

01;07;09

## Двойной радиооптический резонанс в атомарных парах $^{87}\text{Rb}$ в ячейке с антирелаксационным стеночным покрытием

© А.Н. Литвинов,<sup>1</sup> Г.А. Казаков,<sup>2</sup> Б.Г. Матисов,<sup>2</sup> И.Е. Мазец<sup>1</sup><sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,

194021 Санкт-Петербург, Россия

e-mail: anprolyv@list.ru

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,

195521 Санкт-Петербург, Россия

e-mail: kazjor@rambler.ru

(Поступило в Редакцию 22 мая 2008 г.)

Исследовано формирование двойного радиооптического резонанса в атомарных парах  $^{87}\text{Rb}$  в ячейке с антирелаксационным покрытием. В рамках квантово-кинетического подхода исследовано сужение Дикке. Установлено, что использование лазера с „широким“ спектром излучения для оптической накачки позволяет улучшить кратковременную стабильность стандарта частоты на порядок по сравнению с использованием лазера с „узким“ спектром излучения.

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

### Введение

Двойной радиооптический резонанс (ДРОР) представляет собой взаимодействие бихроматического излучения (состоящего из резонансных оптического и микроволнового полей) с атомами. Этот эффект является базой для создания магнитометров [1–4] и квантовых стандартов частоты [4,5]. Магнитометры имеют широкое применение в таких областях, как геологоразведка [6], подводная разведка, фундаментальная физика и т.п. Кроме того, в последнее время круг их приложений стремительно развивается и внедряется в такие несвойственные для них области, как, например, медицина. Недавно национальным институтом стандартов и технологий США был продемонстрирован [7] оптический магнитометр с чувствительностью  $70 \text{ fHz}^{-1/2}$  при комнатной температуре, что открывает ряд новых применений подобных приборов, например, — детектирование магнитных полей сердца и головного мозга [8]. Это дает значительно более богатую информацию о работе этих органов по сравнению с традиционными методами. Другая область применения магнитометров — измерение слабых магнитных полей в пространстве, что важно, например, для исследования объектов ближнего и дальнего космоса [9], предсказания сейсмической активности [6] и т.п.

Применение квантовых стандартов частоты имеет не меньшую степень важности, в частности, при создании систем навигации и позиционирования (GPS, GLONASS, GALILEO), устройств синхронизации оборудования телекоммуникационных сетей, при проверке фундаментальных физических законов.

Важной характеристикой любого квантового дискриминатора является параметр качества  $Q$ , который определяется амплитудой и шириной резонанса. Эти параметры существенным образом зависят от времени когерентного взаимодействия атома с возбуждающими

полями. Основной причиной, которая препятствует атому быть длительное время в когерентном состоянии с оптическим и микроволновым полями, является его деполаризация при столкновении со стенкой ячейки.

Другой проблемой является доплеровское уширение радиочастотного перехода, которое можно интерпретировать как уход движущегося атома из области с определенной фазой поля (размеры этой области — порядка длины волны  $\lambda$  микроволнового поля) что, в свою очередь, также приводит к сокращению времени когерентного взаимодействия атома с полем. Таким образом, основные трудности, связанные с улучшением параметра качества, касаются увеличения этого времени.

Существует два основных способа увеличения времени когерентного взаимодействия атома с возбуждающими полями: введение буферного газа в ячейку с активными атомами, либо использование ячейки с антирелаксационным покрытием стенок. При введении в ячейку с активными атомами буферного газа (т.е. такого газа, при столкновении с атомами или молекулами которого активные атомы практически не деполаризуются), концентрация которого превышает примерно на 6 порядков концентрацию активных атомов, резко уменьшается длина свободного пробега активных атомов, и соответственно существенно снижается их деполаризация при столкновении со стенками, так и скорость их перемещения на расстоянии порядка  $\lambda$ . Данный метод имеет ряд недостатков, самый значительный из которых — это сдвиг и уширение частоты эталонного перехода, вызванные обменным отталкиванием Паули и притяжением ван-дер-Ваальса (которые не компенсируют друг друга) при столкновении парамагнитных активных атомов с диамагнитными атомами или молекулами буферного газа.

Этих недостатков лишен другой способ, более 50 лет назад предложенный Робинсоном и др. [10], который

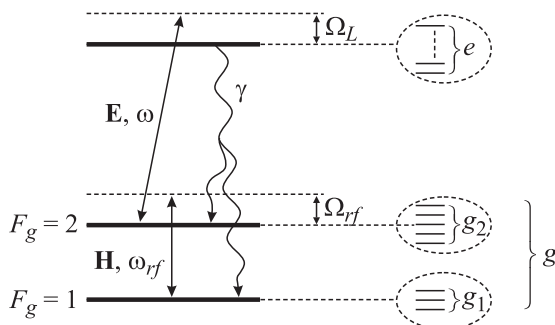
состоит в покрытии стенок ячейки специальным антирелаксационным составом, в качестве которого обычно используют парафин. При этом вероятность деполяризации атома при столкновении со стенкой значительно (на 4 порядка [11]) снижается. Недавно было экспериментально установлено, что антирелаксационное покрытие весьма слабо „стареет“ (сдвиг частоты микроволнового перехода составляет менее 10 Hz за 30 лет [1]), что опровергает имевшиеся ранее предположения о коротком сроке службы антирелаксационного покрытия. Например, в [12] исследовался ДРОП в ячейках такого типа, ширина резонанса составила 47 Hz.

Целью настоящей работы является исследование формирования ДРОП в атомарных парах  $^{87}\text{Rb}$  в ячейке без буферного газа при лазерной накачке как с антирелаксационным покрытием стенок, так и без него. Теоретические исследования ДРОП базируются на основе квантовых кинетических уравнений для матрицы плотности. Тип покрытия стенок учитывается при помощи граничных условий.

