

01

## Внутридоплеровские резонансы, обусловленные осцилляциями Раби на атомных переходах в тонких газовых ячейках

© А. Ч. Измайлов

Институт физики НАН Азербайджана,  
AZ-1143 Баку, Азербайджан  
e-mail: azizm57@rambler.ru

Поступила в редакцию 08.01.2019 г.  
В окончательной редакции 08.01.2019 г.  
Принята к публикации 23.01.2019 г.

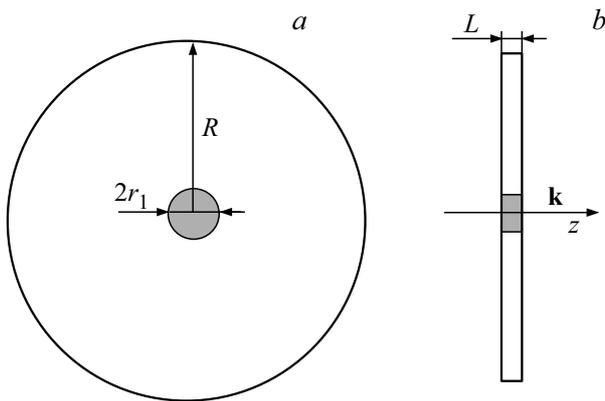
Теоретически исследовано возбуждение атомов из основного квантового уровня в метастабильное состояние бегущим монохроматическим излучением в тонкой газовой ячейке, внутренняя толщина которой во много раз меньше ее радиуса. Обнаружены и проанализированы внутридоплеровские резонансы, возникающие в населенности метастабильного атомного уровня при сканировании частоты излучения вследствие светоиндуцированных осцилляций Раби на данном оптическом переходе, а также специфики пролетной релаксации атомов в рассматриваемой ячейке с разреженным газом. Такие нетривиальные резонансы могут быть зарегистрированы во флуоресценции атомов с помощью дополнительного пробного светового пучка. Предложен метод непосредственного измерения частоты Раби по спектральным интервалам между установленными внутридоплеровскими резонансами. Полученные результаты могут найти применение в атомной спектроскопии для прецизионного определения компонент матричных элементов дипольных моментов, а также связанных с ними коэффициентов Эйнштейна и сил осцилляторов квантовых переходов между основным и метастабильными уровнями атомов.

DOI: 10.21883/OS.2019.06.47761.5-19

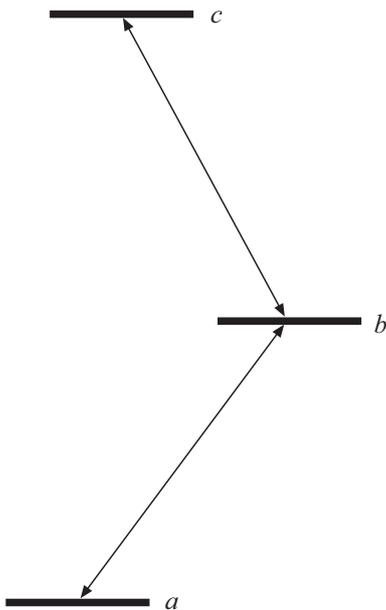
### Введение

Обычно спектроскопические исследования атомов и молекул проводятся в газовых ячейках, длина  $L$  которых гораздо больше их радиуса  $R$  [1]. Вместе с тем новые возможности лазерной спектроскопии высокого разрешения открываются при использовании тонких ячеек с разреженной газовой средой, для размеров которых выполняется обратное соотношение  $L \ll R$ . Так, в обзорах [2,3] описаны результаты теоретических и экспериментальных исследований нетривиальных внутридоплеровских резонансов поглощения, дисперсии и флуоресценции, которые возникают на центральных частотах квантовых переходов атомов (молекул) вследствие особенностей их оптической накачки и пролетной релаксации в таких тонких ячейках. В частности, представляет интерес анализ узких спектральных структур, обусловленных спецификой селекции атомов по скоростям на оптически возбужденных квантовых уровнях, у которых время радиационного распада велико по сравнению с характерным временем пролета атомов между стенками ячейки с линейными размерами в пределах нескольких сантиметров. Такая ситуация может иметь место для многих атомов и молекул, если лазерное излучение резонансно переходу, который связывает какой-либо подуровень  $a$  основного квантового терма с достаточно долгоживущим (метастабильным) уровнем  $b$  [4]. Соответствующие весьма узкие резонансы на таких „запрещенных“ переходах в тонких газовых ячейках начали теоретически исследоваться

