

АКАДЕМИЯ НАУК СССР  
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ

Совет секции общей и прикладной физики  
Объединенного Ученого Совета по физико-  
математическим и техническим наукам

И. М. БЕТЕРОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОГО РЕЗОНАНСНОГО  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОПТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В ТРЕХ-  
УРОВНЕВОМ ГАЗОВОМ ЛАЗЕРЕ.

Специальность 042: радиофизика,  
включая квантовую радиофизику.

Автореферат диссертации,  
представленной на соискание  
ученой степени кандидата  
физико-математических наук.

Новосибирск, 1970.

Работа выполнена в Институте физики полупроводников  
Сибирского отделения АН СССР.

Научный руководитель - кандидат физико-математических  
наук В. П. Чеботарев.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук Г. Г. Долгов-Савельев  
кандидат физико-математических наук В. С. Егоров

№ 28-I- "809" ФТ/ 3790

Автореферат разослан "23" декабря 1970 г.

Защита диссертации состоится "в "январе" 1971 г.  
на заседании Совета секции общей и прикладной физики  
Объединенного ученого совета по физико-математическим и  
техническим наукам Сибирского отделения Академии наук СССР  
(Новосибирск - 90, проспект науки 21, Президиум СО АН СССР).

О дне защиты будет сообщено за десять дней в  
газете "Советская Сибирь".

Ваши отзывы и замечания просим направлять в адрес  
Совета.

Ученый секретарь Совета  
кандидат физ.-мат. наук

И. И. Гейци

ния резонансный характер взаимодействия монохроматического поля с неоднородно уширенной линией должен обеспечить узкие ( $\sim 10^{-7} + 10^{-9}$  в оптическом диапазоне) линии усиления /5,6/. Генерация на таких линиях наблюдалась в работе /5/.

За последнее время появился ряд теоретических работ, например /7-9/, в которых исследовались особенности излучения движущихся атомов, находящихся в сильном поле, резонансном смежном переходу. Эти особенности связаны с изменением спектральной плотности коэффициентов Эйнштейна для поглощения и испускания вследствие перемещения атомов в поле излучения, которое излучалось как в микроволновом /10/, так и в оптическом /11/ диапазоне. Когерентное перемещение состояний атома приводит к различным квантовомеханическим эффектам, как например, двухквантовый переход или комбинационное рассеяние и расщепление линии испускания вследствие модуляции волновых функций. Эти эффекты должны влиять на форму линии усиления и генерации трехуровневого газового лазера, интересны со спектрально-скопической точки зрения, поскольку их проявление зависит от соотношения констант релаксации, заселенностей уровней, интенсивностей оптических полей через матричные элементы дипольных моментов переходов, характера столкновений и т.д.

Настоящая работа посвящена исследованию спектров вынужденного излучения движущихся атомов, обусловленных нелинейными эффектами при резонансном взаимодействии оптических полей в трехуровневой системе, и использованию особенностей такого излучения в газовых лазерах и нелинейной спектроскопии. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и приложения.

В первой главе рассмотрены общие вопросы, связанные с излучением ансамбля движущихся атомов в сильном поле, резонансном смежном переходе, исследованы пороговые условия и форма линии усиления трехуровневого газового лазера.

В начале главы рассмотрены условия получения инверсии заселенностей в трехуровневой системе (полуклассический подход с использованием уравнений баланса) при насыщении доплеровски уширенного перехода монохроматическим полем. Показано,

В настоящее время интенсивно развивается новое направление оптической спектроскопии, использующее особенности нелинейного резонансного взаимодействия когерентных световых полей с доплеровски уширенными переходами в газе. Как и в микроволновом диапазоне, увеличение разрешающей способности спектроскопических методов создает перспективы для успешного решения таких фундаментальных практических задач как повышение стабильности частоты квантовых генераторов и создание оптических стандартов частоты и длины.

Одно из направлений нелинейной спектроскопии связано с исследованием изменений доплеровского контура испускания или поглощения газа на переходах, имеющих общий уровень с насыщенным переходом. Образование неравновесного распределения атомов по скоростям /1,2/ на общем уровне дает возможность выявить радиационную (столкновительную) структуру линии излучения, скрытую в обычных условиях доплеровским уширением. В первых экспериментах по прямому наблюдению провалов Беннета, относящихся к 1967 году /3/, использовался эффект насыщения усиления в результате вынужденных переходов под действием поля.

Можно было ожидать, что переход к поглощающим системам с одной стороны расширит возможности метода за счет более эффективного изменения заселенностей, а с другой стороны позволит использовать эффект насыщения в поле для получения инверсии на смежных переходах /4/, т.е. для создания трехуровневого газового лазера. В отличие от обычных способов возбужде-

что при возбуждении плоской бегущей монохроматической волной условие инверсии выполняется лишь для атомов, проекции скоростей которых на направление распространения поля лежат в узком интервале  $\Delta v \sim \Gamma/K$ , где  $\Gamma$  - лорентцова ширина линии поглощения,  $K$  - волновое число. Определены критические заселенности уровней, за которыми при сколь угодно больших полах накачки не может быть достигнута инверсия заселенностей. Усредняем по ансамблю движущихся атомов вычислена форма линии усиления. Минимальная ширина линии усиления при накачке монохроматическим полем равна  $\Gamma_0 = \Gamma + \Gamma K_r/K$ , где  $\Gamma_r$  - лорентцова ширина линии, испускаемой отдельным атомом, а добавка  $\Gamma K_r/K$  связана с шириной распределения по скоростям в эффективном пучке атомов, создаваемом внешним полем.

