

Влияние температуры на форму пространственных квазипериодических осцилляций показателя преломления щелочных атомов в оптически плотной среде с замкнутой схемой возбуждения Δ -типа

К.А.Баранцев, А.Н.Литвинов

Построена теория замкнутой Δ -схемы возбуждения трёхуровневого атома в оптически плотной среде с учётом температуры. Показано, что пространственные квазипериодические осцилляции показателя преломления в рассматриваемой системе угасают с ростом температуры. Определён диапазон температур, при которых эти осцилляции наиболее ярко выражены.

Ключевые слова: трёхуровневый атом, Δ -схема возбуждения, температурная зависимость, пространственные осцилляции показателя преломления.

1. Введение

Известно, что взаимодействие трёхуровневой системы с двухчастотным лазерным полем в Λ -конфигурации ввиду наличия квантовой интерференции приводит к возникновению нового суперпозиционного состояния, которое перестаёт взаимодействовать с этим лазерным излучением. Такое явление получило название эффекта когерентного пленения населенностей (КПН) [1, 2]. В случае возбуждения трёхуровневого атома пробным и сильным полем обычно говорят о родственном КПН эффекте – эффекте электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) [3–5]. Суть ЭИП заключается в том, что квантовая интерференция при определенных условиях делает среду фактически прозрачной по отношению к пробному полю. Такие особенности КПН и ЭИП позволили найти этим эффектам широкое практическое применение в области квантовых стандартов частоты [6], оптических магнитометров [7–9], замедления и хранения света [10–13], лазеров без инверсии [14–17], а также для создания материалов с управляемой фотонной зоной [18, 19] и с отрицательным показателем преломления [20].

Одно из новых направлений исследования трёхуровневых систем – это исследование замкнутой схемы взаимодействия (так называемой Δ -схемы) между возбуждающими полями. В таких системах появляется возможность управления непоглощающим суперпозиционным состоянием посредством изменения алгебраической суммы начальных фаз полей (далее фазы), действующих на атомную систему, причём можно как полностью разрушать эффект КПН, так и восстанавливать его. Возможность управления свойствами суперпозиционного состояния была исследована в атомных [21–25] и твердотельных системах [26]. Одновременно появляется возможность изме-

нять оптические свойства среды, в частности коэффициенты преломления и поглощения. Это может приводить к возникновению экстремума показателя преломления при определённой фазе, а также к появлению области с отрицательным поглощением (области усиления) [27].

Другой интересной особенностью Δ -схемы, образованной трёхуровневыми атомами, представляющими собой оптически плотную среду и при этом возбуждаемыми трёхчастотным лазерным излучением, является возникновение в ней пространственных квазипериодических осцилляций показателя преломления. Это было впервые продемонстрировано в [28]. Интерес к такому нетривиальному явлению обусловлен тем, что на его основе в перспективе появляется возможность создания материалов с управляемой фотонной зоной, причём изменение этой зоны будет осуществляться посредством манипуляции с лазерными полями, которые действуют на атомный ансамбль. Однако в [28] рассматривался достаточно узкий диапазон температур (30–100 мК), поскольку температуры ниже 100 мК позволяют пренебречь влиянием движения атомов на ширину спектра поглощения, а температуры выше 30 мК – эффектом отдачи атома при излучении фотона.

В настоящей работе исследуется влияние движения атомов на особенности поведения показателя преломления, обнаруженные в [28]. Построена теория взаимодействия трёхчастотного лазерного излучения, образующего замкнутый контур возбуждения, с трёхуровневым атомом в оптически плотной среде с учётом движения атомов. Проведен поиск максимально высоких областей температур, при которых проявляются пространственные квазипериодические осцилляции показателя преломления.

2. Теория

2.1. Общий вид квантового кинетического уравнения и уравнение переноса поля

Рассмотрим взаимодействие лазерного излучения с атомными парами ^{87}Rb , находящимися в газовой ячейке при определенной температуре (рис.1,а). Лазерное поле

К.А.Баранцев, А.Н.Литвинов. Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Россия, 195251 С.-Петербург, ул. Политехническая, 29; e-mail: andrey.litvinov@mail.ru

Поступила в редакцию 27 февраля 2014 г., после доработки – 12 мая 2014 г.

квазирезонансно D₁-линии атома ⁸⁷Rb. Энергетическая структура D₁-линии может быть описана трёхуровневой моделью, в которой два нижних подуровня |1⟩ и |2⟩ соответствуют сверхтонкому расщеплению состояния ²S_{1/2}, а верхний уровень |3⟩ – состоянию ²P_{1/2}.

На оптические переходы |1⟩ ↔ |3⟩ и |2⟩ ↔ |3⟩ действуют когерентные лазерные поля с частотами Раби Ω₁(x) и Ω₂(x), распространяющиеся вдоль оси x. Мы рассматриваем случай оптически плотной среды, поэтому необходимо учитывать затухание полей вдоль координаты x. Концентрация атомов предполагается такой, что на длину волны оптического излучения приходится не более одного атома (чтобы можно было не учитывать коллективных эффектов [29] при рассеянии излучения). На переход |1⟩ ↔ |2⟩ действует микроволновое поле с частотой Раби U, согласованное по фазе с лазерными полями (рис.1,а). Его затуханием в среде можно пренебречь, поскольку переход |1⟩ ↔ |2⟩ является магнитодипольным и рассеивает излучение на четыре порядка слабее оптических переходов. Таким образом, реализуется так называемая Δ-схема возбуждения атомов [27], в которой возможно наблюдение эффекта КПН. Мы считаем интенсивность лазерного излучения постоянной во времени и предполагаем, что ширина спектра оптических и микроволнового полей меньше естественных ширин уровней атомов, это позволяет считать поля монохроматическими.

