

01;07

Резонанс когерентного пленения населенностей (электромагнитно-индуцированной прозрачности) в ячейках конечного размера

© Г.А. Казаков,¹ А.Н. Литвинов,² Б.Г. Матисов,¹ И.Е. Мазец²

¹ Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: kazjor@rambler.ru

(Поступило в Редакцию 18 июня 2007 г.)

Исследовано формирование резонанса когерентного пленения населенностей (КПН) в ячейках конечного размера без буферного газа. Установлено, что в зависимости от ширины лазерного спектра имеют место разные механизмы сужения КПН-резонанса: „эффект Дикке“ и „эффект светоиндуцированного сужения“. Найдено, что в условиях светоиндуцированного сужения параметры КПН-резонанса слабо зависят от размеров ячейки и типа покрытия стенок.

PACS: 32.80.Bx, 06.30.Ft, 42.50.Gy

Введение

В настоящее время большой интерес вызывает эффект когерентного пленения населенности (КПН) в атомарных парах и связанный с ним эффект электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП). Данный интерес обусловлен широкими возможностями применения этих эффектов в различных приложениях, таких как пленение ионов [1], хранение и замедление света [2,3], создание устройств для записи квантовой информации [4], разработка атомных часов [5,7], магнетометров [8,9], спектроскопия сверхвысокого разрешения [10,11], лазерное охлаждение [12]. Более того, КПН принадлежит к фундаментальным физическим явлениям, имеющим место в различных средах и в широком диапазоне частот возбуждающих полей.

Сущность эффекта КПН состоит в возникновении в многоуровневой квантовой системы, взаимодействующей с многокомпонентным лазерным излучением, суперпозиционного состояния, невзаимодействующего с этим излучением [13]. Этот процесс критически зависит от частотных отстроек лазерных полей. При сканировании отстроек возникает узкий провал (ширина резонанса намного меньше естественной ширины возбужденного состояния) в спектре поглощения, который и позволяет использовать КПН в различных приложениях. ЭИП по сути представляет собой эффект КПН, но часто в литературе подразумевается, что либо активная среда должна быть оптически плотной либо используется импульсное лазерное излучение, либо компоненты лазерного поля значительно отличаются по интенсивности (так называемое сильное поле и пробное).

Квантовые стандарты частоты (атомные часы) применяются в различных научных и инженерных приложениях, таких как системы навигации и позиционирования (GPS, ГЛОНАСС, GALILEO), телекоммуникационные

сети, проверка фундаментальных физических законов и т.п. При этом среди вторичных стандартов важное место занимают стандарты частоты на газовой ячейке. Новый импульс в их развитии связан с появлением современных типов лазеров, на основе которых разрабатываются стандарты на газовой ячейке нового поколения, среди которых стоит особо отметить стандарты, работающие на основе эффекта КПН [14]. Следует подчеркнуть, что квантовые дискриминаторы КПН-стандартов не имеют микроволнового резонатора (в отличие от применявшихся ранее дискриминаторов, основанных на применении двойного радиооптического резонанса (ДРОР)), что в свою очередь уже позволило создать миниатюрные устройства размером всего несколько миллиметров [6].

Одним из важных параметров любого квантового дискриминатора является качество [15]. Эта величина зависит от таких параметров КПН резонанса, как амплитуда, ширина и контраст, и их значения зависят от условий, в которых происходит возбуждение резонанса. При возбуждении резонанса существенное значение имеет время когерентного взаимодействия атома с электромагнитным полем. Другими словами, существенным препятствием получения максимального параметра качества является релаксация атомной поляризации на стенках ячейки и при столкновении атомов друг с другом.

Существуют различные способы увеличения времени когерентного взаимодействия атомов с электромагнитным полем. Одним из таких способов является введение в ячейку с активными атомами буферного газа (в качестве буферных обычно используются инертные газы, азот или метан). Активные атомы испытывают рассеяние на буферных, что приводит к уменьшению длины их свободного пробега и резкому снижению релаксации атомной поляризации при столкновении со стенкой, что в свою очередь ведет к сужению резонанса. Такой эф-

фekt был впервые открыт Дикке [16]. В [17] наблюдался эффект Дикке для КПН-резонанса в ячейке с буферным газом. Ширина резонанса составила около 40 Hz.

