

# Селективное детектирование поляризационных компонент сигнала когерентного пленения населенностей в горячих атомах щелочного металла

К.А.Баранцев, Е.Н.Попов, А.Н.Литвинов

*Построена математическая модель взаимодействия бихроматического лазерного излучения с атомами щелочного металла в оптически плотной газовой ячейке при температуре выше комнатной. В рамках модели проведен учет полной сверхтонкой и зеемановской структур уровней атома щелочного металла, что позволяет корректно учесть распространение поляризации излучения вдоль ячейки и влияние постоянного магнитного поля. Найдено, что селективное детектирование поляризационных компонент излучения несет дополнительную информацию по сравнению с сигналом полной интенсивности.*

**Ключевые слова:** когерентное пленение населенностей, бихроматическое лазерное излучение, селективное детектирование.

## 1. Введение

Известно, что при взаимодействии бихроматического когерентного излучения с трехуровневой квантовой системой она в определенных условиях перестает взаимодействовать с излучением. В такой ситуации принято говорить о возникновении деструктивной квантовой интерференции между каналами возбуждения, так называемого темного состояния. Квантовая интерференция проявляется в эксперименте как узкий пик (на несколько порядков уже естественной ширины линии возбужденного уровня) в спектре пропускания. Другими словами, резонансное лазерное излучение не поглощается квантовой системой. Описанные выше особенности свойственны эффекту когерентного пленения населенностей (КПН) [1–4]. В случае, когда атомная среда является оптически плотной либо лазерное излучение является импульсным, принято говорить об эффекте электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) [5–6].

Ширина пика пропускания (далее ширина КПН-резонанса) в щелочных атомах может достигать рекордных значений – от сотен до единиц герц [7–12]. Такая особенность позволяет использовать резонанс КПН (ЭИП) в широком спектре приложений, среди которых атомные стандарты частоты [13–18], оптические магнитометры [19–23], лазерное охлаждение атомов [24–28], разработка устройств для записи и обработки квантовой информации [29–32] и лазерная генерация без инверсии [33–38].

Исследование свойств излучения, прошедшего через ячейку с атомами в условиях резонанса КПН, имеет более чем 30-летнюю историю. Тем не менее, остается достаточно много открытых вопросов, о чем свидетельствуют недавние работы. Среди этих работ важное место занимает исследование возможности сужения линии КПН-ре-

зонанса. Авторам работы [39] удалось обнаружить сужение линии КПН-резонанса в газовой ячейке с буферным газом при зонной накачке. Объясняется это тем, что при частичной засветке ячейки атомы взаимодействуют со светом непостоянно, так как имеет место диффузия в направлении, перпендикулярном направлению распространения луча. Следовательно, возникает аналог рамзеевской схемы сужения – диффузно-индуцированное рамзеевское сужение резонанса КПН. Спустя несколько лет подобный эффект был обнаружен в ячейках без буферного газа с антирелаксационным стеночным покрытием [40–42]. Исследование эффекта Дике для КПН-резонанса и возможности получения узкой линии при его использовании было также рассмотрено в работах [43, 44]. В [44] исследовались ячейки с антирелаксационным стеночным покрытием, и было установлено, что в зависимости от ширины спектра лазерного излучения имеют место два различных механизма сужения – сужение Дике и лазерно-индуцированное сужение [45].

Исследованию поляризационных свойств излучения в условиях резонанса КПН также посвящен ряд научных работ. Среди них можно особенно отметить работу по исследованию влияния поляризации встречных световых волн на нелинейные резонансы ЭИП и адсорбции [46]. Авторами работы предложен переход от резонанса ЭИП к резонансу электромагнитно-индуцированной адсорбции (ЭИА) путем изменения угла между плоскостями поляризации волн и параметров эллиптичности. В [47] при распространении эллиптически-поляризованных импульсов света в условиях КПН исследовался эффект вынужденной фазовой модуляции при вариации пространственной ориентации эллипса поляризации. В работе также показано, что в зависимости от угла ориентации эллипса поляризации изменяется скорость распространения импульсов. Наличие модуляции поляризации было изучено в работе [48], где показано, что такая схема возбуждения может также приводить к повышению контраста резонанса КПН. В работе [49] исследовались эффекты ЭИП и ЭИА в поле эллиптически поляризованных волн. Авторами установлено, что знак спектральных структур, имеющих ширину порядка естественной ширины линии, за-

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

Поступила в редакцию 5 июня 2017 г.

висит от параметров поляризации волн, в то время как знак сверхтонкого резонанса ЭИП и ЭИА не зависит от параметров поляризации.

Можно заключить, что исследование поляризационных свойств излучения в условиях резонанса КПН (ЭИП) является важным направлением, позволяющим более глубоко понять физическую суть этих явлений. В то же время для построения теоретической модели, учитывающей поляризационные свойства излучения, требуется учет сверхтонкой и зеемановской структуры атома, что приводит к существенному росту размерности системы уравнений, а также к усложнению интерпретации результатов. Тем не менее, учет наличия различных поляризационных компонент при описании взаимодействия атомов с лазерным излучением необходим, так как позволяет построить точную математическую модель, описывающую работу реальных устройств и приборов квантовой электроники.

