

СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ

Когерентные резонансы в дипольно-уширенном контуре селективного отражения от поверхности раздела прозрачный диэлектрик – атомные пары рубидия

В.А.Саутенков, С.А.Саакян, А.А.Бобров, Е.В.Вильшанская, Б.Б.Зеленер

Обсуждены когерентные узкие резонансы в однородно уширенном контуре селективного отражения от поверхности раздела между окном кюветы и атомными парами рубидия высокой плотности, где дипольное уширение намного больше доплеровской ширины неразрешенных компонент D2-линии рубидия. Формирование когерентных резонансов вызвано когерентным рассеянием пробного и насыщающего оптических полей на осциллирующих населенностях основного и возбужденного состояний атомов на частоте биений. Ширина каждого резонанса зависит от скорости распада разности населенностей. В рамках простой модели мы нашли условия для наблюдения резонансов со спектральным профилем Лоренца. Экспериментально зарегистрированные когерентные резонансы описываются функцией Лоренца с подгонными параметрами в виде амплитуды, ширины и спектральной подставки. В пределе нулевого оптического насыщения измеренная полуширина когерентного резонанса (HWHM) $\gamma_{res}/2\pi$ составляет около 52 МГц, что значительно больше скорости радиационного распада возбужденного состояния $5P_{3/2}$ рубидия.

Ключевые слова: атомные пары металлов, дипольное уширение, когерентное рассеяние излучения, селективное отражение.

1. Введение

Данные о скорости уменьшения разности населенностей основного и возбужденных атомных состояний, связанных однородно уширенным квантовым переходом, важны для понимания нелинейных оптических эффектов в резонансных средах с такими спектральными свойствами. В работах [1, 2] проанализированы возможные эксперименты с двумя интерферирующими оптическими пучками в газе. Была показана возможность появления резонансов (провалов) внутри однородно уширенного контура поглощения пробного излучения. Возникновение узких резонансов обусловлено модуляцией населенностей уровней на разностной частоте оптических полей. Этот когерентный эффект связывает оптические поля и сопровождается передачей энергии между пучками. Таким образом, спектральная ширина наведенных провалов должна зависеть от скорости уменьшения разности населенностей нижнего и верхнего уровней. Одно из первых наблюдений наведенных провалов было реализовано в однородно уширенной линией поглощения в рубине и доложено в работе [3]. Минимальная ширина провалов достигала 37 Гц (HWHM).

Коэффициент поглощения пробного пучка излучения в окрестности частоты насыщающего излучения можно рассчитать при наличии достаточной информации о нелинейной восприимчивости исследуемой среды. Выражения для нелинейной восприимчивости сред с однородно уширенными атомными переходами получены в работах [4, 5]. Они состоят из сумм различных величин, имеющих реальные и мнимые части и зависящих от разных релак-

сационных параметров атомных переходов. Можно выделить члены выражений, где доминирующим релаксационным процессом является уменьшение разности населенностей основного и возбужденных атомных состояний. Эти члены, соответствующие когерентному взаимодействию излучения со средой $\chi_{coh}^{(3)}$, отвечают за появление в однородно уширенном контуре узких резонансов, связанных с модуляцией населенностей. В работах [4, 5] проведены расчеты для различных условий возможных экспериментов с пробным и насыщающим оптическими пучками и построены спектры поглощения пробного излучения. По-видимому, полученные комплексные выражения для нелинейной восприимчивости позволяют анализировать не только спектры поглощения газов, а также с некоторыми приближениями и спектры отражения от границы диэлектрик–газ (селективное отражение).

