

# ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-ИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ В ГАЗОВЫХ ЯЧЕЙКАХ С АНТИРЕЛАКСАЦИОННЫМ ПОКРЫТИЕМ

Я. А. Фофанов<sup>а</sup>, И. М. Соколов<sup>а,б\*</sup>

<sup>а</sup> *Институт аналитического приборостроения Российской академии наук  
190103, Санкт-Петербург, Россия*

<sup>б</sup> *Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого  
195251, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 05 апреля 2022 г.,

после переработки 12 мая 2022 г.

Принята к публикации 12 мая 2022 г.

Рассмотрены особенности эффекта электромагнитно-индуцированной прозрачности в газовых ячейках с антирелаксационным покрытием стенок. Показано, что одновременное влияние движения атомов, конечного размера ячейки и невырожденности основного состояния атомов приводит к целому ряду качественных эффектов. В частности, уже для простейшей трехуровневой лямбда-схемы с невырожденным основным состоянием обнаружено и детально исследовано существенное различие спектров электромагнитно-индуцированной прозрачности в зависимости от соотношения частот пробного и управляющего полей, т. е. в зависимости от того, происходит ли рассеяние пробного излучения по стоксовскому или антистоксовскому каналу. Обнаружена существенная пространственная неоднородность возбуждаемой низко-частотной когерентности, сохраняющейся для протяженных ячеек даже вдали от их границ. При этом резонансы электромагнитно-индуцированной прозрачности, формируемые атомами в разных областях ячейки, оказываются по-разному сдвинутыми по частоте, что служит причиной дополнительного неоднородного уширения наблюдаемого контура. Исследована зависимость обнаруженных эффектов от характера аккомодации атомов на поверхности антирелаксационного покрытия.

DOI: 10.31857/S0044451022090012

EDN: EJKTGU

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Создание систем с заданными оптическими свойствами и поиск путей управления этими свойствами в масштабах реального времени составляют одну из наиболее важных задач современной квантовой электроники и квантовой оптики. В последнее время большой интерес вызывает возможность изменения оптических свойств вещества при воздействии на него вспомогательным когерентным излучением. Такое воздействие приводит к возникновению оптически-индуцированной когерентности в атомных, молекулярных системах или в твердых телах и, как следствие, к существенному изменению их оптических характеристик. Наведен-

ная атомная когерентность является причиной таких явлений, как когерентное пленение населенностей, электромагнитно-индуцированная прозрачность (ЭИП), замедление и «остановка света» [1–4].

В основе этих эффектов лежат двух- или многофотонные резонансные процессы. Во многих практически важных случаях ширины этих резонансов оказываются существенно меньше естественных ширины атомных переходов, что и определяет большой потенциал практического применения этих эффектов для решения широкого круга задач квантовой информатики, метрологии, стандартизации частоты и т. п.

Особый интерес для практического использования представляют ансамбли атомов в ячейках, имеющих температуры, близкие к комнатным. Это связано с рядом технических преимуществ по сравнению с ансамблями атомов, охлаждаемыми до низких температур в специальных ловушках. Основ-

\* E-mail: ims@is12093.spb.edu

ным достоинством горячих газов являются сравнительная простота приготовления систем с заданными параметрами и простота управления их свойствами, в частности плотностью. В то же время для горячих газов определенным негативным фактором является большое доплеровское уширение линий однофотонных атомных переходов, что зачастую ограничивает их использование для задач прецизионной спектроскопии. В случае многофотонных резонансов, однако, доплеровское уширение может быть подавлено посредством выбора оптимальной геометрии их возбуждения. Так, например, для двухфотонных переходов, происходящих в лямбда-схеме, при выборе коллинеарной геометрии двух квазирезонансных полей остаточное доплеровское уширение определяется малой разностью волновых чисел этих полей. Таким образом, доплеровские эффекты не являются препятствием для наблюдения узких нелинейных резонансов в экспериментах с горячими атомами (см., например, работы [5,6], а также [4] и ссылки там). Более того, в ряде случаев может наблюдаться дополнительное, так называемое доплеровское, сужение двухфотонных резонансов, предсказанное в работах [7–9].

Еще одной важной особенностью горячих газов в ячейках является необходимость учета столкновений, которые испытывают атомы с поверхностями ячейки и между собой. Эти столкновения уменьшают время когерентного взаимодействия атомов с полями и увеличивают ширины, в том числе и нелинейных резонансов. При типичных, сравнительно низких концентрациях атомов в газовых ячейках существенную негативную роль играют столкновения со стенками. Для ослабления влияния этих столкновений и уменьшения скоростей релаксации атомных когерентностей на практике используются два основных метода. Первый состоит в заполнении ячейки буферным инертным газом, увеличивающим время диффузии активных атомов и уменьшающий частоту их столкновений со стенками. Во втором используются антирелаксационные покрытия стенок. Для практических применений использование покрытий имеет некоторые преимущества по сравнению с ячейками с буферным газом. Для них менее существенен градиент внешних полей, нет вызванного буферным газом дополнительной столкновительной релаксации возбужденных состояний атомов. В ряде метрологических применений они позволяют получать большее отношение сигнал/шум. Важной особенностью покрытий является то, что они могут сохранять свои свойства в течение длительного времени.

К настоящему времени имеется довольно большое число работ, в которых как непосредственно исследуются свойства таких покрытий, так и анализируются возможности прецизионной спектроскопии атомарных газов, находящихся в соответствующих ячейках [4, 10–49]. Однако, несмотря на это, некоторые важные аспекты влияния конечного размера ячеек и столкновений атомов с покрытием, приводящие к качественным особенностям многофотонных резонансов в этом случае, остаются недостаточно изученными.