Цель настоящей работы – построение теоретической модели взаимодействия лазерного излучения произвольной поляризации с щелочными атомами, находящимися в оптически плотной газовой ячейке с буферным газом в условиях резонанса КПН. При этом особая роль отводится анализу поляризационных свойств излучения при прохождении через среду.

## 2. Постановка задачи и основные уравнения

Рассмотрим распространение электромагнитного излучения в газовой ячейке, заполненной щелочными атомами и буферным газом. Схема детектирования сигнала показана на рис.1,а. Энергетический спектр излучения состоит из двух уширенных линий  $E_1$  и  $E_2$ , квазирезонансных переходам  $|g_1\rangle \leftrightarrow |e\rangle$  и  $|g_2\rangle \leftrightarrow |e\rangle$  щелочного атома (рис.1,б), где под  $|e\rangle$  понимается возбужденный мультиплет  $D_1$ - либо  $D_2$ -линии. Предполагается, что сверхтонкие компоненты  $|g_1\rangle$  и  $|g_2\rangle$  нижнего мультиплета полностью разрешены накачивающим излучением, так как ширина  $\Gamma_L$  каждой спектральной линии излучения по-

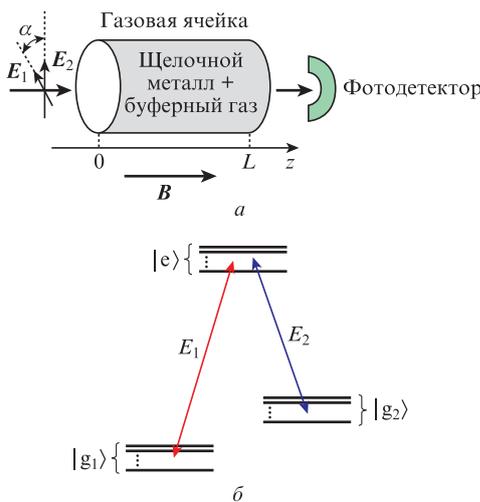


Рис.1. Схема детектирования сигнала КПН-резонанса по прошедшему вперед излучению, состоящая из газовой ячейки, облучаемой двухчастотным излучением со спектральными компонентами  $E_1$  и  $E_2$ , и фотодетектора (а), и схема энергетических уровней щелочного атома и возбуждаемые в нем переходы (б);  $\alpha$  – угол между плоскостями поляризации. Ячейка находится в постоянном магнитном поле  $B$ .

гается меньше сверхтонкого расщепления основного состояния. При этом верхний мультиплет может быть не разрешен при доплеровской ширине переходов и ширине  $\Gamma_L$ , сравнимых со сверхтонким расщеплением возбужденного состояния.

Таким образом, вектор напряженности электрического поля волны может быть записан как

$$E(z, t) = E_1^0(z) \exp[-i(\omega_1 t - k_1 z)] + E_2^0(z) \exp[-i(\omega_2 t - k_2 z)] + \text{к.с.}, \quad (1)$$

где  $\omega_j$  – несущие частоты;  $k_j$  – волновые числа;  $z$  – ось, сонаправленная с волновыми векторами излучения и постоянным магнитным полем;  $j = 1, 2$ . Комплексные амплитуды  $E_j^0(z)$  обеих частотных компонент зависят от координаты  $z$ , поскольку среда является оптически плотной и имеют место поглощение излучения и набег фаз электромагнитного поля.

В ячейку, помимо щелочных атомов, введен буферный газ, который необходим для того, чтобы снизить деполяризацию щелочных атомов на стенках ячейки. При его достаточной концентрации (обычно на 6–7 порядков выше концентрации щелочных атомов) длина свободного пробега щелочного атома становится много меньше размеров ячейки, и частота столкновений со стенками резко снижается. Чтобы не происходило деполяризации излучения при столкновениях щелочных атомов с буферным газом, последний подбирают так, чтобы сечение спин-обмена при столкновении было минимальным.