Для описания взаимодействия лазерного излучения с атомами используется аппарат матрицы плотности ρ̄_{mn}(v, r). Квантовые кинетические уравнения для матрицы плотности в представлении Вигнера имеют вид [30]

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v\nabla\right)\bar{\rho}_{mn} = -\frac{i}{\hbar}\sum_j^3[H_{mj}\bar{\rho}_{jn} - \bar{\rho}_{mj}H_{jn}] + R_{mn} + S_{mn}. \quad (1)$$

Здесь H – гамильтониан; R – матрица релаксации; S – интеграл столкновений; v, r – скорость и координата атома. m, n = 1, 2, 3. Гамильтониан может быть представлен как H = H₀ + H_{int}, где

$$H_0 = \sum_{i=1}^3 \varepsilon_i |i\rangle \langle i| \quad (2)$$

– гамильтониан в отсутствие лазерного поля; ε_i – энергии атомных уровней; H_{int} описывает взаимодействие квантовой системы с лазерным полем. В резонансном приближении и в приближении плоского фронта волны

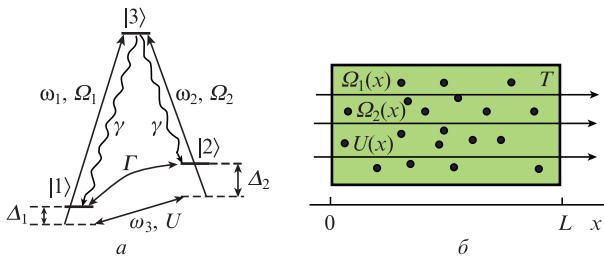


Рис. 1. Схема уровней атомов при замкнутом контуре возбуждения (Δ-система) (а), а также распространение трёхчастотного излучения в газовой ячейке, заполненной парами ⁸⁷Rb и буферным газом (б); ω₁ и ω₂ – частоты оптического излучения, ω₃ – частота микроволнового излучения, Ω₁ и Ω₂ – частоты Раби оптических полей, U – частота Раби микроволнового поля, 2γ – скорость распада населённости возбуждённого уровня, Γ – скорость распада когерентности между основными состояниями, Δ₁ и Δ₂ – однофотонные отстройки, L – длина газовой ячейки, T – температура.

$$H_{int} = \hbar \Omega_1 \exp[-i(\omega_1 t - k_1 x + \varphi_1)] |3\rangle \langle 1| + \hbar \Omega_2 \exp[-i(\omega_2 t - k_2 x + \varphi_2)] |3\rangle \langle 2| + \hbar U \exp[-i(\omega_3 t - k_3 x + \varphi_3)] |2\rangle \langle 1| + \text{эрмит. сопр.}, \quad (3)$$

где k_i – волновые числа; φ_i – начальные фазы полей, i = 1, 2, 3.

Выделим в недиагональных элементах матрицы плотности (атомных когерентностях) из уравнения (1) быстро осциллирующий множитель $\tilde{\rho}_{mn} = \rho_{mn} \exp(i\omega_j t)$, при этом $\tilde{\rho}_{mn} = \rho_{mn}$, и используем приближение вращающейся волны. Получим систему дифференциальных уравнений для медленно меняющихся амплитуд атомных когерентностей ρ_{mn}(v, r) и населенностей ρ_{nn}(v, r) уровней. Далее будем интересоваться стационарным решением, поэтому производные по времени от амплитуд элементов матрицы плотности в левой части системы приравняем нулю.

Для увеличения времени когерентного взаимодействия атомов ⁸⁷Rb с лазерными полями в газовую ячейку добавляется буферный газ (обычно используют инертные газы, азот или метан). Активные атомы испытывают рассеяние на буферных. Это приводит к уменьшению длины их свободного пробега и к резкому уменьшению релаксации атомной поляризации при столкновении со стенкой, что в свою очередь обуславливает сужение резонанса [31]. Введение буферного газа позволяет добиться существенного сужения резонанса КПН, вплоть до нескольких десятков герц [32].

Будем работать в рамках приближения плоского фронта волны и малой стеночной релаксации, тогда можно пренебречь краевыми эффектами и свести задачу к одномерной, в которой оптические поля и матрица плотности изменяются только вдоль оси x.