В работе [6] изучались когерентные резонансы в однородно уширенных спектральных контурах отражения от поверхности раздела стекло–атомные пары цезия высокой плотности, где дипольное уширение компонент рабочей D₂-линии намного больше доплеровской ширины. В эксперименте частота излучения насыщающего лазера стабилизировалась, частота излучения пробного лазера сканировалась. Мощность насыщающего пучка периодически менялась с помощью обтюлятора. Интенсивность отраженного от поверхности раздела стекло–пары пучка (пробного) также периодически менялась из-за взаимодействия лазерных пучков. В результате сигнал после синхронного детектора представлял собой производную по интенсивности контура селективного отражения. Зарегистрированный когерентный резонанс был асимметричным. Для подгонки формы когерентного резонанса к экспериментальным данным использовались мнимая и реальная части комплексной функции Лоренца. При минимальных интенсивностях насыщающего пучка полуширина наблюдаемых резонансов составляла около 40 МГц и не зависела от концентрации атомов цезия в рабочем диапазоне $9 \times 10^{15} - 2.8 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Спектральная ширина

В.А.Саутенков, С.А.Саакян, А.А.Бобров, Е.В.Вильшанская, Б.Б.Зеленер. Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, 125412 Москва, ул. Ижорская, 13, стр.2; e-mail: vsautenkov@gmail.com, saasear@gmail.com

Поступила в редакцию 30 сентября 2022 г.

резонанса была значительно больше скорости радиационного распада населенности возбужденного состояния $6P_{3/2}$ атомов цезия. Высказано предположение, что ширина резонанса определяется столкновениями атомов с поверхностью.

Селективное отражение может быть использовано для исследования оптических свойств паров щелочных металлов высокой плотности. При нерезонансном лазерном возбуждении паров рубидия высокой плотности была обнаружена зависимость дипольного уширения от уровня оптического насыщения [7]. При таких условиях возбуждения происходит некогерентное заселение возбужденных состояний атомов, и спектральный контур отражения может быть описан с помощью диэлектрической проницаемости паров. Наблюдаемое уменьшение дипольного уширения было объяснено квазистатическим характером межатомных диполь-дипольных взаимодействий. Обзор экспериментов с нерезонансным возбуждением дан в [8]. В последнее время были проведены опыты по резонансному оптическому насыщению селективного отражения от поверхности раздела диэлектрик–пары рубидия высокой плотности [9–11]. С ростом интенсивности излучения ширина спектра отражения сначала убывала, а затем выходила на плато. Теоретическая модель была развита в [10]. В полученные формулы входит скорость релаксации разности населенностей возбужденного и основного состояний, что послужило мотивацией выполнения настоящей работы.

В настоящей статье обсуждаются результаты исследований когерентных резонансов в однородно уширенных спектральных контурах отражения от поверхности раздела окно из YAG–пары рубидия высокой плотности. Внимание обращено на получение контрастных резонансов, спектральную форму которых можно достоверно интерпретировать. Для этого использовалось прямое детектирование сигнала, т.е. регистрировалось изменение мощности отраженного пробного пучка. Для повышения контраста резонансы регистрировались при сравнительно высокой интенсивности насыщающего пучка, когда полевое уширение было заметным.

2. Спектральный профиль когерентных резонансов при малом насыщении

Теория возникновения узких когерентных резонансов в однородно уширенном профиле коэффициента поглощения среды за счет наведенной модуляции населенности атомных уровней при интерференции двух оптических полей была разработана в работах [4, 5]. Проанализируем резонансы когерентного смещения двух пучков лазерного излучения на поверхности раздела прозрачный диэлектрик–атомные пары высокой плотности в пределе малого насыщения (в рамках теории возмущений). Коэффициент отражения оптического излучения от поверхности раздела прозрачный диэлектрик–атомные пары

$$R = \frac{|n - \varepsilon^{1/2}|^2}{|n + \varepsilon^{1/2}|^2}, \quad (1)$$

где n – показатель преломления прозрачного диэлектрика (в нашем эксперименте это YAG); ε – диэлектрическая проницаемость паров (в нашем случае пары рубидия).

Диэлектрическую проницаемость для одного оптического поля можно записать через оптическую восприим-

чивость χ , которая при насыщении может зависеть от оптического поля [12]:

$$\varepsilon = 1 + \chi. \quad (2)$$

В нашем эксперименте реализован вариант с двумя оптическими пучками, интерферирующими на поверхности раздела прозрачный диэлектрик–атомные пары,

$$\varepsilon = 1 + \chi + \chi_{\text{coh}}^{(3)} |E_{\text{pump}}|^2, \quad (3)$$

где E_{pump} – амплитуда насыщающего оптического поля.