Состояние щелочных атомов описывается матрицей плотности  $\hat{\sigma}(v, z, t)$ , где  $v$  – проекция скорости атома на ось  $z$ . В одномерном приближении квантовое кинетическое уравнение для матрицы плотности имеет вид [50]

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial z}\right) \hat{\sigma}(v, z, t) = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}_0 + \hat{V}, \hat{\sigma}(v, z, t)] + R[\hat{\sigma}(v, z, t)] + S[\hat{\sigma}(v, z, t)], \quad (2)$$

где  $\hat{H}_0$  – гамильтониан щелочного атома в отсутствие электромагнитного поля; оператор  $R$  описывает спонтанную релаксацию;  $S$  – интеграл столкновений. В расчетах настоящей работы  $S$  используется в модели сильных столкновений, которая применима в случае приближенного равенства масс активного и буферного атомов [51–53]. Гамильтониан взаимодействия атома с электромагнитным полем в дипольном приближении может быть представлен как

$$\hat{V} = -\hat{d}E = -\sum_{e, g_1} (\mathbf{d}_{e, g_1} \cdot \mathbf{e}_1) E_1^0 |e\rangle \langle g_1| \exp[i(k_1 z - \omega_1 t)] - \sum_{e, g_2} (\mathbf{d}_{e, g_2} \cdot \mathbf{e}_2) E_2^0 |e\rangle \langle g_2| \exp[i(k_2 z - \omega_2 t)] + \text{эрмит. сопр.}, \quad (3)$$

где  $\hat{d}$  – оператор дипольного момента;  $\mathbf{e}_j = \mathbf{E}_j^0 / E_j^0$  – единичные векторы поляризации  $j$ -й компоненты излучения. Разложим эти векторы по циклическим ортам:

$$\mathbf{d}_{ab} = d_{ab}^+ \mathbf{e}_+ + d_{ab}^0 \mathbf{e}_0 + d_{ab}^- \mathbf{e}_-, \quad (4)$$

$$\mathbf{e}_j = p_j^+ \mathbf{e}^+ + p_j^- \mathbf{e}^-, \quad j = 1, 2,$$

где орты с нижними и верхними индексами обозначают ко- и контравариантные циклические орты. Так как ось  $z$  направлена вдоль волновых векторов излучения, в разложении ортов поляризации отсутствует  $\pi$ -компонента. Поляризационные коэффициенты имеют нормировку:

$$p_j^{+*} p_j^+ + p_j^{-*} p_j^- = 1. \quad (5)$$

Обозначим скалярные произведения из выражения (3) как

$$\hbar D_{e_{g_j}} = (\mathbf{d}_{e_{g_j}}; \mathbf{e}_j) = d_{e_{g_j}}^+ p_j^+ + d_{e_{g_j}}^- p_j^-. \quad (6)$$

Выделим в недиагональных элементах матрицы плотности медленную огибающую:

$$\begin{aligned} \sigma_{g_j e}(v, z, t) &= \rho_{g_j e}(v, z, t) \exp[i(\omega_j t - k_j z)], \quad j = 1, 2, \\ \sigma_{g_2 g_1}(v, z, t) &= \rho_{g_2 g_1}(v, z, t) \exp[i(\omega_2 - \omega_1)t - i(k_2 - k_1)z], \quad (7) \\ \sigma_{mm}(v, z, t) &= \rho_{mm}(v, z, t). \end{aligned}$$

Запишем систему уравнений для элементов матрицы плотности в приближении вращающейся волны:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{g_j g_j}(v) &= i \sum_c [E_j^{0*} D_{g_j e} \rho_{e g_j}(v) - E_j^0 D_{e g_j} \rho_{g_j e}(v)] \\ &+ \frac{\gamma}{N_g} \sum_c \rho_{cc}(v) + S\{\hat{\rho}(v)\}_{g_j g_j}, \quad (8) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{ee}(v) &= i \sum_{g_1} [E_1^0 D_{e g_1} \rho_{g_1 e}(v) - E_1^{0*} D_{g_1 e} \rho_{e g_1}(v)] \\ &+ i \sum_{g_2} [E_2^0 D_{e g_2} \rho_{g_2 e}(v) - E_2^{0*} D_{g_2 e} \rho_{e g_2}(v)] \\ &- \gamma \rho_{ee}(v) + S\{\hat{\rho}(v)\}_{ee}, \quad (9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{g_j g_j'}(v) &= i \sum_c [E_j^{0*} D_{g_j e} \rho_{e g_j'}(v) - E_j^0 D_{e g_j'} \rho_{g_j e}(v)] \\ &+ i \omega_{g_j g_j'} \rho_{g_j g_j'} + S\{\hat{\rho}(v)\}_{g_j g_j'}, \quad (10) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{g_1 g_2}(v) &= i \sum_c [E_1^{0*} D_{g_1 e} \rho_{e g_2}(v) - E_2^0 D_{e g_2} \rho_{g_1 e}(v)] \\ &+ i(\omega_{g_1 g_2} + \omega_2 - \omega_1 + qv) \rho_{g_1 g_2}(v) + S\{\hat{\rho}(v)\}_{g_1 g_2}, \quad (11) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{e g_j}(v) &= i \sum_{g_1} E_1^0 D_{e g_1} \rho_{g_1 e}(v) + i \sum_{g_2} E_2^0 D_{e g_2} \rho_{g_2 e}(v) \\ &- i E_j^0 D_{e g_j} \rho_{ee}(v) - \frac{\gamma}{2} \rho_{e g_j}(v) \\ &+ i(\omega_j - \omega_{e g_j} - k_j v) \rho_{e g_j}(v) + S\{\hat{\rho}(v)\}_{e g_j}. \quad (12) \end{aligned}$$