Затухание полей оптического диапазона в среде описывается укороченными волновыми уравнениями, которые в стационарном случае можно проинтегрировать по координате x. Для частот Раби полей уравнения переноса имеют следующий вид [28]:

$$\Omega_1(x) = \Omega_1(0) + iq_1 \int_0^x \rho_{13}(x') dx', \quad (4)$$

$$\Omega_2(x) = \Omega_2(0) + iq_2 \int_0^x \rho_{23}(x') dx', \quad (5)$$

где

$$\rho_{mn}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_{mn}(v_x, x) dv_x$$

– редуцированная матрица плотности;

$$q_1 = \frac{2\pi n_{Rb} \mu_{13}^2 \omega_{13}^{at}}{c\hbar}, \quad q_2 = \frac{2\pi n_{Rb} \mu_{23}^2 \omega_{23}^{at}}{c\hbar},$$

μ_{13,23} – матричные элементы оптических переходов; ω_{13,23}^{at} – частоты оптических переходов; n_{Rb} – концентрация атомов ⁸⁷Rb; c – скорость света в вакууме; v_x – проекция скорости атома на ось x. При численном интегрировании в (4) и (5) матрица плотности считается постоянной на интервале разбиения [x, x + dx], что позволяет пренебречь в (1) членом v_x ∂ρ_{mn}/∂x и свести систему дифференциальных уравнений для матрицы плотности к системе

алгебраических уравнений. Таким образом, мы полагаем, что на эволюцию матрицы плотности в пространстве влияет только затухание лазерных полей.

2.2. Интеграл столкновений и спонтанная релаксация

Перейдём к рассмотрению интеграла столкновений S , который описывает уход атомов ^{87}Rb из определённой скоростной группы и их приход в эту группу из других скоростных групп (рис.2). Это происходит в результате столкновений атомов металла с атомами буферного газа, со стенками ячейки, а также столкновений активных атомов друг с другом. При упругих столкновениях (с частотами v^{ec}, v^{eg}) у атома меняется проекция скорости $v_x \leftrightarrow v'_x$, а внутренняя энергия остается постоянной. В случае же неупругих столкновений (с частотами $v^{31}, v^{32}, v^{eg'}$) не только меняется проекция скорости, но и происходит квантовый переход между энергетическими состояниями. Матрица спонтанной релаксации R описывает распад атомных состояний без изменения скорости за счёт взаимодействия с полем вакуума (рис.2, скорость распада γ_{31}, γ_{32}).

При неупругих столкновениях внутренняя энергия атома не может возрасти за счёт этого столкновения на величину, превышающую kT . Поэтому при комнатных температурах ударное возбуждение атома с уровней |1> и |2> на уровень |3> невозможно, поскольку энергия такого перехода $\hbar\omega_{1,2} \approx 1$ эВ, а тепловая энергия при комнатной температуре $kT \approx 0.026$ эВ. При столкновениях возможен лишь распад населенности с уровня |3>. По-другому дело обстоит с микроволновым переходом |1> ↔ |2>, энергия которого $\hbar\omega_3 = 28$ мкэВ. Тепловой энергии вполне достаточно для возбуждения такого перехода, поэтому при столкновениях происходит перемешивание населённости между уровнями |1> и |2> с частотой $v^{eg'}$. Как видно из рис.2,а, полная частота столкновений v активных атомов определяется как $v = v^{ec} + v^{32} + v^{31}$. Аналогично, из рис.2,б можем записать, что $v = v^{eg} + v^{eg'}$. Также нетрудно убедиться в справедливости следующего соотношения:

$$\frac{v^{31}}{v^{32}} = \frac{\gamma_{31}}{\gamma_{32}} = \frac{\mu_{13}}{\mu_{23}}. \tag{6}$$

Рассмотрим отдельно для населённости каждого уровня столкновительные и релаксационные члены, для краткости обозначим $v_x \equiv v$:

$$R_{11} = \gamma_{31}\rho_{33}(v, x), \tag{7}$$

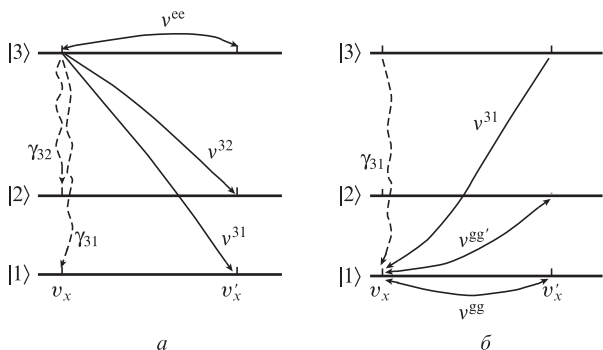


Рис.2. Каналы увеличения и уменьшения населённости уровней |3> (а) и |1> (б) атомов с проекцией скорости v_{x1} в результате столкновений (сплошные стрелки) и спонтанной релаксации (штриховые стрелки).

$$S_{11} = -v\rho_{11}(v, x) + \int A^{eg}(v, v')\rho_{11}(v', x)dv' + \int A^{eg'}(v, v')\rho_{22}(v', x)dv' + \int A^{31}(v, v')\rho_{33}(v', x)dv'; \tag{8}$$

$$R_{22} = \gamma_{32}\rho_{33}(v, x), \tag{9}$$

$$S_{22} = -v\rho_{22}(v, x) + \int A^{eg}(v, v')\rho_{22}(v', x)dv' + \int A^{eg'}(v, v')\rho_{11}(v', x)dv' + \int A^{32}(v, v')\rho_{33}(v', x)dv'; \tag{10}$$