Согласно [6] можно выделить когерентный вклад

$$\chi_{\text{coh}}^{(3)} = B\gamma / [i(\delta_s - \delta_p) + \gamma]. \quad (4)$$

Здесь δ_s и δ_p – отстройки по частоте насыщающего и пробного пучков лазерного излучения; γ – скорость распада разности населенностей атомных состояний; B – нормирующий коэффициент.

Отметим, что вклад атомного пара в коэффициент отражения сравнительно мал по сравнению с коэффициентом отражения от поверхности раздела диэлектрик–вакуум

$$R_0 = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2}. \quad (5)$$

Положив $|\chi|$ и $|\chi_{\text{coh}}^{(3)} |E_{\text{pump}}|^2| \ll 1$, можно упростить выражения для диэлектрической проницаемости и коэффициента отражения, исключив относительно малые квадратичные члены:

$$\varepsilon^{1/2} \approx 1 + \frac{1}{2} \frac{\chi}{2} + \frac{1}{2} \frac{\chi_{\text{coh}}^{(3)} |E_{\text{pump}}|^2}{2}, \quad (6)$$

$$R \approx R_0 + \frac{1}{2} \text{Re} \chi + \frac{1}{2} \text{Re} (\chi_{\text{coh}}^{(3)} |E_{\text{pump}}|^2). \quad (7)$$

Используя соотношение (4), можно получить выражение для реальной части нелинейной восприимчивости, которая описывает спектральный контур вклада когерентного рассеяния в коэффициент отражения

$$\delta R \sim \gamma^2 / [(\delta_s - \delta_p)^2 + \gamma^2]. \quad (8)$$

Относительная мощность отраженного пробного пучка изменяется так:

$$P_R \sim P_{\text{probe}} \gamma^2 [(\delta_s - \delta_p)^2 + \gamma^2]. \quad (9)$$

Из проведенного анализа следует: 1) в рамках теории возмущения резонанс когерентного смещения лазерных пучков имеет форму симметричного контура Лоренца; 2) форма резонанса не зависит от выбора сканирующего пучка – частота излучения пробного лазерного пучка может сканироваться, а насыщающий пучок может иметь фиксированную частоту, или наоборот, частота излучения насыщающего лазерного пучка может сканироваться, а пробный пучок может иметь фиксированную частоту.

3. Результаты экспериментов

В обсуждаемом экспериментальном исследовании когерентных резонансов в селективном отражении исполь-

зовались пробный и насыщающий инжекционные лазеры с внешними резонаторами. Оба лазера были настроены на D_2 -линию рубидия. Регистрировалось селективное отражение излучения пробного лазера от поверхности раздела окно кюветы – пары рубидия высокой плотности в присутствии насыщающего излучения. Краткое описание высокотемпературной сапфировой кюветы с окнами из граната YAG, заполненной естественной смесью изотопов ^{85}Rb и ^{87}Rb , можно найти в [11]. В парах высокой плотности сверхтонкая структура линии и изотопические сдвиги не разрешаются. Частота излучения пробного лазера стабилизировалась на сверхтонком переходе $5S_{1/2}(F=2) - 5P_{3/2}(F'=2)$ атомов ^{85}Rb по резонансу насыщения в поглощающей рубидиевой кювете при комнатной температуре. Частота излучения насыщающего лазера перестраивалась небольшими шагами с контролем частоты насыщающего лазера с помощью частотно-калиброванного лямбда-метра с разрешением 2 МГц [13]. Параллельные пучки пробного и насыщающего излучений направляются на линзу ($f = 35$ см), которая совмещала сфокусированные пучки на внутренней поверхности гранатового (YAG) окна высокотемпературной кюветы с парами рубидия. Мощности пробного и насыщающего лазерных пучков варьировались независимыми нейтральными фильтрами. Угол падения пробного пучка на поверхность раздела окно–пары составлял 0.05 рад, угол падения насыщающего пучка – 0.12 рад. Отраженный насыщающий пучок поглощался специальным экраном, пробный пучок направлялся на измеритель мощности. На лабораторном компьютере с помощью программы, написанной в среде LabView, записывались текущая частота насыщающего излучения и соответствующие показания измерителя мощности отраженного пробного излучения. Таким способом регистрировалась спектральная зависимость коэффициента отражения для пробного излучения при изменении частоты насыщающего излучения. Амплитуда и спектральная ширина контура селективного отражения определяются концентрацией атомов газа. Для температуры самой холодной части кюветы (606 К) была рассчитана концентрация атомов рубидия $N = 5.5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [14]. Отметим, что ранее в [11] исследовалось селективное отражение от резонансно насыщенных паров рубидия для такой же атомной концентрации. Систематическая ошибка измерения концентрации атомов рубидия может достигать 10% из-за неточности оценки температуры капли металлического рубидия внутри кюветы.

