

# ДВОЙНАЯ СТРУКТУРА РЕЗОНАНСА НАСЫЩЕННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ НА ОТКРЫТОМ АТОМНОМ ПЕРЕХОДЕ

*В. В. Васильев*<sup>a,\*</sup>, *В. Л. Величанский*<sup>a,b,\*</sup>, *С. А. Зибров*<sup>a,\*</sup>, *А. В. Сивак*<sup>b</sup>,  
*Д. В. Бражников*<sup>c,d,\*\*</sup>, *А. В. Тайченачев*<sup>c,d,\*\*</sup>, *В. И. Юдин*<sup>c,d,e,\*\*</sup>

<sup>a</sup> *Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук*  
117924, Москва, Россия

<sup>b</sup> *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*  
115409, Москва, Россия

<sup>c</sup> *Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук*  
630090, Новосибирск, Россия

<sup>d</sup> *Новосибирский государственный университет*  
630090, Новосибирск, Россия

<sup>e</sup> *Новосибирский государственный технический университет*  
630092, Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 13 ноября 2010 г.

В экспериментах на открытых переходах  $D_1$ -линии щелочных металлов (Cs и изотопов Rb) обнаружена двойная структура резонанса насыщенного поглощения в сигнале сильной световой волны в присутствии слабой встречной. Как показывает теоретический анализ, обнаруженная форма резонанса связана как с открытостью атомного перехода, так и с доплеровским эффектом для атомов в газе. Результаты работы имеют общезначимую физическую значимость для нелинейной спектроскопии, а помимо этого могут найти применение в метрологии (стандарты частоты и времени на открытых переходах).

## 1. ВВЕДЕНИЕ

С момента изобретения лазеров нелинейные резонансы в парах атомов и молекул, свободные от доплеровского уширения, активно используются для стабилизации частоты лазера и спектроскопии высокого разрешения (например, [1–7]). Одним из таких широко используемых резонансов является резонанс насыщенного поглощения в поле встречных световых волн [8–10], который в сигнале поглощения может иметь вид внутридоплеровского провала или пика в зависимости от параметров поляризации и зеемановской структуры уровней (см., например, [11, 12]). Как правило, в экспериментах используется либо режим стоячей волны, когда обе волны имеют равную интенсивность, либо режим спектроскопии пробного поля, когда одна из волн, за

поглощением которой наблюдают, слабее встречной волны. В этих случаях наблюдается обычный резонанс насыщенного поглощения (в виде одной структуры — пика или провала).

Наши эксперименты с открытыми переходами  $D_1$ -линии щелочных металлов ( $^{85,87}\text{Rb}$  и  $^{133}\text{Cs}$ ) обнаружили двойную структуру резонанса насыщенного поглощения: в центре провала наблюдался пик поглощения. Было установлено, что такая форма нелинейного резонанса имеет место в поглощении сильной волны в присутствии слабой встречной и при возбуждении открытого дипольного перехода. Эксперименты на циклических переходах  $D_2$ -линии  $^{85,87}\text{Rb}$  и  $^{133}\text{Cs}$  не обнаруживают такой двойной структуры.

Следует отметить, что в общем случае форма резонанса насыщенного поглощения в газах может быть сложной. В частности, двойная структура наблюдалась и ранее для узких линий молекулярных

\*E-mail: vlvlab@okb.lpi.troitsk.ru

\*\*E-mail: LLF@laser.nsc.ru

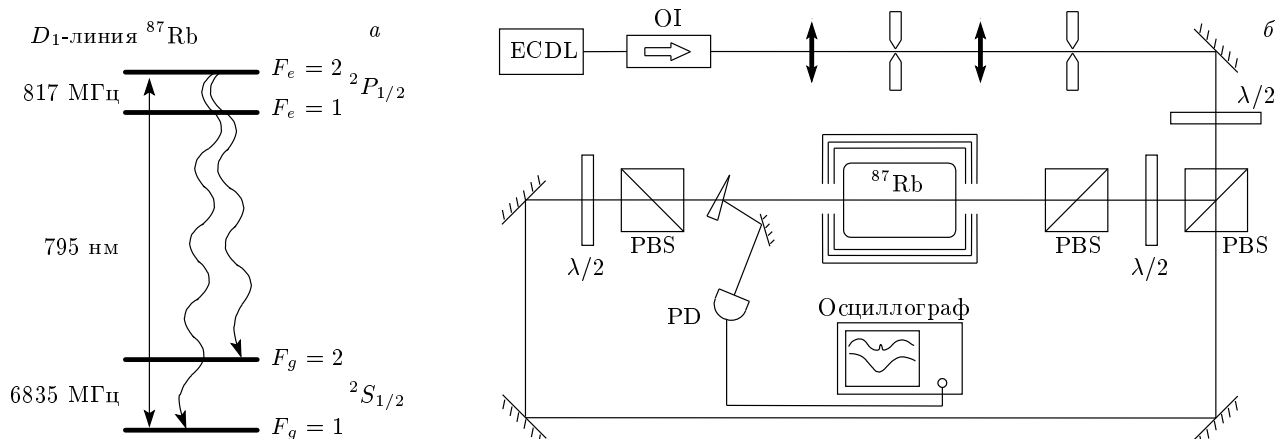


Рис. 1. а) Схема уровней: прямой линией изображены переходы, индуцированные встречными световыми волнами, волнистыми линиями — спонтанная релаксация. б) Экспериментальная установка: ECDL — диодный лазер с внешним резонатором, OI — оптическая развязка, PBS — поляризационный делитель, PD — фотодетектор

переходов [13] и была связана с эффектом отдачи. Внутридоплеровский резонанс также может приобрести сложный вид в результате нелинейных интерференционных эффектов. Например, в схеме однонаправленных световых волн двойная структура нелинейного резонанса в виде пика и провала в сигнале поглощения может быть связана с электромагнитно-индуцированной абсорбцией [14]. Внешнее магнитное поле, в свою очередь, также может послужить причиной расщепления резонанса насыщенного поглощения [15]. В режиме спектроскопии пробного поля двойная структура резонанса может наблюдаться при сильном поле накачки [6, 16].

Настоящая работа посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию двойной структуры резонанса насыщенного поглощения на открытых переходах. Как показывает теоретический анализ, наблюдение двойной структуры в нашем случае не связано с известными ранее эффектами и обусловлено как открытостью атомного перехода, так и доплеровским эффектом для атомов в газе.

