

Влияние столкновений на форму резонанса когерентного пленения населенностей, детектируемого методом Рэмси

Г.В.Волошин, К.А.Баранцев, А.Н.Литвинов

Построена теоретическая модель эффекта когерентного пленения населенностей в щелочных атомах, находящихся в оптически тонкой газовой ячейке с буферным газом при ненулевой температуре в импульсном лазерном поле. Проанализирована форма рэмсеевского резонанса для двух различных диапазонов температур – для «холодного» атомного ансамбля и для ансамбля «горячих» атомов в ячейке с буферным газом. Исследовано влияние сверхтонкой структуры возбужденного уровня на сдвиг центрального рэмсеевского резонанса.

Ключевые слова: когерентное пленение населенностей, импульсная накачка, газовая ячейка, щелочные атомы, движущиеся атомы.

1. Введение

Взаимодействие бихроматического лазерного излучения с атомными ансамблями приводит при определенных условиях к возникновению явления когерентного пленения населенностей (КПН) [1–4]. Отличительной особенностью данного эффекта является возможность наблюдения узких резонансов, свободных от доплеровского уширения оптического перехода. Ширина резонанса КПН может достигать сотен или даже десятков герц. Это открывает широкие возможности для использования явления КПН в различных практических применениях, в том числе в оптических магнитометрах [5, 6], спектроскопических устройствах высокого разрешения [7, 8], а также для создания устройств записи и хранения квантовой информации [9–11], разработки лазеров без инверсии [12–15]. Особое место в применении явления КПН занимают малогабаритные квантовые стандарты частоты [16–21].

В последнее время значительный интерес вызывает использование импульсной накачки для возбуждения резонанса КПН (схема Рэмси) [22]. Суть этого метода состоит в том, что взаимодействие атомного ансамбля происходит с двумя последовательными импульсами (накачивающим и считывающим), разделенными темновой паузой. Оказывается, что при такой схеме опроса ширина КПН-резонанса определяется только темновой паузой, что позволяет получить значительно более узкий резонанс КПН [23].

Основная идея данного метода, а также его различные модификации в применении к эффекту КПН подробно исследованы в целом ряде работ. Начало исследований в этой области положено в пионерской работе [24], где сообщается о наблюдении полос Рамана–Рэмси с использо-

ванием двойной Λ -схемы, в которой когерентный захват населенностей в атомном ансамбле возникает при возбуждении импульсным оптическим излучением. Авторы [25] экспериментально наблюдали высококонтрастные узкие резонансы КПН при рэмсеевской схеме опроса в атомарных парах ^{133}Cs . С целью повышения стабильности атомных часов авторами [26, 27] предложено использовать импульсный двухшаговый метод возбуждения резонансов КПН. Этот метод представляет собой схему Рамана–Рэмси, в которой используются лазерные импульсы с меньшей интенсивностью света, что позволяет обеспечить более низкую чувствительность формы резонанса КПН к изменению интенсивности света. Влияние давления буферного газа на форму резонанса КПН в схеме Рамана–Рэмси для атомов ^{87}Rb рассмотрено в работе [28]. Исследованию высококонтрастных узких резонансов КПН при импульсной накачке в атомарных парах ^{133}Cs посвящена работа [29], в которой продемонстрирована стабильность атомных часов на уровне 2.3×10^{-13} за 100 с. В этой работе также отмечается, что ширина центрального рэмсеевского резонанса может быть уже, чем ожидаемая ширина линии Рэмси. Аналогичные особенности наблюдались в работе [30] при исследовании резонансов КПН в схеме Рамана–Рэмси в микроячейках, заполненных парами Cs–Ne. Экспериментальное исследование резонансов КПН с использованием техники Рамана–Рэмси в ячейках, содержащих газовую смесь ^{87}Rb –Ar–Ne, для конфигурации lin||lin-поляризаций проведено в [31]. В работах [32, 33] предложена схема на основе симметричной автобалансной последовательности импульсов Рэмси, которая позволила уменьшить световой сдвиг на порядок. С помощью предложенного метода авторами реализованы высокоточные атомные часы на основе ^{133}Cs , причем вклад светового сдвига в стабильность частоты теперь варьируется в пределах 10^{-16} на временах усреднения 10^4 с. В работе [34] наблюдались полосы Рэмси при исследовании эффекта светоиндуцированной прозрачности в ячейке с буферным газом.

При создании стандартов частоты требуется повышать сигнал, что может быть реализовано путем повышения температуры. В этом случае растет число активных

Г.В.Волошин, К.А.Баранцев, А.Н.Литвинов. Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Россия, 195251 С.-Петербург, Политехническая ул., 29; e-mail: kostmann@yandex.ru, andrey.litvinov@mail.ru

Поступила в редакцию 13 января 2020 г., после доработки – 18 мая 2020 г.

атомов, и при определенной их концентрации говорят об оптически плотной среде. Влияние оптической плотности среды на форму линии резонанса КПН при реализации схемы Рамана–Рэмси теоретически рассмотрено в [35–37].

Отметим, что, несмотря на достаточно большое количество работ по исследованию эффекта КПН в газовых ячейках в схеме Рамана–Рэмси (см., напр., [28–33]), они в большинстве своем являются экспериментальными. Цель настоящей работы заключается в построении теории эффекта КПН для ненулевой температуры при наличии буферного газа в случае рэмсеевской схемы опроса; при этом особое внимание уделяется влиянию наличия сверхтонкой структуры возбужденного уровня на сдвиг центрального рэмсеевского резонанса.