С другой стороны, использование буферного газа оказывает негативное влияние на параметры резонанса, в частности, сдвигает и уширяет эталонный переход, перемешивает подуровни возбужденного состояния и т.п. В то же время имеется другой способ увеличения времени когерентного взаимодействия атомов с электромагнитным полем, предложенный Робинсоном и др. в 1950-х гг. [18] и заключающийся в использовании ячеек с антирелаксационными покрытиями (широко распространенным материалом для антирелаксационного покрытия является парафин). Антирелаксационное покрытие значительно уменьшает релаксацию атомной поляризации (на 4 порядка [19]) при соударении атома со стенкой ячейки, что приводит к увеличению времени когерентного взаимодействия атома с электромагнитным полем. В [18,20] было экспериментально обнаружено сужение линии ДРОР. В [21,22] была построена теория эффекта Дикке для ДРОР в ячейках с антирелаксационными покрытиями. В последние годы в связи с широкой доступностью лазеров возрос интерес к исследованию ДРОР в ячейках с антирелаксационными покрытиями, о чем свидетельствуют недавние экспериментальные работы [23,24]. Отметим, что в [23] исследовались ячейки с покрытиями, изготовленные более 40 лет назад. Результаты исследований показали, что антирелаксационное покрытие очень медленно „старет“. Авторы этой работы дают оценку временного сдвига эталонной линии: менее 10 Hz за 30 лет. Этот факт весьма важен при использовании атомных стандартов частоты на спутниках и для исследования дальнего космоса.

Таким образом, можно ожидать, что по аналогии с ДРОР резонансы КПН в ячейках с антирелаксационным покрытием будут весьма узкие. И действительно, имеются работы, в которых наблюдается узкий резонанс ЭИП [4,25,26]. Однако это сужение наблюдалось как для ячеек, имеющих антирелаксационное покрытие, так и без него (вакуумные ячейки) [25,26]. При этом имело место сужение ЭИП резонанса для длин a ячеек, больших, чем предполагает теория Дикке ($qa \ll 1$), и сравнимых с $qa \simeq 1$ (a в некоторых случаях превосходящих $qa > 1$), где $\mathbf{q} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$, а \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 — волновые векторы двухчастотного лазерного поля соответственно (рис. 1). Такие результаты объясняются в рамках эффекта „светоиндуцированного сужения линии (Laser Induced Line Narrowing, LILN)“, который был впервые рассмотрен в [27]. Этот эффект в последнее время интенсивно исследовался в теоретических работах [28–30], но для безграничной ячейки.

Таким образом, исследование КПН (или ЭИП) в ячейках конечного размера является актуальной задачей с широким спектром практических приложений. В настоящей работе исследуется формирование КПН-резонанса на примере Λ -атома с учетом того, что ячейка имеет

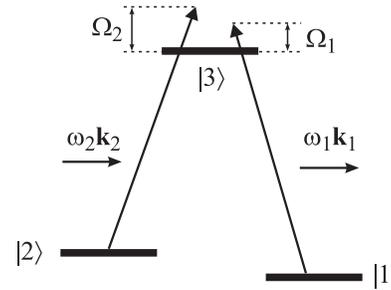


Рис. 1. Схема энергетических уровней Λ -атома. $|1\rangle$ и $|2\rangle$ — низкоэнергетические долгоживущие состояния; $|3\rangle$ — возбужденное короткоживущее состояние; Ω_1 и Ω_2 — величины отстрок лазерного поля от переходов $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ и $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ соответственно.

ограниченные размеры и антирелаксационное покрытие на стенках (либо без него). Теоретические исследования базируются на формализме матрицы плотности для квантовых кинетических уравнений.

Квантовые кинетические уравнения для КПН-резонанса

Рассмотрим ячейку, заполненную парами активного элемента. Будем считать активные атомы трехуровневыми Λ -атомами, причем уровни $|1\rangle$ и $|2\rangle$ будут уровнями сверхтонкой структуры основного состояния, а переходы $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ и $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ — оптическими. На ячейку с атомами действует двухчастотное когерентное лазерное поле

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_1 \exp[i(\mathbf{k}_1 \mathbf{r} - \omega_1 t)] + \mathbf{E}_0 \exp[i(\mathbf{k}_2 \mathbf{r} - \omega_2 t)] + c.c., \quad (1)$$

частоты которого ω_1 и ω_2 настроены вблизи резонанса с переходами $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ и $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ соответственно (рис. 1).