В отличие от работы [13], где рассматривалось формирование ДРОП для трехуровневой модели, в настоящей работе исследуется ДРОП для реального атома  $^{87}\text{Rb}$  с учетом сверхтонкой и зеемановской структуры как основных, так и возбужденных состояний.

## 1. Квантовые кинетические уравнения для ДРОП

Рассмотрим атом рубидия  $^{87}\text{Rb}$ , который взаимодействует с лазерным и микроволновым полями. Атом помещен также во внешнее постоянное магнитное поле  $\mathbf{B}$ , снимающее вырождение по проекции на задаваемую магнитным полем ось квантования полного момента атома. Участвующие в возбуждении уровни атома  $^{87}\text{Rb}$  разобьем на две большие группы — уровни — основного  $S_{1/2}$ -состояния ( $g$ ), и уровни возбужденного  $P_{1/2}$ - или  $P_{3/2}$ -состояния ( $e$ ). В свою очередь, уровни основного состояния будем подразделять на две подгруппы ( $g_1$ ) и ( $g_2$ ), соответствующие сверхтонким компонентам



**Рис. 1.** Общий вид схемы возбуждения атома  $^{87}\text{Rb}$ ,  $\Omega_L$  и  $\Omega_{rf}$  — отстройка оптического и микроволнового полей,  $\gamma$  — скорость спонтанного распада возбужденного состояния.

основного состояния с полными моментами  $F_g = 1$  и  $2$  соответственно (рис. 1).

Оптическое  $\mathbf{E}$  и микроволновое  $\mathbf{H}$  поля имеют следующий вид

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

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}_0 \exp[i(\mathbf{q}\mathbf{r} - \omega_{rf}t)] + c.c., \quad (2)$$

где  $\mathbf{E}_0$  и  $\mathbf{H}_0$  — амплитуда,  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{q}$  — волновой вектор,  $\omega$  и  $\omega_{rf}$  — частота лазерного и микроволнового полей соответственно.

Для описания взаимодействия атома с полями  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  и  $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$  используется аппарат матрицы плотности  $\hat{\rho}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  в представлении Вигнера. Уравнения для элементов  $\rho_{ij}$  матрицы плотности атомной системы во внешнем электромагнитном поле имеют вид

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) &\equiv \frac{\partial \rho_{ij}}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m} \nabla \rho_{ij} \\ &= -\frac{i}{\hbar} \sum_k [H_{ik} \rho_{kj} - \rho_{ik} H_{kj}] + (\hat{\Gamma}\hat{\rho})_{ij}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $H_{ik}$ ,  $H_{kj}$  — элементы гамильтониана  $\hat{H}$ ,  $\hat{\Gamma}$  — релаксационный оператор,  $m$  — масса атома.

Гамильтониан  $\hat{H}$  может быть представлен в виде

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hbar\hat{V}, \quad (4)$$

где  $\hat{H}_0$  — гамильтониан атома в отсутствие излучения, а  $\hbar\hat{V}$  описывает взаимодействие атома с оптическим и микроволновым полями. Положим, что оптическое поле резонансно переходу  $|F_g = 2\rangle \leftrightarrow |F_e\rangle$ , а микроволновое — переходу  $|F_g = 1\rangle \leftrightarrow |F_g = 2\rangle$ , тогда вид оператора  $\hat{V}$  следующий:

$$\begin{aligned} \hat{V} &= |e\rangle V_{eg_2} \exp[i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)] \langle g_2| + |g_2\rangle U_{g_1g_2}^0 \\ &\times \exp[i(\mathbf{q}\mathbf{r} - \omega_{rf}t)] \langle g_1| + h.c., \end{aligned} \quad (5)$$

где  $V_{eg_2}^0$  и  $U_{g_1g_2}^0$  — частоты Раби для оптического и микроволнового полей соответственно.

Рассмотрим теперь матричные элементы  $\Gamma_{ij,kl}$  релаксационного оператора  $\hat{\Gamma}$ , входящего в уравнение (3). Элементы  $\Gamma_{ee,ee} = -\gamma \approx -3.5 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$  определяют скорость релаксации населенностей возбужденных уровней за счет спонтанного распада. Приход населенностей в основное состояние за счет распада возбужденных уровней описывается элементами  $\Gamma_{gg,ee} = \gamma P_{ge}$ , где  $P_{ge}$  — вероятность перехода атома с уровня  $e$  на уровень  $g$  при спонтанном распаде [14]

$$P_{ge} = (2F_g + 1)(2J_e + 1) \left( C_{F_g m_g 1 q}^{F_e m_e} \begin{Bmatrix} J_g & I & F_g \\ F_e & 1 & J_e \end{Bmatrix} \right)^2. \quad (6)$$

Здесь  $J_e$  и  $J_g$  — моменты электронной оболочки,  $F_e$  и  $F_g$  — полные моменты атома,  $m_e$  и  $m_g$  — проекции полного момента атома в состояниях  $|e\rangle$  и  $|g\rangle$

соответственно,  $I = 3/2$  — момент ядра,  $q = m_e - m_g$ ,  $C_{F_g m_g 1q}^{F_e m_e}$  — коэффициент Клебша–Гордана, выражение в фигурных скобках представляет собой  $6J$ -символ.

