

Рассеяние света в условиях нестационарной электромагнитно-индуцированной прозрачности

Н.В.Ларионов, И.М.Соколов

Теоретически исследовано распространение импульсов пробного оптического излучения в ультрахолодных атомных ансамблях в условиях электромагнитно-индуцированной прозрачности. Рассмотрен процесс «остановки» импульса, имеющий место при неадиабатическом выключении и последующем включении управляющего поля. Проанализировано формирование инвертированного восстановленного импульса пробного излучения, т. е. импульса, направление распространения которого противоположно направлению движения до остановки. На основе этого анализа предложена схема лидарного зондирования атомных или молекулярных облаков, в которой пробный импульс проникает в облако на заданную глубину, а информация о состоянии последнего извлекается из характеристик инвертированного импульса. Конкретные расчеты проведены для ансамбля атомов ⁸⁷Rb.

Ключевые слова: электромагнитно-индуцированная прозрачность, рассеяние света, перенос излучения, «остановка света», лидарное зондирование, атомные ловушки.

1. Введение

Создание систем с заданными оптическими свойствами и поиск путей быстрого управления этими свойствами являются одной из наиболее важных задач современной квантовой оптики и квантовой электроники. В последнее время большой интерес вызывает возможность изменения оптических свойств вещества при воздействии на него вспомогательным, так называемым управляющим когерентным излучением. Такое воздействие приводит к созданию лазерно-индуцированной когерентности в атомных и молекулярных системах или твердых телах и, как следствие, к существенной модификации их оптических характеристик. Эта модификация может быть экспериментально обнаружена по свойствам слабого пробного зондирующего излучения. Наведенная атомная когерентность лежит в основе как достаточно хорошо изученных оптических явлений – когерентного пленения населенностей и электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП), так и ряда сравнительно новых явлений, называемых в литературе «замедление света» и «остановка света» (см. обзоры [1–3] и приведенные в них ссылки).

Наряду с анализом физических закономерностей индуцированных явлений широко обсуждается их возможное практическое применение в задачах квантовой магнитометрии и стандартизации частоты, лазерной генерации, совершенствования устройств телекоммуникации и оптических вычислений, создания новых методов хранения информации, в том числе квантовой. В настоящей работе мы предлагаем и теоретически анализируем еще одно возможное применение эффектов ЭИП – для оптического зондирования атомных ансамблей.

В настоящее время оптические методы диагностики атомных и молекулярных систем используются доста-

точно широко. Информация о состоянии исследуемой среды извлекается из анализа интенсивности, поляризации или спектрального состава прошедшего либо рассеянного пробного излучения. Однако все подобные методы имеют существенный недостаток, заключающийся в том, что свойства детектируемого в экспериментах излучения определяются его эволюцией на всем пути распространения в исследуемой среде. Таким образом, эти методы дают интегральную информацию, что затрудняет ее интерпретацию и определение локальных свойств исследуемых систем, особенно в случае большой оптической толщины и существенной пространственной неоднородности.

Предлагаемый нами метод основан на анализе ослабления пробного импульса, которое связано с некогерентным рассеянием и имеет место даже в условиях ЭИП [4–7]. Характер ослабления зависит не только от параметров пробного импульса, например его спектральной ширины, но и от параметров и свойств среды, таких как концентрация атомов, скорости их движения, наличие примесей, для которых не выполняются условия ЭИП, характер межатомного взаимодействия и т.п. Метод предполагает также использование эффекта остановки света. Как известно, выключение управляющего поля позволяет «остановить» пробный импульс на произвольной глубине в среде. При этом пробный импульс исчезает, а информация о его свойствах сохраняется в виде низкочастотной атомной когерентности. Для считывания этой информации, т.е. восстановления импульса, необходимо снова включить управляющее поле. При этом важно, что характеристики восстановленного импульса существенно зависят от свойств управляющего поля при считывании. В частности, можно восстановить инвертированный во времени импульс, который распространяется в направлении, противоположном начальному. Это происходит в том случае, если направление волнового вектора управляющего поля при считывании противоположно его направлению при записи [8–10]. Таким образом, остановка импульса пробного излучения с последующим изменением направления его распространения на противоположное позволяет осуществить лидарное зон-

Н.В.Ларионов, И.М.Соколов. Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Россия, 195251 С.-Петербург, ул. Политехническая, 29; e-mail: laronov-x@rambler.ru, IMS@quark.stu.neva.ru

дирование исследуемой системы на заданную глубину. При этом, как и в традиционных методах детектирования, отличие регистрируемого импульса от исходного определяется его ослаблением на всем пути распространения. Однако, во-первых, этот путь проходит только через часть атомного или молекулярного ансамбля, а во-вторых, сравнение двух импульсов, остановленных в разных, но близких областях, дает возможность сделать определенные заключения о локальных свойствах этого ансамбля.

В настоящей работе мы рассмотрим остановку света и формирование инвертированных импульсов в атомных облаках, охлажденных в ловушках. С одной стороны, подобный выбор обусловлен их возможными практическими применениями, а с другой – недостатком надежной детальной информации об их форме, пространственном распределении плотности, скорости атомов.