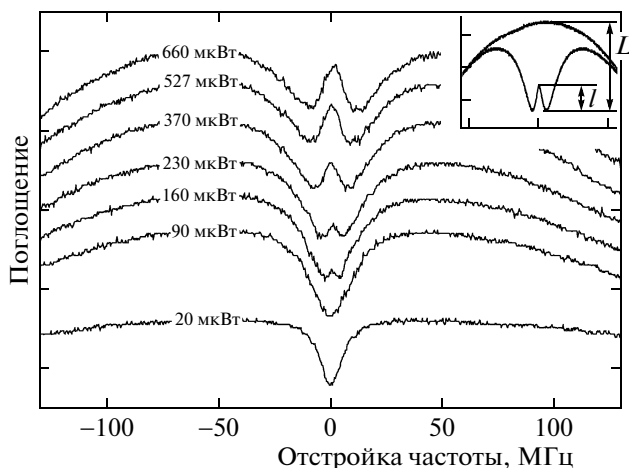
## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эффект двойной структуры наблюдался нами на открытых переходах  $D_1$ -линии в ячейках с парами  $^{85,87}\text{Rb}$  и  $^{133}\text{Cs}$ . В данной работе детальное экспериментальное исследование проводилось на переходе  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$  на  $D_1$ -линии  $^{87}\text{Rb}$  ( $\gamma = 2\pi \cdot 5.75$  МГц, параметр открытости  $b = 0.5$ ). Схема уровней  $D_1$ -линии и оптическая схема установки приведены на рис. 1. Источником излучения являлся инжекционный лазер с внешним резонатором, со-

бранный по схеме Литрова [17]. Ширина линии излучения не превышала 1 МГц. Частоту лазера можно было плавно перестраивать в пределах 30 ГГц, что позволяло легко настраиваться на любой переход между сверхтонкими подуровнями  $D_1$ -линии. Пучок подвергался пространственной фильтрации, для чего в перетяжку вырожденного телескопа устанавливалась диафрагма диаметром 30 мкм. Фильтрация позволяла исключить возможные эффекты, связанные с поперечной пространственной неоднородностью поля.

Длина ячейки с изотопом  $^{87}\text{Rb}$  составляла 60 мм, диаметр — 40 мм. Для подавления влияния внешнего лабораторного магнитного поля ячейка помещалась внутри трех цилиндрических концентрических магнитных экранов, обеспечивающих подавление поля до уровня не более 1–2 мГс. Во внутреннем экране располагался соленоид, позволявший при необходимости создавать однородное продольное магнитное поле. Температура ячейки поддерживалась на уровне 40 °С (при этом уровень линейного поглощения на переходе  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$  составлял 15 %). Система подогрева ячейки позволяла поддерживать температуру окон несколько выше, чем ее стенок, что препятствовало нежелательному осаждению атомов металла на окна. Ось симметрии ячейки была отклонена на небольшой угол ( $\approx 15^\circ$ ) по отношению к направлению распространения лучей, чтобы подавить влияние паразитных отражений от внутренних стенок ячейки.

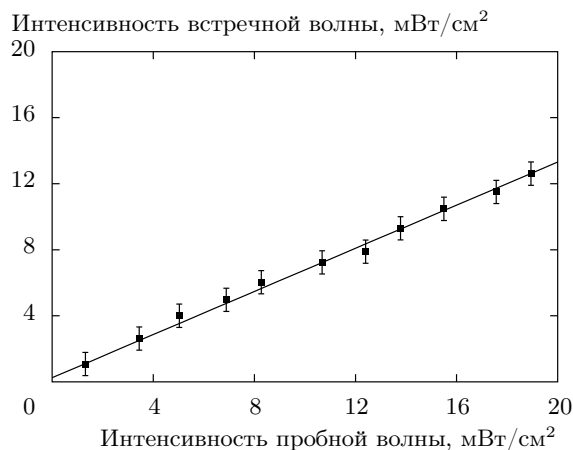
Ячейка находилась в поле двух волн с одинаковой линейной поляризацией — условно «пробного»



**Рис. 2.** Поглощение пробной волны. Мощность встречной волны равна 90 мкВт, мощность пробного пучка меняется от 20 до 660 мкВт. Диаметры пучков равны 10 мм. При изменении мощности пробной волны менялся и уровень сигнала с фотоприемника, регистрирующего эту волну, поэтому графики для удобства отображения смещены по вертикали

и встречного пучков. Спектроскопическим сигналом служило изменение мощности пробной волны, прошедшей через кювету, как функция отстройки частоты лазера от частоты перехода (см. рис. 2). Эта зависимость регистрировалась фотоприемником, сигнал с которого поступал на осциллограф. Разделение луча на пробный и встречный происходило на поляризационном кубике. В каждом из каналов использовалась своя пара из полуволновой пластинки и поляризатора, что позволяло изменять мощности пробной и встречной волн независимо друг от друга. Диаметры пучков можно было регулировать диафрагмой, установленной после телескопа, в пределах от 1 мм до 10 мм.

Представленные здесь данные экспериментальных измерений получены для случая параллельных линейных поляризаций. Однако двойная структура нелинейного резонанса на переходе  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$  наблюдалась и для других конфигураций встречных пучков: ортогональных линейных поляризаций, одинаковых и ортогональных круговых поляризаций. На циклических переходах типа  $F_g = F \rightarrow F_e = F+1$  на  $D_2$ -линии в изотопах  $^{85,87}\text{Rb}$  эффект не наблюдался. В пространственно-разнесенных пучках, когда пробный пучок проходил внутри полого встречного пучка, эффект также не был обнаружен.



**Рис. 3.** Соотношение интенсивностей встречных волн, при котором проявляется эффект двойной структуры: ниже прямой — нелинейный резонанс имеет двойную структуру, выше — наблюдается обычный резонанс насыщения в виде провала. Диаметры пучков равны 10 мм

На рис. 2 представлены резонансные кривые для различных значений мощности пробного пучка. Из рисунка следует, что при интенсивности пробного пучка, превышающей интенсивность встречного, становится заметна двойная структура нелинейного резонанса: на фоне провала насыщенного поглощения появляется узкий пик. В противном случае наблюдается «обычный» резонанс насыщенного поглощения в виде провала. Этот же вывод следует из рис. 3, где приведено соотношение интенсивностей встречных волн, при котором проявляется эффект двойной структуры.

Ширина центрального пика пропорциональна интенсивности и при небольшом пробном поле может быть меньше естественной ширины линии ( $0.6\gamma = 2\pi \cdot 3.5$  МГц на рис. 4а). Как видно из рис. 4б, с ростом интенсивности так же растет и контраст центрального пика, который определялся как отношение  $l/L$  (см. вставку на рис. 2). Двойная структура становится более выраженной с ростом диаметров пучков (рис. 5). Как будет показано ниже, такое поведение при увеличении диаметров пучков аналогично увеличению открытости перехода.