2. Математическая модель

Примем, что ансамбль атомов находится при ненулевой температуре в поле плоской электромагнитной волны с двумя несущими частотами (рис.1,а). Волна распространяется вдоль оси z , и напряженность электрического поля

$$E(z, t) = e_1 E_1 \exp[-i(\omega_1 t - k_1 z)] + e_2 E_2 \exp[-i(\omega_2 t - k_2 z)] + \text{с. с.}, \quad (1)$$

где E_j, e_j, k_j – в общем случае комплексная амплитуда напряженности, единичный вектор вдоль направления поляризации и волновое число соответственно ($j = 1, 2$).

Рассмотрим модель, в которой атомы имеют четыре энергетических уровня: два основных – $|1\rangle$ и $|2\rangle$, соответствующих сверхтонкому расщеплению s -состояния; и два

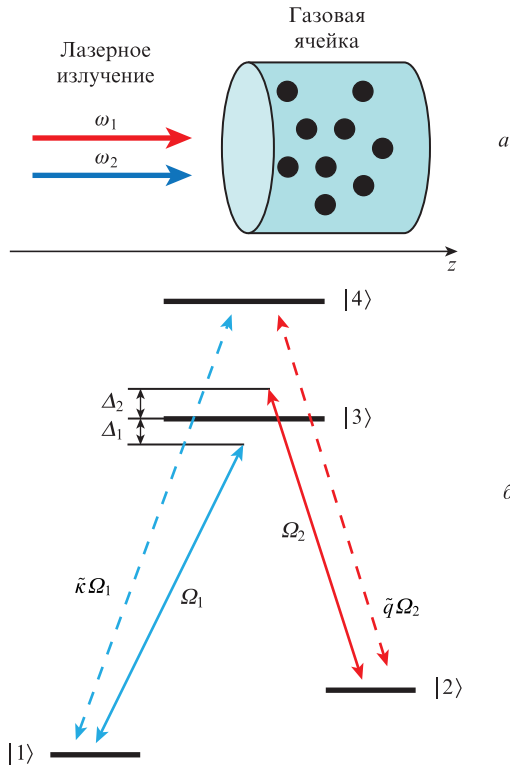


Рис.1. Газовая ячейка с активными атомами и буферным газом и направление распространения двухчастотного лазерного излучения (а), а также схема энергетических уровней активных атомов и возбуждаемые переходы (б).

возбужденных – $|3\rangle$ и $|4\rangle$, соответствующих сверхтонкому расщеплению p -состояния (рис.1,б). Частоты полей ω_1 и ω_2 близки к частотам переходов $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ и $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ с отстройками Δ_1 и Δ_2 соответственно, а ω_{34} – частота сверхтонкого перехода между уровнями возбужденного состояния $|3\rangle$ и $|4\rangle$.

Состояние ансамбля атомов будем описывать с помощью одноатомной матрицы плотности $\hat{\rho}(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)$, которая в представлении Вигнера по поступательным степеням свободы атома удовлетворяет следующему квантовому кинетическому уравнению:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m} \nabla\right) \hat{\rho}(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t) = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)] + \hat{R}\{\hat{\rho}(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)\} + \hat{S}\{\hat{\rho}(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)\}, \quad (2)$$

где $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$ – импульс атома; m – масса атома; \hat{H} – гамильтониан атома, учитывающий его взаимодействие с внешним полем; \hat{R} – супероператор, феноменологически учитывающий спонтанную релаксацию атомов ансамбля; \hat{S} – супероператор, учитывающий столкновения между активными и буферными атомами.

Гамильтониан представим в виде $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}$, где

$$\hat{H}_0 = \sum_{n=1}^4 \varepsilon_n |n\rangle\langle n| \quad (3)$$

– гамильтониан системы в отсутствие поля, а \hat{V} – оператор взаимодействия с полем, в дипольном приближении имеющий вид

$$\hat{V} = -\hat{\mathbf{d}}\mathbf{E} = \hbar\Omega_1 \exp[-i(\omega_1 t - k_1 z)] |3\rangle\langle 1| + \hbar\Omega_2 \exp[-i(\omega_2 t - k_2 z)] |3\rangle\langle 2| + \text{h. c.} \quad (4)$$

Здесь $\hat{\mathbf{d}} = e_1 \hat{\mathbf{d}}$ – оператор дипольного момента атомов, $\Omega_j = E_j d_{3j} / \hbar$ – частоты Раби ($j = 1, 2$), а также принято, что векторы поляризации падающих волн сонаправлены с вектором дипольного момента ($(\mathbf{e}_d, \mathbf{e}_{1,2}) = 1$), а элементы матрицы дипольного момента $d_{12} = 0$ в силу того, что электродипольный переход $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ запрещен; $\tilde{\kappa} = d_{41}/d_{31}$, $\tilde{q} = d_{42}/d_{32}$ – отношения матричных элементов дипольного момента.

Поскольку фронт падающей волны мы полагаем плоским и бесконечным, то можно свести задачу к одномерной по координате. При этом матрица плотности будет зависеть только от проекции скорости атома на направление распространения излучения и от координаты z : $\hat{\rho}(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t) = \hat{\rho}(v, z, t)$, где $v = v_z$.

Сделаем замену, выделяющую в недиагональных элементах матрицы плотности быстро осциллирующие множители:

$$\tilde{\rho}_{ge} = \rho_{ge} \exp[-i(\omega_g t - k_g z)], \quad g = 1, 2, \quad e = 3, 4, \quad (5)$$

$$\tilde{\rho}_{12} = \rho_{12} \exp[-i(\omega_1 - \omega_2)t + i(k_1 - k_2)z], \quad (6)$$

где $\rho_{mm}(v, z) = \langle n | \hat{\rho}(v, z) | m \rangle$, после чего воспользуемся приближением вращающейся волны.