в работе [5]. При этом рассматривалась разреженная газовая среда в цилиндрической ячейке с радиусом  $R$  и внутренней толщиной  $L \ll R$  (рис. 1). Данная ячейка облучается вдоль оси  $z$  бегущим монохроматическим лазерным пучком, частота  $\omega$  которого сканировалась в окрестности центра  $\omega_0$  перехода  $a \rightarrow b$  из основного атомного состояния  $a$  на метастабильный уровень  $b$ . Отмеченная работа [5] была нацелена на поиск и анализ новых атомных спектральных реперов для высокоточных стандартов частоты. Таким образом, в данной работе [5] проводились исследования наиболее узких внутридоплеровских резонансов, которые индуцируются лазерным пучком накачки, пространственно отделенным от центральной области регистрации в данной ячейке. Вследствие этого в исследованных резонансах был пренебрежимо мал вклад атомов в оптически возбужденном метастабильном состоянии  $b$ , пролетающих между плоскопараллельными стенками ячейки (рис. 1) с характерным временем  $L/|v_z|$ , где  $v_z$  — проекция атомной скорости на волновой вектор  $\mathbf{k}$  пучка накачки. Заметим однако, что при однородном лазерном облучении всего объема рассматриваемой ячейки за время  $L/|v_z|$  между населенностями уровней  $a$  и  $b$  резонансного перехода  $a \rightarrow b$  происходят светоиндуцированные осцилляции Раби [1], количество которых определяется величиной  $gL/|v_z|$ , где  $g$  — частота Раби. Вместе с тем в случае доплеровски уширенной спектральной линии перехода  $a \rightarrow b$  монохроматическое излучение накачки эффективно взаимодействует лишь с атомами, проекции скорости которых  $v_z$  близки к



**Рис. 1.** Схема тонкой газовой ячейки с внутренней толщиной  $L$  и радиусом  $R \gg L$  в двух ортогональных проекциях (a) и (b). Данная ячейка облучается по всему объему бегущим вдоль оси  $z$  монохроматическим лазерным излучением с волновым вектором  $\mathbf{k}$ . Регистрирующий пробный световой пучок с радиусом  $r_1$  проходит через центральную область ячейки.



**Рис. 2.** Схема рассматриваемых квантовых уровней и переходов:  $a \rightarrow b$ -переход из подуровня  $a$  основного терма в метастабильное состояние  $b$ , который осуществляется монохроматическим излучением накачки;  $b \rightarrow c$ -переход, индуцируемый пробным световым пучком для регистрации сигнала флуоресценции из возбужденного уровня  $c$ .

значению  $(\omega - \omega_0)/k$  [1]. Поэтому при сканировании расстройки частоты  $\delta = (\omega - \omega_0)$  возможно появление новых внутридоплеровских резонансов в населенности метастабильного уровня  $b$ , существенно зависящих от фактора  $gL/|v_z| \sim gkL|\delta|^{-1}$ .

Однако регистрация подобных резонансов непосредственно по спектру поглощения или рассеяния излучения накачки не будет эффективной вследствие слабости „запрещенного“ перехода  $a \rightarrow b$ . Согласно мето-

ду, предложенному в работе [5], для таких измерений целесообразно использовать дополнительный пробный световой пучок, проходящий через центральную область газовой ячейки с радиусом  $r_1$  (рис. 1). Такое пробное излучение индуцирует переход  $b \rightarrow c$  из метастабильного состояния  $b$  на какой-либо другой возбужденный уровень  $c$  с достаточно малым временем радиационного распада (рис. 2), из которого и будет регистрироваться соответствующий спектр флуоресценции.