### 3. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Для качественного анализа эффекта оказалось достаточным рассмотреть простую модель открыто-

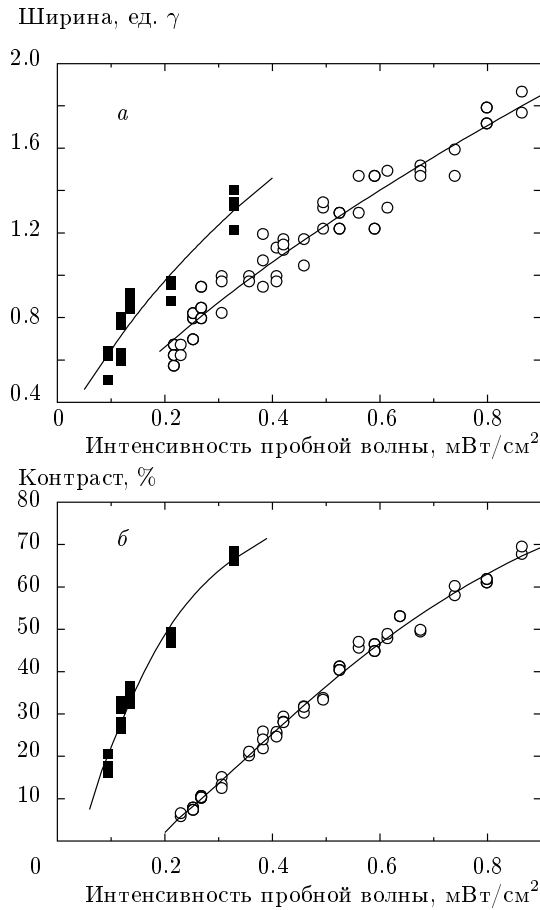


Рис. 4. Зависимости полной ширины (а) и контраста (б) центрального пика от интенсивности пробной волны. Интенсивность встречной волны: 13 (■), 175 (○) мВт/см<sup>2</sup>. Диаметры пучков равны 10 мм

го двухуровневого атомного перехода (см. рис. 6), взаимодействующего с полем встречных волн:

$$E(z, t) = E_1 e^{-i(\omega t - kz)} + E_2 e^{-i(\omega t + kz)} + \text{с.с.}, \quad (1)$$

где  $E_1$  и  $E_2$  — амплитуды световых волн, которые мы будем считать вещественными. Стационарные уравнения для элементов атомной матрицы плотности в резонансном приближении имеют вид

$$\begin{aligned} (\Gamma + v \partial_z) \rho_1 - \Gamma \rho_1^0 &= \\ = (1 - b) \gamma \rho_2 + i(\Omega_1 e^{-ikz} + \Omega_2 e^{ikz}) \rho_{21} + \text{с.с.}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} (\Gamma + \gamma + v \partial_z) \rho_2 - \Gamma \rho_2^0 &= \\ = -i(\Omega_1 e^{-ikz} + \Omega_2 e^{ikz}) \rho_{21} + \text{с.с.}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} (\gamma_{21} - i\delta + v \partial_z) \rho_{21} &= \\ = i(\Omega_1 e^{ikz} + \Omega_2 e^{-ikz}) (\rho_1 - \rho_2). \end{aligned} \quad (4)$$

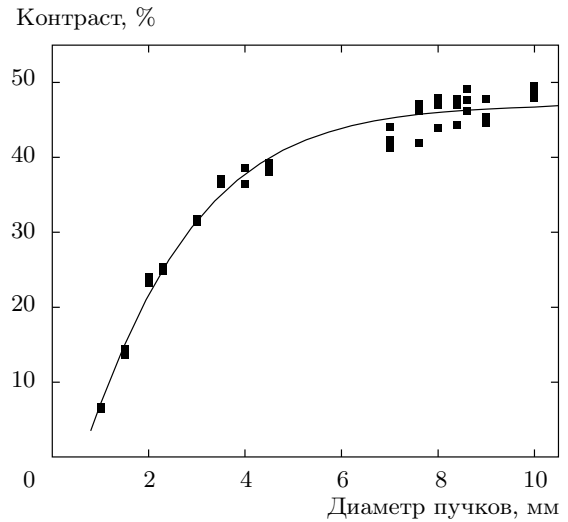


Рис. 5. Контраст центрального пика как функция диаметра пучков. Интенсивности пучков: 600 мВт/см<sup>2</sup> (пробный), 120 мВт/см<sup>2</sup> (встречный)

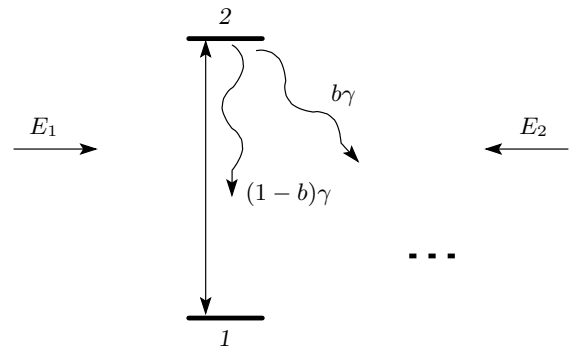


Рис. 6. Открытый двухуровневый атомный переход. Прямой линией обозначен переход, индуцируемый пучками, волнистыми линиями — спонтанная релаксация. Штриховой линией обозначен некоторый не взаимодействующий с внешним полем уровень основного состояния

Здесь  $\rho_1$  и  $\rho_2$  — населенности соответственно основного и возбужденного уровней, а  $\rho_{21}$  — недиагональный элемент матрицы плотности (оптическая когерентность), причем, в силу эрмитовости матрицы плотности,  $\rho_{12} = \rho_{21}^*$ . Будем полагать, что вне светового поля атомы заселяют только основное состояние, т. е.  $\rho_1^0 = 1$  и  $\rho_2^0 = 0$ . Процессы релаксации описываются соответствующими константами:  $\Gamma$  отвечает пролетной релаксации (связанной с конечным поперечным размером пучков),  $\gamma$  характеризует процесс спонтанного затухания возбужденного уровня,

а  $\gamma_{21} = \Gamma + \gamma/2$  — затухание оптических когерентностей. Степень “открытости” двухуровневой системы описывается параметром  $b$ , причем  $0 \leq b \leq 1$  (где  $b = 1$  соответствует полностью открытому переходу, тогда как  $b = 0$  характеризует циклический переход). Отстройка  $\delta = \omega - \omega_0$ , а частоты Раби  $\Omega_{1,2} = dE_{1,2}/\hbar$ , где  $d$  — дипольный элемент атомного перехода.

Неоднородностью населенности уровней вдоль оси  $z$  будем пренебрегать и в поляризации среды ограничимся первыми пространственными гармониками:

$$\rho_{21} = \rho_+ e^{ikz} + \rho_- e^{-ikz}. \quad (5)$$

Подставляя разложение (5) в (4), находим

$$\rho_+ = \frac{i\Omega_1(\rho_1 - \rho_2)}{\gamma_{21} - i\delta_1}, \quad \rho_- = \frac{i\Omega_2(\rho_1 - \rho_2)}{\gamma_{21} - i\delta_2}, \quad (6)$$

где введены отстройки  $\delta_{1,2} = \delta \mp kv$  с учетом доплеровских сдвигов.