Дипольное уширение резонансных линий линейно зависит от концентрации атомов газа:

$$\Gamma = KN. \quad (10)$$

Для D_2 -линии рубидия $K/2\pi = (1.10 \pm 0.17) \times 10^{-16} \text{ ГГц см}^3$ [15, 16]. Оценка дипольного уширения линии для данной концентрации атомов рубидия дает $\Gamma/2\pi = 6.1 \pm 1 \text{ ГГц}$. Это значительно больше доплеровского уширения и частотных интервалов между сверхтонкими компонентами линии и немного меньше сверхтонкого расщепления основного состояния атомов ^{85}Rb . При прямой регистрации контура селективного отражения сверхтонкие компоненты линии не наблюдаются даже в режиме оптического насыщения, когда дипольное уширение уменьшается. Сверхтонкие компоненты D_2 -линии различимы только в производной по частоте контура отражения [11].

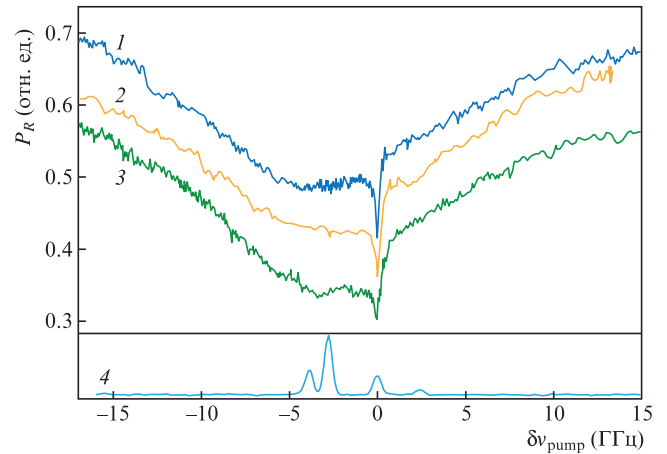


Рис.1. Относительное изменение интенсивности отраженного пробного излучения $I_{\text{pump}} = 0.19 \text{ кВт/см}^2$ (1), 0.31 кВт/см^2 (2), 0.48 кВт/см^2 (3), а также поглощение паров рубидия в оптической кювете при комнатной температуре (4).

На рис.1 приведены результаты измерения вариации мощности отраженного пробного излучения P_R в присутствии перестраиваемого насыщающего излучения с интенсивностью на поверхности раздела окно–пары 0.19, 0.31 и 0.48 кВт/см^2 .