В разд.2 на основе диаграммной техники Келдыша рассмотрена общая теория переноса излучения в условиях нестационарной ЭИП. Для случая мгновенного включения и выключения управляющего поля получены аналитические выражения для тензора диэлектрической восприимчивости неоднородного ансамбля с учетом реальной зеемановской и сверхтонкой структуры атомных уровней. Анализ преобразования гауссова пробного импульса в процессах распространения, записи и считывания проводится в разд.3 на основе численного решения уравнения переноса излучения. Там же исследованы переходные процессы, обусловленные неадиабатическим выключением управляющего поля, и сформулированы основные результаты, полученные в работе.

2. Применение диаграммной техники для описания переноса излучения в условиях нестационарной ЭИП

В качестве конкретной системы, для которой проведен анализ эффективности предлагаемого метода, выберем ансамбль атомов ^{87}Rb , охлажденных в магнитооптической ловушке. Схема рассматриваемого эксперимента по наблюдению инвертированного импульса пробного излучения и структура рабочих переходов атомов показаны на рис.1.

Управляющее поле, волновой вектор k_c которого направлен в положительном направлении оси z , выключается, когда распространяющийся в этом же направлении импульс пробного излучения полностью или частично вошел в атомную среду. По истечении некоторого времени управляющее поле вновь включается, но его волновой вектор k'_c при этом ориентирован в противоположном направлении. Восстановленный импульс пробного излучения регистрируется фотодетектором ФД после отражения от полупрозрачного зеркала ПЗ. Спектральный фильтр (анализатор) СФ используется для фильтрации пробного излучения.

Рабочие переходы для управляющего и пробного полей выбраны в предположении, что в процессе охлаждения в ловушке удерживаются только атомы на сверхтонком подуровне $F = 1$ основного состояния. Пробное поле считается квазирезонансным переходу $F = 1 \rightarrow F' = 1$ линии D_1 , а управляющее – переходу $F = 2 \rightarrow F' = 1$. Распределение атомов по зеемановским подуровням состояния $F = 1$ полагается равномерным в силу практически изотропного воздействия на них излучения при лазерном

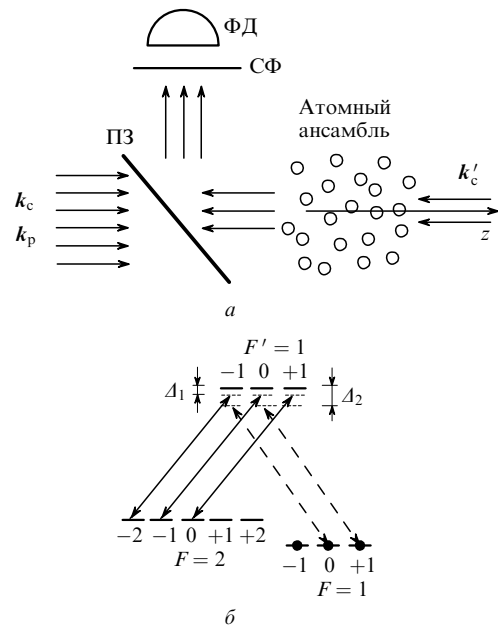


Рис.1. Схема рассматриваемого эксперимента (а) и схема используемых рабочих переходов (б): ФД – фотодетектор; СФ – спектральный фильтр; ПЗ – полупрозрачное зеркало; k_p – волновой вектор пробного поля; k_c и k'_c – волновые векторы управляющего поля на разных этапах эксперимента.

охлаждении. Сверхтонкое расщепление в возбужденном состоянии составляет 816.7 МГц, что более чем в сто раз превышает ширины возбужденных уровней. Поэтому подуровень $F' = 2$ возбужденного состояния в расчете не учитывается. Ограничимся также только случаем коллинеарной геометрии, когда волновые векторы пробного и управляющего полей при возбуждении когерентного состояния (записи поляритона) направлены вдоль одной оси, которую мы и выбираем за ось квантования. Поляризации управляющего и пробного полей для определенности считаем циркулярными, причем управляющее поле – правополяризованным, а пробное поле может быть как право-, так и левополяризованным (рис.1 соответствует последнему случаю).

Атомные облака в магнитооптических ловушках имеют характерные температуры 50–100 мкК. При этом доплеровские сдвиги существенно меньше ширин уровней возбужденных состояний. При типичных интенсивностях управляющего поля, используемых в экспериментах по остановке света, они также существенно меньше спектральных ширин полос индуцированной прозрачности, связанных с эффектом ЭИП. По этой причине мы будем считать атомы неподвижными. Заметим, что сделанные выше предположения о коллинеарности полей и неподвижности атомов не являются обязательными. Коллинеарность важна в опытах по остановке света, поскольку позволяет существенно увеличить время этой «остановки», уменьшив скорость разрушения низкочастотной когерентности, обусловленного движением атомов [11]. В случае использования эффекта ЭИП для задач зондирования время, в течение которого управляющее поле выключено, может быть сделано сколь угодно малым, а движение атомов может быть учтено в общей схеме расчета.