Распад „оптических когерентностей“  $\rho_{eg}$  в отсутствие буферного газа описывается элементами вида  $\Gamma_{eg, eg} = -\gamma'$ ;  $\gamma' = \gamma/2$  [15]. Релаксация „радиочастотных когерентностей“  $\rho_{gg'}$ ,  $g \neq g'$  описывается элементами  $\Gamma_{gg', gg'} = -\Gamma_{\perp}$  и в основном обусловлена столкновениями между активными атомами. Она пропорциональна их концентрации, которая определяется температурой ячейки. Процессы деполяризации основного состояния учитываются посредством элементов вида  $\Gamma_{gg, g'g'} = \Gamma_{\parallel} \tilde{P}_{gg'}$ ,  $g \neq g'$  и  $\Gamma_{gg, gg} = -\Gamma_{\parallel}$ , где  $\Gamma_{\parallel} \leq \Gamma_{\perp}$  — скорость деполяризации, а  $\tilde{P}_{gg'}$  — вероятность перехода атома с уровня  $g'$  на уровень  $g$ .

В представленном случае полагается, что переходы между этими уровнями равновероятны:

$$\tilde{P}_{gg'} = (2(F_{g_1} + F_{g_2}) + 1)^{-1}, \quad g \neq g'.$$

Перейдя во вращающуюся систему координат и произведя адиабатическое исключение населенностей  $\rho_{ee}$  возбужденных состояний и оптических когерентностей  $\rho_{eg}$ , получим систему уравнений для населенностей  $\rho_{gg}$  и когерентностей  $\rho_{gg'}$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{g_1 g_1'} &= -i \left[ (\omega_{g_1 g_1'} - i\Gamma_{\perp}) \rho_{g_1 g_1'} \right. \\ &+ \left. \sum_{g_2} (U_{g_1 g_2}^0 \rho_{g_2 g_1'} - \rho_{g_1 g_2} U_{g_2 g_1'}^0) \right] \\ &+ \delta_{g_1 g_1'} \left[ \Gamma_{\perp} \rho_{g_1 g_1'} - \Gamma_{\parallel} \left( \rho_{g_1 g_1} - \sum_{g''} \tilde{P}_{g_1 g''} \rho_{g'' g''} \right) \right. \\ &+ \left. \sum_{e, g_2'', g_2'''} 2P_{g_1 e} \frac{V_{eg_1}^0 V_{g_1'' e}^0}{\gamma'} \tilde{G}_e \rho_{g_2'' g_2'''} \right], \\ \dot{\rho}_{g_2 g_2'} &= -i \left[ (\omega_{g_2 g_2'} - \Delta_{se}(1 - \delta_{g_2 g_2'}) - i\Gamma_{\perp}) \rho_{g_2 g_2'} \right. \\ &+ \sum_{g_1} (U_{g_2 g_1}^0 \rho_{g_1 g_2'} - \rho_{g_2 g_1} U_{g_1 g_2'}^0) \\ &+ \sum_{e, g_2''} \frac{V_{g_2 e}^0 V_{eg_2''}^0}{\gamma'} [\tilde{F}_e - i\tilde{G}_e] \rho_{g_2'' g_2'} \\ &- \sum_{e, g_2''} \frac{V_{g_2'' e}^0 V_{eg_2'}^0}{\gamma'} [\tilde{F}_e + i\tilde{G}_e] \rho_{g_2 g_2''} \left. \right] \\ &+ \delta_{g_2 g_2'} \left[ \Gamma_{\perp} \rho_{g_2 g_2'} - \Gamma_{\parallel} \left( \rho_{g_2 g_2} - \sum_{g''} \tilde{P}_{g_2 g''} \rho_{g'' g''} \right) \right. \\ &+ \left. \sum_{e, g_2'', g_2'''} 2P_{g_2 e} \frac{V_{eg_2''}^0 V_{g_2'' e}^0}{\gamma'} \tilde{G}_e \right], \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{g_1 g_2} &= -i \left[ (\omega_{rf} - \Delta_{se} - \omega_{g_2 g_1} - \mathbf{q}\mathbf{v} - i\Gamma_{\perp}) \rho_{g_1 g_2} \right. \\ &+ \sum_{g_2'} U_{g_1 g_2'}^0 \rho_{g_2' g_2} - \sum_{g_1'} \rho_{g_1 g_1'} U_{g_1' g_2}^0 \\ &- \left. \sum_{e, g_2'} \frac{V_{g_2' e}^0 V_{eg_2}^0}{\gamma'} [\tilde{F}_e + i\tilde{G}_e] \rho_{g_1 g_2'} \right]. \end{aligned}$$

Здесь  $\omega_{ij}$  — частота перехода между  $i$ -м и  $j$ -м уровнями,  $\mathbf{v} = \mathbf{p}/m$  — скорость атома,  $\delta_{ij}$  — символ Кронекера,  $\Delta_{se}$  — сдвиг, вызванный спин-обменным взаимодействием атомов, а вещественные коэффициенты  $\tilde{F}_e$  и  $\tilde{G}_e$  определяются выражением

$$\tilde{G}_e + i\tilde{F}_e = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\gamma' J(\omega')}{\gamma' - i(\omega' - \omega_{eg_2} + \Omega_L - \mathbf{k}\mathbf{v})} d\omega', \quad (8)$$

где  $J(\omega')$  — спектральная плотность лазерного излучения, нормированная на единицу:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} J(\omega') d\omega' = 1.$$

В настоящей работе рассматривается стационарный режим, поэтому в левой части уравнений (7) частная производная по времени полагается равной нулю.

Зеемановское расщепление соседних магнитных подуровней одного сверхтонкого уровня (например,  $|g_2\rangle$ ) основного состояния составляет примерно 0.7 МГц/Г, что в слабых магнитных полях, используемых в квантовых дискриминаторах стандартов частоты для снятия вырождения (менее 1 Г), много меньше как доплеровской ширины  $\Delta_D = 2\sqrt{\ln 2} k v_T$  ( $v_T$  — наиболее вероятная скорость атомов) оптического перехода, так и скорости  $\gamma'$  распада оптической когерентности, поэтому в выражении (8) можно пренебречь зависимостью величины  $\omega_{eg_2}$  от  $g_2$ .