Будем считать среду оптически тонкой вдоль направления распространения волны, т. е. длина свободного пробега фотона много больше длины атомного ансамбля L в

этом направлении ($n_a \sigma L \ll 1$, где n_a – концентрация активных атомов; σ – эффективное сечение рассеяния фотона на атоме ансамбля). Таким образом, пренебрегая зависимостью от z , используя модель сильных столкновений [38, 39], запишем систему (2) в виде [37]

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{11}(v) = & -i\Omega_1 \tilde{\rho}_{13}(v) + i\Omega_1^* \tilde{\rho}_{31}(v) - i\tilde{\kappa} \Omega_1 \tilde{\rho}_{14} + i\tilde{\kappa}^* \Omega_1^* \tilde{\rho}_{41} \\ & + \frac{\gamma}{2}(\rho_{33}(v) + \tilde{\kappa}^2 \rho_{44}(v)) - \nu \rho_{11}(v) \\ & + v_{11} M(v) \int \rho_{11}(v') dv' + v_{21} M(v) \int \rho_{22}(v') dv' \\ & + v_{31} M(v) \int \rho_{33}(v') dv' + v_{41} M(v) \int \rho_{44}(v') dv', \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{22}(v) = & -i\Omega_2 \tilde{\rho}_{23}(v) + i\Omega_2^* \tilde{\rho}_{32}(v) - i\tilde{q} \Omega_2 \tilde{\rho}_{24} + i\tilde{q}^* \Omega_2^* \tilde{\rho}_{42} \\ & + \frac{\gamma}{2}(\rho_{33}(v) + \tilde{q}^2 \rho_{44}(v)) - \nu \rho_{22}(v) \\ & + v_{22} M(v) \int \rho_{22}(v') dv' + v_{12} M(v) \int \rho_{11}(v') dv' \\ & + v_{32} M(v) \int \rho_{33}(v') dv' + v_{42} M(v) \int \rho_{44}(v') dv', \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{33}(v) = & -i\Omega_1 \tilde{\rho}_{13}(v) - i\Omega_1^* \tilde{\rho}_{31}(v) + i\Omega_2 \tilde{\rho}_{23}(v) - i\Omega_2^* \tilde{\rho}_{32}(v) \\ & - \gamma \rho_{33}(v) - \nu \rho_{33}(v) + v_{33} M(v) \int \rho_{33}(v') dv' \\ & + v_{43} M(v) \int \rho_{44}(v') dv', \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{44}(v) = & i\tilde{\kappa} \Omega_1 \tilde{\rho}_{14}(v) - i\tilde{\kappa}^* \Omega_1^* \tilde{\rho}_{41}(v) + i\tilde{q} \Omega_2 \tilde{\rho}_{24}(v) \\ & - i\tilde{q}^* \Omega_2^* \tilde{\rho}_{42}(v) - \frac{\gamma}{2}(\tilde{\kappa}^2 + \tilde{q}^2) \rho_{44}(v) - \nu \rho_{44}(v) \\ & + v_{44} M(v) \int \rho_{44}(v') dv' + v_{34} M(v) \int \rho_{33}(v') dv', \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{12}(v) = \dot{\rho}_{21}^*(v) = & i\Omega_1^* \tilde{\rho}_{32}(v) - i\Omega_2 \tilde{\rho}_{13}(v) + i\tilde{\kappa}^* \Omega_1^* \tilde{\rho}_{42} \\ & - i\tilde{q} \Omega_2 \tilde{\rho}_{14} + [i(\Delta_2 - \Delta_1) + (k_1 - k_2)v - \Gamma_{12} - \nu] \tilde{\rho}_{12}(v) \\ & + v_{\text{coh}}^{v'} M(v) \int \tilde{\rho}_{12}(v') dv', \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{13}(v) = \dot{\rho}_{31}^*(v) = & -i\Omega_1^* \rho_{11}(v) - i\Omega_2^* \tilde{\rho}_{12}(v) + i\Omega_1^* \rho_{33}(v) \\ & + [-i(\Delta_1 - k_1v) - \Gamma - \nu] \tilde{\rho}_{13}(v), \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{14}(v) = \dot{\rho}_{41}^*(v) = & -i\tilde{\kappa}^* \Omega_1^* \rho_{11}(v) - i\tilde{q}^* \Omega_2^* \tilde{\rho}_{12}(v) \\ & + i\tilde{\kappa}^* \Omega_1^* \rho_{44}(v) + [-i(\Delta_1 - \omega_{34} - k_1v) - \Gamma - \nu] \tilde{\rho}_{14}(v), \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{23}(v) = \dot{\rho}_{32}^*(v) = & -i\Omega_1^* \tilde{\rho}_{21}(v) - i\Omega_2^* \rho_{22}(v) + \Omega_2^* \rho_{33}(v) \\ & + [-i(\Delta_2 - k_2v) - \Gamma - \nu] \tilde{\rho}_{23}(v), \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{24}(v) = \dot{\rho}_{42}^*(v) = & -i\tilde{\kappa}^* \Omega_1^* \tilde{\rho}_{21}(v) - i\tilde{q}^* \Omega_2^* \rho_{22}(v) \\ & + i\tilde{q}^* \Omega_2^* \rho_{44}(v) + [-i(\Delta_2 - \omega_{34} - k_2v) - \Gamma - \nu] \tilde{\rho}_{24}(v). \end{aligned} \quad (15)$$