Для краткости аргументы  $z$  и  $t$  в матрице плотности опущены. При фиксированном значении номера  $j$  индекс  $g_j$  пробегает все уровни первого ( $j = 1$ ) либо второго ( $j = 2$ ) нижнего мультиплета, индекс  $g$  пробегает все нижние уровни, индекс  $e$  пробегает все верхние уровни;  $\omega_{ab}$  – частоты переходов между уровнями  $|a\rangle$  и  $|b\rangle$ ;  $N_g$  – число всех нижних уровней;  $\gamma$  – скорость спонтанного распада возбужденного состояния изолированного ато-

ма;  $q = k_1 - k_2$  – разностное волновое число. Точкой обозначена полная производная:  $\dot{\rho}_{ab} = (\partial/\partial t + v\partial/\partial z)\rho_{ab}$ .

В интересующем нас классе задач, в частности в области оптической накачки квантовых датчиков вращения, квантовых стандартов частоты, а также квантовой магнитометрии, используются слабые электромагнитные поля, которые мало изменяют равновесную газокINETическую функцию распределения атомов. Все столкновительные процессы идут гораздо быстрее, чем процессы, связанные с полевым возбуждением. Это означает, что частота Раби  $\Omega$  такого поля много меньше частоты столкновений щелочного атома  $\nu$ . При концентрации буферного газа  $n_{\text{buf}} \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и температуре  $60^\circ\text{C}$  частота столкновений  $\nu \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$ . Интенсивности излучения, используемые в стандартах частоты и магнитометрах, составляют  $0.001\text{--}1 \text{ мВт/см}^2$ , что соответствует частотам  $\Omega \approx 10^5\text{--}10^7 \text{ с}^{-1}$ . Это позволяет предполагать, что населенность возбужденного уровня много меньше населенности основного:  $\rho_{ee} \ll \rho_{gg}$ . Поэтому в уравнении (12) для оптических когерентностей можно пренебречь слагаемым, содержащим  $\rho_{ee}$  (адиабатическое приближение). Это также позволяет пренебречь когерентностями между возбужденными уровнями:  $\rho_{ee} \approx 0$ .

Распространение поля в ячейке описывается с помощью волнового уравнения для комплексных амплитуд [54], которое в одномерном приближении имеет вид

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) E_j^0(z, t) = 4\pi i k_j P_j^0(z, t), \quad j = 1, 2, \quad (13)$$

где медленная амплитуда поляризации газа может быть вычислена как квантовомеханическое среднее:

$$\begin{aligned} P^0(z, t) &= n_a \text{Sp}(\hat{\rho}(z, t) \hat{\mathbf{d}}) = \mathbf{e}_+ n_a \text{Sp}(\hat{\rho}(z, t) \hat{\mathbf{d}}^+) \\ &+ \mathbf{e}_0 n_a \text{Sp}(\hat{\rho}(z, t) \hat{\mathbf{d}}^0) + \mathbf{e}_- n_a \text{Sp}(\hat{\rho}(z, t) \hat{\mathbf{d}}^-), \quad (14) \end{aligned}$$

где  $n_a$  – концентрация активных атомов;  $\hat{\rho}(z, t) = \int \hat{\rho}(v, z, t) dv$ . Комплексная амплитуда каждой из двух частотных компонент ( $j = 1, 2$ ) может быть разложена в циклическом базисе на левую и правую циркулярные компоненты:

$$\begin{aligned} E_j^0(z) &= E_j^+(z) \mathbf{e}^+ + E_j^-(z) \mathbf{e}^-, \quad j = 1, 2, \\ E_j^\pm(z) &= p_j^\pm(z) E_j^0(z). \quad (15) \end{aligned}$$

Тогда уравнение (13) в итоге распадется на четыре уравнения для каждой частотной и циркулярной компоненты. В стационарном случае их можно записать в следующем виде:

$$\frac{\partial E_j^\pm(z)}{\partial z} = 4\pi i k_j n_a \sum_{e, g_j} \rho_{e g_j}(z) d_{e g_j}^\pm, \quad j = 1, 2. \quad (16)$$

Таким образом, решая систему уравнений (8)–(12) для матрицы плотности атомов в стационарном случае совместно с уравнениями переноса поля (16), можно найти распределения поля и матрицы плотности по объему ячейки.