Интенсивности лазерных пучков рассчитывались по формуле $I = 2P/(\pi w_x w_y)$, где P – мощность пучка; w_x, w_y – радиусы пучков на уровне e^{-2} . В нашем случае размеры насыщающего пучка таковы: $w_x^{\text{pump}} = 119 \text{ мкм}$, $w_y^{\text{pump}} = 97 \text{ мкм}$, размеры пробного пучка – $w_x^{\text{probe}} = 35 \text{ мкм}$, $w_y^{\text{probe}} = 40 \text{ мкм}$. Мощность пробного пучка P_{probe} поддерживалась постоянной на уровне 2 мВт, что соответствовало интенсивности $I_{\text{probe}} = 0.09 \text{ кВт/см}^2$. Мощность и интенсивность насыщающего пучка варьировались с помощью нейтральных фильтров. Частоту излучения пробного лазера примем за базовую частоту ν_0 . Тогда отстройка частоты излучения насыщающего лазера $\delta\nu_{\text{pump}} = (\nu_{\text{pump}} - \nu_0)$. В окрестности нулевой отстройки наблюдается контрастный узкий резонанс, который обусловлен когерентным рассеянием лазерных пучков на периодических пульсациях населенностей атомных состояний. На рис.2 приведены зарегистрированные когерентные резонансы и результаты подгонки кривых функцией Лоренца при разных интенсивностях насыщающего излучения I_{pump} .

Используя выражение (8), с точностью до числового множителя можно записать функцию для подгоночных кривых на рис.2:

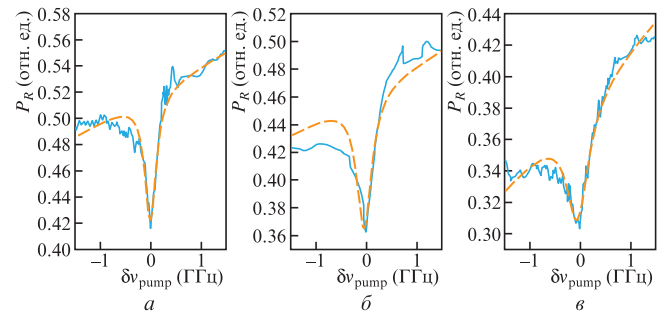


Рис.2. Когерентные резонансы: $I_{\text{pump}} = 0.19 \text{ кВт/см}^2$ (а), 0.31 кВт/см^2 (б), 0.48 кВт/см^2 (в). Сплошные кривые – результат эксперимента, оранжевые штриховые кривые – результат подгонки функции Лоренца (11) к экспериментальным кривым.

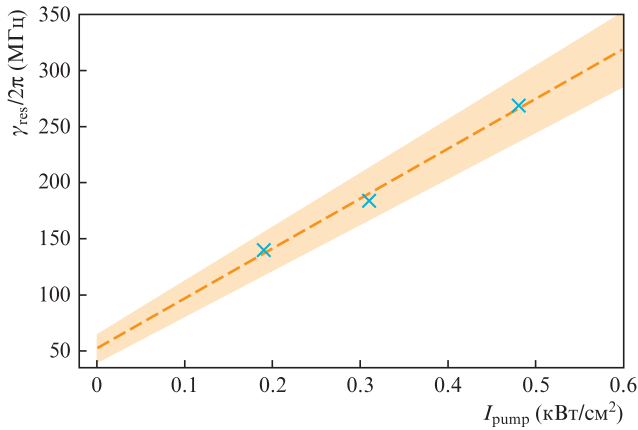


Рис.3. Зависимость ширины узких резонансов $\gamma_{res}/2\pi$ от интенсивности насыщающего пучка излучения I_{pump} . Штриховая прямая – результат подгонки линейной функции (12). Затемненная полоса показывает возможный разброс измерений в пределах стандартного отклонения.

$$P_R \propto \frac{A\gamma_{res}/2\pi}{\delta v_{pump}^2 + \gamma_{res}^2/(2\pi)^2} + a\delta v_{pump} + b. \quad (11)$$

Это контур Лоренца плюс наклонная прямая, где амплитуда резонанса A , спектральная полуширина резонанса Лоренца на полувысоте $\gamma_{res}/2\pi$, а также a и b – свободные параметры для подгонки кривых. Подгонка функции (11) к экспериментальным кривым позволила получить следующие ширины резонанса $\gamma_{res}/2\pi$: 140 ± 1 МГц (рис.2,а), 184 ± 6 МГц (рис.2,б) и 268 ± 2 МГц (рис.2,в).