Если спектральная плотность лазерного излучения представляет собой лоренциан шириной  $\Gamma_L$ , что соответствует диффузионной модели фазовых шумов [16]

$$J(\omega') = \frac{\Gamma_L/2\pi}{(\omega - \omega')^2 + \Gamma_L^2/4}, \quad (9)$$

то выражение (8) существенно упрощается:

$$\tilde{G}_e + i\tilde{F}_e = \frac{\gamma' + \Gamma_L/2}{\gamma' + \Gamma_L/2 - i(\omega + \Omega_L - \mathbf{k}\mathbf{v})}. \quad (10)$$

В случае доминирования других типов шумов необходимо использовать формулу (8).

Населенности возбужденного состояния определяются выражением

$$\rho_{exc} = \sum_{e, g_2'', g_2'''} 2 \frac{V_{eg_2''}^0 V_{g_2'' e}^0}{\gamma\gamma'} \tilde{G}_e \rho_{g_2'' g_2'''}. \quad (11)$$

Поскольку при температуре  $50^\circ\text{C}$  доплеровская ширина  $\delta_D = 2\sqrt{\ln 2} q v_T$  перехода  $|F_g = 1, m\rangle \leftrightarrow |F_g = 2, m\rangle$  составляет около  $8\text{ kHz}$ , а например, при величине постоянного магнитного поля  $B = 0.05\text{ G}$  разница частот эталонного перехода  $|F_g = 1, m = 0\rangle \leftrightarrow |F_g = 2, m = 0\rangle$  и  $|F_g = 1, m = \pm 1\rangle \leftrightarrow |F_g = 2, m = \pm 1\rangle$  составляет около  $70\text{ kHz}$ , то можно пренебречь переходами с уровней  $|F_g = 1, m = \pm 1\rangle$  на уровни  $|F_g = 2, m = \pm 1\rangle$ , индуцированные микроволновым полем. При этом удобно ввести отстройку  $\Omega_{rf}$  микроволнового поля

$$\Omega_{rf} = \omega_{rf} - \omega_{21}, \quad (12)$$

где  $|1\rangle = |F_g = 1, m = 0\rangle$ ,  $|2\rangle = |F_g = 2, m = 0\rangle$ .

Поскольку характерное значение импульса атома много больше импульса фотона, а концентрация активных атомов мала (длина свободного пробега активных атомов составляет сотни метров), оператор эволюции матрицы плотности можно считать локальным по координате и по импульсу. В нашей модели поступательные степени свободы атомов 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

$$M(\mathbf{p}) = \frac{\exp(-p^2/p_T^2)}{(p_T \sqrt{\pi})^3} \quad (13)$$

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

В модели, используемой в настоящей работе, делают следующие предположения относительно соударения атома со стенкой. Во-первых, отражение атома от стенок ячейки считается зеркальным, т. е. импульсы  $\mathbf{p}$  и  $\mathbf{p}'$  атома до и после соударения со стенкой связаны соотношением  $\mathbf{p}' = \mathbf{p} - 2\mathbf{n}(\mathbf{np})$ , где  $\mathbf{n}$  — единичный вектор нормали к поверхности  $S$  ячейки. Во-вторых, процессы атомной деполяризации не зависят от скорости, с которой атом сталкивается со стенкой. В-третьих, при столкновениях, сопровождающихся деполяризацией, переходы между различными подуровнями основного состояния равновероятны. Тогда для элементов матрицы плотности можно записать следующие граничные условия:

$$\begin{aligned} \bar{\rho}_{gg}(\mathbf{p}') - \rho_{gg}(\mathbf{r}, \mathbf{p}')_{r \in S} &= \beta(\bar{\rho}_{gg}(\mathbf{p}) - \rho_{gg}(\mathbf{r}, \mathbf{p})_{r \in S}), \\ \rho_{gg'}(\mathbf{r}, \mathbf{p}')_{r \in S} &= \alpha \rho_{gg'}(\mathbf{r}, \mathbf{p})_{r \in S}, \quad g \neq g'. \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь  $\bar{\rho}_{gg}(\mathbf{p}) = M(\mathbf{p})/(8V_{\text{cell}})$  — диагональный элемент матрицы плотности, соответствующий полной деполяризации атомов. Коэффициенты  $\alpha$  и  $\beta$  ( $0 \leq \alpha, \beta \leq 1$ ) характеризует степень релаксации населенностей  $\rho_{gg}$  и когерентностей  $\rho_{gg'}$  в результате соударения атомов со стенкой.

В том случае, 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 деполяризации атома требуется очень большое число соударений. Идеализацией такой ситуации являются граничные условия зеркально-когерентного типа [13]

$$\alpha = \beta = 1. \quad (15)$$

Другой крайний случай имеет место, когда каждое столкновение активного атома со стенкой приводит к полной дезориентации спина. Такая ситуация для стеклянных кювет с парами щелочных элементов и обусловлена весьма существенной дисперсией магнитного поля. В пирексе разброс локальных магнитных полей достигает  $5\text{ G}$  в связи со значительным содержанием в нем магнетита ( $0.1\%$ ), образующего ферромагнитные домены. Этому взаимодействию соответствуют граничные условия *полного гашения*: полная релаксация когерентностей и выравнивание населенностей в потоке атомов, летящих от стенки [13]

$$\alpha = \beta = 0. \quad (16)$$

Решив систему (7) с граничными условиями (14), используя выражение (8) и произведя интегрирование по объему ячейки и по импульсам, найдем населенность в возбужденном состоянии

$$\bar{\rho}_{\text{exc}} = \iint \rho_{\text{exc}}(\mathbf{r}, \mathbf{p}) d\mathbf{r} d\mathbf{p}. \quad (17)$$

Поглощаемая в ячейке мощность  $\delta P$  лазерного излучения пропорциональна  $\bar{\rho}_{\text{exc}}$  [17]:

$$\delta P = \hbar \omega \gamma N \bar{\rho}_{\text{exc}}, \quad (18)$$

где  $N$  — число активных атомов в ячейке.