Будем исследовать поглощение одной из волн, например  $E_1$ , которую условно назовем «пробной», не подразумевая ограничений на интенсивность этой волны по отношению к встречной  $E_2$ . Исходя из уравнений Максвелла и (6), поглощение пробной волны можно записать в виде

$$W(\delta, v) = 2\Omega_1 \text{Im} \rho_+ = 2\gamma_{21} S_1 (\rho_1 - \rho_2). \quad (7)$$

Здесь введен параметр насыщения с учетом отстройки

$$S_1 = \Omega_1^2 / (\gamma_{21}^2 + \delta_1^2).$$

Поглощение пропорционально разности населенностей основного и возбужденного уровней, которая зависит от интенсивностей как встречной волны, так и пробного пучка.

Для газа атомов выражение (7) должно быть усреднено по максвелловскому распределению:

$$W(\delta) = \langle W(\delta, v) \rangle_v = \frac{1}{\sqrt{\pi}v_0} \int_{-\infty}^{\infty} W \exp\left(-\frac{v^2}{v_0^2}\right) dv. \quad (8)$$

Здесь  $v_0$  — наиболее вероятная тепловая скорость атома в газе. Решив уравнения (2) и (3) с учетом (5) и (6), запишем выражение для поглощения (7) в виде

$$W(\delta, v) = \frac{2\gamma_{21}\Omega_1^2(\gamma_{21}^2 + (\delta + x)^2)}{x^4 + c_2x^2 + c_1x + c_0}, \quad (9)$$

где  $x = kv$ , а коэффициенты  $c_i$  равны

$$c_0 = (\gamma_{21}^2 + \delta^2) [2\kappa I + (\gamma_{21}^2 + \delta^2)], \quad (10)$$

$$c_1 = 4\kappa\delta I_{12}, \quad (11)$$

$$c_2 = 2[\kappa I + (\gamma_{21}^2 - \delta^2)]. \quad (12)$$

Для упрощения записи введены обозначения

$$I = \Omega_1^2 + \Omega_2^2, \quad I_{12} = \Omega_1^2 - \Omega_2^2$$

и безразмерный параметр

$$\kappa = \frac{\gamma_{21}(2\Gamma + b\gamma)}{\Gamma(\Gamma + \gamma)}. \quad (13)$$

Представив числитель (9) в виде полинома по степеням  $x$ , можно разложить дробь  $W$  на составляющие:  $W = W_0 + W_1 + W_2$ , где

$$W_0(\delta, v) = \frac{2\gamma_{21}\Omega_1^2(\gamma_{21}^2 + \delta^2)}{x^4 + c_2x^2 + c_1x + c_0}, \quad (14)$$

$$W_1(\delta, v) = \frac{4\gamma_{21}\delta\Omega_1^2x}{x^4 + c_2x^2 + c_1x + c_0}, \quad (15)$$

$$W_2(\delta, v) = \frac{2\gamma_{21}\Omega_1^2x^2}{x^4 + c_2x^2 + c_1x + c_0}. \quad (16)$$

Нетрудно показать, что после усреднения по скоростям (8) каждое из выписанных слагаемых будет иметь экстремум в точке  $\delta = 0$ . Продемонстрируем это, например, для слагаемого (15). Меняя порядок дифференцирования и интегрирования, получаем

$$\begin{aligned} \left[ \frac{\partial}{\partial \delta} \langle W_1(\delta, v) \rangle_v \right]_{\delta=0} &= \left\langle \left[ \frac{\partial}{\partial \delta} W_1(\delta, v) \right]_{\delta=0} \right\rangle_v = \\ &= \left\langle \frac{4\gamma_{21}\Omega_1^2x}{x^4 + 2(\gamma_{21}^2 + \kappa I)x^2 + \gamma_{21}^2(\gamma_{21}^2 + 2\kappa I)} \right\rangle_v = 0. \end{aligned} \quad (17)$$

Равенство нулю выполняется в силу того, что по симметричному (четному по  $v$ ) скоростному распределению (8) усредняется нечетная функция. Аналогичные действия можно проделать над слагаемыми  $W_0$  и  $W_2$ .

Как показывает анализ, только слагаемое  $W_1$  (15) после усреднения по скоростям могло бы дать структуру в виде пика в центре резонанса, тогда как слагаемые  $W_0$  и  $W_2$  образуют провалы в центре резонанса. Знак структуры (пик или провал), которую образует  $W_1$  после усреднения по скоростям, зависит только от соотношения интенсивностей пробной

и встречной волн. Действительно, можно строго показать, что

$$\text{sign} \left[ \frac{\partial^2}{\partial \delta^2} \langle W_1(\delta, \nu) \rangle_v \right]_{\delta=0} = -\text{sign} I_{12}, \quad (18)$$

и, следовательно, при наблюдении за поглощением сильной волны ( $I_{12} > 0$ ) вторая производная от  $\langle W_1 \rangle_v$  меньше нуля, т. е. слагаемое (15) формирует пик в центре линии. И напротив, при наблюдении за слабой волной ( $I_{12} < 0$ ) слагаемое (15) в центре линии образует провал, который складывается с другими провалами, образованными остальными слагаемыми  $W_0$  и  $W_2$ .

В режиме стоячей волны в центре линии не должен возникать резонанс в виде пика, так как при  $\Omega_1 = \Omega_2$  коэффициент  $c_1$  в (15) обращается в нуль и функция  $W_1(\delta, \nu)$  становится нечетной относительно  $\nu$ . Таким образом, усреднение по четному максвелловскому распределению сведет вклад от (15) к нулю.

Отметим, что эффект, в принципе, мог бы наблюдаться и на закрытом переходе ( $b = 0$ ), поскольку слагаемое  $W_1(\delta)$ , ответственное за формирование пика в центре резонанса, при этом не обращается в нуль. Однако, как показывают расчеты, в этом случае вклад от слагаемого  $W_1(\delta)$  подавляется вкладами от других слагаемых, а именно,  $W_0(\delta)$  и  $W_2(\delta)$ . Когда же переход является открытым ( $b \neq 0$ ), вклад от  $W_1(\delta)$  резко увеличивается по сравнению с  $W_0(\delta)$  и  $W_2(\delta)$  и проявляется двойная структура резонанса насыщенного поглощения.

На рис. 7 приведены резонансные кривые поглощения пробной волны  $E_1$ , рассчитанные численно на основе формул (8) и (9). Внешний контур имеет доплеровскую ширину, а провал в центре есть провал насыщенного поглощения. Как видно из рисунка, при наблюдении за поглощением сильной волны в центре резонанса насыщенного поглощения формируется пик с шириной примерно  $1.7 \gamma$  (для приведенных параметров).