Аргумент t в формулах (7)–(15) опущен для краткости. Здесь γ – скорость спонтанного распада возбужденного состояния; Γ – скорость распада оптических когерентностей; Γ_{12} – скорость распада низкочастотной когерентности (все скорости распада обусловлены взаимодействием атома с вакуумным термостатом); $M(v) = (\sqrt{\pi} v_T)^{-1} \exp(-v^2/v_T^2)$ – функция распределения Максвелла по проекции скорости; $v_T = \sqrt{2kT/m}$ – наиболее вероятная скорость; ν – полная частота столкновений; ν_{ij} – частоты неупругих столкновений, при которых происходят переходы из состояния $|i\rangle$ в состояние $|j\rangle$; $\nu_{\text{coh}}^{v'}$ – частота столкновений, при которых сохраняется низкочастотная когерентность. Частоты столкновений вычисляются исходя из газокинетической формулы $\nu_\alpha = (n_a + n_{\text{buf}}) \sigma_\alpha \bar{u}$, где n_a и n_{buf} – концентрации активных атомов и атомов буферного газа; σ_α – сечение соответствующего процесса; $\bar{u} = \sqrt{8kT/\pi\mu}$ – средняя тепловая скорость; $\mu = m_{\text{buf}} m_a / (m_a + m_{\text{buf}})$ – приведенная масса. Отметим, что концентрация n_{buf} в ансамбле много больше концентрации n_a . В силу этого зависимостью частоты ν от температуры можно пренебречь, т. к. от последней зависит только концентрация n_a .

Система уравнений (7)–(15) записана в приближении, когда скорость оптической накачки значительно меньше скоростей газокинетических процессов и процессов спонтанной релаксации возбужденного состояния, $|\Omega_{12}| \ll \nu, \gamma$. При этом населенности возбужденного состояния малы ($\int \rho_{ee}(v, t) dv \ll 1$), следовательно, когерентностью $\rho_{34}(v, t)$ можно пренебречь.

Решение данной системы уравнений представляет собой сложную задачу. С целью ее упрощения перейдем к редуцированной матрице плотности

$$\rho_{ij}(t) = \int \rho_{ij}(v, t) dv, \quad i, j = 1, 2, 3, 4. \quad (16)$$

Для этого проинтегрируем уравнения (7)–(15) по скорости, полагая распределения по скоростям населенностей основных состояний и низкочастотных когерентностей максвелловскими:

$$\rho_{jj}(v, t) = M(v) \rho_{jj}(t), \quad j = 1, 2, \quad (17)$$

$$\tilde{\rho}_{12}(v, t) = M(v) \tilde{\rho}_{12}(t). \quad (18)$$

Затем запишем уравнения (7)–(11) для редуцированных элементов матрицы плотности (соотношения для частот столкновений рассмотрены в [39]):

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{11} = & -2\text{Re}\{i\Omega_1[\tilde{\rho}_{13} + \tilde{\kappa} \tilde{\rho}_{14}]\} + \frac{\gamma}{2}(\rho_{33} + \tilde{\kappa}^2 \rho_{44}) \\ & + (v_{11} - \nu) \rho_{11} + v_{21} \rho_{22} + v_{31} \rho_{33} + v_{41} \rho_{44}, \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{22} = & -2\text{Re}\{i\Omega_2[\tilde{\rho}_{23} + \tilde{\kappa} \tilde{\rho}_{14}]\} + \frac{\gamma}{2}(\rho_{33} + \tilde{q}^2 \rho_{44}) \\ & + (v_{22} - \nu) \rho_{22} + v_{12} \rho_{11} + v_{32} \rho_{33} + v_{42} \rho_{44}, \end{aligned} \quad (20)$$

$$\dot{\rho}_{33} = 2\text{Re}\{i[\Omega_1 \tilde{\rho}_{13} + \Omega_2 \tilde{\rho}_{23}]\} - \gamma' \rho_{33} + v_{43} \rho_{44}, \quad (21)$$

$$\dot{\rho}_{44} = 2\text{Re}\{i[\Omega_1 \tilde{\kappa} \tilde{\rho}_{14} + \Omega_2 \tilde{q} \tilde{\rho}_{24}]\} - \frac{\gamma}{2}(\tilde{\kappa}^2 + \tilde{q}^2) \rho_{44} +$$

$$+ (v - v_{44})\rho_{44} + v_{34}\rho_{33}, \tag{22}$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{12} = & i[\Omega_1^* \tilde{\rho}_{32} - \Omega_2 \tilde{\rho}_{13} + \tilde{\kappa}^* \Omega_1^* \tilde{\rho}_{42} - \tilde{q} \Omega_2 \tilde{\rho}_{14}] \\ & + [i\delta - \Gamma'_{12}] \tilde{\rho}_{12}, \end{aligned} \tag{23}$$

где $\gamma' = \gamma + v - v_{33}$, $\Gamma'_{12} = \Gamma_{12} + v - v_{\text{coh}}^{w'}$ – модифицированные за счет столкновений скорости распада возбужденного уровня и низкочастотной когерентности; $\delta = \Delta_2 - \Delta_1$ – двухфотонная отстройка. В нашем случае предположения (17), (18) использованы только при получении уравнения (23).