Для описания распространения света в атомном облаке в условиях нестационарной ЭИП мы воспользуемся формализмом функций Грина. Применение этого фор-

мализма для описания переноса излучения в атомных облаках, охлажденных в магнитооптической ловушке, подробно описано в недавнем обзоре [12]. Пример, когда эволюция атомной подсистемы определяется, кроме прочего, и управляющим полем, был рассмотрен в работе [7]. Развитый в [7, 12] подход можно обобщить и на рассматриваемый нами случай, причем такое обобщение можно провести несколькими способами. Здесь мы воспользуемся методом диаграммной техники Константинова – Переля – Келдыша [13 – 16] для неравновесных систем, который ранее уже успешно применялся для решения задач рассеяния света ультрахолодными облаками [17].

В обсуждаемом в данной статье методе зондирования источником информации о состоянии среды являются характеристики когерентно рассеянного средой импульса. При выбранной нами коллинеарной геометрии и неизменной поляризации управляющего поля тензор диэлектрической восприимчивости атомного ансамбля диагонален, поэтому поляризация пробного импульса не будет меняться в процессе эволюции и он будет оставаться циркулярно поляризованным. Таким образом, основной характеристикой является интенсивность. Для когерентной компоненты эта интенсивность определяется средним значением частотной компоненты оператора напряженности поля $\langle E_{\mu}^{+}(r, t) \rangle$. В низшем порядке разложения по напряженности пробного излучения для этого среднего можно получить следующее графическое разложение:

$$\langle E_{\mu}^{+}(r, t) \rangle = \dots + \text{diagram} + \dots \quad (1)$$

Здесь волнистые линии соответствуют фотонным, а сплошные – атомным функциям Грина. Вершины отвечают взаимодействию света с атомами среды в дипольном приближении. Тонкие штриховые линии – когерентные составляющие пробного входного поля. Знаки у вершин соответствуют выбору определенного типа временного упорядочения гриновских функций, появляющихся в технике Келдыша.

Атомные функции Грина возбужденных состояний $G_{mm}^{(--)}$ изображены на диаграммах в (1) сплошными жирными линиями. В отличие от тонких сплошных линий основного состояния, которые соответствуют свободным атомам, эти линии получены суммированием диаграмм, учитывающих спонтанный распад, а также взаимодействие атомов с классическим управляющим полем (см. ниже).

Бесконечный ряд, стоящий в правой части (1), можно просуммировать, сведя (1) к уравнению Дайсона:

$$\text{diagram} = \dots + \text{diagram} \quad (2)$$

Такой подход оказывается удобным при рассмотрении эффекта остановки света в отсутствие встречного управляющего излучения, когда пробный импульс и после вос-

становления распространяется в положительном направлении оси z .

В случае, когда управляющее поле при повторном включении распространяется в отрицательном направлении оси z , удобнее действовать по-другому. Как показывает наш анализ (см. ниже), в этом случае только одна из петель на каждой диаграмме в (1) описывает процесс рождения инвертированного импульса, а все остальные учитывают взаимодействие пробного импульса с атомами при его распространении до остановки и после восстановления. Таким образом, при расчете инвертированного импульса удобнее группировать диаграммы в (1) следующим образом:

$$\langle E_{\mu}^{+}(r, t) \rangle_b = \text{diagram} \quad (3)$$

Здесь $\langle E_{\mu}^{+}(r, t) \rangle_b$ – среднее значение напряженности поля на фотодетекторе с учетом направления распространения и спектральной фильтрации компонент управляющего излучения; $\tilde{G}_{mm}^{(--)}$ – функция Грина возбужденного состояния, в которой сохранены только слагаемые, зависящие от взаимной ориентации волновых векторов управляющего поля на двух этапах эволюции системы и, следовательно, ответственные за формирование инвертированного пробного импульса.

Диаграмма (3) имеет простую интерпретацию. Жирная штриховая линия, удовлетворяющая уравнению (2), описывает распространение пробного импульса в положительном направлении оси z на первом этапе, когда пробное поле еще не было выключено, жирная волнистая – распространение импульса в отрицательном направлении после повторного включения поля. Запоздывающая фотонная функция Грина, соответствующая этой волнистой линии, удовлетворяет уравнению, аналогичному (2), но с другими начальными условиями (подробнее см., напр., в [17]).

Для расчета тензора восприимчивости атомного ансамбля в условиях нестационарной ЭИП и, следовательно, для решения уравнений переноса типа (2) относительно фотонных корреляционных функций, входящих в (3), необходимо определить явный вид атомных функций Грина возбужденных состояний. Эта задача также может быть решена методами диаграммной техники.

В нулевом порядке разложения по пробному полю многоуровневая система, изображенная на рис.1,б, распадается на совокупность двухуровневых подсистем, связанных управляющим полем. Рассмотрим одну из таких подсистем. Индекс n у функции Грина при этом будет соответствовать одному из земановских подуровней возбужденного состояния $|n\rangle \equiv |F', n\rangle$. Нижнее состояние рассматриваемой подсистемы обозначим $|m'\rangle \equiv |F, m'\rangle$.