Для описания взаимодействия атома с таким полем используется аппарат матрицы плотности $\hat{\rho}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ в представлении Вигнера. Уравнения для матрицы плотности имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \hat{\rho}_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) &\equiv \frac{\partial \rho_{ij}}{\partial t} + \frac{p}{m} \nabla \rho_{ij} = (\widehat{L} \hat{\rho})_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) \\ &= -\frac{i}{\hbar} \sum_k [H_{ik} \rho_{kj} - \rho_{ik} H_{kj}] + (\widehat{\Gamma} \hat{\rho})_{ij}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь \widehat{L} — оператор эволюции матрицы плотности, $\widehat{\Gamma}$ — релаксационная матрица, m — масса Λ -атома, \widehat{H} — гамильтониан, который может быть представлен в виде

$$\widehat{H} = \widehat{H}_0 + \hbar \widehat{V}, \quad (3)$$

где \widehat{H}_0 — гамильтониан атома в отсутствие лазерного поля, а $\hbar \widehat{V}$ описывает дипольное взаимодействие атомов

с полем (1) оптического излучения. Оператор \widehat{V} имеет вид

$$\widehat{V} = |3\rangle V_1 \exp[-i(\omega_1 t - \mathbf{k}_1 \mathbf{r})] |1\rangle + |3\rangle V_2 \exp[-i(\omega_2 t - \mathbf{k}_2 \mathbf{r})] \langle 2| + h.c., \quad (4)$$

где V_i — частота Раби перехода $|i\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ ($i = 1, 2$).

В отсутствие буферного газа в ячейке при температурах порядка 50°C длина свободного пробега активных атомов составляет сотни метров, что много больше размеров ячейки. Кроме того, характерное значение импульса атома при таких температурах много больше импульса фотона. Эти два обстоятельства позволяют

считать оператор \widehat{L} эволюции матрицы плотности локальным по координате и импульсу. Будем также полагать, что поступательные степени свободы подчиняются равновесному распределению, что приводит к условию нормировки вида

$$\sum_i \rho_{ii}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \frac{M(\mathbf{p})}{V_{\text{cell}}},$$

где

$$M(\mathbf{p}) = \frac{\exp(-p^2/p_T^2)}{(p_T \sqrt{\pi})^3} \quad (5)$$

— функция распределения Максвелла, $p_T = \sqrt{2k_B m T}$, k_B — постоянная Больцмана, а V_{cell} — объем ячейки.

Ненулевые элементы релаксационной матрицы $\widehat{\Gamma}$ имеют следующий вид [31]:

$$\begin{aligned} \Gamma_{11,11} = \Gamma_{22,22} = -\Gamma_{11,22} = -\Gamma_{22,11} = -\frac{\Gamma}{2}; \\ \Gamma_{11,22} = \Gamma_{22,11} = -\Gamma; \\ \Gamma_{33,33} = -2\gamma; \quad \Gamma_{33,11} = \Gamma_{33,22} = \Gamma_{11,33} = \Gamma_{22,33} = -\gamma'; \\ \Gamma_{11,33} = \Gamma_{22,33} = \gamma. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь Γ — скорость релаксации в основном состоянии, γ — скорость спонтанного распада возбужденного состояния, γ' — скорость релаксации оптической когерентности, которая в „безбуферной“ ячейке определяется спектральной шириной Γ_L спектра лазерного излучения и скоростью γ спонтанной релаксации [32]:

$$\gamma' = \frac{\gamma + \Gamma_L}{2}. \quad (7)$$

Используя резонансное приближение, перейдя во вращающуюся систему координат и явно выписав релаксационные члены, получим следующую систему уравнений [33,34]:

$$\dot{\rho}_{33} = -i \sum_k [V_1(\rho_{13} - \rho_{31}) + V_2(\rho_{23} - \rho_{32})] - 2\gamma\rho_{33},$$

$$\dot{\rho}_{31} = [i(\Omega_1 - \mathbf{k} \cdot \mathbf{p}/m) - \gamma']\rho_{31} - iV_1(\rho_{11} - \rho_{33}) - iV_2\rho_{21},$$

$$\dot{\rho}_{32} = [i(\Omega_1 - \mathbf{k} \cdot \mathbf{p}/m) - \gamma']\rho_{32} - iV_2(\rho_{22} - \rho_{33}) - iV_1\rho_{12},$$

$$\dot{\rho}_{11} = iV_1(\rho_{31} - \rho_{13}) - \frac{\Gamma}{2}(\rho_{11} - \rho_{22}),$$

$$\dot{\rho}_{22} = iV_2(\rho_{32} - \rho_{23}) - \frac{\Gamma}{2}(\rho_{22} - \rho_{33}),$$

$$\dot{\rho}_{12} = [-i(\delta_R - \mathbf{q} \cdot \mathbf{p}/m) - \Gamma]\rho_{12} - iV_1\rho_{32} + iV_2\rho_{13}. \quad (8)$$

Здесь $\mathbf{k} \approx \mathbf{k}_1 \approx \mathbf{k}_2$ — волновой вектор лазерного поля (считается, что $\mathbf{k}_1 \uparrow \uparrow \mathbf{k}_2$), $\mathbf{q} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$, $\delta_R = \Omega_1 - \Omega_2$ — двухфотонная расстройка.