Зависимости амплитуды и ширины пика от интенсивности пробной волны ( $I_{probe} \propto \Omega_1^2$ ) представлены на рис. 8. Эти кривые находятся в качественном согласии с данными эксперимента (рис. 4). Когда пробная волна по интенсивности меньше или близка к интенсивности встречной волны (режим стоячей волны), пик не наблюдается и в центре линии имеет место только провал насыщенного поглощения. Поэтому первая точка по оси абсцисс на рис. 8 соответствует  $\Omega_1^2 = 0.02\gamma^2$ , когда начинает появляться пик в центре. С ростом интенсивности пробной волны амплитуда и ширина пика возраст-

Поглощение, отн. ед.

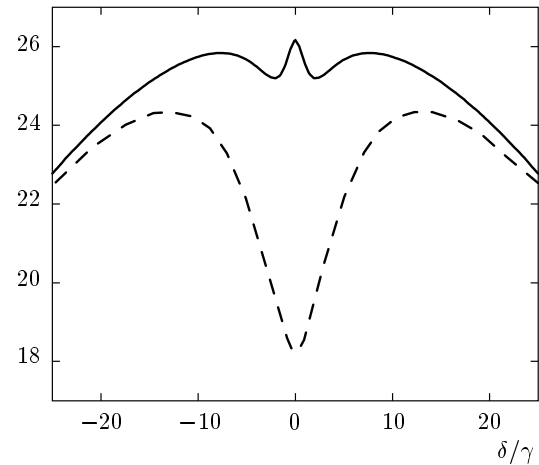


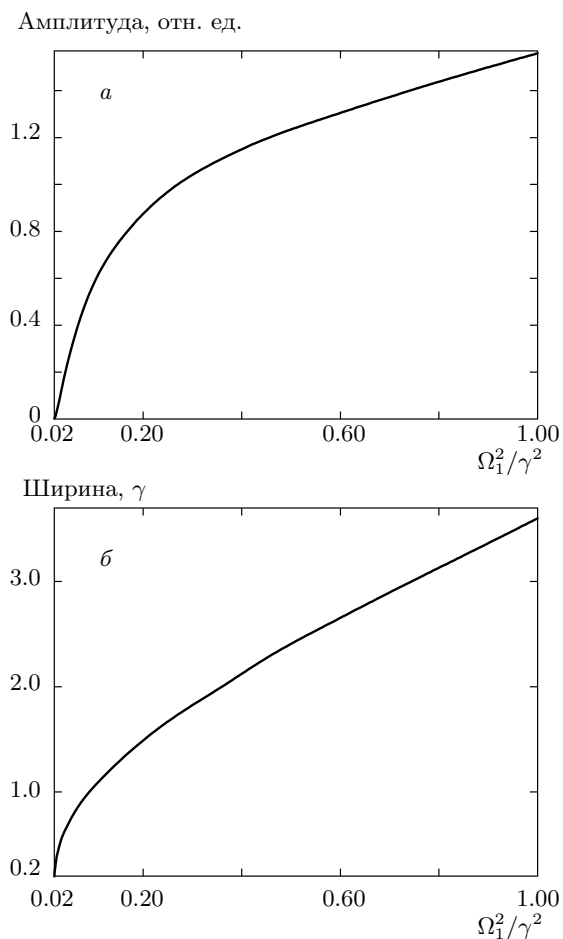
Рис. 7. Поглощение световой волны  $E_1$  как функция отстройки  $\delta$ . Режим наблюдения за сильной волной (сплошная линия):  $\Omega_1 = 0.5\gamma$ ,  $\Omega_2 = 0.1\gamma$ ; режим стоячей волны (штриховая):  $\Omega_1 = \Omega_2 = 0.5\gamma$ . Параметры:  $b = 0.5$ ,  $\Gamma = 5 \cdot 10^{-3}\gamma$

ают. При дальнейшем увеличении интенсивности пробного пучка провал насыщенного поглощения исчезает, а пик становится трудноотделим от широкого доплеровского контура (для условий рис. 8 это происходит уже при  $\Omega_1 > \gamma$ ). Обратим внимание, что в области, где интенсивность пробной волны незначительно превышает интенсивность встречной, ширина пика может быть меньше естественной (см. рис. 8б).

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Отметим, что наблюдавшийся эффект нельзя объяснить ни одним из известных ранее физических явлений, влиявших на форму линии. Действительно, новый резонанс не может быть следствием расщепления провала насыщенного поглощения в магнитном поле, так как ячейка была помещена в трехслойный магнитный экран. Исследование влияния на данный резонанс прикладываемого умеренного магнитного поля (от 1 мГц до 1 Гс) показало слабую чувствительность к нему.

Нелинейные интерференционные явления (такие, например, как светоиндуцированное поглощение, ЕИА [14]) также не могут быть причиной наблюдаемого эффекта, так как в случае «горячего» газа в поле встречных волн их влиянием можно пренебречь (см., например, [1]). Кроме того, в режиме стоячей волны, когда поле существенно неоднородно



**Рис. 8.** Амплитуда (а) и полная ширина (б) пика в центре линии как функции интенсивности пробной волны. Параметры:  $\Omega_2 = 0.1\gamma$ ,  $b = 0.5$ ,  $\Gamma = 5 \cdot 10^{-3}\gamma$ ,  $\delta = 0$

вдоль лучей и можно было бы ожидать влияния высших пространственных гармоник, эффект экспериментально не наблюдается. Поскольку эксперименты проводились при умеренных полях ( $\Omega \lesssim \gamma$ ), полевое расщепление отсутствует.

Наблюдаемая структура резонанса также не может быть объяснена эффектом отдачи [13], так как в щелочных металлах частота отдачи на несколько порядков меньше естественной ширины резонанса. Поляризационные эффекты также не являются причиной образования двойной структуры резонанса, которая отчетливо наблюдалась для любых поляризаций встречных волн (линейных и круговых, ортогональных и одинаковых), возбуждающих открытый переход  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$ . Кроме того, как показывает проведенный нами теоретический анализ, эффект двойной структуры может быть объяснен на основе

простой двухуровневой модели атома с невырожденными состояниями, которая не учитывает поляризацию света.