Для оптических когерентностей распределения по скорости нельзя считать максвелловскими, т.к. они быстро разрушаются при столкновениях. Поэтому необходимо найти эти распределения и проинтегрировать их по скорости. Для этого найдем решения уравнений (12)–(15) в квадратурах методом вариации произвольной постоянной. Учтем, что в приближении слабых полей справедливо адиабатическое приближение, в котором $\rho_{33,44} \ll \rho_{11,22}$. Это позволяет пренебречь третьими слагаемыми в правых частях уравнений (12)–(15). Используя выражения (12)–(15), запишем

$$\begin{aligned} \tilde{\rho}_{j3}(t) = & -i \int_0^t dt' [\Omega_2^*(t') \tilde{\rho}_{j2}(t') + \Omega_1^*(t') \tilde{\rho}_{j1}(t')] \\ & \times \int_{-\infty}^{\infty} dv M(v) \exp[-(i(\Delta_j - k_j v) + \Gamma')(t - t')], \end{aligned} \tag{24}$$

$$\begin{aligned} \tilde{\rho}_{j4}(t) = & -i \int_0^t dt' [\tilde{q}^* \Omega_2^*(t') \tilde{\rho}_{j2}(t') + \tilde{\kappa}^* \Omega_1^*(t') \tilde{\rho}_{j1}(t')] \\ & \times \int_{-\infty}^{\infty} dv M(v) \exp[-(i(\Delta_j - \omega_{34} - k_j v) + \Gamma')(t - t')], \end{aligned} \tag{25}$$

где $\Gamma' = \Gamma + v$ – модифицированная за счет столкновений скорость распада оптических когерентностей. Интегралы по скорости в (24), (25) в смысле главного значения действительны и могут быть вычислены аналитически:

$$\begin{aligned} \tilde{\rho}_{j3}(t) = & -i \int_0^t dt' \exp\left[\frac{v_j^2 k_j^2}{4}(t - t')^2 - (i\Delta_j + \Gamma')(t - t')\right] \\ & \times [\Omega_2^*(t') \tilde{\rho}_{j2}(t') + \Omega_1^*(t') \tilde{\rho}_{j1}(t')], \end{aligned} \tag{26}$$

$$\begin{aligned} \tilde{\rho}_{j4}(t) = & -i \int_0^t dt' \exp\left[\frac{v_j^2 k_j^2}{4}(t - t')^2 - (i(\Delta_j - \omega_{34}) + \Gamma') \right. \\ & \left. \times (t - t')\right] [\tilde{q}^* \Omega_2^*(t') \tilde{\rho}_{j2}(t') + \tilde{\kappa}^* \Omega_1^*(t') \tilde{\rho}_{j1}(t')]. \end{aligned} \tag{27}$$

В формулах (26), (27) первое слагаемое в показателе экспоненты описывает уменьшение взаимодействия атомов с излучением за счет доплеровской отстройки, второе – имеет смысл однородного уширения линий поглощения за счет столкновений.

Далее, подставив выражения для $\tilde{\rho}_{j3}$ и $\tilde{\rho}_{j4}$ из (24), (25) в систему (19)–(23), приходим к системе интегро-дифференциальных уравнений Вольтерра первого рода, которая может быть представлена в общем виде как

$$\dot{y}_i(t) = \int_0^t K_{ij}(t, t') y_j(t') dt' + A_{ij} y_j(t), \tag{28}$$

где $y_i(t)$ – функция, которую требуется найти; $K_{ij}(t, t')$ – ядро интегрального уравнения; A_{ij} – постоянная матрица (здесь использовано правило немого суммирования).

Для решения системы уравнений (28) был применен метод, основанный на использовании разностной схемы. Суть этого метода состоит в замене интеграла его приближенным значением с помощью суммы по точкам разбиения отрезка интегрирования $t_m \in [0, t]$ методом трапеций. В результате для шага h и числа разбиений l выражение (28) запишется в виде

$$\begin{aligned} \dot{y}_i(t) = & \frac{h}{2} \sum_{m=1}^{l-1} [K_{ij}(t, t_m) y_{j,m} + K_{ij}(t, t_{m+1}) y_{j,m+1}] \\ & + A_{ij} y_j(t), \quad y_{i,m} = y_i(t_m). \end{aligned} \tag{29}$$

Решение системы (29) проводилось численно с использованием метода Эйлера. При вычислениях частоты столкновений полагались следующими:

$$\begin{aligned} v_{11} = v_{22} = & v, \\ v_{33} = & v(1 - \eta), \\ v_{44} = & v[1 - \eta(\tilde{\kappa}^2 + \tilde{q}^2)/2], \\ v_{31} = v_{32} = & \eta v/2, \\ v_{41} = v_{14} = & \eta v \tilde{\kappa}^2/2, \\ v_{42} = v_{24} = & \eta v \tilde{q}^2/2, \\ v_{12}^{w'} = & v. \end{aligned} \tag{30}$$

Здесь η – параметр, определяющий долю столкновений, приводящих к распаду возбужденного состояния.

3. Импульсная накачка

Система уравнений (19)–(23), (26) и (27) описывает поведение атомной системы в лазерном поле, амплитуда которого произвольно изменяется во времени. Рассмотрим импульсную схему накачки методом Рэмси, позволяющую значительно сузить линию КПП-резонанса (рис.2). Первый накачивающий импульс длительностью τ_p при взаимодействии с атомами переводит их в состояние КПП. Длительность накачивающего импульса должна быть больше времени установления КПП: $\tau_p > \gamma' / \Omega^2$, где γ' – скорость распада возбужденного состояния; Ω – характерная частота Раби.