Если $\gamma, \gamma' \gg V_1, V_2$, то можно произвести адиабатическое исключение возбужденного состояния, тогда система уравнений примет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m} \nabla f = - \left[\left(G \frac{V_1^2 + V_2^2}{\gamma'} + \Gamma \right) f - \frac{4V_1 V_2}{\gamma'} F J \right] \\ - G \frac{V_2^2 - V_1^2}{\gamma'} \frac{M(\mathbf{p})}{V_{\text{cell}}}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial R}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m} \nabla R = - \left[G \frac{V_1^2 + V_2^2}{\gamma'} + \Gamma \right] R \\ - (\delta_R - \Delta + q \frac{\mathbf{p}}{m}) J - \frac{V_1 V_2}{\gamma'} G \frac{M(\mathbf{p})}{V_{\text{cell}}}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial J}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m} \nabla J = (\delta_R - \Delta + q \frac{\mathbf{p}}{m}) R \\ - \left[G \frac{V_1^2 + V_2^2}{\gamma'} + \Gamma \right] J - \frac{V_1 V_2}{\gamma'} F f. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь $f = \rho_{22} - \rho_{11}$ — инверсия населенностей, $\rho_{12} = R + iJ$, $\Delta = F(V_1^2 - V_2^2)/\gamma'$, а вещественные коэффициенты G и F определяются из выражения

$$G + iF = \frac{\gamma'}{\gamma' - i(\delta_L - \mathbf{k} \cdot \mathbf{p}/m)}, \quad (10)$$

Здесь $\delta_L \approx \Omega_1 \approx \Omega_2$ — лазерная (однофотонная) отстройка. Коэффициенты G и F имеют важное значение, так как они определяют, насколько интенсивно атомы той или иной скоростной группы взаимодействуют с полем лазера. Населенность ρ_{33} возбужденного состояния определяется выражением

$$\rho_{33} = \frac{G}{\gamma\gamma'} [V_1^2 \rho_{11} + 2V_1 V_2 R + V_2^2 \rho_{22}]. \quad (11)$$

В настоящей работе рассматривается стационарный режим, поэтому матрицы плотности $\widehat{\rho}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \widehat{\rho}(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ не зависят от времени, а в левой части уравнений (9) частная производная по времени полагается равной нулю.

Рассмотрим процессы, происходящие при соударении атома со стенкой ячейки. Если стенка ячейки покрыта специальным антирелаксационным составом, таким как, например, длинноцепочные парафины, то атомы весьма слабо адсорбируются на стенках и дисперсия фазы также

мала. Поэтому для полной релаксации момента требуется очень большое число соударений. Идеализацией такой ситуации являются граничные условия зеркально-когерентного отражения [22]:

$$\rho_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \Big|_{\substack{r \in S \\ p_n > 0}} = \rho_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \Big|_{\substack{r \in S \\ p_n < 0}}. \quad (12)$$

Другой крайний случай имеет место, если каждое столкновение активного атома со стенкой приводит к полной дезориентации спина. Такому взаимодействию соответствуют граничные условия полного гашения: отсутствие инверсии и когерентности в потоке атомов, летящих от стенки [22]:

$$\begin{aligned} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \Big|_{\substack{r \in S \\ p_n > 0}} &= 0, \\ \rho_{12}(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \Big|_{\substack{r \in S \\ p_n > 0}} &= 0, \end{aligned} \quad (13)$$

где S — поверхность ячейки, а n — нормаль к поверхности S , направленная внутрь объема ячейки.

Решив систему (9) с граничными условиями (12) или (13) и используя условие нормировки (5), с помощью (11) найдем населенность $\rho_{33}(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ в возбужденном состоянии. Далее усредняем ее по объему ячейки и по импульсам

$$\bar{\rho}_{33} = \iint \rho_{33}(\mathbf{r}, \mathbf{p}) dr dp. \quad (14)$$

Поглощаемая в ячейке мощность δP лазерного излучения пропорциональна $\bar{\rho}_{33}$ [35]:

$$\delta P = \hbar \omega \cdot 2\gamma N \bar{\rho}_{33}, \quad (15)$$

где ω — частота оптического перехода, N — число активных атомов.

КПН-резонанс — это узкий провал в зависимости мощности лазерного излучения, поглощенной в ячейке, от двухфотонной расстройки δ_R . Поскольку поглощенная мощность пропорциональна $\bar{\rho}_{33}$, мы будем под КПН-резонансом понимать зависимость $\bar{\rho}_{33}(\delta_R)$.