Для выявления физических причин образования двойной структуры рассмотрим исходное выражение (9), которое также может быть представлено в более наглядном виде:

$$W(\delta, v) = \frac{2\gamma_{21}S_1}{1 + 2\kappa(S_1 + S_2)}, \quad (19)$$

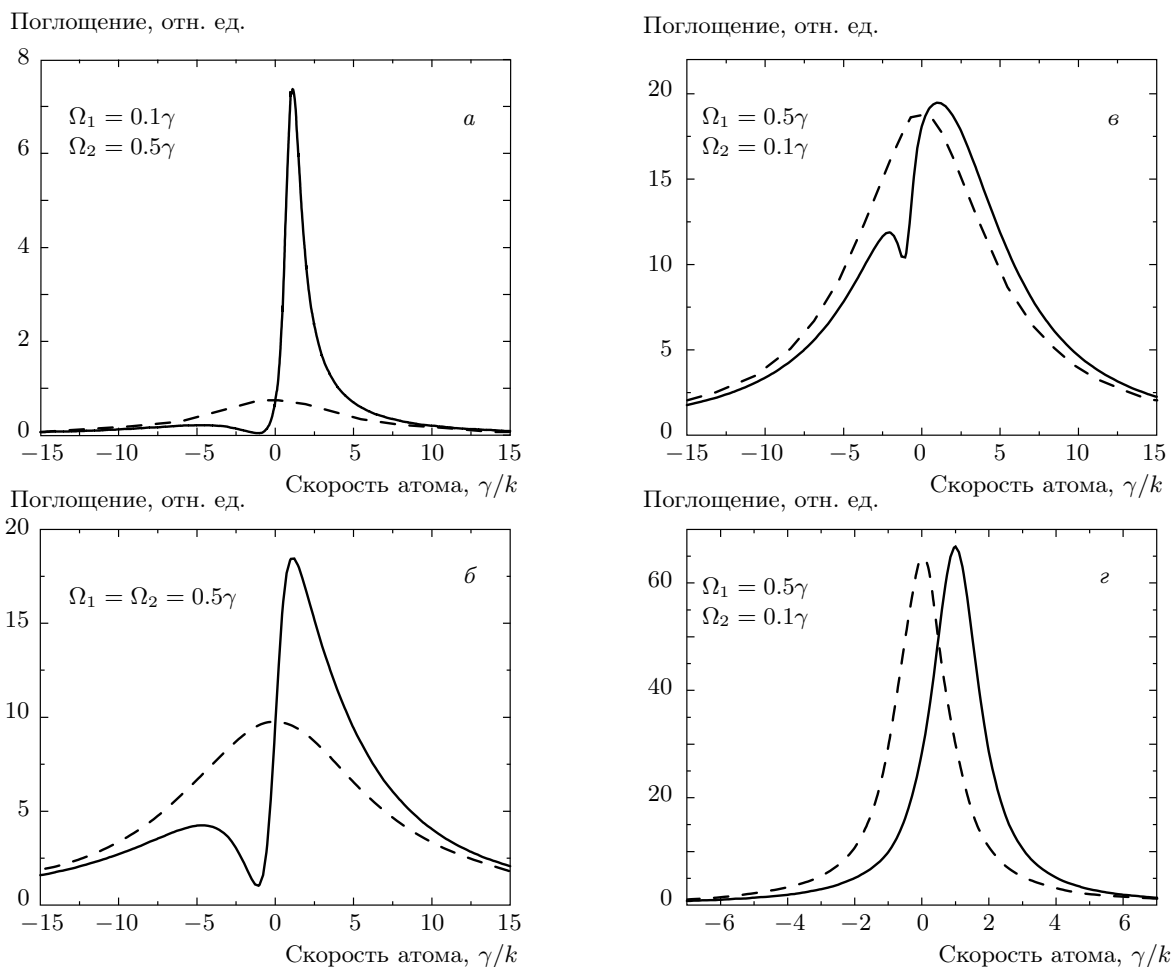
где

$$S_{1,2} = \frac{\Omega_{1,2}^2}{\gamma_{21}^2 + (\delta \mp kv)^2}. \quad (20)$$

Далее будем интересоваться вкладами в поглощение  $W(\delta, v)$  от различных скоростных групп атомов  $v$  при заданных отстройках  $\delta$ . Иными словами, рассмотрим поглощение световой волны  $E_1$  как функцию  $v$  при некоторых  $\delta$ . Из последних выражений следует, что в контуре  $W(\delta, v)$  должны присутствовать некоторые «особенности» вблизи  $kv = \pm\delta$ , при этом  $S_{1,2}$  принимают максимальные значения. Как было отмечено выше, параметр  $\kappa$ , входящий в знаменатель (19), подчиняется условию:  $\kappa(b \neq 0) \gg \kappa(b = 0)$ . Таким образом, особенности контура  $W(\delta, v)$  вблизи  $kv = \pm\delta$  имеют разную величину для циклических и открытых атомных переходов.

Продемонстрируем сказанное выше графически. На рис. 9 представлены зависимости  $W(\delta, v)$  в условиях открытого перехода ( $b = 0.5$ ) при  $\delta = 0$  и  $\delta = \gamma$  для различных режимов: поглощение слабой волны ( $\Omega_1 < \Omega_2$ ), стоячая волна ( $\Omega_1 = \Omega_2$ ), поглощение сильной волны ( $\Omega_1 > \Omega_2$ ). На рис. 9г рассмотрен случай  $\Omega_1 > \Omega_2$  в условиях циклического перехода ( $b = 0$ ). Как видно из рисунков, при некоторой отстройке, в частности  $\delta = \gamma$ , имеются два фактора противоположного действия при  $v = \pm\gamma/k$ , которые влияют на площадь под кривой, а следовательно, и на поглощение световой волны (так как площадь под кривой в силу (8) есть поглощение волны всем газом, т. е. всеми скоростными группами). Разберем каждый рисунок по отдельности.

Из рис. 9а видно, что при  $\delta = 0$  слабая пробная волна испытывает малое поглощение. Это, очевидно, связано с тем, что при данной отстройке пробная и встречная волны взаимодействуют с одними и теми же атомами (движущимися перпендикулярно волновым векторам), и сильная встречная волна просветляет переход для слабой волны. Однако при  $\delta \neq 0$  слабая и сильная волны имеют уже разные резонансные скоростные группы атомов: для



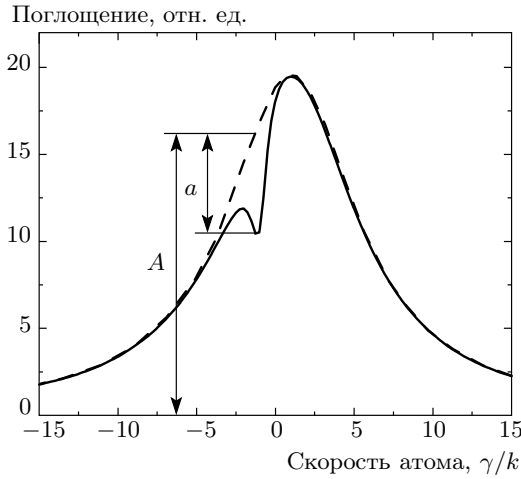
**Рис. 9.** Вклад в поглощение пробной волны  $E_1$  от различных скоростных групп для двух значений отстроек  $\delta = 0$  (штриховые линии) и  $\delta = \gamma$  (сплошные) в различных режимах: *а* — поглощение слабой волны, *б* — стоячая волна, *в* и *г* — поглощение сильной волны. Для *а, б, в* переход открытый,  $b = 0.5$ , а для *г* — циклический,  $b = 0$ . Константа пролетной релаксации  $\Gamma = 5 \cdot 10^{-3} \gamma$