В настоящей работе при исследовании влияния столкновений атомов со стенками газовых ячеек мы ограничимся анализом этого влияния на характер ЭИП. Мы рассмотрим модельную трехуровневую лямбда-схему и покажем, что уже в этом простейшем случае имеет место ряд эффектов или вовсе не исследованных ранее, или изученных недостаточно детально. Так, наличие границ приводит к существенной пространственной неоднородности атомных когерентностей в ячейках. Как будет показано ниже, в силу медленной релаксации неоднородность низкочастотной когерентности сохраняется даже для ячеек очень больших размеров. Эта неоднородность приводит к появлению макроскопических потоков когерентностей, что, в свою очередь, связано с возникновением дополнительных доплеровских сдвигов двухфотонных резонансов. Эти сдвиги различны в разных частях ячейки и, следовательно, приводят к дополнительному неоднородному уширению линий ЭИП. Этот механизм неоднородного уширения в настоящее время практически совершенно не изучен.

Недостаточно изучена также роль невырожденности основного состояния рассматриваемой системы. Для лямбда-схемы при параллельных и одинаково направленных лучах двухфотонные сдвиги сильно подавлены. На этом основании ими зачастую пренебрегают, рассматривая только роль однофотонной отстройки и однофотонного доплеровского сдвига. Мы покажем, что двухфотонные сдвиги могут приводить к качественно новым эффектам, в частности к сильной зависимости характера ЭИП от того, рассеивается ли пробное излучение по стоксовскому или антистоксовскому каналу. В подавляющем большинстве работ по исследованию нелинейных резонансов в ячейках с покрытием рассматривается случай, когда радиусы лазерных лучей много меньше размеров ячейки, при этом обычно ограничиваются учетом столкновений только с боковой поверхностью, перпендикулярной волновым векторам полей, причем зачастую без учета доплеровских

сдвигов, вызванных отражением от нее. В этом случае реализуется квазиэрмиевская схема наблюдения. Атом испытывает многократные столкновения со стенками, прежде чем повторно окажется в луче [4, 18, 26, 27]. При большом числе столкновений до возвращения в луч релаксация происходит даже при высоком качестве покрытия. Для широких лучей или небольших ячеек [50] это не так, и важно также учитывать столкновения с торцевыми поверхностями.

В настоящей работе мы учтем и проанализируем все отмеченные выше факторы, при этом мы будем принимать во внимание различные возможные характеры взаимодействия с антирелаксационным покрытием в зависимости от времени адсорбции атомов на нем. Мы рассмотрим как большие времена, когда скорость отлетающего от поверхности атома не зависит от начальной и определяется температурой стенки, так и отражение без адсорбции, при котором столкновение можно считать зеркальным.

## 2. ПРИБЛИЖЕНИЯ И ПОДХОДЫ

Основной целью данной работы является анализ влияния конечных размеров ячейки и характера столкновений с антирелаксационным покрытием на форму резонанса ЭИП. Учитывая эту основную цель, мы сделаем ряд приближений, которые, по нашему мнению, не являются критичными для обнаруженных нами физических особенностей эффекта ЭИП в этом случае.

Мы ограничимся простой модельной системой с лямбда-схемой энергетических уровней (ис. 1). При этом мы будем предполагать типичную ситуацию, когда пробное поле вызывает переходы только с одного из подуровней основного состояния. То же относится и к управляющему полю: оно вызывает переходы с другого подуровня. В случае невырожденного основного состояния для ультрахолодных газов, когда доплеровскими эффектами можно полностью пренебречь, неважно, с каким из подуровней взаимодействует пробное, а с каким управляющее поле. То же, очевидно, относится и к случаю горячих атомов для совпадающих энергий состояний  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$ . Как показывают наши расчеты, для горячих атомов с невырожденным основным состоянием существенно, какое из полей имеет более высокую частоту, т. е. происходит ли рассеяние пробного света по стоксовскому или антистоксовскому каналу. Поэтому мы подробно рассмотрим оба случая.

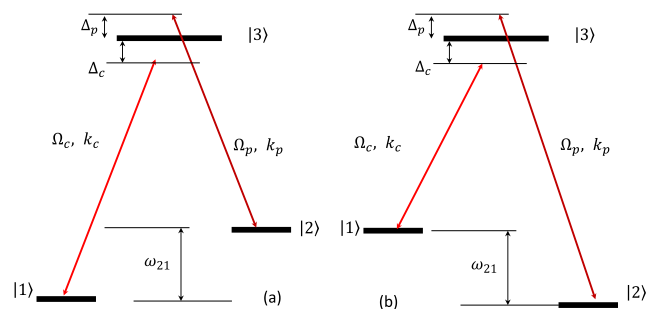


Рис. 1. Две возможные схемы возбуждения ЭИП резонанса, различающиеся соотношением частот пробного и управляющего полей: (а) — частота управляющего поля меньше, чем пробного; (б) — наоборот

Внешние поля — управляющее и пробное, предполагаются слабыми. Их частоты Рabi много меньше скоростей спонтанного распада возбужденных состояний. При этом управляющее поле считается много сильнее пробного. Спектральные ширины каждой компоненты предполагаются меньше естественной ширины атомного перехода. Концентрацию атомов считаем малой настолько, чтобы пренебречь коллективными эффектами, вызванными резонансным диполь-дипольным взаимодействием [51, 52], и использовать приближение оптически тонкой среды.

Резонансы ЭИП мы будем анализировать на основе расчета величины наведенной пробным излучением атомной поляризации, определяемой интегральной по скоростям атомной когерентностью  $\rho_{32}$ . Эта поляризация, в свою очередь, позволяет рассчитать восприимчивость ансамбля [8, 53], а следовательно, определить и его коэффициент поглощения, и показатель преломления. Таким образом, расчет оптических свойств рассматриваемого атомного ансамбля будем проводить на основе решения системы квантовых кинетических уравнений для одноатомной матрицы плотности  $\rho(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t)$ . Соответствующая система уравнений с учетом движения атомов приведена в Приложении. В этой статье мы ограничимся одномерным случаем, когда оба поля распространяются вдоль оси  $z$ , а границы ячейки перпендикулярны этой оси. Наличие границ ячейки и характер столкновений с ними будем учитывать посредством соответствующих граничных условий.

Чтобы не загромождать несущественными техническими деталями исследуемые качественные эффекты, рассмотрим модельные граничные условия. Поскольку для современных покрытий полная релаксация атомной спиновой когерентности происходит после  $10^4$ – $10^6$  столкновений, рассмотрим модель

идеального покрытия, не влияющего вовсе на внутреннее состояние атома.