В связи с вышесказанным в настоящей работе проведено теоретическое исследование новых внутридоплеровских резонансов, обусловленных осцилляциями Раби в атомах разреженной газовой среды в тонкой газовой ячейке (рис. 1). Показана возможность непосредственного измерения частоты Раби  $g$  для „запрещенного“ атомного перехода  $a \rightarrow b$  по частотным интервалам между данными нетривиальными резонансами.

### Основные соотношения

Рассмотрим облучение разреженного газа монохроматическим лазерным пучком накачки в тонкой прозрачной цилиндрической ячейке с радиусом  $R$  и внутренней толщиной  $L \ll R$  (рис. 1). Этот пучок распространяется вдоль оси  $z$  в ортогональном направлении к плоскопараллельным стенкам ячейки. Считается, что интенсивность данного пучка одинакова во всем объеме ячейки. Тогда электрическая компонента рассматриваемого монохроматического излучения накачки описывается следующей формулой в цилиндрических координатах  $r$  и  $z$ :

$$Q(z, r, t) = 0.5E\eta(R - r) \exp[i(\omega t - kz)] + c.c., \quad (1)$$

где  $\mathbf{E} = E\mathbf{e}$ ,  $E$  и  $\mathbf{e}$  — соответственно амплитуда и единичный вектор поляризации,  $\omega$  — его частота,  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  — волновое число,  $\lambda$  — длина волны, а  $\eta(x)$  — ступенчатая функция ( $\eta(x) = 1$ , если  $x \geq 0$  и  $\eta(x) = 0$ , когда  $x < 0$ ).

Частота пучка  $\omega$  близка к центру  $\omega_0$  перехода  $a \rightarrow b$  между подуровнем  $a$  основного квантового терма и возбужденным метастабильным состоянием  $b$  атомов. Плотность газа в ячейке полагается настолько низкой, что можно пренебречь межатомными столкновениями. Также не будем принимать во внимание эффекты светового давления на атомы. Рассмотрим ситуацию, когда время жизни возбужденного уровня  $b$  гораздо больше, чем характерное время  $2R/u$  пролета атомов через ячейку (рис. 1) с наиболее вероятной скоростью  $u$ . Тогда можно не учитывать радиационную релаксацию этого уровня  $b$ .

При данных условиях взаимодействие светового пучка (1) с атомами в тонкой газовой ячейке (рис. 1) может быть описано следующей системой уравнений для элементов матрицы плотности оптической когерентности

$\rho_{ab}$ , а также населенностей  $\rho_a$  и  $\rho_b$  уровней  $a$  и  $b$  [6]:

$$\rho_a + \rho_b = NF(\mathbf{v}),$$

$$\frac{\partial \rho_b}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial \rho_b}{\partial \mathbf{r}} = -0.5ig\rho_{ab}^* \exp[i(\delta t - kz)] + c.c.,$$

$$\frac{\partial \rho_{ab}}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial \rho_{ab}}{\partial \mathbf{r}} = 0.5ig(\rho_b - \rho_a) \exp[i(\delta t - kz)] + c.c., \quad (2)$$

где  $N$  — плотность атомов в основном состоянии  $a$  при отсутствии лазерного излучения (1),  $F(\mathbf{v})$  — распределение Максвелла по атомной скорости  $\mathbf{v}$ ,  $g = \frac{(\mathbf{E}\mathbf{d})}{\hbar}$  — частота Раби,  $\mathbf{d}$  — матричный элемент дипольного момента для перехода  $a \rightarrow b$ ,  $\delta = (\omega - \omega_0)$  — расстройка частоты. Уравнения (2) должны быть дополнено граничными условиями, которые зависят от особенностей столкновений атомов со стенками ячейки. Как и в предыдущих теоретических исследованиях [2,3,5] для тонких газовых ячеек, будем считать, что в результате таких столкновений устанавливается равновесное распределение как по населенностям квантовых уровней, так и по скоростям атомов. Таким образом, полагается, что элементы матрицы плотности  $\rho_b$  и  $\rho_{ab}$  обращаются в нуль на стенках ячейки. При данных условиях мы получаем из уравнений (2) следующее выражение для населенности  $\rho_b^{(0)}$  возбужденных атомов на центральной оси  $z$  лазерного пучка в интервале  $0 \leq z \leq L$  (рис. 1):