Для атомных функции Грина в резонансном приближении диаграммная техника дает следующие графические уравнения:

$$\text{diagram} = \dots + \text{diagram} \quad (4)$$

Здесь штриховые линии соответствуют внешнему управляющему полю. Слагаемые, содержащие такие линии, описывают формирование высокочастотной (оптической) когерентности атома и связанное с этим изменение населенности различных атомных состояний. Для управляющего поля среда является оптически прозрачной, поэтому это поле при расчете считается заданным. Тонкие сплошные линии соответствуют функциям Грина свободных атомов. Спонтанный распад возбужденного состояния учитывается вторым слагаемым в первом уравнении системы (4).

В аналитическом виде система (4) сводится к следующим двум уравнениям:

$$\begin{aligned} \frac{dG_{m'}^{(--)}(\mathbf{r}; t, t_0)}{dt} &= -i\delta(t - t_0) - \left(i\frac{E_n}{\hbar} + \frac{\gamma}{2} \right) \\ &\times G_{m'}^{(--)}(\mathbf{r}; t, t_0) + \frac{i}{\hbar} (d_\mu)_{nm'} \mathcal{E}_\mu^{(+)}(\mathbf{r}, t) G_{m'n}^{(--)}(\mathbf{r}; t, t_0), \\ \frac{dG_{m'n}^{(--)}(\mathbf{r}; t, t_0)}{dt} &= -i\frac{E_{m'}}{\hbar} G_{m'n}^{(--)}(\mathbf{r}; t, t_0) \\ &+ \frac{i}{\hbar} (d_\mu)_{m'n} \mathcal{E}_\mu^{(-)}(\mathbf{r}, t) G_{m'}^{(--)}(\mathbf{r}; t, t_0). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $E_{m'}$ и E_n – энергии основного ($|m'\rangle$) и возбужденного ($|n\rangle$) состояний, связанных управляющим полем (см. рис.1); γ – скорость спонтанного распада состояния $|n\rangle$; $(d_\mu)_{nm'}$ – матричные элементы оператора дипольного момента атома; $\mathcal{E}_\mu^{(+)}(\mathbf{r}, t)$ и $\mathcal{E}_\mu^{(-)}(\mathbf{r}, t)$ – положительно- и отрицательно-частотные компоненты управляющего классического поля. Будем полагать, что в момент времени t_1 происходит мгновенное изменение его амплитуды от постоянного значения \mathcal{E}_0 до нуля, а повторное бесконечно быстрое включение происходит в момент времени t_2 . На интервалах $t < t_1$ и $t_2 < t$ поле считается монохроматическим. С одной стороны, такая постановка задачи означает выход за рамки обычно используемого адиабатического приближения. Однако, как показывает проведенный ниже анализ, в рассматриваемом случае потери пробного излучения, связанные с переходными процессами, оказываются невелики и ими можно пренебречь. С другой стороны, мгновенное изменение параметров управляющего поля позволяет нам надежно зафиксировать момент остановки пробного импульса и, кроме того, дает возможность получить ряд результатов в аналитической форме.

Заметим, что управляющее поле после включения может существенно отличаться от того, которое действовало на начальном этапе. Оно может иметь другую частоту, амплитуду, направление распространения и т. п. Чтобы не затруднять вычисления несущественными деталями, будем считать, что единственный параметр, который может измениться после повторного включения, – направление распространения ($\mathbf{k}_c \rightarrow \mathbf{k}'_c$). Разделим всю временную область на три интервала: 1) $t < t_1$, 2) $t_1 < t < t_2$ и 3) $t_2 < t$. Введем вместо $G_{m'n}^{(--)}(\mathbf{r}; t, t_0)$ новую неизвестную функцию $G'_{m'n}^{(--)}(\mathbf{r}; t, t_0)$ следующим образом: $G_{m'n}^{(--)}(\mathbf{r}; t, t_0) = G'_{m'n}^{(--)}(\mathbf{r}; t, t_0) \exp(i\omega_c t)$, где ω_c – частота управляющего поля. Получающаяся при подстановке этого выражения в (5) система в каждом временном интервале является системой двух уравнений с постоянными коэффициентами, общее решение которой может быть найдено аналитически для произвольных началь-

ных условий. Решения в различных областях должны быть сшиты на границах соответствующих временных интервалов. Учитывая, что функция Грина имеет два временных аргумента t и t_0 , причем $t \geq t_0$, получаем шесть различных решений в зависимости от того, каким интервалам (1, 2 или 3) принадлежат времена t и t_0 . Обозначим различные решения двумя дополнительными индексами i и j : $G_{ij; m'}^{(--)}(t, t_0)$, где $i, j = 1, 2, 3$ в зависимости от значений t и t_0 .

Приведем в качестве примера два наиболее важных решения. Одно из них – $G_{11; m'}^{(--)}(\mathbf{r}; t, t_0)$ – соответствует ситуации, когда $t_0 < t_1$ и $t < t_1$. Это решение позволяет найти тензор восприимчивости на первом этапе эволюции пробного импульса – при его распространении в среде до выключения управляющего поля:

$$G_{11; m'}^{(--)}(\mathbf{r}; t, t_0) = \frac{1}{2} \exp[(-i\Delta_1 - \gamma/2 - \Gamma) \times (t - t_0)/2] T_1(t - t_0). \quad (6)$$

Аналогичное решение – $G_{33; m'}^{(--)}(\mathbf{r}; t, t_0)$ – будет определять распространение восстановленного импульса на заключительном этапе.