Что касается характера аккомодации на поверхности, то здесь мы также ограничимся двумя предельными случаями. Во-первых, рассмотрим случай абсолютно упругого (зеркального) отражения, когда нормальная составляющая скорости меняет знак, а тангенциальная сохраняется, т. е. при условии  $\mathbf{v}' = \mathbf{v} - 2\mathbf{n}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{v})$ , где  $\mathbf{v}$  и  $\mathbf{v}'$  — скорости до и после столкновения. При этом для идеальных покрытий имеем

$$\rho_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{v}')_{r \in S} = \rho_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{v})_{r \in S}. \quad (1)$$

Второй случай — полная термализация, когда, независимо от скорости до столкновения, атомы вылетают с поверхности со случайной скоростью, задаваемой распределением Максвелла. При этом граничное условие предполагает равенство потоков, налетающих на поверхность и вылетающих с нее. Для частного случая плоского слоя толщиной  $L$  имеем

$$\begin{aligned} j_{ij}^-|_{z=0} &= j_{ij}^+|_{z=0}, \\ j_{ij}^+|_{z=L} &= j_{ij}^-|_{z=L}, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $j_{ij}^\pm(z) = \int_0^\infty \rho_{ij}^\pm(v, z)(\pm v) dv$ ,  $\rho_{ij}^\pm(v, z) = \rho_{ij}(\pm v, z)$ . Случай, описываемый соотношениями (2), обычно называют диффузным отражением. В дальнейшем мы также будем использовать этот термин.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

#### 3.1. Пространственное распределение атомной поляризации

Ключевым для понимания особенностей эффекта ЭИП в рассматриваемой нами схеме (см. рис. 1) является величина наводимой низкочастотной когерентности  $\rho_{12}$ . Поэтому рассмотрим подробно пространственное распределение именно этой компоненты одноатомной матрицы плотности.

На рис. 2 показано стационарное пространственное распределение  $\rho_{12}(z) = \int \rho_{12}(v, z) dv$  для двух типов отражения атомов от стенки: зеркального (рис. 2a) и диффузного (рис. 2b) в условиях точных однофотонных и двухфотонных резонансов, когда частота каждого из полей совпадает с частотой соответствующего атомного перехода,  $\Delta_c = \Delta_p = 0$ . Двум кривым на каждом рисунке соответствуют два возможных варианта реализации эффекта ЭИП: сплошные линии — случаю, когда управляющее поле приложено на более коротковолновом переходе  $k_c > k_p$ , т. е. имеет более высокую частоту, чем

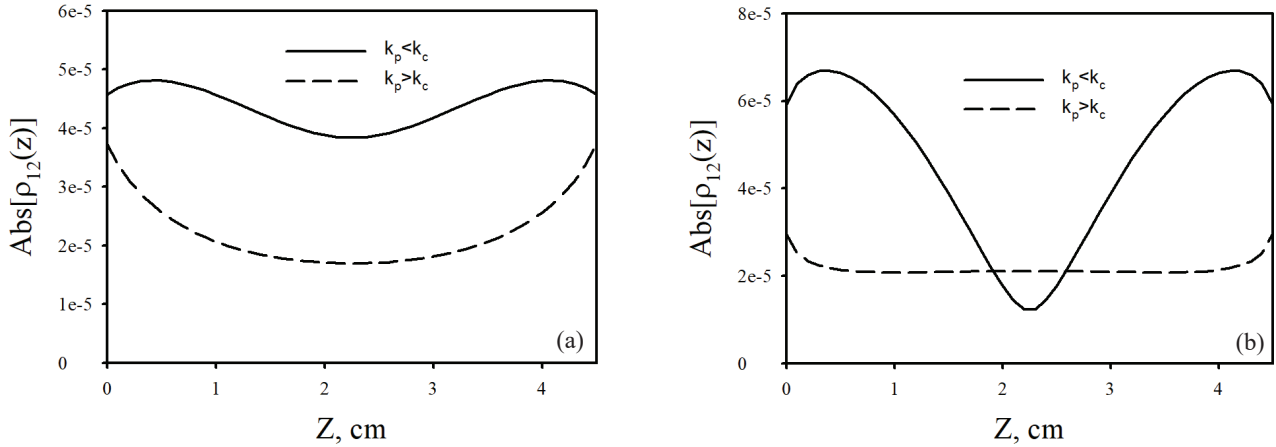
пробное, а штриховые — наоборот. Расчеты проведены для следующих параметров. Половина частоты Раби управляющего поля равна  $V_c = 10^5 \text{ с}^{-1}$ , пробного —  $V_p = 10^3 \text{ с}^{-1}$ . Скорость спонтанного распада возбужденного состояния  $\gamma_3 = 6 \text{ МГц}$ , при этом атом с равной вероятностью распадается на оба нижних подуровня. Скорость поперечной релаксации низкочастотной когерентности равна  $\gamma_{21} = 10 \text{ Гц}$ . Длина волны низкочастотного перехода равна  $\lambda = 4.5 \text{ см}$ . Длина ячейки  $L = \lambda$ . Температура ячейки  $T = 50 \text{ }^\circ\text{C}$ .

Рисунок 2 демонстрирует несколько важных физических результатов. Хорошо видно, что наличие границ делает рассматриваемое пространственное распределение существенно неоднородным, причем характер неоднородности зависит от характера отражения. Помимо типа отражения, на вид пространственного распределения существенно влияет соотношение частот переходов, вызываемых пробным и управляющим полями. Большее в среднем значение когерентности  $\rho_{12}$ , а следовательно, и более сильный эффект ЭИП наблюдается в случае  $k_c > k_p$ . Это составляет важную особенность эффекта ЭИП в случае горячих атомных ансамблей. В модели неподвижных рассеивателей такая зависимость отсутствует.

