учетом сильных зависимостей дисперсионных характеристик газа от магнитного поля

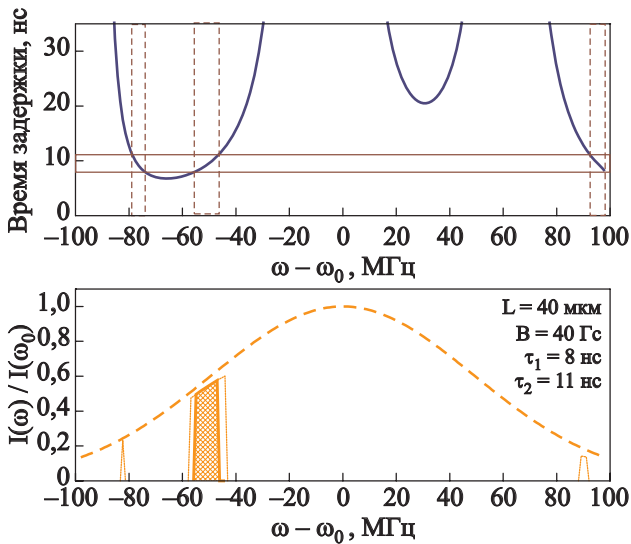


Рис. 7. Частотные зависимости временной задержки сигнала и его интенсивности при прохождении через двухкомпонентный БЭК. Регистрация интенсивности сигнала производится с 20 по 23 нс.

этот факт в значительной степени расширяет диапазон удобных частот для извлечения нужного сигнала. Один из недостатков использования эффекта ЭИП для фильтрации — необходимость подключения связующего лазера, частота излучения которого должна хорошо варьироваться.

6. Выводы

В данной работе продемонстрирована возможность фильтрации световых сигналов с помощью сверхохлажденного газа атомов щелочных металлов в состоянии с выделенным конденсатом Бозе–Эйнштейна.

Фильтрация импульсов оптического диапазона обусловлена резонансным взаимодействием светового импульса с газом в фазе с БЭК. В результате данного взаимодействия часть компонент начального импульса поглощается системой, остальные же компоненты движутся с различными значениями групповой скорости, часть из которых испытывают сильное замедление. Последние из них могут быть эффективно извлечены при использовании специальных методов отсекаания сигналов по времени задержки.

Показано, что можно эффективно выделять «полезный» сигнал из исходного с помощью соответствующего подбора физических характеристик системы. Рецепт такого подбора характеристик может быть получен на основе микроскопической теории, разработанной авторами в предыдущих работах, и анализа зеемановского расщепления сверхтонких компонент основного и возбужденного уровней атомов щелочных металлов.

Возможность фильтрации электромагнитного сигнала в БЭК продемонстрирована для случая двухком-

понентного БЭК атомов натрия, взаимодействующего с линейно поляризованной компонентой D_2 линии натрия. Однако легко увидеть, что в силу достаточной универсальности предложенного нами подхода не составляет труда произвести вычисления и для других случаев, в которых используются разреженные пары других атомов щелочных металлов, другие плотности атомов, поляризации электромагнитных сигналов, спектральные распределения интенсивности, напряженности внешнего магнитного поля и т.д.

1. Y. Slyusarenko and A. Sotnikov, *Phys. Rev.* **A78**, 053622 (2008).
2. Y. Slyusarenko and A. Sotnikov, *Phys. Lett.* **A373**, 1392 (2009).
3. Y. Slyusarenko and A. Sotnikov, *Phys. Rev.* **A80**, 053604 (2009).
4. А.И. Ахиезер, С.В. Пелетминский, *Методы статистической физики*, Наука, Москва (1977).
5. Y.V. Slyusarenko and A.G. Sotnikov, *Condens. Matter Phys.* **9**, 459 (2006).
6. L.V. Hau, S.E. Harris, Z. Dutton, and C.H. Behroozi, *Nature* **397**, 594 (1999).
7. S.E. Harris, *Phys. Today* **50**, 36 (1997).
8. M.H. Anderson, J.R. Ensher, M.R. Matthews, C.E. Wieman, and E.A. Cornell, *Science* **269**, 198 (1995).
9. K.B. Davis, M.O. Mewes, M.R. Andrews, N.J. van Druten, D.S. Durfee, D.M. Kurn, and W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969 (1995).
10. D.A. Steck, *Sodium D Line Data*, <http://steck.us/alkalidata> (revision 2.1.3, 26 August 2009).
11. Ю.В. Слюсаренко, А.Г. Сотников, *ФНТ* **33**, 41 (2007) [*Low Temp. Phys.* **33**, 30 (2007)].
12. S.L. Cornish, N.R. Claussen, J.L. Roberts, E.A. Cornell, and C.E. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1795 (2000).

On possibility to use a Bose–Einstein condensate for the filtration of optical pulses

Y.V. Slyusarenko and A.G. Sotnikov

A possibility to use the ultraslow-light phenomenon in a Bose–Einstein condensate of alkali-metal atoms for improving the spectral characteristics of optical signals is studied. The main reason for consideration of this problem is a resonant behavior of the slowing of electromagnetic pulses in the system under discussion. In other words, the maximum reduction of the group velocity has a pulse with spectral characteristics that are close to the resonances in the spectrum of alkali-metal atoms. The description of the filtration phenomenon is constructed in the framework of the microscopic theory of response of hydrogenlike atoms gas to weak external electromagnetic field. The possibility to filter optical pulses is illustrated with a signal

of normal (Gaussian) spectral distribution that propagates through a dilute gas of alkali-metal atoms in the Bose-condensed state. We study in detail the case that is based on the use of Zeeman splitting of the hyperfine structure of sodium atom levels in external homogeneous static magnetic field and the choice of the corresponding occupation of Zeeman sublevels of the ground state. Conditions are established under which spectral components of well-defined frequencies are distinguished from the initial pulse. The intensity of the transmitted components in the defined frequency range in this case is rather large in comparison with other transmitted components. It is shown that additional filtration of the transmitted pulse through the Bose-Einstein condensate with another value of bias

field provides a total noise removal from the initial optical signal.

PACS: **05.30.-d** Quantum statistical mechanics;
03.75.Hh Static properties of condensates;
thermodynamical, statistical, and structural
properties;
42.25.Bs Wave propagation, transmission
and absorption.

Keywords: alkali-metal atoms, Bose-Einstein condensate, electromagnetic waves, optical range, Green function, group velocity of signal, slowing-down of impulses, filtration of signal.