$$\rho_b^{(0)} = NF_i(v_z)F_t(v_t)g^2\Omega^{-2}[\beta(z, v_z, v_t)\eta(v_z) + \beta(L - z, -v_z, v_t)\eta(-v_z)], \quad (3)$$

где

$$\beta(z, v_z, v_t) = \sin^2\left(\frac{\Omega z}{2v_z}\right)\eta\left(\frac{R}{v_t} - \frac{z}{v_z}\right) + \sin^2\left(\frac{\Omega R}{2v_t}\right)\eta\left(\frac{z}{v_z} - \frac{R}{v_t}\right), \quad (4)$$

$\Omega = [g^2 + (\delta - kv_z)^2]^{0.5}$ , величины  $v_z$  и  $v_t$  являются соответственно продольной и поперечной (радиальной) компонентами атомной скорости  $\mathbf{v}$ , которые характеризуются известными максвелловскими распределениями  $F_i(v_z)$  и  $F_t(v_t)$ :

$$F_i(v_z) = \pi^{-0.5}u^{-1} \exp(-v_z^2u^{-2}),$$

$$F_t(v_t) = 2v_tu^{-2} \exp(-v_t^2u^{-2}). \quad (5)$$

Далее получаем среднее значение  $\langle \rho_b^{(0)} \rangle$  населенности  $\rho_b^{(0)}$  (3) по длине ячейки  $L$ :

$$\langle \rho_b^{(0)} \rangle = L^{-1} \int_0^L \rho_b^{(0)}(z) dz = 0.5NF_i(v_z)F_t(v_t)g^2\Omega^{-2} \times \left\{ \left[ 1 - \frac{|v_z|}{\Omega L} \sin\left(\frac{\Omega L}{|v_z|}\right) \right] \eta\left(\frac{R|v_z|}{Lv_t} - 1\right) + \left[ 1 - \frac{|v_z|}{\Omega L} \sin\left(\frac{\Omega R}{v_t}\right) - \left(1 - \frac{R|v_z|}{Lv_t}\right) \cos\left(\frac{\Omega R}{v_t}\right) \right] \times \eta\left(1 - \frac{R|v_z|}{Lv_t}\right) \right\}. \quad (6)$$

Заметим, что атомы, пролетающие между плоскопараллельными стенками ячейки (рис. 1), определяют величину  $\langle \rho_b^{(0)} \rangle$  (6) при условии  $|v_z| > (L/R)v_t$  для размеров этой ячейки и компонент атомной скорости  $v_z$  и  $v_t$ . Обратное соотношение  $|v_z| < (L/R)v_t$  в (6) соответствует атомам, траектории полета которых начинаются или заканчиваются на цилиндрической поверхности рассматриваемой ячейки (рис. 1).

Средняя населенность  $N_b$  всевозможных атомов в метастабильном состоянии  $b$  на центральной оси ячейки получается после интегрирования величины  $\langle \rho_b^{(0)} \rangle$  (6) по проекциям атомных скоростей:

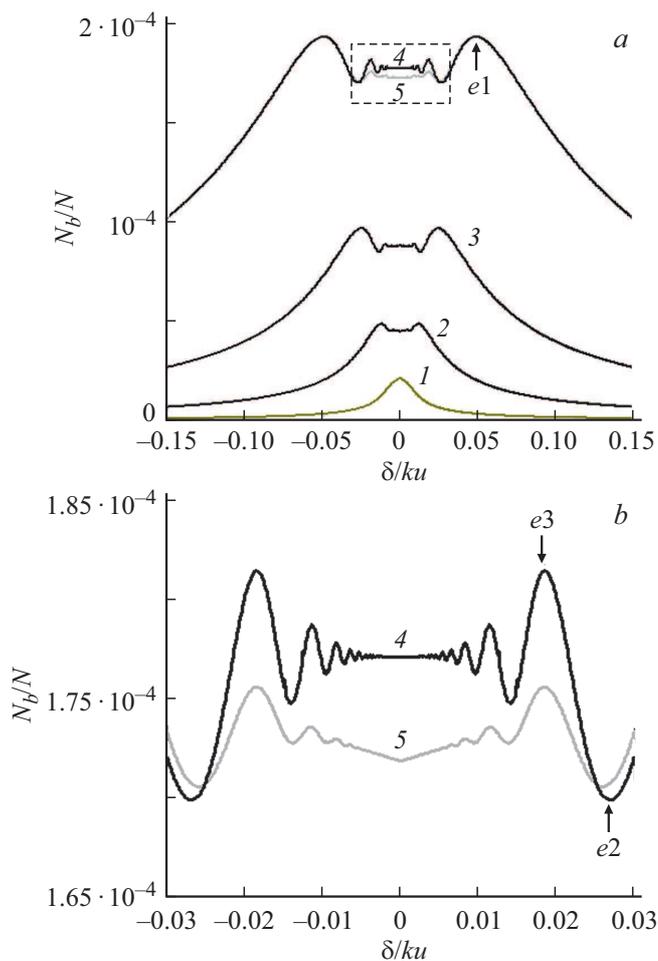
$$N_b = \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \int_0^{\infty} \langle \rho_b^{(0)} \rangle dv_t \right] dv_z. \quad (7)$$

Следует отметить, что соотношения (3)–(7) непосредственно обобщаются также на случай магнитодипольного перехода  $a \rightarrow b$  между основным и метастабильным квантовыми состояниями  $a$  и  $b$ . Тогда соответствующая частота Раби  $g = (\mathbf{H}\boldsymbol{\mu})/\hbar$  определяется магнитной составляющей  $\mathbf{H}$  излучения накачки и матричным элементом  $\boldsymbol{\mu}$  магнитного дипольного момента данного перехода.

Поскольку выражения (6), (7) для искомой населенности метастабильных атомов определяются модулем частоты Раби, то далее будем считать величину  $g$  положительной.

## Обсуждение результатов

В соответствии с методом, предложенным в работе [5], считается, что через центральную область ячейки направляется пробный световой пучок сравнительно малого радиуса  $r_1 \ll R$  (рис. 1), который индуцирует оптический переход  $b \rightarrow c$  из метастабильного состояния  $b$  на другой возбужденный атомный уровень  $c$  (рис. 2) с достаточно коротким временем радиационного распада. Интенсивность данного пробного излучения полагается



**Рис. 3.** (а) Зависимость населенности  $N_b(\delta)$  метастабильного уровня  $b$  (в единицах атомной плотности  $N$ ) от расстройки частоты  $\delta$  (в единицах доплеровского уширения  $ku$ ), когда  $L = 150\lambda$ ,  $R = 100L$  (1–4),  $40L$  (5),  $(g/ku) = 2 \cdot 10^{-5}$  (1),  $5 \cdot 10^{-5}$  (2),  $10^{-4}$  (3) и  $2 \cdot 10^{-4}$  (4, 5). (б) Фрагмент рис. 3, а, обозначенный прямоугольником, в увеличенном масштабе. Стрелками показано положение трех наиболее заметных внутридоплеровских резонансов ( $e1, e2, e3$ ), обусловленных осцилляциями Раби.