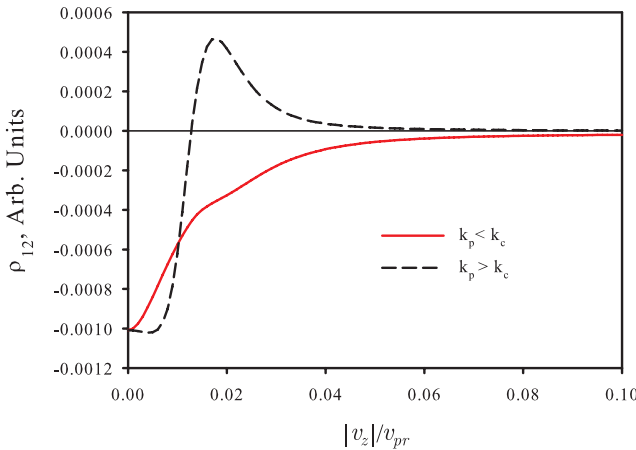
Для объяснения данной асимметрии проанализируем вклад атомов, двигающихся с разными скоростями, в когерентность в данной области ячейки. Для простоты рассмотрим случай, когда  $\Delta_c = \Delta_p = 0$ . На рис. 3 такой вклад показан для ячейки длиной  $L = 10 \text{ см}$ . Расчет проведен для области посередине ячейки,  $z = 5 \text{ см}$ . Отражение от стенки предполагается диффузным.

Хорошо видно, что при  $k_c < k_p$  величина  $\rho_{12}$  меняет знак. Это означает, что вклады разных атомов компенсируют друг друга и ослабляют эффект ЭИП в этом случае. При  $k_c > k_p$  этого не происходит.

Фазы когерентности зависят от отстройки пробного поля относительно двухфотонного резонанса. Эта отстройка для разных атомов разная. При фиксированных  $\Delta_c$  и  $\Delta_p$  фаза определяется величиной скорости. При заданной скорости атома имеют место однофотонные доплеровские сдвиги. Есть также сдвиг, который можно назвать световым. Он обусловлен зависимостью положения квазиуровней атома, «одетого» взаимодействием с сильным управляющим полем, от интенсивности и отстройки этого поля, т. е. от скорости атома. В случае  $k_c < k_p$  некоторые атомные диполи колеблются в противофазе, что и обуславливает описанное выше ослабление эффекта ЭИП.



**Рис. 2.** Пространственные распределения низкочастотной когерентности (в произвольных единицах) для двух типов отражения атомов от стенки: зеркального (а) и диффузного (b). Двум кривым на каждом рисунке соответствуют два возможных соотношения частот управляющего и пробного полей. Расчеты проведены для случая  $\Delta_c = \Delta_p = 0$ ,  $V_c = 10^5 \text{ с}^{-1}$ ,  $V_p = 10^3 \text{ с}^{-1}$ ,  $\gamma_3 = 6 \text{ МГц}$ ,  $\gamma_{21} = 10 \text{ Гц}$ ,  $L = \lambda = 4.5 \text{ см}$ ,  $T = 50 \text{ }^\circ\text{C}$



**Рис. 3.** Парциальные вклады атомов,двигающихся с различными по модулю скоростями, в низкочастотную когерентность для ячейки длиной  $L = 10 \text{ см}$ . Расчет проведен для случая диффузного отражения для области посередине ячейки,  $z = 5 \text{ см}$ . Остальные параметры как на рис. 2 ( $v_{pr}$  — наиболее вероятная скорость)

Заметим, что подобный эффект зависимости характера эффекта ЭИП от знака разности  $q = k_c - k_p$  имеет место и без учета влияния границ ячейки. Для безграничной среды в условиях сильного управляющего поля, когда заселенностью уровня  $|1\rangle$  можно пренебречь, система (А.1) (см. Приложение) допускает приближенное аналитическое решение, которое имеет наиболее простой вид для  $\Delta_c = \Delta_p = 0$ . В этом случае для  $\gamma_{21} = 0$  когерентность  $\rho_{12}$  веще-

ственна и мы имеем

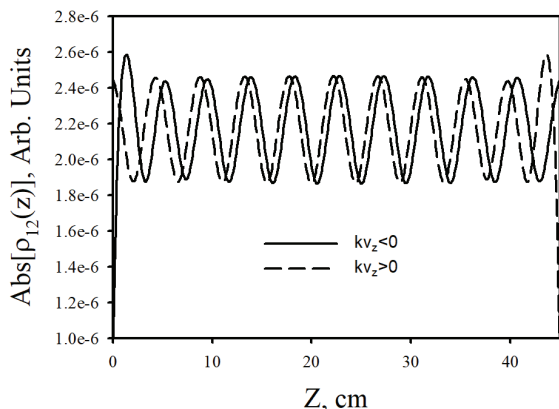
$$\rho_{12} = -\frac{8V_c V_p (qkv^2 + V_c^2)}{qv^2 \gamma_3 + (qkv^2 + V_c^2)^2}. \quad (3)$$

Здесь  $k = k_c \simeq k_p$ . Эта формула достаточно хорошо описывает зависимости, показанные на рис. 3. В частности, при отрицательных  $q$  изменение знака  $\rho_{12}$  происходит при  $v = \sqrt{V_c^2 / qk}$ .

Величина области, в которой наблюдается существенная пространственная неоднородность низкочастотной когерентности, обусловленная наличием границ ячейки, зависит от скорости ее релаксации. В силу относительно медленной релаксации пространственная зависимость  $\rho_{12}(z)$  наблюдается для ячеек больших размеров не только в приграничных областях, но и по всему объему. Это хорошо демонстрирует рис. 4, на котором показан парциальный вклад атомов,двигающихся в противоположных направлениях, для ячейки, размеры которой в десять раз больше длины волны низкочастотного перехода. Характерный пространственный период наблюдающихся осцилляций в рассматриваемом случае определяется длиной волны низкочастотного перехода и практически не зависит от размеров ячейки.

Заметим, что кривые, показанные на рис. 2 и 4, обладают определенной пространственной симметрией. Это связано с тем, что они получены для случая  $\Delta_c = \Delta_p = 0$ . При наличии двухфотонной отстройки эта симметрия нарушается. Пространственная зависимость атомных когерентностей становится более сложной.