Второе важное решение – $G_{31; m'}^{(--)}(\mathbf{r}; t, t_0)$ – соответствует ситуации, когда $t_0 < t_1$ и $t > t_2$. Это решение описывает эволюцию возбужденного состояния, начинающуюся на интервале 1 и заканчивающуюся излучением фотона в моду пробного поля на интервале 3 после повторного включения управляющего поля. Вклад, обусловленный $G_{31; m'}^{(--)}(t, t_0)$, отвечает за эффекты остановки и «хранения» света в среде:

$$\begin{aligned} G_{31; m'}^{(--)}(\mathbf{r}; t, t_0) &= \frac{1}{4} \exp[(-i\Delta_1 - \gamma/2 - \Gamma)(t - t_2 + t_1 - t_0)/2] \\ &\times \left\{ \exp[-\gamma(t_2 - t_1)/2] T_1(t_1 - t_0) T_1(t - t_2) \right. \\ &- \exp[-i\Delta_1(t_2 - t_1) + i(\mathbf{k}'_c - \mathbf{k}_c)\mathbf{r}] \\ &\left. \times \frac{|\Omega|^2}{\Gamma^2} T_2(t_1 - t_0) T_2(t - t_2) \right\}. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь Δ_1 – отстройка управляющего поля от резонанса (см. рис.1,б); Ω – соответствующая ему частота Раби; $\Gamma = [(i\Delta_1 - \gamma/2)^2 - |\Omega|^2]^{1/2}$. Отметим, что в силу различия матричных элементов операторов атомных дипольных моментов разным переходам $m' \rightleftharpoons n$ соответствуют разные частоты Раби. В приведенных ниже расчетах мы будем фиксировать значение Ω для перехода $m' = \{F = 2, M = -1\} \rightleftharpoons n = \{F' = 1, M' = 0\}$. При записи (7) энергия возбужденного состояния для простоты принята равной нулю ($E_n = 0$). Вспомогательные функции $T_1(\tau)$ и $T_2(\tau)$ определены следующим образом:

$$T_1(\tau) = 1 + \exp(\Gamma\tau) + \frac{(\gamma/2 - i\Delta_1)}{\Gamma} [1 - \exp(\Gamma\tau)],$$

$$T_2(\tau) = 1 - \exp(\Gamma\tau).$$

В отличие от стационарного управляющего поля, когда функции $G_{m'n}^{(--)}(\mathbf{r}; t, t_0)$ зависят от разности временных аргументов $t - t_0$, в рассматриваемом случае функции Грина зависят от этих аргументов по отдельности. Более того, второе слагаемое в фигурных скобках в (7) существенно зависит от направления волновых векторов управляющего поля на начальном (\mathbf{k}_c) и конечном (\mathbf{k}'_c)

этапах эволюции. Легко видеть, что при вычислении поляризационного оператора в (1) или (2) в случае $k'_c = -k_c$ это слагаемое даст ненулевой вклад, если исходный пробный и рассеянный фотоны имеют противоположные направления распространения. Это обстоятельство отражает факт сохранения импульса при рассеянии. Кроме того, второе слагаемое не затухает на интервале $t_1 < t < t_2$, что связано с использованным при расчете предположением о пренебрежимо малой релаксации сверхтонкой атомной когерентности системы в основном состоянии. Первое слагаемое убывает на этом интервале со скоростью, определяемой спонтанной релаксацией возбужденного состояния, поэтому при $t_2 - t_1 \gg \gamma^{-1}$ его влиянием можно пренебречь.

Остальные атомные корреляционные функции могут быть найдены аналогичным образом. Знание этих функций позволяет найти тензор восприимчивости атомного ансамбля в аналитическом виде. Опуская детали расчета и соответствующие громоздкие выражения, далее мы рассмотрим основные полученные результаты.

3. Результаты расчетов

Перед тем как приступить к анализу процесса лидарного зондирования в условиях ЭИП, т. е. к анализу формирования восстановленного инвертированного импульса, рассмотрим более простой случай – восстановление импульса пробного излучения без изменения направления его распространения. Такой случай реализуется, если волновой вектор управляющего поля не меняет своего направления в процессе наблюдения: $k'_c = k_c$. При этом основное внимание будет уделено роли переходных процессов, имеющих место при мгновенном включении и выключении управляющего поля, и связанным с этим выходом за рамки традиционно используемого в теории ЭИП адиабатического приближения.

Свойства прошедшего вперед излучения анализировались по данным численного решения уравнения (2). При этом было установлено, что сильнее всего на параметры восстановленного импульса влияет полная оптическая толщина среды. Поэтому далее мы будем различать рассматриваемые случаи по толщине, не модифицированной эффектами ЭИП. Оптическая толщина сферически-симметричного атомного облака гауссовой формы для излучения, проходящего через его центр, определяется как $b_0 = (2\pi)^{1/2} \sigma' n_0 r_0$, где σ' – сечение поглощения (в отсутствие ЭИП); n_0 – концентрация атомов в центре облака; r_0 – дисперсия соответствующего гауссова распределения (в дальнейшем для краткости будем называть ее радиусом облака).