Результаты и их обсуждение

Перед тем как перейти к основным результатам работы скажем несколько слов о параметрах резонанса. Амплитудой КПН-резонанса назовем разность $\bar{\rho}_{33}^{NR} - \bar{\rho}_{33}^R$, где $\bar{\rho}_{33}^{NR}$ — населенность в возбужденном состоянии вне двухфотонного резонанса, а $\bar{\rho}_{33}^R$ — в резонансе; ширину КПН-резонанса на половине высоты обозначаем G_{CPT} , а контрастом назовем отношение

$$C(\delta_R) = \frac{\bar{\rho}_{33}^{NR} - \bar{\rho}_{33}^R(\delta_R)}{\bar{\rho}_{33}^{NR}}.$$

Рассмотрим случай нулевой однофотонной расстройки δ_L . Из выражения (9) следует, что коэффициенты F и G оказываются порядка единицы только для таких

атомов, величина импульса p которых меньше или порядка величины $p_c = \gamma' m/k$. Введем вместо γ' удобный количественный параметр μ

$$\mu = \frac{p_c}{p_T} \frac{\gamma' m}{k p_T} = \frac{\gamma'}{k v_T} \approx \frac{\gamma'}{\Delta_D}, \quad (16)$$

где $v_T = p_T/m$, Δ_D — доплеровское уширение.

Если $\mu \ll 1$, то в формировании КПН-резонанса участвуют только „достаточно медленные“ атомы и соответственно остаточное доплеровское уширение КПН-резонанса составляет не $q p_T/m$, а $\approx q p_c/m$. Данный эффект может быть назван светоиндуцированным сужением. Если же $\mu \geq 1$, то остаточное доплеровское уширение КПН-резонанса составляет порядка $q v_T$. Однако если КПН-резонанс возбуждается в ячейке с антирелаксационным покрытием, размеры которой меньше половины длины волны микроволнового перехода, то в такой ячейке начинает работать эффект сужения Дикке [16].

В настоящей работе проведены численные расчеты КПН-резонанса для одномерной ячейки при различных значениях скорости γ' релаксации оптической когерентности, различных граничных условиях и различных длинах a ячейки. Параметры Λ -атома выбирались близкими к параметрам атома ^{87}Rb : $m = 87 u$, $\omega = kc = 2.4 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$, $\omega_{nfs} = qc = 4.3 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1} = 6.8 \text{ GHz}$, что соответствует длине λ волны перехода $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$, равной $\lambda \approx 4.4 \text{ cm}$. Предполагается, что ячейка находится при температуре 50°C , и скорость Γ релаксации в основном состоянии составляет $\Gamma = 100 \text{ s}^{-1}$. При этих параметрах $k v_T \approx 315 \text{ MHz} \approx 2 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$, а $q v_T \approx 5.7 \text{ kHz} \approx 3.56 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$.

На рис. 2 представлены результаты численного расчета КПН-резонанса при $\mu = 1$ (a) и $\mu = 0.01$ (b) при зеркально-когерентных граничных условиях. Из рис. 2 видно, что при $\mu = 1$ ширина и наибольший контраст КПН-резонанса сильно зависят от длины ячейки и при длине ячейки порядка длины волны микроволнового перехода $a = \lambda$ ширина контура КПН-резонанса становится порядка величины остаточного доплеровского уширения. Однако при $\mu = 0.01$ какой-либо существенной зависимости формы КПН-резонанса от размера ячейки не наблюдается. Данный результат указывает на то, что мы имеем дело с различными механизмами сужения КПН-резонанса: в первом случае это сужение Дикке, а во втором — светоиндуцированное.

На рис. 3 представлены результаты расчета КПН-резонанса при граничных условиях полного гашения для различных длин ячейки. Видно, что в случае светоиндуцированного сужения (рис. 3, a) форма линии КПН-резонанса слабо зависит от размера ячейки и незначительно отличается от формы линии в случае зеркально-когерентных граничных условий (рис. 2, a). С другой стороны, механизм сужения Дикке в этих условиях практически не работает, что видно из рис. 3, b.

Таким образом, можно заключить, что механизм светоиндуцированного сужения работает независимо от размеров ячейки и типа стеночного покрытия, чего нельзя сказать о механизме сужения Дикке в „безбуферной“ ячейке.