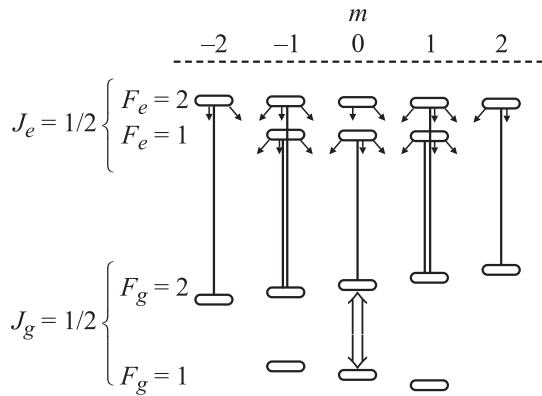
## 2. Результаты численного расчета

В данной работе рассматривается оптическая накачка  $\pi$ -поляризованным лазерным полем на  $D_1$ -линии. Под  $\pi$ -поляризацией понимается ситуация, при которой лазерное излучение поляризовано линейно, направление его распространения ортогонально, а направление поляризации совпадает с направлением постоянного магнитного поля  $\mathbf{V}$ . Величина магнитного поля составляет  $B = 0.05\text{ G}$ .

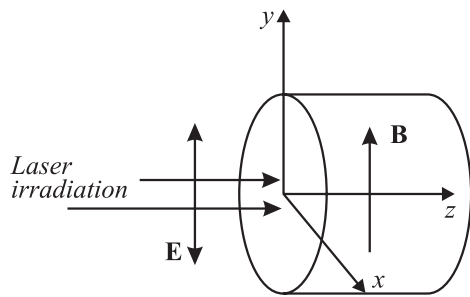
Схема возбуждения ДРОР представлена на рис. 2, а геометрия, в которой реализуется подобная схема — на рис. 3.

Сигнал ДРОР — это зависимость сигнала тока  $j$  фотодетектора от отстройки  $\Omega_{rf}$  микроволнового поля. Поскольку поглощенная мощность пропорциональна  $\bar{\rho}_{\text{exc}}$ , мы будем под сигналом ДРОР понимать зависимость  $\bar{\rho}_{\text{exc}}(\Omega_{rf})$ .

Определим для начала основные параметры резонанса, такие как амплитуда, ширина и контраст резонанса [18]. Амплитудой ДРОР назовем разность  $\bar{\rho}_{\text{exc}}^{NR} - \bar{\rho}_{\text{exc}}^R$ ,



**Рис. 2.** Схема возбуждения ДРОР в атоме  $^{87}\text{Rb}$ . Микроволновое поле действует на эталонном переходе  $|F_g = 1, m = 0\rangle \leftrightarrow |F_g = 2, m = 0\rangle$  (двойная стрелка), а  $\pi$ -поляризованное лазерное поле накачки — на переходах  $|F_g = 2\rangle \leftrightarrow |F_e = 2\rangle$  (одинарные линии).



**Рис. 3.** Конфигурация, реализующая накачку  $\pi$ -поляризованным лазерным полем.

где  $\bar{\rho}_{\text{exc}}^{NR}$  — населенность вне резонанса, а  $\bar{\rho}_{\text{exc}}^R$  — в резонансе; ширину ДРОР на половине высоты обозначаем  $\Gamma_{\text{DROR}}$ , а контрастом назовем отношение

$$C(\Omega_{rf}) = \frac{\bar{\rho}_{\text{exc}}(\Omega_{rf}) - \bar{\rho}_{\text{exc}}^{NR}}{\bar{\rho}_{\text{exc}}(\Omega_{rf})}$$

которое удобно для графического представления сигнала ДРОР.

В работе рассмотрен случай, когда оптическое поле настроено в резонанс с переходом  $|F_g = 2\rangle \leftrightarrow |F_e = 1\rangle$ , при этом, поскольку расстояние между сверхтонкими подуровнями возбужденного состояния составляет 817 МГц, а доплеровская ширина оптического перехода  $\Delta_D \approx 500$  МГц, принимаются во внимание также переходы  $|F_g = 2\rangle \leftrightarrow |F_e = 2\rangle$ , индуцированные оптическим полем. Микроволновое излучение действует на эталонном переходе  $|F_g = 1, m = 0\rangle \leftrightarrow |F_g = 2, m = 0\rangle$ .

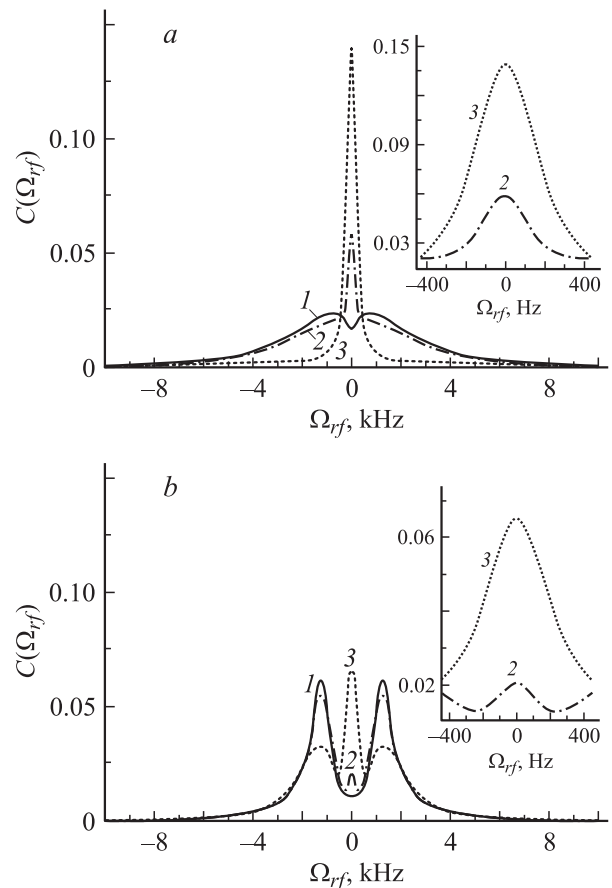
В работе исследуется форма сигнала ДРОР для двух типов лазеров, отличающихся шириной  $\Gamma_L$  спектра излучения  $\Gamma_L \approx \Delta_D$  и  $\Gamma_L \leq \gamma$ . Для краткости будем называть лазер с шириной спектра  $\Gamma_L \approx \Delta_D$  „широким“ лазером, а лазер с  $\Gamma_L \leq \gamma$  — „узким“.