Различным кривым на рис.2 соответствуют разные оптические толщины облаков при одинаковых моментах выключения управляющего поля $t_1 = 200\gamma^{-1}$ и его последующего включения $t_2 = 500\gamma^{-1}$. При малых толщинах к моменту времени t_1 часть импульса пробного излучения уже прошла сквозь облако, часть находится в облаке, а часть еще не вошла в него. Та часть, которая локализована в облаке, приводит к формированию долгоживущей сверхтонкой когерентности основного атомного состояния и будет восстановлена при повторном включении управляющего поля. Часть пробного излучения, не успевшая к моменту времени t_1 войти в среду, попадает в нее, когда управляющее поле уже выключено, проходит через оптически плотную среду, в которой отсутствует ЭИП, и

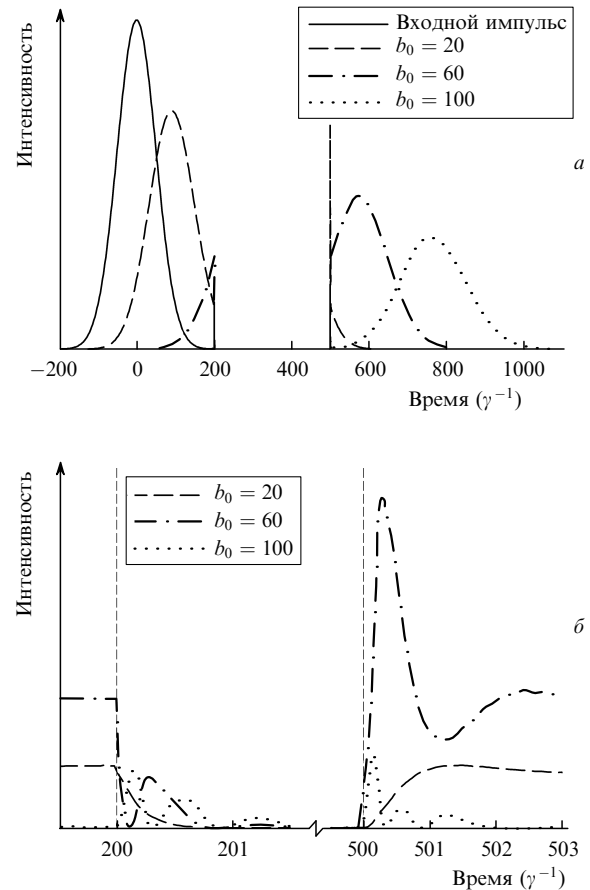


Рис.2. Зависимости интенсивности прошедшего левополяризованного пробного излучения от времени при различных оптических толщинах b_0 атомного облака (а). Момент выключения управляющего поля (время остановки света) $t_1 = 200\gamma^{-1}$, момент начала восстановления пробного импульса $t_2 = 500\gamma^{-1}$; $\Omega = 0.4\gamma$. На рис.2,б переходные процессы в эти моменты времени показаны в растянутом по горизонтальной оси масштабе.

некогерентно рассеивается в другие моды. Поскольку длительность пробного импульса выбрана равной $50\gamma^{-1}$, то при $t_1 = 200\gamma^{-1}$ эта часть мала. По мере увеличения толщины облака все большую часть импульса удается сохранить в среде.

Мгновенное включение и выключение управляющего поля сопровождается переходными процессами, которые иллюстрирует рис.2,б. Эти переходные процессы приводят к высвечиванию серии коротких импульсов, общая длительность которых составляет несколько γ^{-1} , а их полное число зависит от оптической толщины среды. Такой характер переходных процессов можно объяснить тем, что атомная когерентность на переходе $m' \rightleftharpoons n$ формируется при включении и затухает после выключения управляющего поля за время порядка времени жизни возбужденного состояния. За это время в среде реализуются условия неидеальной ЭИП, похожие на те, которые имеют место для полихроматического управляющего поля. Формируется короткий по времени и относительно широкий по спектру импульс пробного поля. Его спектральные компоненты при распространении поглощаются по-разному, причем часть из них попадает в область нормальной, а часть – в область аномальной дисперсии. Более того, часть компонент вообще оказывается вне области атомного резонанса. Все это приводит к сильному искажению спектра импульса при распространении и,

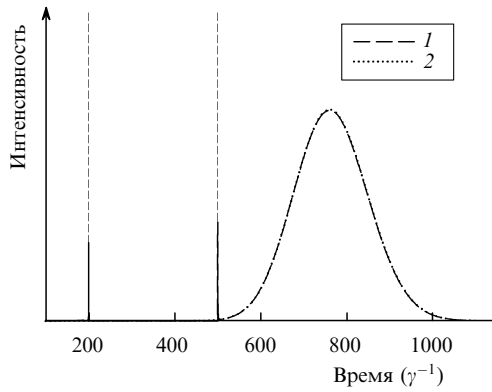


Рис.3. Сравнение форм восстановленного пробного импульса (1) и импульса, прошедшего среду без остановки (2). Оптическая толщина среды $b_0 = 100$, $t_1 = 200\gamma^{-1}$, $t_2 = 500\gamma^{-1}$, $\Omega = 0.4\gamma$. Для наглядности импульс 2 сдвинут по оси времени на величину $t_2 - t_1 = 300\gamma^{-1}$.