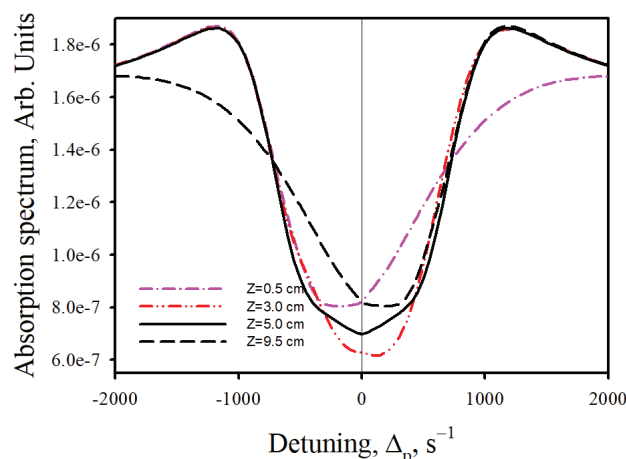




**Рис. 4.** Парциальные вклады атомов, двигающихся в противоположных направлениях, в когерентность для случая диффузного отражения и  $k_c > k_p$ .  $L = 10\lambda$ , остальные параметры те же, что и на рис. 2

Наличие существенной пространственной неоднородности когерентности  $\rho_{12}$  приводит к появлению отличных от нуля средних потоков как этой когерентности, так и других элементов матрицы плотности. Это может приводить к важной модификации спектральных характеристик рассматриваемого атомного ансамбля [54, 55], в частности, к сдвигам резонансов ЭИП, которые оказываются разными в разных областях ячейки. На рис. 5 показаны коэффициенты поглощения пробного излучения в разных областях ячейки длиной  $L = 10$  см при диффузном характере отражения от стенок. Этот коэффициент рассчитан на основе мнимой части оптической когерентности на переходе, возбуждаемом пробным излучением, т. е.  $\rho_{32}$ .

Заметим, что при изменении частоты пробного поля меняется как пространственное распределение, так и соотношение вкладов атомов, двигающихся в противоположных направлениях. Все это приводит к сложной спектральной форме контура ЭИП в разных областях ансамбля (см. рис. 5). Различие сдвигов в разных областях вызывает дополнительное неоднородное уширение наблюдаемого контура ЭИП для всей ячейки в целом, а также искажение его формы, которое будет обсуждено в следующем разделе. Заметим также, что аналогичные спектральные эффекты, связанные с пространственной неоднородностью атомного возбуждения в оптически толстых ячейках, были предсказаны в работе [55].



**Рис. 5.** (В цвете онлайн) Коэффициенты поглощения пробного излучения в разных областях ячейки длиной  $L = 10$  см, остальные параметры те же, что и на рис. 3

### 3.2. Спектры ЭИП при различных типах отражения

При анализе спектров прозрачности будем считать, что управляющее поле настроено в резонанс с переходом в неподвижном атоме,  $\Delta_c = 0$ , и, как и ранее, будем рассматривать два случая:  $k_c > k_p$  и  $k_c < k_p$ . Для удобства сравнения спектров ЭИП для ячеек разной длины будем нормировать коэффициенты поглощения так, чтобы для разных размеров вдали от двухфотонного резонанса коэффициенты поглощения были бы одинаковы. Это позволит лучше выявить особенности частотной зависимости эффекта.

На рис. 6 показаны спектры поглощения в условиях ЭИП для ячеек различной длины при диффузном характере отражения атомов от покрытия. При малых размерах, существенно меньших длины волны, наблюдается типичная для эффекта Дике двойная структура с узким центральным пиком и более широкой подложкой. При увеличении размеров характер резонансов в случаях  $k_c > k_p$  и  $k_c < k_p$  меняется существенно различным образом. При  $k_c > k_p$  амплитуды резонансов увеличиваются, выходя на некоторое фиксированное значение. При  $k_c < k_p$  с увеличением размера резонанс ЭИП ослабевает. При больших  $L$  резонанс практически отсутствует.

Качественно аналогичное поведение наблюдается и при зеркальном отражении атомов от поверхности. Количественное сравнение формы резонансов для разных покрытий показано на рис. 7 для

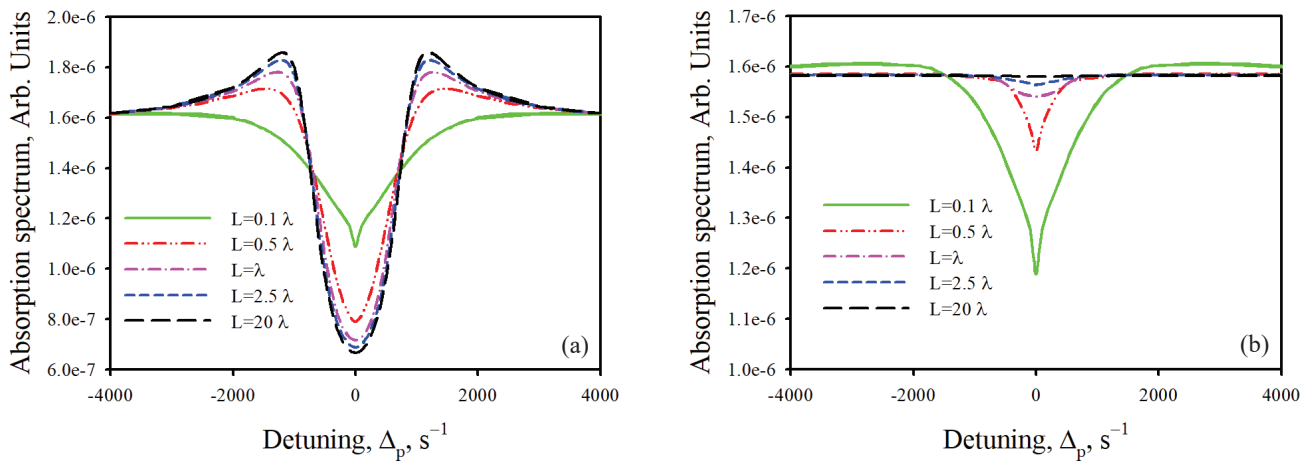


Рис. 6. (В цвете онлайн) Спектры поглощения при диффузном рассеянии для разного соотношения частот и волновых чисел пробного и управляющего полей:  $k_c > k_p$  (a) и  $k_c < k_p$  (b). Коэффициенты поглощения нормированы с учетом разной длины ячейки. Остальные параметры — как на рис. 2