Длительность темновой паузы лежит в пределах $1/\gamma' \ll T_d < 1/\Gamma'_{12}$. При этом населенности возбужденных уров-

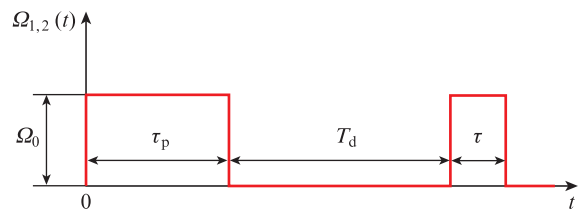


Рис.2. Последовательность лазерных импульсов при рэмсеевской схеме опроса резонанса КПП: Ω_0 – частота Раби падающих полей; τ_p, T_d, τ – длительности накачивающего импульса, темновой паузы и считывающего импульса соответственно.

ней и оптические когерентности атомов полностью распадаются, а низкочастотная когерентность свободно эволюционирует.

Считывающий импульс длительностью $\tau_p < \gamma/\Omega^2$ в зависимости от набега фазы между низкочастотной когерентностью и лазерным излучением приводит к разной степени возбуждения атомов после действия излучения, что позволяет детектировать резонанс Рэмси.

4. Результаты и их обсуждение

4.1. Трехуровневая модель (Λ -атом)

Рассмотрим возбуждение КПН-резонансов в атомных ансамблях в рамках трехуровневой модели (расщеплением возбужденного состояния пренебрегаем) для двух диапазонов температур: при низких температурах 1 мК–1 К, соответствующих случаю холодных атомных ансамблей, на ширину линии поглощения которых влияют главным образом естественное и доплеровское уширения, а столкновительное уширение влияет слабо, и при температурах 30–60 °С, соответствующих температуре газовой ячейки, заполненной насыщенным паром щелочного металла. В таком газе доплеровское и столкновительное уширения сравнимы по величине и на два порядка превышают естественное.

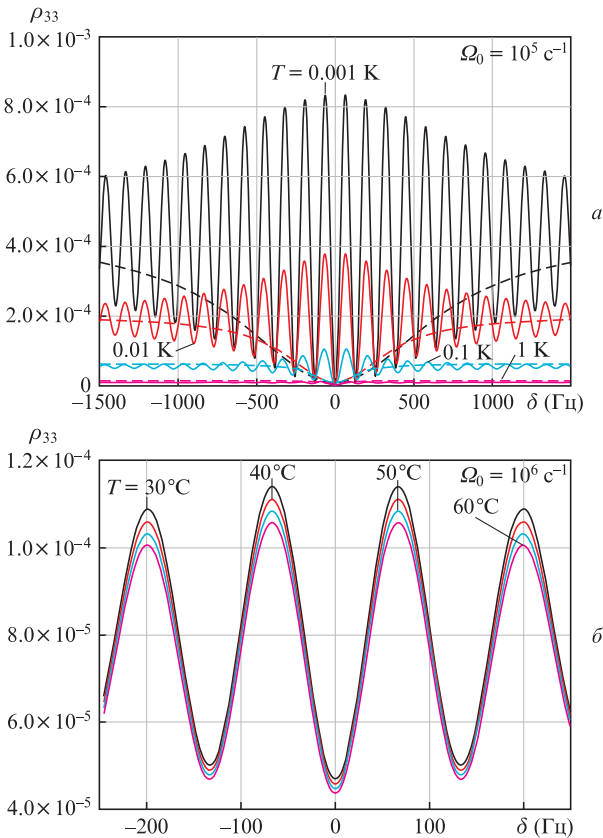


Рис.3. Формы резонансов КПН в холодных атомах (а) и в горячей газовой ячейке (б) (сплошные и штриховые кривые – резонансы, детектируемые рэмсеевским методом и непрерывным излучением соответственно). Длительность считывающего импульса $\tau = 10\gamma^{-1}$, длительность накачивающего импульса τ_p соответствует выходу на стационарное состояние, длительность темновой паузы $T_d = 0.8$ мс; также принято: $m_a = 87$ а.е.м., $m_{buf} = 40$ а.е.м., $n_a = 0.5 \times 10^{11}$ см $^{-3}$, $n_{buf} = 10^{19}$ см $^{-3}$, $\gamma = 10^7$ с $^{-1}$, $\Gamma = \gamma/4$, $\Gamma_{12} = 200$ с $^{-1}$, $\Delta_1 = \delta/2$, $\Delta_2 = -\delta/2$, $\eta = 0.01$.

На рис.3,а показано изменение резонанса КПН, детектируемого при использовании непрерывного излучения (штриховые кривые) и рэмсеевским методом (сплошные кривые), в области низких температур для случая холодных атомов. С увеличением температуры увеличивается доплеровское уширение и уменьшается количество атомов, находящихся в резонансе с излучением. Как следствие, уменьшается скорость оптической накачки, и населенность возбужденного уровня падает. Это ведет к значительному уменьшению амплитуды центрального рэмсеевского резонанса. Помимо уменьшения населенности, имеет место сужение огибающих. Это объясняется тем, что ширину КПН-резонанса определяют два слагаемых: $\Gamma'_{12} + \Omega^2/\gamma'$. Первое слагаемое связано с распадом низкочастотной когерентности за счет столкновений атомов между собой, с буферным газом и со стенками ячейки, а второе – со световым уширением при действии лазерного излучения. При низких температурах первое слагаемое близко к нулю, т.к. оно обусловлено только столкновениями атомов между собой, а слагаемое Ω^2/γ' имеет порядок 10^3 – 10^5 с $^{-1}$ для рассматриваемых частот Раби. С увеличением температуры скорости распада низкочастотной когерентности Γ'_{12} и возбужденного уровня γ' начинают возрастать из-за наличия неупругих столкновений. Для атомов Rb с концентрацией 10^{11} см $^{-3}$ при увеличении температуры от 0.001 до 0.01 К приращение Γ'_{12} составляет ~ 0.1 с $^{-1}$, а приращение $\gamma' - 10^3$ с $^{-1}$, что в сумме приводит к уменьшению ширины резонанса.