пробной волны  $E_1$ , бегущей вдоль оси  $z$ , эта группа вблизи  $v_1 = \gamma/k$ , а для встречной волны — вблизи  $v_2 = -\gamma/k$ . В силу того, что влияние сильной волны на группу  $v_1$  ослабло (по сравнению со случаем  $\delta = 0$ ), поглощение слабой волны на резонансной ей группе заметно возрастает. И наоборот, поглощение слабой волны группой вблизи  $v_2$ , резонансной сильной волне, резко уменьшается. Однако такое уменьшение поглощения приходится на «крыло» контура  $W(\delta, v)$  и не уменьшает существенно площадь под кривой. В итоге действия этих двух факторов площадь под кривой  $W(\delta, v)$  при отстройке от центра линии резко возрастает, что приводит к увеличению поглощения наблюдаемой слабой световой волны. Так, в центре линии формируется обычный провал насыщенного поглощения (см. нижнюю ре-

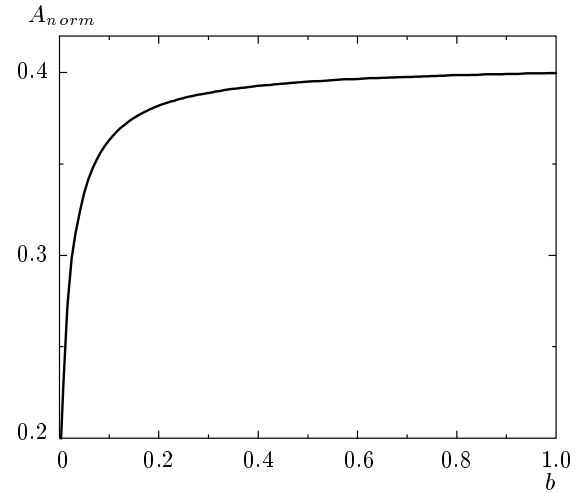
зонансную кривую на рис. 2). Рисунок 9б отвечает случаю стоячей световой волны. Здесь два рассмотренных выше фактора изменяют площадь под кривой  $W(\delta, v)$  примерно в равной степени, что в итоге также не приводит к формированию какой-либо новой структуры в центре линии.

Рисунок 9в соответствует режиму, когда интенсивность пробной волны больше интенсивности встречной. Поглощение сильной пробной волны при  $\delta = 0$  и на резонансной ей скоростной группе  $v_1 = \gamma/k$  слабо отличаются в силу незначительного влияния со стороны слабой волны на разность населенностей уровней. Однако при действии сильной волны на нерезонансную ей группу атомов вблизи  $v_2 = -\gamma/k$  она, вследствие отстройки, по интенсивности становится сравнима со слабой волной и доля





**Рис. 10.** Поглощение сильной волны  $E_1$  как функция скорости атома:  $\Omega_1 = 0.5\gamma$ ,  $\Omega_2 = 0.1\gamma$  (сплошная кривая),  $\Omega_1 = 0.5\gamma$ ,  $\Omega_2 = 0$  (штриховая),  $b = 0.5$ ,  $\Gamma = 5 \cdot 10^{-3}\gamma$ ,  $\delta = \gamma$



**Рис. 11.** Относительная амплитуда провала, выжигаемого в контуре  $W(\delta, v)$ , как функция параметра открытости перехода  $b$ .  $\Omega_1 = 0.5\gamma$ ,  $\Omega_2 = 0.1\gamma$ ,  $\Gamma = 5 \cdot 10^{-3}\gamma$ ,  $\delta = \gamma$

атомов в этой группе, рассеивающих именно сильную волну, сокращается. Поэтому имеется заметное уменьшение поглощения сильной волны на нерезонансной ей группе  $v_2 = -\gamma/k$  — провал, который к тому же приходится не на крыло контура  $W(\delta, v)$  и заметно уменьшает площадь под кривой. Таким образом, при  $\delta \neq 0$  поглощение меньше, чем для  $\delta = 0$  и в центре линии формируется пик (см. верхние резонансные кривые на рис. 2).

Здесь особо стоит отметить влияние открытости перехода, благодаря которому контур  $W(\delta, v)$  может значительно уширяться, и «выжигание дырки» при  $\delta \neq 0$  (см. рис. 9б,в) может происходить не на крыле контура, а в его основной части, что существенно уменьшает поглощение и способствует наблюдению нового резонанса в виде пика. Из формулы (9) можно получить выражение для ширины контура  $W(\delta, v)$ . В отсутствие встречной волны и при  $\delta = 0$  имеем

$$\Delta v = 2\sqrt{\gamma_{21}^2 + 2\kappa\Omega_1^2/k}, \quad (21)$$

откуда следует, что в случае закрытого перехода ( $b = 0$  и, следовательно,  $\kappa \approx 1$ ) имеет место обычное полевое уширение. Однако для открытой системы ( $b \neq 0$  и  $\kappa \gg 1$ ) контур  $W(\delta, v)$  претерпевает усиленное полевое уширение.

В значительной степени влияние открытости на наблюдение нового резонанса связано с увеличением глубины выжигаемой «дырки» при  $v = -\delta/k$  (см. рис. 9б). Образование провала в контуре  $W(\delta, v)$ ,

как уже отмечалось, вызвано действием встречной волны. Подтверждением этому также служит рис. 10, где приведен контур  $W(\delta, v)$  в присутствии и в отсутствие встречной слабой волны. Ниже приведены расчеты по изменению глубины провала в зависимости от степени открытости  $b$ .

На основании формулы (9) можно получить выражение для относительной глубины провала  $A_{norm} = a/A$  (см. рис. 10):

$$A_{norm} = \frac{2\kappa\Omega_2^2(\gamma_{21}^2 + 4\delta^2)}{2\kappa\Omega_1^2\gamma_{21}^2 + (2\kappa\Omega_2^2 + \gamma_{21}^2)(\gamma_{21}^2 + 4\delta^2)}. \quad (22)$$

На рис. 11 изображен график  $A_{norm}$  как функции  $b$ , откуда следует, что относительная амплитуда провала возрастает с увеличением открытости перехода. Поэтому стоит ожидать и усиление проявления эффекта двойной структуры с ростом  $b$ .