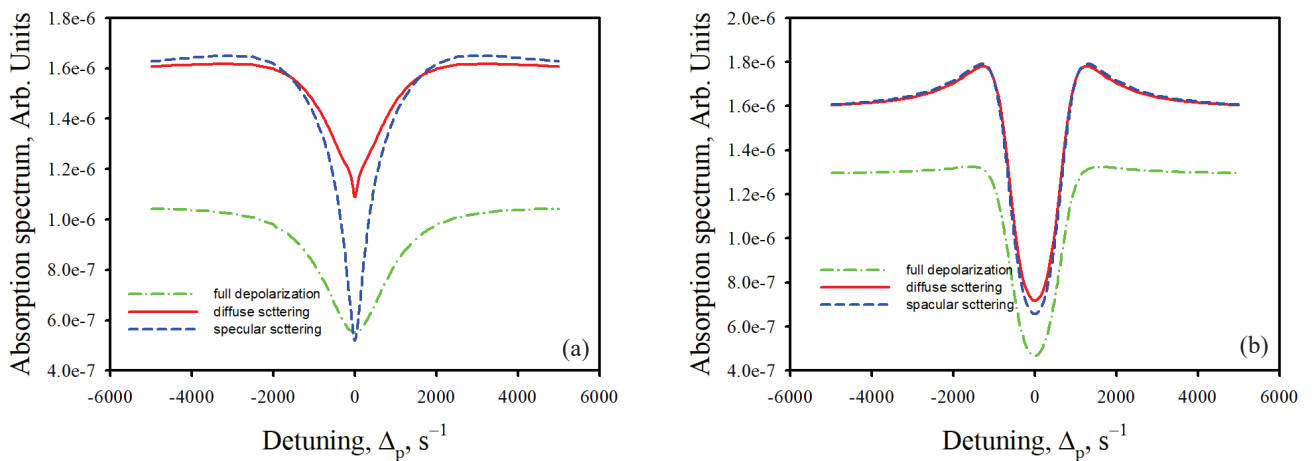


Рис. 7. (В цвете онлайн) Сравнение спектров поглощения для разных типов отражения от поверхности ячейки для  $L = 0.1\lambda$  (a) и  $L = \lambda$  (b). Остальные параметры — как на рис. 2

$L = 0.1\lambda$  и  $L = \lambda$ . Для сравнения на этих рисунках приведены резонансы поглощения для ячеек без покрытия. В последнем случае форма спектра не зависит от характера адсорбции атомов на поверхности — спектры одинаковы для зеркального и диффузного отражения.

Наиболее сильное влияние характера отражения наблюдается при малых размерах ячейки. Для  $L = 0.1\lambda$  при диффузном отражении контраст резонанса приблизительно в два раза меньше, чем при зеркальном. При малых размерах равновесное внутреннее состояние устанавливается только для

медленно движущихся атомов, для которых время пролета между последовательными столкновениями со стенками велико. При диффузном отражении скорость таких атомов с большой вероятностью увеличится и новое равновесное состояние не успеет сформироваться. При зеркальном отражении всегда есть группа атомов, которые переходят в некоторое равновесное когерентное состояние в результате серии последовательных отражений от стенок ячейки.

Для больших размеров среднее время пролета увеличивается и различие в характере адсорб-

ции проявляется существенно слабее. На рис. 7b видно, что различие контрастов для диффузного и зеркального отражения составляет несколько процентов.

При отсутствии покрытия происходит существенное перемешивание атомов между двумя подуровнями основного состояния, поэтому населенность состояния  $|2\rangle$  после столкновения уменьшается в два раза, если до него атом находился на этом подуровне. Это объясняет меньший коэффициент поглощения в этом случае. Заметим также, что при столкновении атомов с непокрытыми поверхностями газовых ячеек может иметь место целый ряд интересных эффектов. Например, границу раздела «стекло–пары атомов» можно рассматривать как своеобразный оптический демпфер, снижающий квантовые (фотонные) флуктуации при отражении света [56–59].

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой работе мы проанализировали ряд качественных особенностей явления ЭИП, имеющих место в ячейках с антирелаксационным покрытием стенок. Этот анализ проведен нами для модельной трехуровневой системы при использовании ряда приближений. Однако основные обнаруженные эффекты, такие как существенная пространственная неоднородность атомной поляризации, наличие потоков когерентностей и связанных с ними локальных сдвигов, приводящих к дополнительному неоднородному уширению резонансов, а также существенная зависимость эффекта ЭИП от того, рассеивается ли пробное излучение по стоксовскому или антистоксовскому каналу, обусловлены влиянием тех факторов, которые имеют место для реальных атомарных газов в ячейках. Это — движение атомов и изменение направления этого движения, вызванное столкновениями со стенками, а также невырожденность основного состояния. По этой причине мы считаем, что предсказываемые в данной работе эффекты необходимо учитывать во всех потенциальных приложениях эффекта ЭИП, в которых используются газовые ячейки с антирелаксационным покрытием стенок.

**Финансирование.** Проведение исследований было поддержано грантом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС». Анализ влияния характера аккомодации атомов на поверхности покрытия на спектры ЭИП осуществлен в рамках выполнения Государственного задания на проведение фундаментальных исследований (код

темы FSEG-2020-0024). Результаты работы были получены с использованием вычислительных ресурсов суперкомпьютерного центра Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого (<http://www.spbstu.ru>).