Перейдем к результатам численного расчета и анализа ДРОР для двух типов граничных условий.

### 3. Зеркально-когерентные граничные условия

На рис. 4 представлены результаты расчета ДРОР для зеркально-когерентных граничных условий. Вначале рассмотрим случай „широкого“ лазера (рис. 4, а). Из рисунка видно (кривая для  $\lambda/4$  и  $3\lambda/4$ ) влияние сужения Дикке [19] на форму ДРОР при длине ячейки  $a < \lambda$ . При длине ячейки  $a \geq \lambda$  наблюдается влияние эффекта радиоиндуцированного переноса (РИП) чистых и смешанных квантовых состояний на форму ДРОР (кривая 1). Этот эффект был впервые рассмотрен в [13,20,21] для трехуровневой модели.

Физической сутью возникновения РИП является обусловленная эффектом Доплера селективность (по скоростям) взаимодействия радиочастотного поля с активными атомами. Она приводит к появлению беннетовских провалов и пиков [22] в распределении по скоростям атомов в долгоживущих состояниях |1> и |2>, образующих переход, взаимодействующий с микроволновым полем.



**Рис. 4.** Форма линии ДРОР для разных значений длин  $a$  (1 —  $a = \lambda$ , 2 —  $3\lambda/4$ , 3 —  $\lambda/4$ ) ячейки для зеркально-когерентных граничных условий,  $\Gamma_{\perp} = 100 \text{ s}^{-1}$ . а — „широкий“ лазер, б — „узкий“ лазер;  $U^0 = 300 \text{ s}^{-1}$ ,  $I = 20 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ . На вставке изображена форма линии ДРОР в более узком диапазоне  $\Omega_{rf}$ .

Асимметрия распределений по скоростям приводит к появлению встречных потоков атомов в этих состояниях вдоль направления распространения радиоволны. В этих условиях можно говорить о потоке инверсии или вымороженности населенностей, в зависимости от ситуации, или о переносе продольной намагниченности, что приводит к пространственному распределению этих состояний. Более подробно этот эффект описан в [21].

Теперь перейдем к случаю, когда для оптической накачки используется „узкий“ лазер. Результаты представлены на рис. 4, *b*. Из рисунка (кривая для  $\lambda/4$  и  $3\lambda/4$ ) видно, что, во-первых, наблюдается влияние эффекта Дикке на форму ДРОР, имеющего место, так же как и в случае „широкого“ лазера, при  $a \leq \lambda$ . По сравнению с „широким“ лазером контраст ДРОР в этом случае примерно в 2 раза меньше, поскольку при накачке „узким“ лазером в формировании резонанса участвуют только атомы определенной скоростной группы.

Вторая особенность, связанная с использованием „узкого“ лазера, — влияние эффекта зерно-индуцированного переноса (ЛИП) квантовых состояний [23,24] на форму ДРОР, имеющего место при длине ячейки  $a \geq \lambda/8$ .

Эффект ЛИП возникает аналогично РИП, а именно появляются потоки атомов в разных долгоживущих состояниях. Однако в этом случае появление беннетовских провалов и пиков, и соответственно возникновение асимметрии распределений по скоростям, вызвано использованием „узкого“ лазера. Отметим, что ЛИП наблюдается как в стоячей, так и в бегущей волне микроволнового излучения, в то время как, для того чтобы наблюдать РИП, необходимо, чтобы микроволновое излучение представляло собой бегущую волну.

Заметим, что как РИП, так и ЛИП, играют весьма важную, а в некоторых случаях определяющую роль в формировании ДРОР, но при размерах ячейки  $a < \lambda/8$  эти эффекты исчезают. В данной работе рассматривается одномерная модель „плоского слоя“. В реальных ячейках (трехмерных) наличие боковых стенок ячейки (как и использование частотной модуляции микроволнового поля) приводит к гашению РИП и ЛИП, поэтому наблюдение этих эффектов весьма затруднено.

В [1,12,25] из-за трехмерного движения атомов и использования слабых микроволновых и оптических полей не наблюдалось влияние эффекта ЛИП на форму ДРОР. В [26] исследовался ДРОР в сильных полях, и авторы работы обнаружили проявление ЛИП. Интересно отметить, что этот эффект наблюдался в стеклянной (без антирелаксационного стеночного покрытия) ячейке. Далее будет рассмотрена такая ситуация.

Вместе с этим результаты, которые касаются наблюдения эффекта Дикке, остаются справедливыми и при учете трехмерного движения атома. Соответствующий анализ был проведен в [27]. Приведем его результаты.