В случае горячих атомов (рис.3, б) в диапазоне температур 30–60 °С, при котором используются газовые ячейки, с ростом температуры амплитуда рэмсеевского резонанса уменьшается, причем ее изменение значительно меньше, чем в случае холодных атомов.

4.2. Учет сверхтонкой структуры возбужденного уровня

Рассмотрим теперь влияние дополнительного верхнего уровня, обусловленного сверхтонкой структурой, на особенности рэмсеевского резонанса. Положим, что величина сверхтонкого расщепления находится в диапазоне $60\gamma \leq \omega_{34} \leq 160\gamma$. При настройке полей на переход $|1\rangle - |3\rangle$ быстрые атомы из-за доплеровского уширения взаимодействуют с уровнем $|4\rangle$, что приводит к световым сдвигам оптических переходов и, как следствие, к сдвигу низкочастотного перехода $|1\rangle - |2\rangle$ и резонанса КПН. На рис.4,а представлены зависимости светового сдвига S центрального рэмсеевского резонанса от температуры T . Видно, что положение центрального рэмсеевского резонанса изменяется. Это изменение зависит от величины расщепления возбужденного состояния и имеет немонокотный характер. Немонокотность связана с тем, что зависимость светового сдвига от отстройки совпадает с формой дисперсионного контура [40]. При изменении температуры происходит изменение ширины дисперсионного контура, что эквивалентно сканированию расщепления ω_{34} . Таким образом, если дисперсионный контур атомов уширен сопоставимо с величиной расщепления возбужденного состояния, зависимость светового сдвига от температуры может быть как возрастающей, так и убывающей. Перекрытие же контуров возбужденных уровней атомов происходит только у небольшой группы атомов, поэтому величина сдвига составляет единицы герц. Это вполне согласуется с экспериментальными результатами [29]. Стоит отметить, что в работе [17] величина светового сдвига растет с уве-

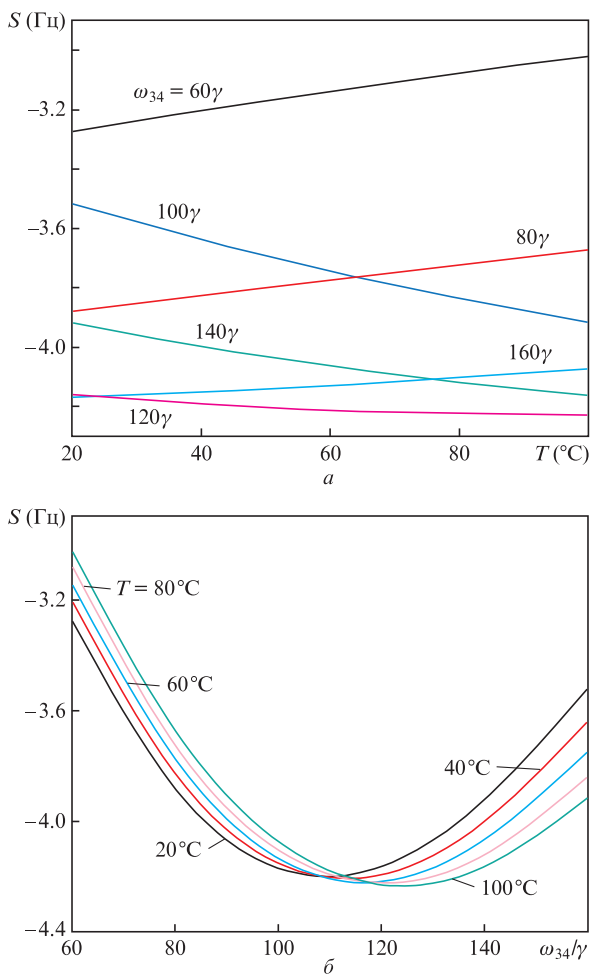


Рис.4. Зависимости светового сдвига центрального рэмсеевского резонанса от температуры для различных величин сверхтонкого расщепления ω_{34} (а) и сверхтонкого расщепления ω_{34} для различных температур (б). Амплитуда полей $\Omega_0 = 10^5 \text{ c}^{-1}$, $\tilde{\kappa} = 1$, $\tilde{q} = 0.5$; остальные параметры те же, что и для рис.3.

личением температуры. Мы полагаем, это связано с тем, что в данный сдвиг также вносит вклад эффект оптически плотной среды, в которой распространяются импульсы излучения с различающимися длинами волн [20, 36].

5. Заключение

Построена теория, описывающая возбуждение КПН-резонанса импульсным лазерным полем в оптически тонком атомном ансамбле с учетом движения атомов. Получена система уравнений для проинтегрированных по скорости элементов матрицы плотности атомов, в которой оптические когерентности выражены через квадратуры. Кратко описан метод решения подобных систем уравнений. Численное решение данной системы позволяет рассчитать форму резонанса КПН при рэмсеевской схеме опроса.