Существенный практический интерес представляет сравнение эффективности механизма светоиндуцированного сужения в ячейке без стеночного покрытия (для чего необходим лазер с узким спектром, $\Gamma_L \ll kv_T$), и использования стеночного покрытия и лазера с широким спектром. Как показано в работе [35], параметр качества КПН-резонанса, который определяет стабильность квантового стандарта частоты, прямо пропорционален произведению второй производной от интенсивности поглощенной в ячейке на ширину линейного участка

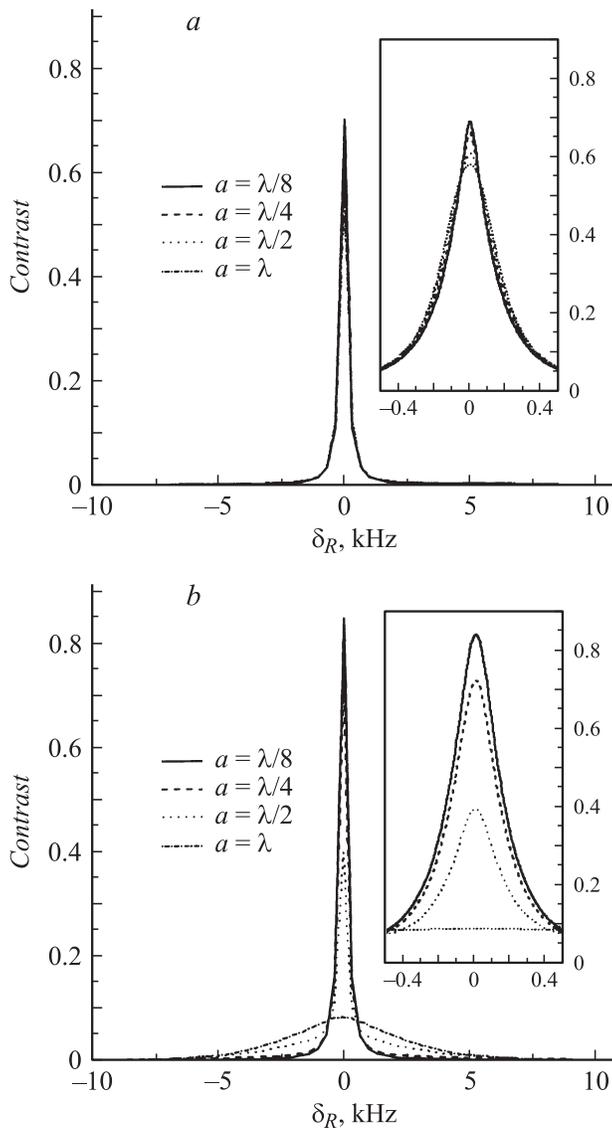


Рис. 2. Форма линии КПН-резонанса в зависимости от длины a ячейки при зеркально-когерентных граничных условиях: a — $\gamma' = 2 \cdot 10^7$, $V_1 = V_2 = 10^5$; b — $\gamma' = 2 \cdot 10^9$, $V_1 = V_2 = 10^6 \text{ s}^{-1}$.

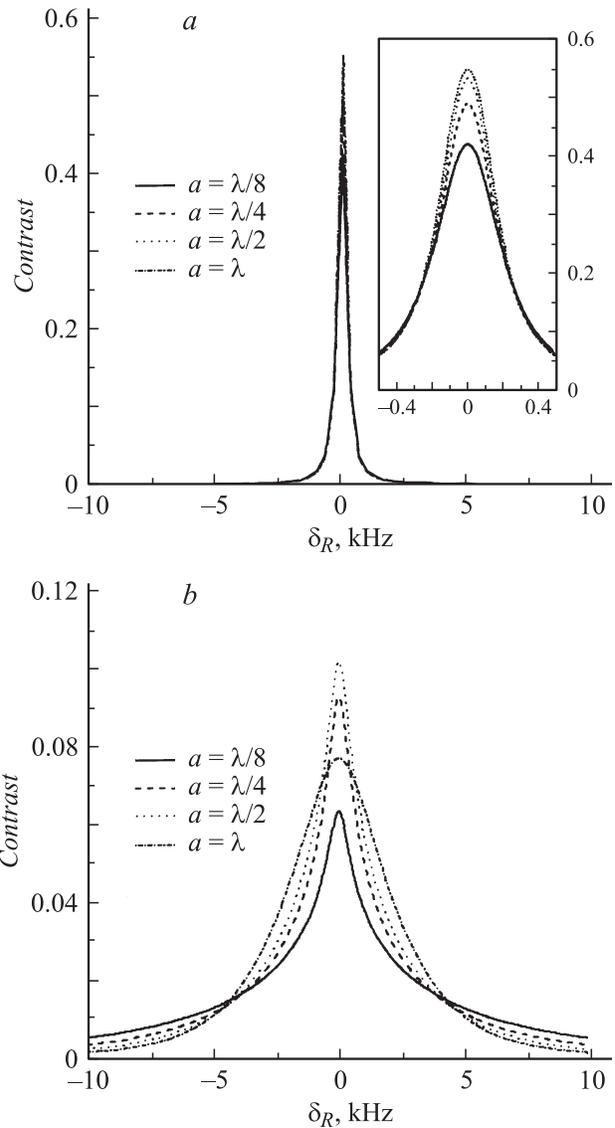


Рис. 3. Форма линии КПН-резонанса в зависимости от длины a ячейки при граничных условиях полного гашения: a — $\gamma' = 2 \cdot 10^7$, $V_1 = V_2 = 10$; b — $\gamma' = 2 \cdot 10^9$, $V_1 = V_2 = 10^6 \text{ s}^{-1}$.