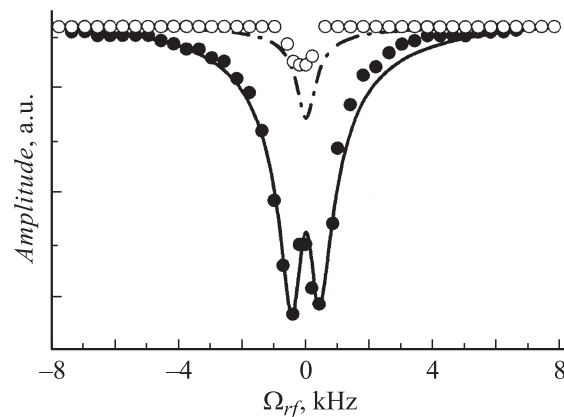
В одномерной модели длины свободного пробега атома равна длине  $a$  ячейки, а частота соударений со стенками  $\nu = |\nu_z|/a$ . Это означает частотную модуляцию

микроволнового излучения с частотой  $\nu$ , приводящую к возникновению в дополнение к центральной частоте  $\nu_{21}$  двух боковых —  $\nu_{21} \pm \nu$ . Усреднение по ансамблю атомов даст кроме узкого центрального пика еще и широкий пьедестал. В трехмерной кювете радиуса  $a$  длина свободного пробега уже не фиксирована и пробегает значения от нуля до  $a$ . Частота модуляции изменяется от  $\nu$  до  $\infty$ , так что вместо двух боковых частот имеются боковые полосы. Это изменяет форму пьедестала, но по-прежнему будет иметь место узкий центральный пик (сужение Дикке). Отметим, что „трехмерность“ ячейки по отношению к „одномерности“ приводит к усилению эффекта Дикке, а трехмерное движение атома ведет к сглаживанию и гашению ЛИП и РИП.

#### 4. Граничные условия полного гашения (стеклянная кювета)

В этом случае сигнал ДРОР при небольших интенсивностях лазерного поля и частотах Раби микроволнового излучения, которые рассматривались в предыдущем пункте, достаточно слаб для экспериментального обнаружения. Поэтому для наблюдения сигнала ДРОР в стеклянной ячейке необходимо повысить частоту Раби микроволнового поля и интенсивность оптической накачки на несколько порядков. В [26] обнаружен провал в центре линии ДРОР в сильных полях в атомарных парах  $^{85}\text{Rb}$ , что является прямым следствием влияния ЛИП на форму ДРОР.

В результате сопоставления результатов с экспериментом [26] (рис. 5) было получено хорошее количественное согласие. Интересен тот факт, что существует критическая интенсивность оптического поля, при которой происходит кардинальное изменение формы сигнала



**Рис. 5.** Сигнал ДРОР при разных значениях интенсивности оптического поля при граничных условиях полного гашения, в качестве оптической накачки использовался „узкий“ лазер. Точками обозначен эксперимент [26] (черные и прозрачные точки соответствуют разным интенсивностям накачки). Сплошные линии — наш расчет. Параметры взяты из [26] (частота Раби микроволнового поля, интенсивность оптического поля, размер ячейки и др.).

ДРОР, и она зависит от частоты Раби микроволнового поля [26].

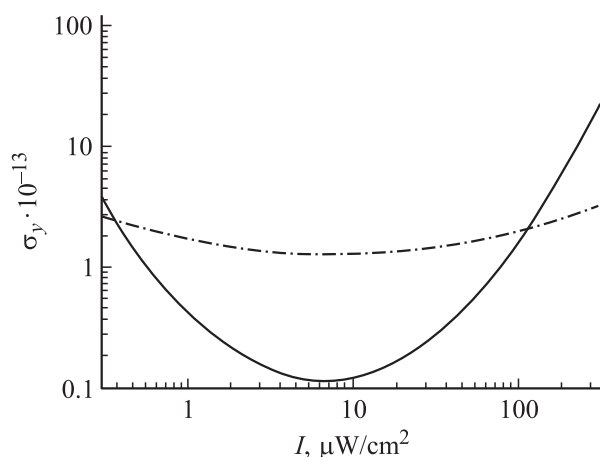
## 5. Кратковременная стабильность в пределе дробового шума

Проанализируем кратковременную стабильность  $\sigma(\tau)$  квантового дискриминатора стандарта частоты на ячейке с антирелаксационным стеночным покрытием, которая обратно пропорциональна параметру качества  $Q$ . В пределе дробового шума  $\sigma(\tau)$  определяется выражением [5,17]

$$\sigma(\tau) = \frac{\sqrt{j}e}{S\tilde{\Gamma}\omega_{hfs}\sqrt{\tau}}, \quad (19)$$

где  $\tilde{\Gamma}$  — ширина линейного участка дискриминационной кривой (участок вблизи максимума резонанса, на котором вторая производная фототока по отстройке микроволнового поля остается практически постоянной),  $S$  — крутизна, равная модулю второй производной по отстройке  $\Omega_{rf}$  в максимуме поглощения излучения,  $e$  — заряд электрона,  $\omega_{hfs}$  — частота сверхтонкого перехода основного состояния,  $\tau$  — время усреднения.

На рис. 6 представлены графики кратковременной стабильности для ДРОР в зависимости от интенсивности лазерного поля. Из рисунка видно, что наилучшее значение кратковременной стабильности может быть получено в случае использования „широкого“ лазера (для „узкого“ лазера стабильность на порядок хуже). Оптимальная интенсивность оптического излучения равна  $I \sim 6-10 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ . Причина различия кратковременной стабильности для двух типов лазеров накачки состоит в том, что при использовании „широкого“ лазера количество атомов, которые участвуют в формировании ДРОР, существенно превосходит количество атомов,



**Рис. 6.** Зависимость кратковременной стабильности (для времени интегрирования  $\tau = 1$  s) от интенсивности лазерного поля при зеркально-когерентных граничных условиях. Длина ячейки  $a = 3$  см,  $\Gamma_{\perp} = 100 \text{ s}^{-1}$ ,  $U^0 = 300 \text{ s}^{-1}$ . Сплошная кривая соответствует „широкому“ лазеру; штрихпунктир — „узкому“.