### 3. Обсуждение результатов

Обычно в схемах оптического детектирования резонанса КПН, например в работе [16], детектируется пол-

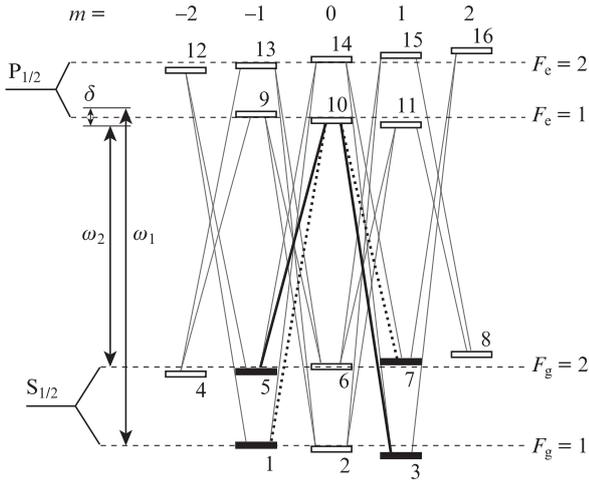


Рис.2. Схема энергетических уровней  $D_1$ -линии атома  $^{87}\text{Rb}$  и переходы (тонкие серые линии), возбуждаемые лазерным полем с несущими частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$  и двухфотонной отстройкой  $\delta$ . Косыми жирными линиями указаны две  $\Lambda$ -схемы (сплошная и пунктирная линии), приводящие к возникновению магнитонезависимых темных резонансов при возбуждении по схеме  $\text{lin} \parallel \text{lin}$  при настройке на уровень с полным моментом  $F_g = 1$ .

ная интенсивность света на выходе из ячейки. Однако выделение отдельных поляризационных компонент, как линейных, так и циклических, способно дать дополнительную информацию. Проследим за распространением поляризационных компонент двухчастотного лазерного излучения в случае настройки на  $D_1$ -линию и при воздействии на оптически плотную газовую ячейку с атомами  $^{87}\text{Rb}$ . Переходы, возбуждаемые в атоме  $^{87}\text{Rb}$ , показаны на рис.2.

На входе в ячейку обе компоненты поля имеют линейную поляризацию, причем векторы поляризации параллельны оси  $x$  (схема  $\text{lin} \parallel \text{lin}$  [14]):

$$e_{1,2}|_{z=0} = e_x = \frac{1}{\sqrt{2}}(e^- - e^+), \quad (17)$$

где  $e_x$  – орт в направлении оси  $x$ ;  $e^\pm$  – циклические орты [55]. На ячейку действует постоянное внешнее магнитное поле  $\mathbf{B}$ , которое необходимо для снятия вырождения энергий зеемановских подуровней и разрешения КПН-резонансов на переходах  $1 \rightarrow 7$  и  $3 \rightarrow 5$ .

На рис.3 показаны формы КПН-резонанса при детектировании прошедшей вперед интенсивности различных поляризационных компонент излучения. Детектируются интенсивности линейных компонент  $I_x$  и  $I_y$  при проекциях на декартовы оси, а также интенсивности циклических компонент  $I_+$  и  $I_-$ , определяемые следующими выражениями:

$$\begin{aligned} I_{\pm} &= \frac{c}{4\pi} (|p_1^\pm E_1^{0\pm}|^2 + |p_2^\pm E_2^{0\pm}|^2), \\ I_{x,y} &= \frac{c}{4\pi} (|p_1^{x,y} E_1^{0\pm}|^2 + |p_2^{x,y} E_2^{0\pm}|^2), \\ p_j^x &= \frac{1}{\sqrt{2}}(p_j^- - p_j^+), \quad p_j^y = -\frac{i}{\sqrt{2}}(p_j^- + p_j^+), \quad j = 1, 2. \end{aligned} \quad (18)$$

$I = I_+ + I_- = I_x + I_y$  – суммарная интенсивность. В выражениях (18) отсутствуют интерференционные слагаемые,