$$R_{33} = -(\gamma_{31} + \gamma_{32})\rho_{33}(v, x), \tag{11}$$

$$S_{33} = -v\rho_{33}(v, x) + \int A^{ec}(v, v')\rho_{33}(v', x)dv'. \tag{12}$$

Здесь интегрирование проводится по всем скоростным группам, откуда возможен приход атомов в данную скоростную группу. Ядра $A^{ij}(v, v')$ интегралов определяют частоту переходов $|i\rangle \rightarrow |j\rangle$ с изменением скорости $v' \rightarrow v$ при столкновении. При приблизительном равенстве масс атомов буферного газа и ^{87}Rb применима модель сильных столкновений, в которой распределение атомов по скоростям после столкновения не зависит от скорости v' до столкновения, а изменение скорости сравнимо с её значением [33–36]. В этом случае ядра можно представить в виде $A^{ij}(v, v') = v^{ij}M(v)$, где $M(v) = (\sqrt{\pi}v)^{-1}\exp(-v^2/v_i^2)$ – распределение Максвелла по проекции скорости; $v_i = \sqrt{2kT/m_{\text{Rb}}}$ – наиболее вероятная скорость; m_{Rb} – масса атома Rb.

Теперь перейдём к рассмотрению релаксационных и столкновительных членов для амплитуд атомных когерентностей. Скорость распада низкочастотной когерентности $\rho_{12}(v, x)$ определяется следующими физическими процессами:

- 1) частотой столкновений $v_{12}^{vv'}$, при которых когерентность не разрушается, но атом изменяет свою скорость (главным образом это происходит за счёт столкновений с атомами буферного газа);
- 2) частотой столкновений v_{12}^q , при которых когерентность разрушается (главным образом это происходит за счёт столкновений активных атомов со стенками ячейки и друг с другом);
- 3) распадом, вызванным взаимодействием с полем вакуума Γ_{12} .

Эти частоты столкновений в сумме дают полную частоту столкновений $v = v_{12}^{vv'} + v_{12}^q$.

Поскольку концентрация буферного газа сильно превышает концентрацию рабочих атомов и $v_{12}^{vv'} \gg v_{12}^q$, то далее будем полагать, что $v \approx v_{12}^{vv'}$. Тогда имеем

$$R_{12} = -\Gamma_{12}\rho_{12}, \tag{13}$$

$$S_{12} = -(v_{12}^{vv'} + v_{12}^q)\rho_{12}(v, x) + v_{12}^{vv'}M(v) \int \rho_{12}(v', x)dv'. \tag{14}$$

Здесь, аналогично ядрам для населенностей, ядро интеграла столкновений представляет собой $v_{12}^{vv'}M(v)$.

Для когерентностей переходов оптического диапазона

$$R_{13,23} = -\Gamma_{13,23}\rho_{13,23}, \tag{15}$$

$$S_{13,23} = -v\rho_{13,23}(v, x) + v_{13,23}^{vv'}M(v) \int \rho_{13,23}(v', x)dv'. \tag{16}$$

Здесь $v_{13,23}^{vv'}$ – частоты столкновений, при которых когерентность не разрушается, но атом изменяет свою скорость. В отличие от низкочастотных когерентностей, для оптических когерентностей характерно обратное соотношение $v_{13,23}^{vv'} \ll v_{13,23}^q$, т. к. вероятность их затухания при каждом столкновении близка к единице.

2.3. Явный вид уравнений для матрицы плотности

Подставив в уравнение (1) явный вид гамильтониана (2), (3), проведя замену $\tilde{\rho}_{mn} = \rho_{mn} \exp(i\omega_j t)$, $\tilde{\rho}_{nm} = \rho_{nm}$, интересуясь стационарным решением ($\partial \rho_{mn} / \partial t = 0$), предположив пространственную однородность матрицы плотности на интервале разбиения ($\partial \rho_{mn} / \partial x = 0$) и подставив релаксационные и столкновительные члены (7)–(16), получим явный вид стационарных уравнений для матрицы плотности в слое среды $[x, x + dx]$ (для краткости в аргументах частот Раби и элементов матрицы плотности здесь и ниже опускается зависимость от координаты x):

$$\begin{aligned} 0 = & iU^* \rho_{12}(v) - iU \rho_{21}(v) + i\Omega_1^* \rho_{13}(v) - i\Omega_1 \rho_{31}(v) \\ & + \gamma_{13} \rho_{33}(v) - v \rho_{11}(v) + M(v) \left\{ v^{\text{eg}} \int \rho_{11}(v') dv' \right. \\ & \left. + v^{\text{eg}} \int \rho_{22}(v') dv' + v^{31} \int \rho_{33}(v') dv' \right\}, \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} 0 = & -iU^* \rho_{12}(v) + iU \rho_{21}(v) + i\Omega_2^* \rho_{23}(v) - i\Omega_2 \rho_{32}(v) \\ & + \gamma_{23} \rho_{33}(v) - v \rho_{22}(v) + M(v) \left\{ v^{\text{eg}} \int \rho_{22}(v') dv' \right. \\ & \left. + v^{\text{eg}} \int \rho_{11}(v') dv' + v^{32} \int \rho_{33}(v') dv' \right\}, \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} 0 = & -i\Omega_1^* \rho_{13}(v) + i\Omega_1 \rho_{31}(v) - i\Omega_2^* \rho_{23}(v) + i\Omega_2 \rho_{32}(v) \\ & - (\gamma_{13} + \gamma_{23}) \rho_{33}(v) - v \rho_{33}(v) + v^{\text{eg}} M(v) \int \rho_{33}(v') dv', \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} 0 = & [i(\Delta_2 - \Delta_1) - \Gamma'_{12}] \rho_{12}(v) + iU(\rho_{11} - \rho_{22})(v) \\ & + i\Omega_2^* \exp(i\Phi_0) \rho_{13}(v) - i\Omega_1 \exp(i\Phi_0) \rho_{32}(v) \\ & + v_{12}^{vv'} M(v) \int \rho_{12}(v') dv', \end{aligned} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} 0 = & [i(k_1 v - \Delta_1) - \Gamma'_{13}] \rho_{13}(v) + i\Omega_1(\rho_{11} - \rho_{33})(v) \\ & + i\Omega_2 \exp(-i\Phi_0) \rho_{12}(v) - iU \exp(-i\Phi_0) \rho_{23}(v) \\ & + v_{13}^{vv'} M(v) \int \rho_{13}(v') dv', \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} 0 = & [i(k_2 v - \Delta_2) - \Gamma'_{23}] \rho_{23}(v) + i\Omega_2(\rho_{22} - \rho_{33})(v) \\ & + i\Omega_1 \exp(i\Phi_0) \rho_{21}(v) - iU^* \exp(i\Phi_0) \rho_{13}(v) \\ & + v_{23}^{vv'} M(v) \int \rho_{23}(v') dv'. \end{aligned} \quad (22)$$