Функция для аппроксимации экспериментальных результатов, представленных на рис.3,

$$\frac{\gamma_{res}}{2\pi} = \frac{\gamma}{2\pi} + kI_{pump}. \quad (12)$$

Здесь $\gamma_{res}/2\pi$ – предельная ширина резонанса при нулевой интенсивности; k – коэффициент полевого уширения резонанса. Оптимальная подгонка получена с параметрами $\gamma_{res}/2\pi = 52 \pm 12$ МГц и $k = 445 \pm 35$ см²/кВт · МГц. Полевое уширение когерентного резонанса kI_{pump} связано со скоростью возбуждения атомов β из основного состояния g в возбужденное состояние e :

$$\beta = \frac{\Omega_{pump}^2}{\Gamma_{tr}}, \quad (13)$$

где Ω_{pump}^2 – частота Раби при интенсивности насыщающего излучения I_{pump} ; Γ_{tr} – полная ширина перехода $g \leftrightarrow e$ [17]. При использовании соотношения $\Omega/2\pi \approx 8 \times 10^7 I^{1/2}$, где частота Раби Ω (Гц), интенсивность I (Вт · см⁻²) [9], мы получили для нашего эксперимента скорость возбуждения $\beta = (\Omega_{pump}/2\pi)^2 (1.44 \times 10^{10})^{-1}$. Из этого соотношения можно получить оценку $\Gamma_{tr}/2\pi \approx 14.4$ ГГц. Из анализа экспериментальных результатов настоящей работы и предыдущей работы [9] оценка ширины атомной линии дает ~ 13 ГГц. Ширина перехода измерялась как частотный интервал между минимумом и максимумом спектрального контура отражения. В эту ширину аддитивно входят дипольное уширение (6.1 ГГц) и вклад от изотопических сдвигов и сверхтонкой структуры атомной линии (7 ГГц). Учитывая неточности измерений и приближенный характер формул, согласие между спектральными

ширинами перехода, полученными из рассмотрения полевого уширения и прямого измерения контура селективного отражения, является удовлетворительным.

4. Обсуждение результатов

Когерентные резонансы в дипольно-уширенном контуре селективного отражения являются результатом рассеяния лазерных пучков периодическими пульсациями населенностей атомных состояний. В [4, 5] формирование когерентных резонансов рассмотрено в объемном образце. Согласно [4, 5] спектральная ширина резонансов однозначно связана с временем жизни разности населенностей атомных состояний в объемном образце. В отсутствие гасящих столкновений с посторонним газом скорость релаксации разности населенностей может быть ограничена только радиационным распадом. В случае селективного отражения, которое формируется в тонком ($d < \lambda$) слое атомных паров вблизи поверхности раздела диэлектрик – газ, когерентное смещение лазерных пучков происходит в этом слое. Гасящие столкновения возбужденных атомов с поверхностью должны приводить к увеличению скорости релаксации разности населенностей. В настоящей работе в пределе нулевого насыщения полуширина на половине амплитуды резонанса $\gamma_{res}/2\pi = 52 \pm 12$ МГц, что превышает скорость радиационной релаксации распада населенности возбужденного атома рубидия в свободном пространстве $\gamma_{rad}/2\pi = 6$ МГц в 8.7 раза. В эксперименте с атомами цезия [6] это превышение равно 8.1. Возможно, нерадиационный перенос оптического возбуждения [18] увеличивает скорость релаксации разности населенностей.

Для обоснования связи ширины когерентных резонансов со скоростью релаксации неравновесных населенностей и введения возможных поправок необходим теоретический анализ смещения лазерных пучков на поверхности раздела диэлектрик – газ, включающий в себя процессы оптического насыщения и гашения возбуждения атомов на поверхности с учетом нерадиационного переноса возбуждения [18]. Также должна быть учтена зависимость дипольной ширины от уровня насыщения атомных переходов [7–11]. Важная информация о динамике населенностей состояний атомов газа вблизи поверхности может быть получена методами лазерной спектроскопии с временным разрешением.