участвующих в формировании ДРОР в случае „узкого“ лазера.

При накачке „узким“ лазером значение стабильности составляет  $\sim 10^{-13}$ . Наши оценки стабильности подтверждают экспериментальную работу [28], в которой величина кратковременной стабильности составила  $\sim 2 \cdot 10^{-13}$ . Здесь важно отметить, что расчет проведен в пределе дробового шума, т.е. без учета амплитудных шумов и дрейфа частоты лазера, шумов электронной техники и т.п.

## Выводы

В настоящей работе исследовано формирование радиооптического резонанса в атомарных парах  $^{87}\text{Rb}$  в ячейке с антирелаксационным покрытием. Рассмотрены два типа лазеров для накачки, отличающихся шириной спектра излучения: „широкий“ ( $\Gamma_L \approx \Delta_D$ ) и „узкий“ ( $\Gamma_L \leq \gamma$ ). Показано, что имеет место сужение линии двойного радиооптического резонанса (эффект Дикке) при зеркально-когерентных граничных условиях. Использование лазера с „узким“ спектром позволяет наблюдать влияние лазерно-индуцированного переноса долгоживущих состояний на форму сигнала двойного радиооптического резонанса. Установлено, что использование „широкого“ лазера позволяет улучшить кратковременную стабильность на порядок по сравнению с использованием „узкого“ лазера.

Несмотря на то что наша работа направлена главным образом на разработку высокоточных квантовых стандартов частоты, полученные результаты в полной мере актуальны и при разработке высокопрецизионных магнитометров.

Работа поддержана грантом INTAS-CNES-NSAU 06-100024-9321 и фондом некоммерческих программ „Династия“.

## Список литературы

- [1] Budker D., Hollberg L., Kimball D.F. et al. // Phys. Rev. A. 2005. Vol. 71. P. 012 903.
- [2] Balabas M.V., Budker D., Kitching J. et al. // JOSA. B. 2006. Vol. 23. P. 1001.
- [3] Hodby E., Donley E.A., and Kitching J. // Appl. Phys. Lett. 2007. Vol. 91. P. 011 109.
- [4] Knappe S., Schwindt P.D.D., Gerginov V. et al. // J. Optics A: Pure Appl. Opt. 2006. Vol. 8. P. 318.
- [5] Vanier J., Audoin C. The quantum Physics of Atomic Frequency Standards. Bristol: Adam Higler, 1989. 1567 p.
- [6] Померанцев Н.М., Рыжков В.М., Скроцкий Г.В. Физические основы квантовой магнитометрии. М., 1972. 448 с.
- [7] Shahl V., Knappe S., Schwindt P.D.D. et al. // Nature Photonics. 2007. Vol. 1. P. 649.
- [8] Budker D. and Romalis M. // Nature Physics. 2007. Vol. 3. P. 227.

- [9] *Asuna M.H.* Encyclopedia of Planetary Sciences / Ed. by J.H. Shirley & R.W. Fairbridge London, Chapman & Hall, 1997. P. 406–410.
- [10] *Robinson H., Ensberg E., and Dehmelt H.T.* // Bull. Am. Phys. Soc. 1958. Vol. 3. P. 9.
- [11] *Graf M.T., Kimball D.F., Rochester S.M.* et al. // Phys. Rev. A. 2005. Vol. 72. P. 023 401.
- [12] *Guzman J.S., Wojciechowski A., Stalnaker J.E.* et al. // Phys. Rev. A. 2006. Vol. 74. P. 053 415.
- [13] *Агапьев Б.Д., Горный М.Б., Матисов Б.Г.* // ЖТФ. 1988. Т. 58. С. 2286.
- [14] *Вариалович Д.А., Москалев А.Н., Херсонский В.К.* Квантовая теория углового момента. Л., 1975. 440 с.
- [15] *Казаков Г.А., Матисов Б.Г., Мазец И.Е.* и др. // ЖТФ. 2006. Т. 76. С. 20.
- [16] *Мазец И.Е., Матисов Б.Г.* // ЖЭТФ. 1992. Т. 101. С. 26.
- [17] *Горный М.Б., Матисов Б.Г., Смирнова Г.М.* и др. // ЖТФ. 1987. Т. 57. С. 740.
- [18] *Kazakov G., Matisov B., Mazets I.* et al. // Phys. Rev. A. 2005. Vol. 72. P. 063 408.
- [19] *Dicke R.H.* // Phys. Rev. 1953. Vol. 89. P. 472.
- [20] *Агапьев Б.Д., Матисов Б.Г.* // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. С. 123.
- [21] *Агапьев Б.Д., Матисов Б.Г.* // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. С. 66.
- [22] *Benett W.R.* // Phys. Rev. 1962. Vol. 126. P. 580.
- [23] *Агапьев Б.Д., Горный М.Б., Матисов Б.Г.* // Опт. и спектр. 1986. Т. 61. С. 1155.
- [24] *Агапьев Б.Д., Горный М.Б., Матисов Б.Г.* // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. С. 1995.
- [25] *Klein M., Novikova I., Phillips D.F.* et al. // J. Mod. Opt. 2006. Vol. 53. P. 2583.
- [26] *Зибров А.С., Жуков А.С., Яковлев В.П.* и др. // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 83. С. 168.
- [27] *Frueholz R.P. and Volk C.H.* // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1985. Vol. 18. P. 4055.
- [28] *Szekely C., Drullinger R.E., Walls F.L.* et al. // Proc. IEEE Int. Frequency Control Symp. 1993. P. 41 518–41 521.