Здесь $\Gamma'_{mn} = \Gamma_{mn} + v$ – модифицированная за счёт столкновений скорость распада когерентностей; $\Phi_0 = \varphi_1 - \varphi_2 - \varphi_3$ – суммарная фаза замкнутого контура возбуждения на входе в среду; $\Delta_j = \omega_j - \omega_{3j}^{\text{at}}$ ($j = 1, 2$) – однофотонные отстройки лазерных полей от переходов $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ и $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$. В силу эффекта Доплера отстройка частоты лазерного излучения от частоты соответствующего перехода сдвигается на $-k_j v$, что отражено в уравнениях для оптических когерентностей (21), (22). Это ведёт к неоднородному уширению линии поглощения. Эффектом Доплера для микроволнового поля можно пренебречь в силу малости волнового числа, поэтому в уравнении для микроволновой когерентности (20) частотный сдвиг отстройки не учитывается.

Решение интегральных уравнений (17)–(22) для матрицы плотности $\rho_{mn}(v, x)$ представляет собой сложную задачу. Чтобы свести уравнения к алгебраическим, нужно перейти к редуцированной матрице плотности, проинтегрировав уравнения по v . Это просто сделать в случае, когда поля достаточно малы и слабо искажают максвелловское распределение атомов по скоростям. Необходимо, чтобы частота столкновений атомов была много больше частот Раби полей, $v \gg \Omega_j, U$. В этом приближении столкновительные члены в уравнениях (17), (18), (20) будут приводить к максвеллизации скоростного распределения населённости $\rho_{11,22}(v, x)$ нижних уровней и низкочастотных когерентностей $\rho_{12}(v, x)$. Поэтому справедливо их представление в виде [35]

$$\rho_{nn}(v, x) = M(v) \rho_{nn}(x), \quad n = 1, 2, \quad (23)$$

$$\rho_{12}(v, x) = M(v) \rho_{12}(x). \quad (24)$$

Уравнения (21), (22) не содержат максвеллизующего слагаемого и не могут быть представлены подобно (23), (24). В уравнении для населённости $\rho_{33}(v, x)$ возбуждённого уровня столкновительный член может быть сравним с полевыми членами, т. к. оптические поля малы и интегральная населённость $\rho_{33}(v, x) \ll \rho_{11,22}(x)$, что также не позволяет представить $\rho_{33}(v, x)$ подобно (23), (24), но даёт возможность произвести адиабатическое исключение этой величины в уравнениях (21), (22). Чтобы проинтегрировать (21), (22) по v , необходимо разделить переменные, решив систему этих двух уравнений относительно $\rho_{13}(v, x)$ и $\rho_{23}(v, x)$. Отметим, что в отсутствие микроволнового поля U переменные были бы разделены автоматически. Остальные уравнения (17)–(20) интегрируются напрямую.

В итоге, уравнения для редуцированной матрицы плотности

$$\rho_{mn}(x) = \int \rho_{mn}(v, x) dv$$

имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} 0 = & iU^* \rho_{12} - iU \rho_{21} + i\Omega_1^* \rho_{13} - i\Omega_1 \rho_{31} + \gamma_{13} \rho_{33} \\ & + v^{\text{eg}} (\rho_{22} - \rho_{11}), \end{aligned} \quad (25)$$

$$\begin{aligned} 0 = & -iU^* \rho_{12} + iU \rho_{21} + i\Omega_2^* \rho_{23} - i\Omega_2 \rho_{32} + \gamma_{23} \rho_{33} \\ & + v^{\text{eg}} (\rho_{11} - \rho_{22}), \end{aligned} \quad (26)$$

$$0 = -i\Omega_1^* \rho_{13} + i\Omega_1 \rho_{31} - i\Omega_2^* \rho_{23} + i\Omega_2 \rho_{32} - (\gamma'_{13} + \gamma'_{23}) \rho_{33}, \quad (27)$$