дискриминационной кривой и обратно пропорционален квадратному корню из интенсивности лазерного излучения, падающего на фотодетектор. Поскольку, согласно (15), поглощенная в ячейке интенсивность пропорциональна $\bar{\rho}_{33}$, а частота Раби V_i пропорциональна квадратному корню из интенсивности i -й компоненты лазерного излучения, для исследования поведения параметра качества КПН-резонанса можно использовать величину

$$Q = \frac{S\Gamma_S}{V_1 + V_2}, \quad (17)$$

где S — вторая производная $\bar{\rho}_{33}(\delta_R)$ в минимуме поглощения, Γ_S — длина линейного участка дискриминационной кривой.

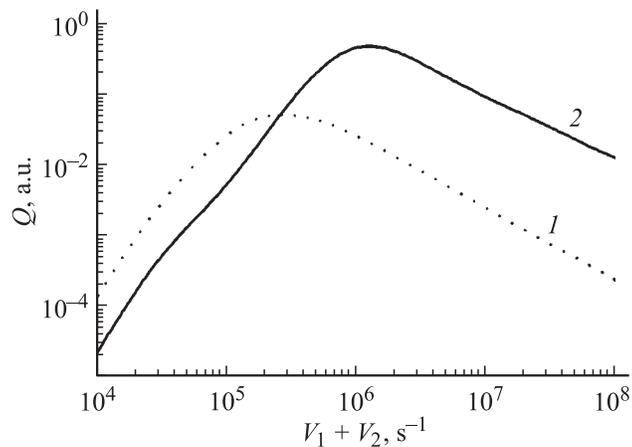


Рис. 4. Зависимость параметра Q от частоты Раби лазерного поля. Длина ячейки $a = \lambda/4$. 1 — граничные условия полного гашения, $\gamma' = 2 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$, 2 — зеркально-когерентные граничные условия, $\gamma = 2 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$.

На рис. 4 представлены результаты расчета зависимости параметра Q для $\mu = 0.01$ (1) при граничных условиях полного гашения и $\mu = 1$ (2) при зеркально-когерентных граничных условиях. Предполагается, что длина ячейки $a = \lambda/4$ и $V_1 = V_2$. Видно, что наилучшее значение Q , получаемое при сужении Дикке ($\mu = 1$), примерно на порядок больше, чем при светоиндуцированном сужении ($\mu = 0.01$). Физическая суть такого различия состоит в том, что при эффекте светоиндуцированного сужения количество атомов, которые участвуют в формировании КПП-резонанса, значительно уступает количеству атомов, формирующих КПП-резонанс в случае эффекта Дикке.

Выводы

В настоящей работе исследовано формирование КПП-резонанса в ячейке конечного размера с антирелаксационным покрытием и без него. Установлено, что существуют два различных механизма сужения КПП-резонанса — механизм светоиндуцированного сужения и механизм сужения Дикке. Механизм светоиндуцированного сужения проявляется только при использовании лазера с узким спектром ($\Gamma_L \ll kv_T$) и слабо зависит от размеров ячейки и типа стеночного покрытия, но в то же время показано, что использование источников лазерного излучения с широким спектром в сочетании с антирелаксационным покрытием стенок ячейки позволяет улучшить стабильность стандарта частоты примерно на порядок по сравнению с использованием лазера с узким спектром.

Работа поддержана грантом INTAS-CNES 06-1000024-9321 и фондом некоммерческих программ „Династия“.