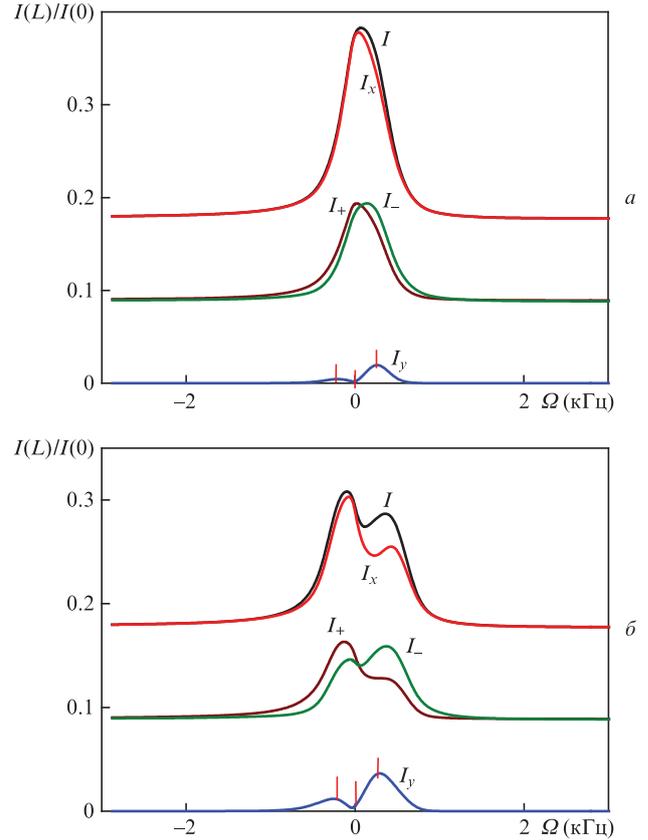


Рис.3. Форма резонанса КПН при детектировании различных поляризационных составляющих для  $\mathbf{B} = 0.1$  (а) и  $0.2$  Гс (б) (насечками на кривых указаны точки, для которых приведены эллипсы поляризации на рис.4). Входные интенсивности  $I_1 = I_2 = 0.4$  мВт/см<sup>2</sup>, поляризация  $\text{lin} \parallel \text{lin}$ , настройка на уровень  $F_g = 1$ , концентрация буферного газа (азот)  $n_{\text{buf}} = 2.9 \times 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, температура  $T = 48.5^\circ\text{C}$ , длина ячейки  $L = 6$  см. Цветной вариант рис.3 приведен на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

определяющие биения сигнала на разностной частоте, поскольку предполагается, что при большом времени  $\tau$  накопления сигнала на фотодетекторе биения усредняются. Это предположение выполняется, когда время накопления сигнала на фотодетекторе много больше периода биений:  $\tau \gg 2\pi/(\omega_1 - \omega_2)$ . При возбуждении  $D_1$ -линии атома  $^{87}\text{Rb}$  период биений равен  $0.15$  нс, что много меньше времени усреднения используемых в экспериментах детекторов.

На рис.4 показаны годографы вектора напряженности электрического поля лазерной волны в плоскости  $xy$  на выходе из ячейки, нормированные на единичную длину. Видно, что после прохождения газовой ячейки происходит поворот плоскости поляризации излучения и возникновение ее эллиптичности (рис.4, кривые 1 и 3). Поворот пропорционален величине магнитного поля  $\mathbf{B}$  и происходит из-за различия коэффициентов преломления для левой и правой круговых компонент поляризации излучения (эффекта Фарадея). Возникновение эллиптичности обусловлено различием коэффициентов поглощения для этих компонент. При нулевой двухфотонной отстройке возникает КПН-резонанс, и взаимодействие атомов с полем ослабевает, поэтому поворот плоскости поляризации и ее эллиптичность возникают в меньшей степени (рис.4, а, б, кривые 2). Однако, при увеличении магнитного поля происходит расщепление КПН-резонанса на два пика (см. рис.3, б), что связано с возникнове-

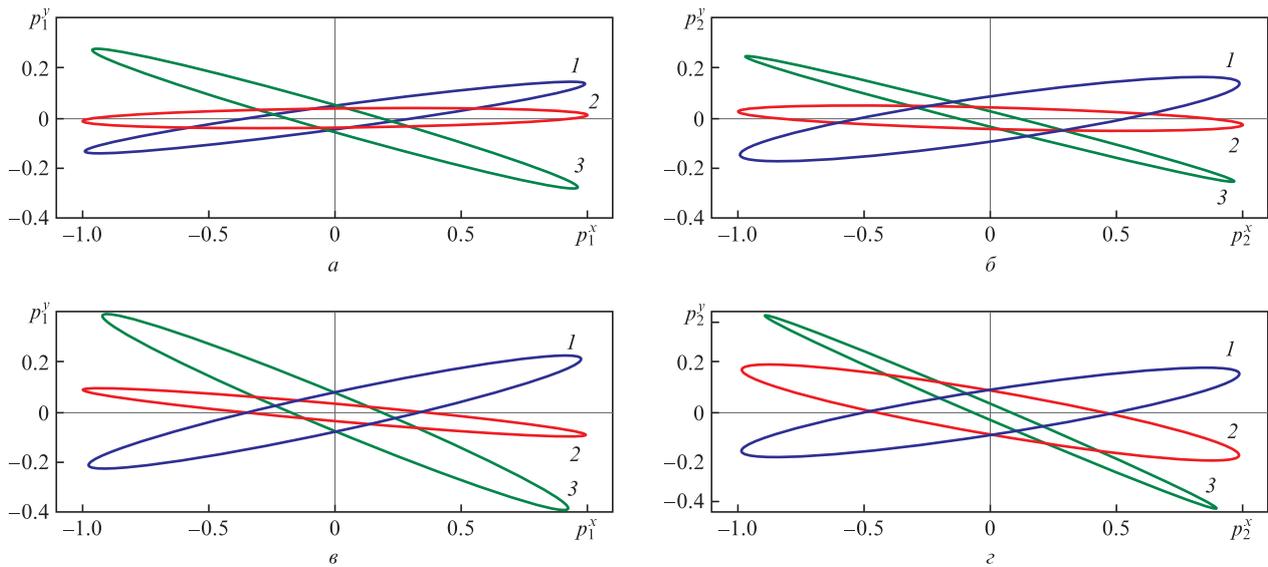


Рис.4. Эллипсы поляризации выходного излучения при отстройках  $\delta = -208$  Гц (1),  $\delta = 0$  (2) и  $\delta = 270$  Гц (3) (см. насечки на рис.3). Магнитное поле  $B = 0.1$  (а, б) и  $0.2$  Гс (в, г). Параметры те же, что на рис.3. Цветной вариант рис.4 приведен на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