$$0 = [i(\Delta_2 - \Delta_1) - \Gamma'_{12} + v_{12}^{vv'}]\rho_{12} + iU(\rho_{11} - \rho_{22}) + i\Omega_2^* \exp(i\Phi_0)\rho_{13} - i\Omega_1\rho_{32} \exp(i\Phi_0)\rho_{32}, \quad (28)$$

$$0 = \Gamma'_{13}\rho_{13} + W_1^{13}(\Delta_1\Delta_2)[i\Omega_1\rho_{11} + i\Omega_2 \exp(-i\Phi_0)\rho_{12} + v_{13}^{vv'}\rho_{13}] + W_2^{13}(\Delta_1\Delta_2)[i\Omega_2 \exp(-i\Phi_0)\rho_{22} + i\Omega_1\rho_{21} + v_{23}^{vv'}\rho_{23}], \quad (29)$$

$$0 = \Gamma'_{23}\rho_{23} + W_1^{23}(\Delta_1\Delta_2)[i\Omega_2\rho_{22} + i\Omega_1 \exp(i\Phi_0)\rho_{21} + v_{23}^{vv'}\rho_{23}] + W_2^{23}(\Delta_1\Delta_2)[i\Omega_1 \exp(i\Phi_0)\rho_{11} + i\Omega_2\rho_{12} + v_{13}^{vv'}\rho_{13}]. \quad (30)$$

Здесь $\gamma'_{13} = \gamma_{13} + v^{31}$, $\gamma'_{23} = \gamma_{23} + v^{32}$ – модифицированные вследствие столкновений скорости распада населенностей;

$$W_1^{13}(\Delta_1\Delta_2) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Gamma'_{13} M(v)[i(kv - \Delta_2) - \Gamma'_{23}]dv}{[i(kv - \Delta_2) - \Gamma'_{23}][i(kv - \Delta_1) - \Gamma'_{13}] + UU^*}; \quad (31)$$

$$W_2^{13}(\Delta_1\Delta_2) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{iU\Gamma'_{13} M(v)dv}{[i(kv - \Delta_2) - \Gamma'_{23}][i(kv - \Delta_1) - \Gamma'_{13}] + UU^*}; \quad (32)$$

$$W_1^{23}(\Delta_1\Delta_2) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Gamma'_{23} M(v)[i(kv - \Delta_1) - \Gamma'_{13}]dv}{[i(kv - \Delta_2) - \Gamma'_{23}][i(kv - \Delta_1) - \Gamma'_{13}] + UU^*}; \quad (33)$$

$$W_2^{23}(\Delta_1\Delta_2) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{iU^*\Gamma'_{23} M(v)dv}{[i(kv - \Delta_2) - \Gamma'_{23}][i(kv - \Delta_1) - \Gamma'_{13}] + UU^*}. \quad (34)$$

Подынтегральные функции коэффициентов $W_j^{nm}(\Delta_1, \Delta_2)$ определяют силу взаимодействия оптических полей с конкретной скоростной группой атомов. Видно, что при $U = 0$ коэффициенты $W_2^{nm}(\Delta_1, \Delta_2) = 0$, а $W_1^{m3}(\Delta_1, \Delta_2) = W_1^{m3}(\Delta_m)$ становятся зависящими от одной из отстроек, и их вещественная часть переходит в контур Фойгта. В выражениях (31)–(34) предполагается, что волновые числа оптических полей приблизительно равны друг другу ($k_1 \approx k_2 = k$). Решая уравнения (25)–(30) для матрицы плотности совместно с уравнениями (4), (5) для прохождения полей через оптически плотную среду, получим распределение матрицы плотности и частот Раби полей по длине газовой ячейки.

3. Обсуждение результатов

Применем в качестве рабочего газа ^{87}Rb и в качестве буферного газа ^{84}Kr . Их массы приблизительно равны, следовательно для этой пары хорошо работает модель сильных столкновений. Будем рассматривать поля малой интенсивности (до нескольких мВт/см²), соответствующих частотам Раби $\sim 10^5 - 10^6$ с⁻¹. При концентрациях ^{84}Kr , примерно равных 10^{18} см⁻³, и температуре выше 0.1 К вы-

полняется условие $v \gg \Omega_i, U$, поэтому такие поля не вносят значительных искажений в максвелловское распределение по проекциям скорости населенностей основных состояний и низкочастотных когерентностей, что оправдывает предположения (23), (24). При температурах ниже 0.1 К однородная ширина возбужденного уровня становится больше доплеровского уширения, действие поля перестает быть селективным по скоростям, поэтому распределение Максвелла в (23), (24) также не искажается.