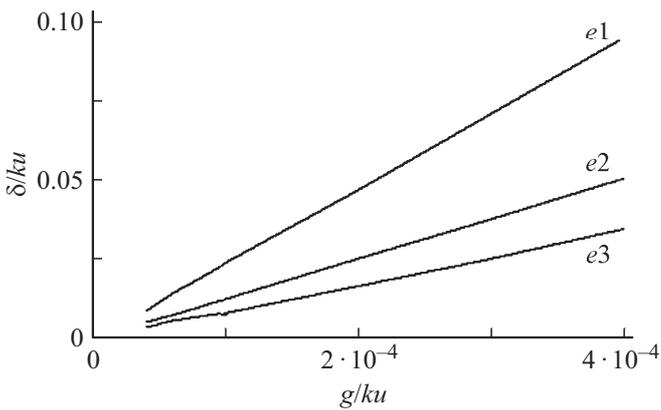
настолько низкой, что несущественно изменение заселенности метастабильного уровня  $b$  в процессе пролета атомов через область регистрации в центре ячейки (рис. 1). Тогда при сканировании расстройки частоты  $\delta = (\omega - \omega_0)$  спектральный профиль регистрируемого сигнала флуоресценции из уровня  $c$  (рис. 2) будет подобен зависимости населенности  $N_b(\delta)$  (7) метастабильных атомов от  $\delta$ .

Рисунок 3 представляет такие численно рассчитанные частотные зависимости  $N_b(\delta)$  (7) от расстройки частоты  $\delta$  при различных интенсивностях излучения накачки и отношений  $L/R$  внутренней толщины ячейки  $L$  к ее радиусу  $R$  (рис. 1). Мы рассматриваем случай, когда доплеровское уширение  $ku$  спектральной линии перехода  $a \rightarrow b$  во много раз превосходит частоту Раби  $g$ . Тогда может возникнуть серия внутридоплеровских резонан-

сов, симметрично расположенных относительно нулевой расстройки  $\delta = 0$  (рис. 3). Видно, что положение, амплитуда, ширина, а также количество этих нетривиальных резонансов существенно зависят от значения частоты Раби  $g$ . Действительно, за время пролета  $L/|v_z|$  атомов между плоскопараллельными стенками рассматриваемой ячейки (рис. 1) происходят светоиндуцированные осцилляции населенностей между уровнями  $a$  и  $b$  перехода  $a \rightarrow b$  [1,6]. Число таких осцилляций определяется величиной  $gL/|v_z|$ . Для рассматриваемой доплеровски уширенной спектральной линии монохроматическое излучение накачки эффективно взаимодействует только с атомами, проекции скоростей  $v_z$  которых находятся в узкой окрестности значения  $\delta/k$  [1,6]. Поэтому за время пролета  $L/|v_z|$  атомов между плоскопараллельными стенками газовой ячейки (рис. 1) с резонансной проекцией скорости  $v_z = \delta/k$  происходит целое число  $|n|$  осцилляций Раби между нулевым и максимальным значениями населенности метастабильного состояния  $b$ , если  $gL/|v_z| = \pi|n|$ , т.е. при следующих расстройках частоты:

$$\delta_n = \frac{gkL}{\pi n} = \frac{2g}{n} \left( \frac{L}{\lambda} \right) \quad (n = \pm 1, \pm 2, \dots). \quad (8)$$

Согласно соотношению (6), анализируемая населенность  $N_b$  (7) определяется метастабильными атомами, пролетающими непосредственно между плоскопараллельными стенками ячейки (рис. 1), только при условии  $|v_z| > (L/R)v_t$  для компонент атомной скорости. Данное условие выполняется при расстройках частоты  $|\delta| > (L/R)ku$ . Поэтому мы не наблюдаем проявлений осцилляций Раби при достаточно низкой интенсивности излучения накачки, когда максимальное из значений расстроек  $|\delta_n|$  (8) с  $n = \pm 1$  оказывается меньше, чем  $(L/R)ku$ , т.е. если  $(g/ku) < 0.5(\lambda/R)$  (кривая 1 на рис. 3, а). Внутридоплеровские резонансы, обусловленные осцилляциями Раби, начинают последовательно возникать с повышением интенсивности накачки по мере выполнения для расстроек (8) соотношений  $|\delta_n| \geq (L/R)ku$ , т.е. когда  $(g/ku) > 0.5|n|(\lambda/R)$  при  $|n| = 1, 2, 3, \dots$ . Тогда увеличивается не только количество данных резонансов, но также возрастает их амплитуда и ширина, причем эти резонансы сдвигаются к более высоким значениям расстройки частоты (рис. 3, а). Из сравнения зависимостей 4 и 5 на рис. 3, а и б, полученных для тонких ячеек (рис. 1) с одинаковой внутренней толщиной  $L$ , но разными радиусами  $R$ , видно, что внутридоплеровские резонансы, обусловленные осцилляциями Раби, лучше проявляются при меньшем отношении  $(L/R) \ll 1$ . При сравнительно малых частотных расстройках  $|\delta| < (L/R)ku$  в спектральный контур  $N_b(\delta)$  (7) основной вклад дают метастабильные атомы, траектории полета которых начинаются или заканчиваются на цилиндрической поверхности ячейки (рис. 1). Поэтому резонансы, обусловленные осцилляциями Раби, практически не проявляются в спектральном интервале