следовательно, к искажению его временного профиля. Чем больше оптическая плотность среды, тем сильнее эти искажения. Достаточно подробно распространение коротких импульсов, спектр которых соизмерим с полосой ЭИП или шире ее, рассмотрен, например, в работе [6].

Переходные процессы при мгновенном переключении параметров управляющего поля приводят к незначительным потерям энергии пробного импульса, что иллюстрирует рис.3. На этом рисунке показаны совмещенные на оси времени два импульса. Первый импульс прошел через среду в режиме стационарной ЭИП без выключения управляющего поля, а второй был остановлен описанным выше способом. Видно, что в выбранном масштабе (за исключением малого участка, связанного с переходным процессом, см. рис.2,б), оба эти импульса практически неразличимы. Это хорошо согласуется с известными результатами [5, 18, 19], согласно которым резкое выключение управляющего поля приводит к малым потерям, если до выключения управляющее поле и групповая скорость пробного импульса были малы, а спектр пробного поля находился в области прозрачности.

Рассмотрим теперь параметры инвертированного импульса, формирующегося при включении управляющего поля, распространяющегося в отрицательном направлении оси z . Параметры этого импульса найдены при непосредственном расчете диаграммы (3) с использованием полученного ранее уравнения (2). На рис.4 показана форма инвертированных импульсов, записанных в момент времени $t_1 = 200\gamma^{-1}$ в облаках гауссовой формы разного размера. Концентрация и радиус облака выбраны так, чтобы суммарная оптическая толщина, определенная без учета эффектов ЭИП, равнялась b_0 . Момент времени повторного включения управляющего поля $t_2 = 500\gamma^{-1}$. Предполагалось, что поперечные размеры пучка пробного излучения значительно меньше радиуса облака, так что неоднородность последнего в поперечном направлении игнорировалась. Из рис.4 видно, что при фиксированной длительности пробного гауссова импульса эффективность его записи зависит от поляризации и размеров облака. Так, левополяризованный импульс при $b_0 = 20$ к моменту считывания практически не сохраняется. Скорость распространения правополяризованного пробного импульса при выбранной схеме рабочих переходов существенно меньше, чем левополяризованного (подробнее об анизотропии в условиях ЭИП см. в [7]), поэтому с его

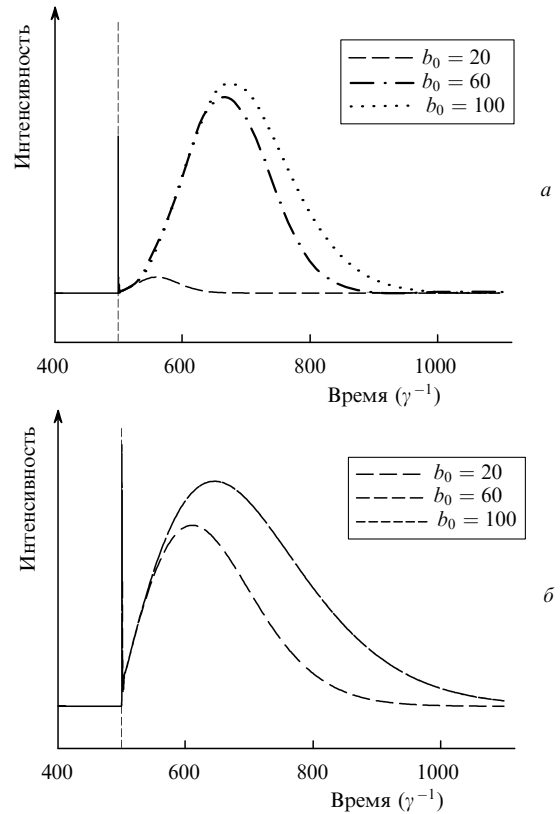


Рис.4. Зависимости интенсивности восстановленного инвертированного лево- (а) и правополяризованного (б) пробных импульсов от времени при разных b_0 , $t_1 = 200\gamma^{-1}$, $t_2 = 500\gamma^{-1}$, $\Omega = 0.4\gamma$. Параметры пробного импульса те же, что и для рис.2,а.

помощью можно эффективнее зондировать оптически более тонкие среды. Заметим, что вследствие малой скорости правополяризованного импульса к моменту $t_1 = 200\gamma^{-1}$ при $b_0 = 60$ и более данный импульс практически не выходит за пределы облака. Это приводит, в частности, к тому, что зависимости на рис.4,б, соответствующие $b_0 = 60$ и 100, оказываются неразличимыми.