Список литературы

- [1] *Leidfried D., Blatt R., Monroe C., Wineland D.* // Rev. of Modern Physics. 2003. Vol. 75. P. 281.
- [2] *Lukin M.D.* // Rev. of Modern Physics. 2003. Vol. 75. P. 457.
- [3] *Fleischhauer M., Imamoglu A., Marangos J.P.* // Rev. of Modern Physics. 2005. Vol. 77. P. 663. of Modern Physics. 2005. Vol. 77. P. 633.
- [4] *Klein M., Novikova I., Phillips D.F., and Walsworth R.L.* // J. Mod. Opt. 2006. Vol. 53. P. 2583.
- [5] *Kitching J., Knappe S., and Hollberg L.* // Appl. Phys. Lett. 2002. Vol. 81. P. 553.
- [6] *Knappe S., Shah V., Peter D., Schwindt D., Hollberg L., Kitching J., Liew L., and Moreland J.* // Appl. Phys. Lett. 2004. Vol. 85. P. 1460.
- [7] *Vanier J.* // Appl. Phys. 2005. Vol. B81. P. 421.
- [8] *Peret D., Schwindt D., Knappe S., Shah V., Hollberg L., Kitching J., Liew L., and Moreland J.* // Appl. Phys. Lett. 2004. Vol. 85. P. 6409.
- [9] *Yashuk V.V., Granwehr J., Kimball D.F., Rochester S.M., Trabesinger A.H., Urban J.T., Budker D., and Pines A.* // Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 93. P. 160 801-1.
- [10] *Stahler M., Wynands R., Knappe S. et al.* // Opt. Lett. 2002. Vol. 27. P. 1472.
- [11] *Akulshin A., Celokov A., and Velichansky V.* // Opt. Commun. 1991. Vol. 84. P. 139.
- [12] *Aspect A., Arimondo E., Kaiser R. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 61. P. 826.
- [13] *Агатъев Б.Д., Горный М.Б., Мамусов Б.Г., Рождественский Ю.В.* // УФН. 1993. Т. 163. Вып. 9. С. 1–36.
- [14] *Vanier J.* // Appl. Phys. B. 2005. Vol. 81. P. 421.
- [15] *Vanier J., Audoin C.* The quantum Physics of Atomic Frequency Standards, Bristol: Adam Higler, 1989. 1567 p.
- [16] *Dicke R.H.* // Phys. Rev. 1953. Vol. 89. P. 472.
- [17] *Brandt S., Nagel A., Wynands R. and Meschede D.* // Phys. Rev. A. 1997. Vol. 56. P. 2.
- [18] *Robinson H., Ensberg E. and Dehmelt H.* // Bull. Am. Phys. Soc. 1958. Vol. 3. P. 9.
- [19] *Graf M.T., Kimball D.F., Rochester S.M., Kerner K., Wong C., Budker D., Alexandrov E.B., Baladas M.V., and Yashchuk V.V.* // Phys. Rev. A. 2005. Vol. 72. P. 023 401.
- [20] *Robinson H. and Johnson C.E.* // Appl. Phys. Lett. 1982. Vol. 40. P. 771.
- [21] *Frueholz R.P. and Volk C.H.* // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1985. Vol. 18. P. 4055.
- [22] *Агатъев Б.Д., Горный М.Б., Мамусов Б.Г.* // ЖТФ. 1988. Т. 58. С. 2286.
- [23] *Budker D., Hollberg L., Kimball D.F., Kitching J., Pustelny S., and Yashchuk V.V.* // Phys. Rev. A. 2005. Vol. 71. P. 012 903.
- [24] *Guzman J.S., Wojciechowski A., Stalnaker J.E., Tsigutkin K., Yashchuk V.V., and Budker D.* // Phys. Rev. A. 2006. Vol. 74. P. 053 415.
- [25] *Ye C.Y. and Zibrov A.S.* // Phys. Rev. A. 2002. Vol. 65. P. 023 806.
- [26] *Alzetta G., Gozzini S., Lucchesini A., Cartaleva S., Karaulanov T., Marinelli C., and Moi L.* // Phys. Rev. A. 2004. Vol. 69. P. 063 815.
- [27] *Feld M.S., and Javan A.* // Phys. Rev. 1969. Vol. 2. P. 177.
- [28] *Тайченачев А.Ф., Тумайкин А.М., Юдин В.И.* // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 72. С. 173.

- [29] *Javan A., Kocharovskaya O., Lee H., and Scully M.O.* // Phys. Rev. A. 2002. Vol. 66. P. 013 805.
- [30] *Lee H., Rostovtsev Yu., Bednar C.J., and Javan A.* // Appl. Phys. B: Laser and Optics. 2003. Vol. 76. P. 33.
- [31] *Казаков Г.А., Матисов Б.Г., Мазец И.Е., Рождественский Ю.В.* // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 11. С. 20.
- [32] *Мазец И.Е., Матисов Б.Г.* // ЖЭТФ. 1992. Т. 101. Вып. 1. С. 26.
- [33] *Агапьев Б.Д., Горный М.Б., Матисов Б.Г.* // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. Вып. 1. С. 1995.
- [34] *Агапьев Б.Д., Горный М.Б., Матисов Б.Г.* // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. С. 81.
- [35] *Горный М.Б., Матисов Б.Г., Смирнова Г.М. и др.* // ЖТФ. 1987. Т. 57. С. 740.