#### ПРИЛОЖЕНИЕ

Пренебрегая столкновениями атомов между собой, систему уравнений для медленных амплитуд матрицы плотности в представлении Вигнера  $\rho(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t)$  в приближении вращающейся волны можно записать в виде

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{11} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho_{11} &= i(V_c^* \rho_{31} - V_c \rho_{13}) + \gamma_{31} \rho_{33}, \\ \dot{\rho}_{22} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho_{22} &= i(V_p^* \rho_{32} - V_p \rho_{23}) + \gamma_{32} \rho_{33}, \\ \dot{\rho}_{12} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho_{12} &= i(V_c^* \rho_{32} - V_p \rho_{13}) + \\ &\quad + [i(\Delta_p - \Delta_c + \mathbf{q} \cdot \mathbf{v}) - \gamma_{12}] \rho_{12}, \\ \dot{\rho}_{13} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho_{13} &= \\ &= -i(V_c^* \rho_{11} + V_p^* \rho_{12} - V_c^* \rho_{33}) - \\ &\quad - [i(\Delta_c - \mathbf{k}_c \cdot \mathbf{v}) + \gamma_3/2] \rho_{13}, \\ \dot{\rho}_{23} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho_{23} &= -i(V_c^* \rho_{21} + V_p^* \rho_{22} - V_p^* \rho_{33}) - \\ &\quad - [i(\Delta_p - \mathbf{k}_p \cdot \mathbf{v}) + \gamma_3/2] \rho_{23}, \\ \rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} &= 1, \quad \rho_{ij} = \rho_{ji}^*. \end{aligned} \tag{A.1}$$

Здесь предполагаем, что управляющее поле вызывает переходы только с подуровня  $|1\rangle$ , а пробное — только с  $|2\rangle$ , а также используем следующие обозначения:  $V_c = \mathbf{d}_{31} \cdot \mathbf{E}_c / 2\hbar$ ,  $V_p = \mathbf{d}_{32} \cdot \mathbf{E}_p / 2\hbar$ ,  $\mathbf{d}_{eg}$  — дипольные моменты переходов,  $\mathbf{E}_c$  и  $\mathbf{E}_p$  — медленные амплитуды соответственно управляющего и пробного полей,  $\gamma_3 = \gamma_{31} + \gamma_{32}$ ,  $\mathbf{q} = \mathbf{k}_c - \mathbf{k}_p$ ,  $\Delta_c = \omega_c - \omega_{31}$ ,  $\Delta_p = \omega_p - \omega_{32}$ . Для краткости у матрицы плотности опущены аргументы. В системе (A.1) мы также пренебрегли вероятностями спонтанных переходов между близкорасположенными уровнями  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. J. P. Marangos, J. Mod. Opt. **45**, 471 (1998).
2. M. D. Lukin, Rev. Mod. Phys. **75**, 457 (2003).
3. M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos, Rev. Mod. Phys. **77**, 633 (2005).
4. I. Novikova, R. L. Walsworth, and Y. Xiao, Laser Photonics Rev. **6**, 333 (2012).
5. M. M. Kash, V. A. Sautenkov, A. S. Zibrov, L. Hollberg, G. R. Welch, M. D. Lukin, Y. Rostovtsev,



- E. S. Fry, and M. O. Scully, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 5229 (1999).
6. D. Budker, D. F. Kimball, S. M. Rochester, and V. V. Yashchuk, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1767 (1999).
  7. А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, *Письма в ЖЭТФ* **72**, 173 (2000).
  8. A. Javan, O. Kocharovskaya, H. Lee and M. O. Scully, *Phys. Rev. A* **66**, 013805 (2002).
  9. L. Ma and G. Raithel, *J. Phys. Comm.* **4**, 095020 (2020).
  10. D. Budker, V. Yashchuk, and M. Zolotarev, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5788 (1998).
  11. D. Budker, L. Hollberg, D. J. Kimball, J. Kitching, S. Pustelny, and V. V. Yashchuk, *Phys. Rev. A* **71**, 012903-1-9 (2005).
  12. M. T. Graf, D. F. Kimball, S. M. Rochester, K. Kerner, C. Wong, D. Budker, E. B. Alexandrov, M. V. Balabas, and V. V. Yashchuk, *Phys. Rev. A* **72**, 023401 (2005).
  13. D. Budker and M. Romalis, *Nature Phys.* **3**, 227 (2007).
  14. Е. Б. Александров, А. К. Вершовский, *УФН* **179**, 605 (2009).
  15. M. V. Balabas, T. Karaulanov, M. P. Ledbetter, and D. Budker, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 070801 (2010).
  16. M. V. Balabas, K. Jensen, W. Wasilewski, H. Krauter, L. S. Madsen, J. H. Muller, T. Fernholz, and E. S. Polzik, *Opt. Express* **18**, 5825 (2010).
  17. E. Breschi, G. Kazakov, C. Schori, G. Di Domenico, G. Mileti, A. Litvinov, and B. Matisov, *Phys. Rev. A* **82**, 063810 (2010).
  18. K. Nasyrov, S. Gozzini, A. Lucchesini, C. Marinelli, S. Gateva, S. Cartaleva, and L. Marmugi, *Phys. Rev. A* **92**, 043803 (2015).
  19. M. A. Hafiz, V. Maurice, R. Chutanil, N. Passilly, C. Gorecki, S. Guerande, E. de Clercq, and R. Boudot, *J. Appl. Phys.* **117**, 184901 (2015).
  20. H. Chi, W. Quan, J. Zhang, L. Zhao, and J. Fang, *Appl. Surf. Sci.* **501**, 143897 (2020).
  21. S. J. Seltzera and M. V. Romalis, *J. Appl. Phys.* **106**, 114905 (2009).
  22. K. A. Barantsev, S. V. Bozhokin, A. S. Kuraptsev, A. N. Litvinov, and I. M. Sokolov, *JOSA B* **38**, 1613 (2021).
  23. A. Krasteva, R. K. Nasyrov, N. Petrov, S. Gateva, S. Cartaleva, and K. A. Nasyrov, *Optoelectron. Instrum. Proc.* **54**, 307 (2018).
  24. W. Li, M. Balabas, X. Peng, S. Pustelny, A. Wickensbrock, H. Guo, and D. Budker, *J. Appl. Phys.* **121**, 063104 (2017).
  25. G. Kazakov, B. Matisov, A. Litvinov, and I. Mazets, *J. Phys. B* **40**, 3851 (2007).
  26. G. A. Kazakov, A. N. Litvinov, B. G. Matisov, V. I. Romanenko, L. P. Yatsenko, and A. V. Romanenko, *J. Phys. B* **44**, 235401 (2011).
  27. M. Klein, M. Hohensee, D. F. Phillips, and R. L. Walsworth, *Phys. Rev. A* **83**, 013826 (2011).
  28. A. Litvinov, G. Kazakov, B. Matisov, and I. Mazets, *J. Phys. B* **41**, 125401 (2008).
  29. S. Knappe and H. G. Robinson, *New J. Phys.* **12**(6), 1 (2010).
  30. E. N. Pestov, A. N. Besedina, D. E. Pestov and V. V. Semenov, *Appl. Magn. Res.* **51**, 195 (2020).
  31. S. J. Seltzer and M. V. Romalis, *J. Appl. Phys.* **106**, 114905 (2009).
  32. S. N. Atutov, A. I. Plekhanov, V. A. Sorokin, S. N. Bagayev, M. N. Skvortsov, and A. V. Taichenachev, *Eur. Phys. J. D* **72**, 155 (2018).
  33. S. N. Atutov, V. A. Sorokin, S. N. Bagayev, M. N. Skvortsov, and A. V. Taichenachev, *Eur. Phys. J. D* **73**, 11 (2019).
  34. M. Bhattarai, V. Bharti, V. Natarajan, A. Sargsyan, and D. Sarkisyan, *Phys. Lett. A* **383**, 91 (2019).
  35. S. Kobtsev, D. Radnatarov, S. Khripunov, I. Popkov, V. Andryushkov, and T. Steshchenko, *JOSA B* **36**, 2700 (2019).
  36. A. Krasteva, E. Mariotti, Y. Dancheva, C. Marinelli, L. Marmugi, L. Stiacchini, S. Gozzini, S. Gateva, and S. Cartaleva, *J. Contemp. Phys.* **55**, 383 (2020).
  37. H. Chi, W. Quan, J. Zhang, L. Zhao, and J. Fang, *Appl. Surf. Sci.* **501**, 143897 (2020).
  38. M. Bhattarai, V. Bharti, and V. Natarajan, *Sci. Rep.* **8**, 7525 (2018).
  39. S. Kobtsev, D. Radnatarov, S. Khripunov, I. Popkov, V. Andryushkov, and T. Steshchenko, *Proc. SPIE* **10548**, 1054820 (2018).
  40. Y. Ji, J. Shang, Q. Gan, and L. Wu, in *Proc. of Electronic Components and Technology Conference*, Art. No. 7999974 (2017) p. 2116.