Стоит обратить внимание на то, что изменение параметра открытости  $b$  эквивалентно соответствующему изменению диаметра пучка. Это можно показать следующим образом. Параметр  $b$  в выражениях для поглощения (9) и (19), а также ширины (21) и амплитуды (22) входит исключительно через параметр  $\kappa$ , определенный формулой (13). Вместе с тем, обычно в экспериментах выполняется условие  $\gamma \gg \Gamma$ , которое можно переписать в виде  $\gamma\tau \gg 1$ , где  $\tau \sim \Gamma^{-1}$  — среднее время пролета атома через пучок. В свою очередь, это время можно связать с диаметром пучка и средней скоростью атома:  $\tau \sim d/\bar{v}$ . Поэто-

му параметр  $\kappa$  для открытого перехода ( $b \neq 0$ ) можно приближенно записать в виде

$$\kappa \sim \frac{\gamma b d}{2\bar{v}}.$$

Таким образом, диаметр пучков  $d$  и параметр открытости  $b$  входят в выражение для  $\kappa$ , а значит, и во все обозначенные выше выражения только в виде произведения. Это означает, что увеличение (уменьшение) диаметра пучка эквивалентно увеличению (уменьшению) степени открытости перехода. В частности, с этим связан рост контраста двойной структуры при увеличении диаметров пучков (рис. 5).

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе экспериментально наблюдался новый нелинейный эффект, заключающийся в образовании двойной структуры резонанса насыщенного поглощения на открытом атомном переходе. Этот эффект имеет место в поглощении сильной волны в присутствии слабой встречной. Для теоретического анализа наблюдаемой формы нелинейного резонанса оказалось достаточным рассмотреть простую двухуровневую модель атома с невырожденными уровнями энергии. Как показывает теория, для наблюдения нового нелинейного эффекта принципиальным оказалось наличие двух факторов: доплеровского эффекта для движущихся атомов газа и открытости атомного перехода. Отметим, что качественное влияние движения атомов на форму нелинейных резонансов исследовалось нами ранее для некоторых других типов внутридоплеровских резонансов [18].

Кроме простой двухуровневой модели атома проводились численные расчеты и для реальной структуры энергетических уровней с учетом вырождения по проекциям полного углового момента. Был рассмотрен случай линейно поляризованных волн с произвольным углом между плоскостями поляризации. Качественно эти расчеты совпадают с теми, которые получены для двухуровневой модели. Случай произвольных эллиптических поляризаций требует дополнительного исследования и, как показано в нашей работе [19], может усложнить форму резонанса асимметрией и сдвигом относительно центра линии.

Следует отметить, что результат обладает фундаментальной значимостью для спектроскопии, поскольку двухуровневая схема перехода является достаточно изученной спектроскопической моделью атома и обнаружение нового нелинейного эффекта представляется весьма неожиданным. Полученные

результаты могут быть интересны и с практической точки зрения, например, в метрологических приложениях (стандарты частоты и времени, основанные на резонансе насыщенного поглощения на открытых переходах атомов и молекул), а также в системах стабилизации линии генерации лазеров по атомным резонансам.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (2009–2013 гг.), АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы» (2011), РФФИ (гранты №№ 11-02-00775, 11-02-01240, 10-02-90717, 10-02-00987, 10-02-00406, 09-02-01151), DFG/РФФИ (грант № 10-02-91335) и Президиума СО РАН. Д. В. Б. был также поддержан грантом Правительства Новосибирской области.

## ЛИТЕРАТУРА

1. С. Г. Раутиан, Г. И. Смирнов, А. М. Шалагин, *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул*, Наука, Новосибирск (1979).
2. *Нелинейная спектроскопия*, под ред. Н. Бломбергена, Мир, Москва (1979).
3. M. D. Levenson, *Introduction to Nonlinear Laser Spectroscopy*, Acad. Press, New York (1982).
4. А. К. Попов, *Введение в нелинейную спектроскопию*, Наука, Новосибирск (1983).
5. С. Стенхольм, *Основы лазерной спектроскопии*, Мир, Москва (1987).
6. В. С. Летохов, В. П. Чеботаев, *Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения*, Наука, Москва (1990).
7. В. Демтредер, *Лазерная спектроскопия: Основные принципы и техника эксперимента*, Наука, Москва (1985).
8. S. Haroche and F. Hartmann, *Phys. Rev. A* **6**, 1280 (1972); J. Shirley, *Phys. Rev. A* **8**, 347 (1973).
9. W. E. Lamb, Jr., *Phys. Rev.* **134**, 1429 (1964); S. Stenholm and W. E. Lamb, Jr., *Phys. Rev.* **181**, 618 (1969); B. J. Feldman and M. S. Feld, *Phys. Rev. A* **1**, 1375 (1970).
10. R. Guo, F.-L. Hong, A. Onae et al., *Opt. Lett.* **29**, 1733 (2004); A. Yu. Nevsky, R. Holzwarth, J. Reichert et al., *Opt. Comm.* **192**, 263 (2001); S. N. Bagayev, A. K. Dmitriyev, and P. V. Pokasov, *Laser Phys.* **7**, 989 (1997); M. L. Eickhoff and J. L. Hall, *IEEE Trans. Instr. Meas.* **44**, 155 (1995).

11. P. G. Pappas, M. M. Burns, D. D. Hinshelwood et al., *Phys. Rev. A* **21**, 1955 (1980).
12. В. И. Юдин, Дисс. докт. физ.-матем. наук, НГУ, Новосибирск (2000).
13. А. П. Кольченко, С. Г. Раутиан, Р. И. Соколовский, *ЖЭТФ* **55**, 1864 (1968); J. L. Hall, C. J. Borde, and K. Uehara, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 1339 (1976); С. Н. Багаев, А. К. Дмитриев, Ю. В. Некрасов и др., *Письма в ЖЭТФ* **50**, 173 (1989).
14. А. М. Akulshin, S. Barreiro, and A. Lezama, *Phys. Rev. A* **57**, 2996 (1998); А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, *Письма в ЖЭТФ* **69**, 776 (1999).
15. H. S. Lee, S. E. Park, J. D. Park, and H. Cho, *J. Opt. Soc. Amer. B* **11**, 558 (1994); А. М. Бадалян, В. И. Ковалевский, Э. Г. Сапрыкин, А. П. Седельников, Г. И. Смирнов, *Автометрия* №1, 106 (1984).
16. A. A. Chernenko, I. A. Kartashov, and A. V. Shishaev, *Phys. Rev. A* **71**, 053405 (2005).
17. V. V. Vassiliev, S. A. Zibrov, and V. L. Velichansky, *Rev. Sci. Instr.* **77**, 013102 (2006).
18. А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, *Письма в ЖЭТФ* **69**, 776 (1999); А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, *Письма в ЖЭТФ* **72**, 173 (2000); Д. В. Бражников, А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин и др., *Письма в ЖЭТФ* **83**, 71 (2006).
19. Д. В. Бражников, А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, В. Л. Величанский, С. А. Зибров, *ЖЭТФ* **136**, 18 (2009).