5. Заключение

В настоящей работе исследовались когерентные узкие резонансы в однородно уширенных спектральных контурах отражения от поверхности раздела между окном кюветы и атомными парами рубидия высокой плотности, где дипольное уширение значительно больше доплеровской ширины атомных переходов. С учетом полевого уширения когерентных резонансов теоретические и экспериментальные результаты хорошо согласуются. Полученные результаты могут быть полезны для понимания нелинейных оптических процессов в ультратонких газовых средах в наноразмерных кюветах и для развития возможных применений таких кювет в области квантовых технологий [19–22].

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (соглашение с ОИВТ РАН №075-15-2020-785 от 23 сентября 2020 г.).

1. Schwarz S.E., Tan T.Y. *Appl. Phys. Lett.*, **10** (1), 4 (1967).
2. Бакланов Е.В., Чеботаев В.П. *ЖЭТФ*, **61** (3), 922 (1971) [*Sov. Phys. JETP*, **34**, 490 (1972)].
3. Hillman L.W., Boyd R.W., Krasinski J., Stroud Jr, C.R. *Opt. Commun.*, **45** (6), 416 (1983).
4. Boyd R.W., Mukamel S. *Phys. Rev. A*, **29**, 1973 (1984).
5. Boyd R.W., Sargent M.J. *Opt. Soc. Am. B*, **5** (1), 99 (1988).
6. Sautenkov V.A., Gamidov R.G., Weis A. *Phys. Rev. A*, **55** (4), 3137 (1997).
7. Sautenkov V.A., van Kampen H., Eliel E.R., Woerdman J.P. *Phys. Rev. Lett.*, **77** (16), 3327 (1996).
8. Sautenkov V.A. *Laser Phys. Lett.*, **8** (11), 771 (2011).
9. Sautenkov V.A., Saakyan S.A., Zelener B.B. *J. Russ. Laser Res.*, **42** (4), 405 (2021).
10. Бобров А.А., Саакян С.А., Саутенков В.А., Зеленер Б.Б. *Письма в ЖЭТФ*, **114** (9), 604 (2021) [*JETP Lett.*, **114** (9), 524 (2021)].
11. Sautenkov V., Saakyan S., Bobrov A., Morozov N., Zelener B.B. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, **278**, 108007 (2022).
12. Boyd R.W. *Nonlinear Optics* (New York: Academic Press, 2007).
13. Саакян С.А., Саутенков В.А., Вильшанская Е.В., Васильев В.В., Зеленер Б.Б., Зеленер Б.В. *Квантовая электроника*, **45** (9), 828 (2015) [*Quantum Electron.*, **45** (9), 828 (2015)].
14. Alcock C.B., Itkin V.P., Horrigan M.K. *Canad. Metallurg. Quarterly*, **23** (3), 309 (1984).
15. Kondo R., Tojo S., Fujimoto T., Hasuo M. *Phys. Rev. A*, **73** (6), 062504 (2006).
16. Weller L., Bettles R.J., Siddons P., Adams C.S., Hughes I.G. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **44** (19), 195006 (2011).
17. Будкер Д., Кимбелл Д., ДеМилль Д. *Атомная физика. Освоение через задачи* (М.: Физматлит, 2010) [*Atomic Physics. An Exploration Through Problems and Solutions* (Oxford: University Press, 2003)].
18. van Kampen H., Sautenkov V.A., Shalagin A.M., Eliel E.R., Woerdman J.P. *Phys. Rev. A*, **56** (5), 3569 (1997).
19. Peyrot T., Sortais Y.R.P., Greffet J.-J., Browaeys A., Sargsyan A., Keaveney J., Hughes I.G., Adams C.S. *Phys. Rev. Lett.*, **122** (11), 113401 (2019).
20. Саргсян А., Вартамян Т.А., Саркисян Д. *Оптика и спектроскопия*, **128** (5), 589 (2020). [*Opt. Spectrosc.*, **128** (5), 575 (2020)].
21. Ermolaev A.V., Vartanyan T.A. *Phys. Rev. A*, **105** (1), 013518 (2022).
22. Christaller F., Mäusezahl M., Moumtilis F., Belz A., Kübler H., Alaeian H., Adams C.S., Löw R., Pfau T. *Phys. Rev. Lett.*, **128** (17), 173401 (2022).