41. N. Sekiguchi and A. Hatakeyama, *Appl. Phys. B* **122**, 81 (2016).
42. O. Yu. Tretiak, J. W. Blanchard, D. Budker, P. K. Olshin, S. N. Smirnov, and M. V. Balabas, *J. Chem. Phys.* **144**, 094707 (2016).
43. M. Pellaton, C. Affolderbach, G. Miletì, R. Straessle, Y. Pétremand, D. Briand, and N. F. De Rooij, in *European Frequency and Time Forum 2014*, Art. No. 7331561 (2015) p. 554.
44. G. Zhang, L. Wei, M. Wang, and K. Zhao, *J. Appl. Phys.* **117**, 043106 (2015).
45. R. Straessle, M. Pellaton, C. Affolderbach, Y. Pétremand, D. Briand, G. Miletì, and N. F. De Rooij, *Appl. Phys. Lett.* **105**, 043502 (2014).
46. Z. Chowdhuri, M. Fertl, M. Horras, K. Kirch, J. Krempel, B. Lauss, A. Mtchedlishvili, D. Rebreyend, S. Roccia, P. Schmidt-Wellenburg, and G. Zsigmond, *Appl. Phys. B* **115**, 257 (2014).
47. R. Straessle, M. Pellaton, C. Affolderbach, Y. Pétremand, D. Briand, G. Miletì, and N. F. De Rooij, *J. Appl. Phys.* **113**, 064501 (2013).
48. T. Bandi, C. Affolderbach, and G. Miletì, *J. Appl. Phys.* **111**, 124906 (2012).
49. M. Hasegawa, P. Dziuban, L. Nieradko, A. Douahi, C. Gorecki, and V. Giordano, in *IEEE/LEOS Int. Conf. on Optical MEMS and Nanophotonics*, OPT MEMS, Art. No. 4607879 (2008) p. 162.
50. S. N. Nikolić, A. J. Krmpot, N. M. Lučić, B. V. Zlatković, M. Radonjić, and B. M. Jelenković, *Phys. Scr.* **T157** (2013) 014019.
51. И. М. Соколов, Д. В. Куприянов, М. Д. Хэви, *ЖЭТФ* **139**, 288 (2011)
52. Н. А. Васильев, А. С. Трошин, *ЖЭТФ* **125**, 1276 (2004).
53. A. S. Kuraptsev and I. M. Sokolov, *Phys. Rev. A* **91**, 053822 (2015).
54. V. V. Batygin and I. M. Sokolov, *Phys. Lett. A* **108**, 29 (1985).
55. V. I. Yudin, A. V. Taichenachev, M. Yu. Basalaeв, O. N. Prudnikov, and S. N. Bagaev, *JOSA B* **39**, 1979 (2022).
56. Ya. A. Fofanov, *Proc. SPIE* **7993**, 79930O-6 (2010).
57. Ya. A. Fofanov, in *Advances in Optoelectronics Research*, ed. by M. R. Oswald, Nova Sci. Publ., USA (2014) p. 75.
58. Ya. Fofanov, *Eur. Phys. J. WEB of Conf.* **220**, 01004 (2019).
59. А. В. Белинский, М. Х. Шульман, *УФН* **184**, 1135 (2014).