Воздействие микроволнового поля U создает замкнутый контур возбуждения, это даёт возможность получить пространственные квазипериодические осцилляции показателя преломления, что было показано в [28] для неподвижных атомов. Введём параметр $\zeta = (\gamma/2 + v)/(kv)$, описывающий отношение лоренцевой и доплеровской полуширин возбужденного уровня. Заметим, что лоренцева полуширина определяется естественной полушириной $\gamma/2$ возбужденного уровня и ударным однородным уширением v . В случае низких (до 0.1 К) температур $\zeta > 1$. При резонансной настройке несущих частот лазера ($\Delta_1 = \Delta_2 = 0$) все атомы ^{87}Rb , находящиеся в зоне действия лазерного пучка, эффективно с ним взаимодействуют. Физически эта ситуация соответствует облаку холодных атомов ^{87}Rb в магнитооптической ловушке, в которой столкновения происходят только между рабочими атомами. Такие облака могут быть охлаждены до температур ниже 1 мК. На рис.3,а,б изображён закон спада интенсивности $I_1(x) = |\Omega_1(x)|^2/|\Omega_1(0)|^2$ одного из оптических полей для температур атомов 1 мК и 30 мК. При относительной фазе $\Phi_0 = \pi/4$ состояние ЭИП среды не может существовать, и происходит перекачка энергии между лазерными полями, что видно на рис.3,а,б как пространственная периодичность спада интенсивности лазерных полей. Квазипериодическая интенсивность полей в пространстве индуцирует квазипериодические осцилляции показателя преломления (рис.3,з,д). По мере прохождения полей в среде относительная фаза релаксирует к нулю, среда переходит в состояние ЭИП, что видно на рис.3,а,б как горизонтальный участок спада интенсивности.

При комнатных температурах и выше $\zeta < 1$. Часть атомов ^{87}Rb выходит из резонансного взаимодействия с лазерными полями в силу доплеровского сдвига, что ведёт к исчезновению пространственных осцилляций показателя преломления (рис.3,е). Физически такой случай соответствует атомным парам ^{87}Rb в газовой ячейке при наличии буферного газа. Система не успевает перейти в состояние ЭИП, как в случае холодных атомов, и излучение поглощается полностью (рис.3,е). Такое увеличенное поглощение объясняется тем, что при высоких температурах скорость спонтанного распада возбужденного уровня [3] значительно повышается в результате столкновений рабочих атомов с буферным газом, стенками и друг с другом.

В дополнение интересно отметить тот факт, что даже при достаточно небольших концентрациях атомов можно попытаться увеличить показатель преломления при уменьшении поглощения [37].

4. Заключение

В работе исследована замкнутая Δ -схема возбуждения трёхуровневого атома в оптически плотной среде при учёте движения этого атома, обусловленного ненулевой температурой. Получены квантовые кинетические урав-

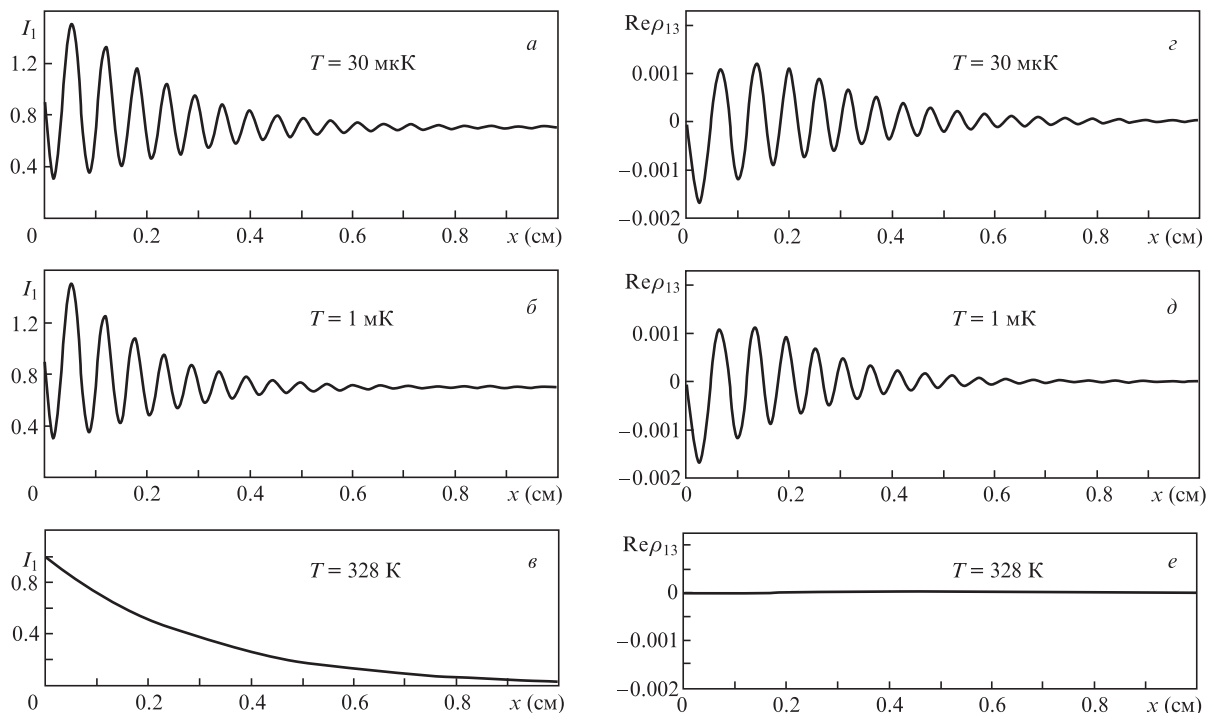


Рис.3. Интенсивность I_1 поля (а–в), действующего на переходе $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$, и вещественная часть когерентности ρ_{13} (z–e), определяющая преломление, в зависимости от координаты x при фиксированной концентрации для низких температур (атомы ^{87}Rb в оптической ловушке (а, z), атомы ^{87}Rb в магнитооптической ловушке (б, d)) и высоких температур (ячейка с парами рабочего газа ^{87}Rb и буферного газа ^{84}Kr (в, e)). На входе в среду $\Omega_1 = \Omega_2 = 5 \times 10^5 \text{ c}^{-1}$, $U = 2 \times 10^3 \text{ c}^{-1}$, относительная фаза $\Phi_0 = \pi/4$, отстройки полей $\Delta_1 = \Delta_2 = 0$, $n_{\text{Rb}} = 4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, $n_{\text{Kr}} = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