**Рис. 4.** Зависимость (в единицах доплеровского уширения  $ku$ ) положения экстремумов  $\delta e_1$ ,  $\delta e_2$  и  $\delta e_3$  трех внутريدоплеровских резонансов ( $e_1$ ,  $e_2$ ,  $e_3$ ), отмеченных стрелками на рис. 3, от частоты Раби  $g$ ;  $L = 150\lambda$ ,  $R = 100L$ .

$|\delta| < (L/R)ku$  при любой интенсивности излучения накачки (рис.3). С ростом расстройки частоты  $\delta$  в области  $|\delta| > |\delta_{\pm 1}| = 2g(L/\lambda)$  (8) происходит монотонное убывание величины  $N_b(\delta)$  (рис. 3,а) вследствие уменьшения времени  $L/|v_z|$  эффективного оптического возбуждения на рассматриваемом переходе  $a \rightarrow b$  в процессе пролета атомов между стенками ячейки с проекциями скорости  $v_z$ , близкими к резонансному значению  $\delta/k$ .

По частотным интервалам между экстремумами внутريدоплеровских резонансов в спектральных зависимостях  $N_b(\delta)$  (рис. 3) можно непосредственно определить значение частоты Раби  $g$ . Так, на рис. 4 представлены зависимости от  $g$  положения экстремумов  $\delta e_1$ ,  $\delta e_2$ ,  $\delta e_3$  трех наиболее заметных резонансов, отмеченных стрелками на рис. 3. Данные зависимости являются квазилинейными в области четкого проявления указанных резонансов. Например, при значении  $(g/ku) \geq 3 \cdot 10^{-4}$  на рис. 4 они достаточно хорошо описываются соотношениями  $|\delta e_1| \approx 1.59g(L/\lambda)$ ,  $|\delta e_2| \approx 0.86g(L/\lambda)$  и  $|\delta e_3| \approx 0.61g(L/\lambda)$ . Заметим, что каждая из этих величин  $\delta e_n$  ( $n = 1, 2, 3$ ) находится в интервале между соответствующими значениями расстроек  $\delta n$  и  $\delta(n+1)$  (8). Посредством незначительной модуляции расстройки частоты  $\delta$  на эксперименте можно получить зависимость от  $\delta$  непосредственно производной  $\frac{dN_b(\delta)}{d\delta}$ , где гораздо лучше проявятся более узкие, но менее заметные внутريدоплеровские резонансы из спектра  $N_b(\delta)$  на рис. 3. Таким образом, возникает целая серия частотных реперов для высокоточного измерения частоты Раби  $g$  при известных параметрах излучения накачки и размеров тонкой газовой ячейки (рис. 1). В частности, для подобных измерений могут быть использованы спектральные интервалы между какой-либо парой внутريدоплеровских резонансов, симметрично расположенных относительно нулевой расстройки  $\delta = 0$  (рис. 3). Прежде всего это относится к интервалу  $2\delta e_1$  между экстремумами двух таких наиболее круп-

ных резонансов (рис. 3,а). Следует, однако, отметить, что оценки возможных погрешностей таких измерений на эксперименте потребуют дополнительного анализа. В частности, определение частоты Раби  $g$  предложенным способом будет эффективным только при условии поддержания практически одинаковой интенсивности  $I$  излучения накачки по всему сечению тонкой ячейки (рис. 1), поскольку  $g \sim I^{0.5}$ .