нием так называемого псевдорезонанса при сдвиге уровней 1, 3, 5 и 7 в магнитном поле [14, 15]. В этом случае при нулевой двухфотонной отстройке атом начинает взаимодействовать с излучением сильнее, поэтому происходит поворот и возникновение эллиптичности поляризации, что видно на рис.4, в, г (кривые 2).

При уменьшении магнитного поля с  $0.2$  до  $0.1$  Гс псевдорезонанс перестает быть разрешим при детектировании полной интенсивности  $I$ , однако на кривой, соответствующей  $y$ -компоненте (см рис.3, а, кривая 1), расщепление остается разрешимым. Таким образом, в данном случае наблюдение интенсивности отдельной  $y$ -компоненты поляризации дает более полную информацию о структуре КРН-резонанса, чем при наблюдении полной интенсивности, хотя уровень сигнала при этом значительно снижается.

В заключение отметим, что появление эллиптичности поляризации при накачке щелочных атомов бихроматичным лазерным излучением проявляется при пропускании света через поляризационную пластинку как изменение амплитуды сигнала в регистрирующей системе. Эту особенность необходимо учитывать при разработке квантовых стандартов частоты и квантовых датчиков вращения на основе ядерного магнитного резонанса [56, 57].

#### 4. Заключение

В настоящей работе выполнен вывод квантовых кинетических уравнений для матрицы плотности при возбуждении атомов щелочного металла бихроматическим лазерным излучением с произвольной поляризацией с целью расчета сигнала когерентного пленения населенностей. Уравнения дополнены системой уравнений переноса поля, которая описывает распространение двух частотных и двух поляризационных компонент излучения в оптически плотной газовой ячейке при температуре выше комнатной.

Представленная математическая модель является обобщением модели, построенной в работах [52, 53], на случай наличия полной свертонкой и зеемановской структур

уровней щелочного атома. Модель позволяет корректно учесть поляризацию лазерного излучения и ее изменение при распространении вдоль ячейки, а также влияние постоянного магнитного поля.

Проведен анализ сигнала когерентного пленения населенностей по интенсивности различных поляризационных компонент прошедшего вперед излучения. Выявлен поворот плоскости поляризации и возникновение эллиптичности линейно поляризованного вдоль оси  $x$  излучения на входе. Показано, что детектирование поперечной  $y$ -компоненты несет дополнительную информацию о структуре главного магнитонезависимого резонанса когерентного пленения населенностей по сравнению с сигналом полной интенсивности.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки Российской Федерации в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014–2020 годы» (соглашение № 14.578.21.0211, уникальный идентификатор соглашения RFMEFI57816X0211).

1. Alzetta G. et al. *Nuovo Cim. B*, **36** (1), 5 (1976).
2. Arimondo E., Orriols G. *Lett. Nuovo Cim.*, **17** (10), 333 (1976).
3. Gray H.R., Whitley R.M., Stroud C.R., Jr. *Opt. Lett.*, **3**, 218 (1978).
4. Агапьев Б.Д., Горный М.Б., Матисов Б.Г. и др. *УФН*, **163**, 1 (1993).
5. Горный М.Б., Матисов Б.Г., Рождественский Ю.В. *ЖЭТФ*, **68**, 728 (1989).
6. Arimondo E. *Prog. Opt.*, **35**, 257 (1996).
7. Wynands R., Nagel A. *Appl. Phys. B*, **68**, 1 (1999).
8. Erhard M., Helm H. *Phys. Rev. A*, **63**, 043813 (2001).
9. Merimaa M., Lindvall Th., Tittonen I., Ikonen E. *J. Opt. Soc. Am. B*, **20**, 273 (2003).
10. Balabas M.V., Karaulanov T., Ledbetter M.P., Budker D. *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 070801 (2010).
11. Lee H.J., Moon H.S. *J. Opt. Soc. Am. B*, **30**, 2301 (2013).
12. Brazhnikov D.V., Taihenahev A.V., Tumaikin A.M., Yudin V.I. *Laser Phys. Lett.*, **11**, 125702 (2014).
13. Vanier J. *Appl. Phys. B*, 2005, **81**, 421.
14. Зибров С.А., Величанский В.Л., Зибров А.С. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **82**, 534 (2005).