нения, описывающие такую систему. На основе решения этих уравнений установлено, что появляющиеся пространственные квазипериодические осцилляции показателя преломления с ростом температуры начинают угасать. Определён диапазон температур, при которых эти осцилляции наиболее ярко выражены.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ для молодых кандидатов наук МК-384.2013.2, Регионального общественного Фонда содействия отечественной науке, гранта компании British Petroleum, РФФИ (грант № 14-02-31422 мол_а), Государственного задания для вузов 2014/184 и Государственного задания в сфере научной деятельности № 3.1446.2014К.

Авторы выражают благодарность И.М.Соколову за полезные обсуждения данной работы.

1. Агапьев Б.Д., Горный М.Б., Матисов Б.Г. и др. *УФН*, **163**, 1 (1993).
2. Arimondo E. *Prog. Opt.*, **35**, 257 (1996).
3. Горный М.Б., Матисов Б.Г., Рождественский Ю.В. *ЖЭТФ*, **68**, 728 (1989).
4. Harris S. *Phys. Today*, **50**, 36 (1997).
5. Fleischhauer M., Imamoglu A., Marangos J.P. *Rev. Mod. Phys.*, **77**, 633 (2005).
6. Vanier J. *Appl. Phys. B*, **81**, 421 (2005).
7. Budker D., Romalis M. *Nat. Phys.*, **3**, 227 (2007).
8. Schwindt P.D.D., Knappe S., Shah V., Hollberg L., Kitching J. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 6409 (2004).
9. Knappe S., Shah V., Schwindt P.D.D., Hollberg L., Kitching J., Liew L., Moreland J. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 1460 (2004).
10. Fleischhauer M., Lukin M.D. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 5094 (2000).
11. Phillips D.F., Fleischhauer A., Mair A., Walsworth R.L., Lukin M.D. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 783 (2001).
12. Julsgaard B., Sherson J., Cirac J.I., Fiurák J., Polzik E.S. *Nature*, **432**, 482 (2004).

13. Kalachev A., Kocharovskaya O. *Phys. Rev. A*, **83**, 053849 (2011).
14. Harris S. *Phys. Rev. Lett.*, **62**, 1022 (1989).
15. Imamoglu A., Harris S. *Opt. Lett.*, **14**, 1344 (1989).
16. Кочаровская О., Ханин Я.И. *Письма в ЖЭТФ*, **48**, 581 (1988).
17. Kocharovskaya O., Mandel P. *Phys. Rev. A*, **42**, 523 (1990).
18. O'Brien C., Kocharovskaya O. arXiv:1106.0699v1.
19. Little B., Starling D.J., Howell J.C., et al. *Phys. Rev. A*, **87**, 043815 (2013).
20. Rajapakse R., Kuznetsova E., Yelin S. arXiv:1210.8077.
21. Buckle S.J., Barnett S.M., Knight P.L., et al. *Optica Acta*, **33**, 1129 (1986).
22. Kosachiov D.V., Matisov B.G., Rozhdestvensky Yu.V. *Opt. Commun.*, **85**, 209 (1991).
23. Kosachiov D.V., Matisov B.G., Rozhdestvensky Yu.V. *J. Phys. B*, **25**, 2473 (1992).
24. Li H., Sautenkov V.A., Rostovtsev Yu.V., et al. *Phys. Rev. A*, **80**, 023820 (2009).
25. Luo B., Tang H., Guo H. *J. Phys. B*, **42**, 235505 (2009).
26. Litvinov A.N., Barantsev K.A., Matisov B.G., Kazakov G.A., Rozhdestvensky Yu.V. *Opt. Commun.*, **305**, 155 (2013).
27. Баранцев К.А., Литвинов А.Н., Казаков Г.А., Рождественский Ю.В. *Квантовая электроника*, **42** (7), 612 (2012).
28. Баранцев К.А., Литвинов А.Н. *ЖЭТФ*, **145** (4), 653 (2014).
29. Курапцев А.С., Соколов И.М., Фофанов Я.А. *Оптика и спектроскопия*, **112** (3), 401 (2012).
30. Раутиан С.Г., Смирнов Г.И., Шалагин А.М. *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул* (Новосибирск: Наука, 1979).
31. Dicke R.H. *Phys. Rev.*, **89**, 472 (1953).
32. Brandt S., Nagel A., Wynands R., Meschede D. *Rhys. Rev. A*, **56**, 2 (1997).
33. Keilson J., Storer J.E. *Q. Appl. Math.*, **10**, 243 (1952).
34. Раутиан С.Г. *ЖЭТФ*, **51**, 1176 (1966).
35. Агапьев Б.Д., Горный М.Б., Матисов Б.Г. *Письма в ЖТФ*, **12**, 315 (1986).
36. Arimondo E. *Phys. Rev. A*, **54**, 2216 (1996).
37. Kuznetsova E., Rajapakse R., Yelin S.F. *Phys. Rev. A*, **88**, 033850 (2013).