Представленные на рис. 3 и 4 результаты численных расчетов характерны, например, для тонкой ячейки (рис. 1) с толщиной  $L = 150\lambda \approx 0.1$  мм и радиусом  $R = 100L \approx 1$  см, содержащей разреженные пары кальция, так как у изотопа  $^{40}\text{Ca}$  есть соответствующий интеркомбинационный переход  $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$  (с длиной волны  $\lambda = 657$  нм) из основного состояния  $^1S_0$  на метастабильный уровень  $^3P_1$  [4]. Заметим, что линейно или циркулярно поляризованное излучение накачки индуцирует переход только между двумя определенными зеемановскими подуровнями данных уровней  $^1S_0$  и  $^3P_1$ , имеющих полные угловые моменты соответственно 0 и 1. Это также согласуется с рассмотренной в настоящей работе моделью невырожденных уровней  $a$  и  $b$  резонансного перехода  $a \rightarrow b$ . Вместе с тем полученные здесь результаты могут быть обобщены и на другие подобные „запрещенные“ оптические переходы, которые имеют место, в частности, в атомах магния, стронция, бария и иттербия [4]. При наличии зеемановского вырождения уровней  $a$  и  $b$  можно посредством внешнего постоянного магнитного поля  $\mathbf{H}_0$  расщепить спектральную линию перехода  $a \rightarrow b$  на отдельные компоненты  $a\mu \rightarrow b m$ , связывающие подуровни  $a\mu$  и  $b m$  с определенными проекциями  $\mu$  и  $m$  углового момента на вектор  $\mathbf{H}_0$ . После этого становится возможным измерение частоты Раби  $g_{\mu m}$  для выделенного перехода  $a\mu \rightarrow b m$  рассмотренным выше способом.

Как отмечалось ранее, внутريدоплеровские резонансы в спектральной зависимости  $N_b(\delta)$  (рис. 3) можно зарегистрировать высокочувствительным методом флуоресценции из возбужденного уровня  $c$ , который заселяется пробным излучением на переходе  $b \rightarrow c$  из метастабильного уровня  $b$  (рис. 2). Например, в случае упомянутого метастабильного уровня  $^3P_1$  атомов кальция для этого могут быть использованы следующие достаточно сильные оптические переходы:  $^3P_1 \rightarrow ^3S_1$  (с длиной волны 612.2 нм),  $^3P_1 \rightarrow ^3D_2$  (443.5 нм) или  $^3P_1 \rightarrow ^3P_0$  (430 нм) [4].

При известной интенсивности и поляризации излучения накачки по измеренному на эксперименте рассмотренным методом абсолютному значению частоты Раби  $g$  можно непосредственно найти соответствующий модуль векторной компоненты матричного элемента дипольного момента „запрещенного“ перехода  $a \rightarrow b$ , а следовательно, определить коэффициенты Эйнштейна и силу осциллятора данного перехода.

## Список литературы

- [1] *Demtroder W.* Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation. Springer-Verlag, 1996. 924 p.
- [2] *Izmailov A.Ch.* // Proc. SPIE. 2007. V. 6727. P. 67270B.
- [3] *Izmailov A.Ch.* // Azerbaijan J. of Phys.: FIZIKA. 2011. V. 17. N 1. Sec. EN. P. 3.  
(режим доступа: [physics.gov.az/index1.html](http://physics.gov.az/index1.html)).
- [4] *Radzig A.A., Smirnov B.M.* Reference data on atoms, molecules and ions. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 1985. 465 p.
- [5] *Beverini N., Izmailov A.Ch.* // Opt. Commun. 2009. V. 282. P. 2527.
- [6] *Летохов В.С., Чеботаев В.П.* Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения. М.: Наука, 1990. 512 с. *Letokhov V.S., Chebotayev V.P.* Nonlinear Laser Spectroscopy. Berlin: Springer-Verlag, 1977. 466 p.