15. Kazakov G., Matisov B., Mazets I., et al. *Phys. Rev. A*, **72**, 063408 (2005).
16. Zibrov S.A., Novikova I., Phillips D.F., et al. *Phys. Rev. A*, **81**, 013833 (2010).
17. Баранцев К.А., Попов Е.Н., Литвинов А.Н., Петров В.М. *Радиотехника*, **12**, 164 (2016).
18. Соколов И.М. *Квантовая электроника*, **45**, 947 (2015) [*Quantum Electron.*, **45**, 947 (2015)].
19. Akulshin A., Celikov A., Velichansky V. *Opt. Commun.*, **84**, 139 (1991).
20. Stahler M., Wynands R., Knappe S., et al. *Opt. Lett.*, **27**, 1472 (2002).
21. Shwindt P.D.D. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 6409 (2004).
22. Yashuk V.V., Granwehr J., Kimbal D.F., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 160801 (2004).
23. Cox K. et al. *Phys. Rev. A*, **83**, 015801 (2011).
24. Aspet A., Arimondo E., Kaiser R., Vansteenkiste N., Cohen-Tannoudji C. *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 826 (1988).
25. Kasevich M., Chu S. *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 1741 (1992).
26. Мазец И.Е., Матисов Б.Г. *Письма в ЖЭТФ*, **60**, 686 (1994).
27. Тайченачев А.В., Тумайкин А.М., Юдин В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **65**, 744 (1997).
28. Roos C.F. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 5547 (2000).
29. Fleishhauer M., Lukin M.D. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 5094 (2000).
30. Liu C., Dutton Z., Behroozi C.H., Hau L.V. *Nature (London)*, **409**, 490 (2001).
31. Lukin M.D. *Rev. Mod. Phys.*, **75**, 457 (2003).
32. Fleischhauer M., Imamoglu A., Marangos J.P. *Rev. Mod. Phys.*, **77**, 633 (2005).
33. Кочаровская О., Ханин Я.И. *Письма в ЖЭТФ*, **48**, 581 (1988).
34. Harris S. *Phys. Rev. Lett.*, **62**, 1022 (1989).
35. Sully M.O., Zhu S.Y., Gavrielides A. *Phys. Rev. Lett.*, **62**, 2813 (1989).
36. Imamoglu A., Harris S. *Opt. Lett.*, **14**, 1344 (1989).
37. Kocharovskaya O., Mandel P. *Phys. Rev. A*, **42**, 523 (1990).
38. Zibrov A.S., Lukin M.D., Nikonov D.E., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 1499 (1995).
39. Xiao Y., Novikova I., Phillips D.F., Walsworth R.L. *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 043601 (2006).
40. Breschi E., Kazakov G., Schori C., et al. *Phys. Rev. A*, **82**, 063810 (2010).
41. Kazakov G.A., Litvinov A.N., Matisov B.G., et al. *J. Phys. B*, **44**, 235401 (2011).
42. Казаков Г.А., Литвинов А.Н., Матисов Б.Г. *Квантовая электроника*, **42**, 185 (2012) [*Quantum Electron.*, **42**, 185 (2012)].
43. Firstenberg O., Shuker M., Ben-Kish A., et al. *Phys. Rev. A*, **76**, 013818 (2007).
44. Kazakov G., Matisov B., Litvinov A., Mazets I. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **40**, 3851 (2007).
45. Feld M.S., Javan A. *Phys. Rev.*, **2**, 177 (1969).
46. Бражников Д.В., Тайченачев А.В., Тумайкин А.М. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **91**, 694 (2010).
47. Басалаев М.Ю., Бражников Д.В., Зибров А.С. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **95**, 504 (2012).
48. Yun P., Danet J.-M., de Clercq E., Guerandel S. *Appl. Phys. Lett.*, **105**, 231106 (2014).
49. Лазебный Д.Б., Бражников Д.В., Тайченачев А.В., Басалаев М.Ю., Юдин В.И. *ЖЭТФ*, **148**, 1068 (2015).
50. Раутиан С.Г., Смирнов Г.И., Шалагин А.М. *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул* (Новосибирск: Наука, 1979).
51. Раутиан С.Г. *ЖЭТФ*, **51**, 4 (10) (1966).
52. Баранцев К.А., Литвинов А.Н. *Квантовая электроника*, **44** (10), 944 (2014) [*Quantum Electron.*, **44** (10), 944 (2014)].
53. Varantsev K.A., Velichko E.N., Litvinov A.N. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **47**, 245401 (2014).
54. Васильев Н.А., Трошин А.С. *ЖЭТФ*, **125**, 6 (2004).
55. Варшалович Д.А., Москалев А.Н., Херсонский В.К. *Квантовая теория углового момента* (Л.: Наука, 1975).
56. Larsen M. *Proc. Conf. «Frequency control symposium (FCS)»* (Baltimore, 2012, pp 1–5).
57. Литманович Ю.А., Вершовский А.К., Пешехонов В.Г. *Материалы пленарного заседания 7-й российской мультиконференции по проблемам управления* (С.-Петербург, 2014, с. 35–42).