Проанализирована форма рэмсеевского резонанса для двух диапазонов температур – для холодного атомного ансамбля, в котором доплеровское уширение сравнимо с естественным, и для ансамбля горячих атомов в газовой ячейке с буферным газом (доплеровское и столкновительное уширения много больше естественного). Показано, что при увеличении температуры в случае холодных атомов происходит уменьшение амплитуды рэмсеевского резонанса при одновременном сужении огибающей, а в случае го-

рячих атомов – смещение резонансов в область меньших населенностей при одновременном уменьшении амплитуды. Установлено, что при наличии сверхтонкой структуры возбужденного состояния имеет место световой сдвиг рэмсеевского резонанса. Проанализирована зависимость светового сдвига центрального рэмсеевского резонанса от температуры и величины сверхтонкого расщепления.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 18-32-20022_мол_а_вед), Г.В.Волошин также благодарит Фонд содействия инновациям по программе «УМНИК» (проект № 14380ГУ/2019).

- Alzetta G. et al. *Nuovo Cim. B*, **36** (1), 5 (1976).
- Arimondo E., Orriols G. *Lett. Nuovo Cim.*, **17** (10), 333 (1976).
- Gray H.R., Whitley R.M., Stroud C.R. Jr. *Opt. Lett.*, **3**, 218 (1978).
- Агапьев Б.Д., Горный М.Б., Матисов Б.Г. и др. *УФН*, **163**, 1 (1993).
- Stahler M., Wynands R., Knappe S., et al. *Opt. Lett.*, **27**, 1472 (2002).
- Akulshin A., Celikov A., Velichansky V. *Opt. Commun.*, **84**, 139 (1991).
- Peter D., Schwindt D., Knappe S., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 6409 (2004).
- Yashuk V.V., Granwehr J., Kimbal D.F., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 160801 (2004).
- Lukin M.D. *Rev. Mod. Phys.*, **75**, 457 (2003).
- Fleischhauer M., Imamoglu A., Marangos J.P. *Rev. Mod. Phys.*, **77**, 633 (2005).
- Zhang R., Wang X.-B. *Phys. Rev. A*, **94**, 063856 (2016).
- Harris S. *Phys. Rev. Lett.*, **62**, 1022 (1989).
- Imamoglu A., Harris S. *Opt. Lett.*, **14**, 1344 (1989).
- Кочаровская О., Ханин Я.И. *Письма в ЖЭТФ*, **48**, 581 (1988).
- Kocharovskaya O., Mandel P. *Phys. Rev. A*, **42**, 523 (1990).
- Vanier J. *Appl. Phys. B*, **81**, 421 (2005).
- Зибров С.А., Величанский В.Л., Зибров А.С. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **82**, 534 (2005).
- Kazakov G., Matisov B., Litvinov A., Mazets I. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **40**, 3851 (2007).
- Zibrov S.A., Novikova I., Phillips D.F., et al. *Phys. Rev. A*, **81**, 013833 (2010).
- Баранцев К.А., Попов Е.Н., Литвинов А.Н., Петров В.М. *Радиотехника*, **12**, 164 (2016).
- Khripunov S., Radnatarov D., Kobtsev S. *Proc. SPIE*, **9378**, 93780A (2015).
- Ramsey N.F. *Phys. Rev.*, **76**, 996 (1949).
- Риле Ф. *Стандарты частоты. Принципы и приложения* (М.: Физматлит, 2009).
- Zanon-Willette T., Guérandel S., de Clercq E., Holleville D., Dimarcq N., Clairon A. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 193002 (2005).
- Liu X., Mérola J.M., Guérandel S., de Clercq E., Boudot R. *Opt. Express*, **12451**, 9 (2013).
- Yano Y., Goka S., Kajita M. *Appl. Phys. Express*, **8**, 012801 (2014).
- Yano Y., Goka S., Kajita M. *Appl. Phys. B*, **123**, 67 (2017).
- Kuchina E.A., Mikhailov E.E., Novikova I. *JOSA B*, **33**, 610 (2016).
- Hafiz M.A., Coget G., Yun P., Guérandel S., de Clercq E., Boudot R. *J. Appl. Phys.*, **121**, 104903 (2017).
- Boudot R., Maurice V., Gorecki C., de Clercq E. *JOSA B*, **35**, 1004 (2018).
- Барышев В.Н., Осипенко Г.В. и др. *Квантовая электроника*, **49**, 283 (2019) [*Quantum Electron.*, **49**, 283 (2019)].
- Hafiz M.A., Coget G., Petersen M., Calosso C.E., Guérandel S., de Clercq E., Boudot R. *Appl. Phys. Lett.*, **112**, 244102 (2018).
- Hafiz M.A., Coget G., Petersen M., Rocher C., Guérandel S., Zanon-Willette T., de Clercq E., Boudot R. *Phys. Rev. Appl.*, **9**, 064002 (2018).
- Lenci L., Marmugi L., Renzoni F., et al. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **52**, 085002 (2019).
- Баранцев К.А., Попов Е.Н., Литвинов А.Н. *Квантовая электроника*, **48**, 615 (2018) [*Quantum Electron.*, **48**, 615 (2018)].
- Micalizio S., Godone A. *Phys. Rev. A*, **99**, 043425 (2019).
- Волошин Г.В., Баранцев К.А., Попов Е.Н., Литвинов А.Н. *ЖЭТФ*, **156**, 5 (2019).
- Раутиан С.Г. *ЖЭТФ*, **51**, 1176 (1966).
- Баранцев К.А., Литвинов А.Н. *Квантовая электроника*, **44**, 944 (2014) [*Quantum Electron.*, **44**, 944 (2014)].
- Делоне Н.Б., Крайнов В.П. *УФН*, **169**, 753 (1999).