На рис.5 приведены результаты расчета инвертированного импульса, остановленного в разные моменты времени, т. е. записанного в разных областях гауссова облака с оптической толщиной $b_0 = 100$. Заметим, что в условиях ЭИП, когда скорость импульса в среде с хорошей точностью обратно пропорциональна concentra-

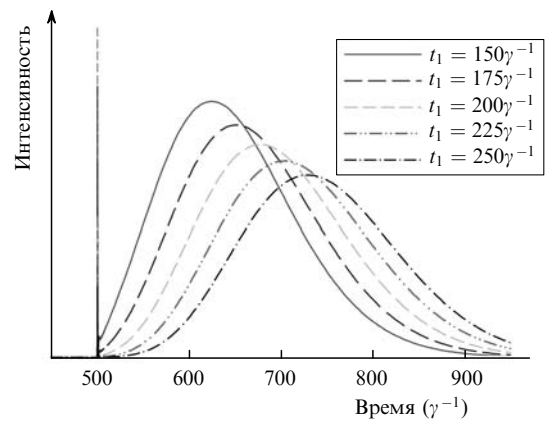


Рис.5. Временные зависимости интенсивности восстановленного инвертированного левополяризованного пробного импульса, остановленного в разные моменты времени t_1 , при $b_0 = 100$, $t_2 = 500\gamma^{-1}$, $\Omega = 0.4\gamma$. Параметры пробного импульса те же, что и для рис.2,а.

ции атомов, фиксирование момента записи пробного импульса t_1 однозначно определяет пройденный им к этому моменту времени оптический путь. Момент повторного включения управляющего поля $t_2 = 500\gamma^{-1}$ одинаков для всех кривых. Параметры пробного импульса те же, что и для рис.2,а. Различная форма этих импульсов обусловлена разной глубиной проникновения в облако и отражает, таким образом, возможность послышного зондирования последнего.

4. Заключение

В настоящей работе исследовано распространение света в атомной среде в условиях нестационарной ЭИП. Расчет проведен вне рамок обычно используемого адиабатического приближения. Рассмотрены переходные процессы, имеющие место в предельном случае мгновенного включения и выключения управляющего поля. Проанализировано формирование инвертированного восстановленного пробного импульса, т.е. импульса, направление распространения которого противоположно направлению его движения до остановки. На основе проведенного анализа предложена схема лидарного зондирования атомных или молекулярных облаков, в которой пробный импульс проникает в облако на заданную глубину, а информация о состоянии последнего извлекается из характеристик инвертированного импульса.

Конкретные расчеты проведены для ансамблей атомов ^{87}Rb в атомной ловушке. Однако потенциальные возможности обсуждаемого метода гораздо шире. Этот метод применим для тех систем, в которых возможны эффекты ЭИП и остановки света. В частности, он может быть эффективен в задачах обнаружения примесных атомов, для которых (в отличие от основной компоненты) условие возникновения ЭИП не выполнено, а сечение рас-

сеяния пробного излучения еще достаточно велико. В роли таких примесей могут выступать, например, случайно сформированные в ультрахолодных облаках кластеры из нескольких близко расположенных атомов. Основным преимуществом рассматриваемого лидарного метода в отличие от традиционно используемого метода зондирования «на проход», является возможность послышного зондирования исследуемого объекта.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 05-02-16172), а также INTAS (проект ID:7904).

1. Marangos J.P. *J. Mod. Opt.*, **45**, 471 (1998).
2. Lukin M.D. *Rev. Mod. Phys.*, **75**, 457 (2003).
3. Fleischhauer M., Imamoglu A., Marangos J.P. *Rev. Mod. Phys.*, **77**, 633 (2005).
4. Fleischhauer M. *Europhys. Lett.*, **45**, 659 (1999).
5. Matsko A.B., Novikova I., Scully M.O., Welch G.R. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 133601 (2001).
6. Shakhmuratov R.N., Odeurs J. *Phys. Rev. A*, **71**, 013819 (2005).
7. Datsyuk V.M., Sokolov I.M., Kupriyanov D.V., Havey M.D. *Phys. Rev. A*, **74**, 062610 (2006).
8. Matsko A.B., Rostovtsev Y.V., Kocharovskaya O., Zibrov A.S., Scully M.O. *Phys. Rev. A*, **64**, 043809 (2001).
9. Bajcsy M., Zibrov A.S., Lukin M.D. *Nature*, **426**, 638 (2003); Andre A., Bajcsy M., Zibrov A.S., Lukin M.D. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 063902 (2005).
10. Moiseev S.A., Nam B.S. *Phys. Rev. A*, **70**, 063809 (2004).
11. Fleischhauer M., Lukin M.D. *Phys. Rev. A*, **65**, 022314 (2002).
12. Kupriyanov D.V., Sokolov I.M., Sukenik C.I., Havey M.D. *Laser Phys. Lett.*, **3**, 223 (2006).
13. Константинов О.В., Перель В.И. *ЖЭТФ*, **39**, 197 (1960).
14. Дьяконов М.И., Перель В.И. *ЖЭТФ*, **47**, 1483 (1964).
15. Келдыш Л.В. *ЖЭТФ*, **47**, 1515 (1964).
16. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. *Физическая кинетика* (М.: Наука, 1979, с. 528).
17. Дацюк В.М., Соколов И.М. *ЖЭТФ*, **129** (5), 830 (2006).
18. Liu C., Dutton Z., Behroozi C.H., Hau L.V. *Nature*, **409**, 490 (2001).
19. Dutton Z., Hau L.V. *Phys. Rev. A*, **70**, 053831 (2004).