Во втором параграфе с использованием классификации, предложенной в /12/, анализируются радиационные процессы в трехуровневой системе (уровни  $m, n, \ell$  с энергиями  $E_m > E_n \geq E_\ell$  и константами релаксации  $\gamma_m, \gamma_n, \gamma_\ell$  в присутствии поля, содержащего две монохроматические компоненты, резонансные с переходом  $m \rightarrow n$  (сильное поле) и  $m \rightarrow \ell$  (слабое поле). Как показано в /12/, при возбуждении атома на уровень  $m$  при  $|V| < |\Omega - \gamma|/2$  во втором порядке теории возмущений могут различаться ступенчатые и двухквантовые переходы. ( $V = \frac{P_m E}{2\hbar}$  - возмущение,  $\Omega$  - расстройка частоты сильного поля от центральной частоты перехода  $m \rightarrow n$ ,  $\gamma = \gamma_n - \gamma_m$ ).

Реализация этих элементарных процессов состоит в том, что в отличие от ступенчатого вероятность двухквантового перехода не может быть формально представлена в виде произведения вероятностей поглощения и испускания отдельных фотонов /13/. Для полей, при которых можно ограничиться вторым порядком теории возмущений, раздельное наблюдение формы линии излучения, обусловленной элементарными процессами, возможно при сильном выходе из резонанса /12/, а в условиях резонанса ( $\Omega \approx 0$ ) в системах с определенным соотношением констант релаксации. Когда время жизни атома на общем уровне  $m$  велико ( $\gamma_m \ll \gamma_n$ ), излучение на смежном переходе связано со ступенчатыми переходами. Учет движения атомов дает изотропную вперед-назад линию

излучения лорентцовой формы, ширина которой совпадает с полученной в § I из рассмотрения эффектов заселенностей. При обратном соотношении ( $\gamma_m \gg \gamma_n$ ) можно пренебречь эффектами заселенностей и излучение на смежном переходе обусловлено целиком двухфотонными процессами типа комбинационного рассеяния в рассматриваемой схеме. Допплеровски уширенная линия резонансного рассеяния имеет лорентцову форму и анизотропна вперед-назад. Ширина линии рассеяния назад  $\Gamma_+ \approx \gamma_\ell + (\frac{K_r^2}{K^2} + 1) \gamma_m$  совпадает с полученной из рассмотрения эффектов заселенностей  $\Gamma_0 = \gamma_\ell + \gamma_m + \frac{K_r^2}{K^2} \gamma_m$ , а ширина линии рассеяния вперед  $\Gamma_- = \gamma_n + \gamma_\ell + (\frac{K_r^2}{K^2} - 1) \gamma_m$  уже вследствие компенсации доплеровских сдвигов. При  $(\frac{K_r^2}{K^2} - 1) \gamma_m \ll \gamma_n + \gamma_\ell$  форма линии резонансного рассеяния вперед в точности совпадает с линией комбинационного рассеяния, наблюдаемой при сильном выходе из резонанса на величину  $\Omega \gg K\beta$ . Возрастающее сечение рассеяния, аналогичное возрастанию сечения классического рассеяния вблизи резонанса (резонансная флуоресценция), равно  $\sqrt{\frac{\Omega^2}{\gamma_m K\beta}}$  обуславливает возможность наблюдения двухквантовых процессов в слабых полях газовых лазеров.

В общем случае необходимо учитывать интерференцию двухфотонных и ступенчатых переходов /12/. Начальные и конечные состояния этих двух процессов совпадают. По самому смыслу интерференционных явлений в квантовых переходах ясно, что они возникают тогда, когда нельзя указать канал, по которому происходит переход. Учет движения атомов приводит к нелинейным интерференционным эффектам, предсказанным в /7/, и наблюдавшимся впервые в спонтанном излучении /14/.

В третьем параграфе с использованием системы уравнений для матрицы плотности определена форма линии усиления трехуровневого газового лазера. Показано, что особенностями излучения движущихся атомов, находящихся в сильном поле, резонансном смежному переходу, (нелинейные интерференционные эффекты /7/ и эффект "расщепления" /15/) накладывают отпечаток на форму линии усиления трехуровневого газового лазера, приводят к анизотропии и сужению линии усиления и обуславливают возможность получения усиления в отсутствие инверсной заселенности.

Во второй главе описаны экспериментальные исследования формы линии излучения на линии  $1,15 \text{ мк}$  (переход  $2s_2 - 2p_4 \text{ He}$ ) в присутствии сильного монохроматического поля на длине волны  $\lambda = 1,52 \text{ мк}$  (переход  $2s_2 - 2p_1$ ). Релаксационные константы уровней ( $\gamma_{2s_2} \gg \gamma_{2p_4}, \gamma_{2p_1}$ ) позволяют с достаточно высокой точностью интерпретировать наблюдаемый спектр излучения как форму линии вынужденного смещенного (комбинационного) резонансного рассеяния на возбужденных атомах  $16 - 18 \text{ /}$ .

В начале главы описана схема экспериментальной установки. Использование метода селекции типов колебаний, основного на введении в резонатор нелинейного поглощения  $19-21 \text{ /}$ , в сочетании с пассивной стабилизацией длины резонатора позволило получить высокостабильное по частоте ( $\sim 10^{-9}$ ) перестраиваемое излучение на длине волны  $1,52 \text{ мк}$  с выходной мощностью  $1,2 \text{ мвт}$  и проводить исследование во внешней ячейке. В эту же ячейку ( $L = 50 \text{ см}$ ,  $D = 2,5 \text{ мм}$ ), наполнявшуюся изотопом  $\text{He}^{20}$  при различных давлениях, вводилось излучение короткого схемного однододового  $\text{He-Ne}$  лазера ( $\lambda = 1,15 \text{ мк}$ , слабое поле) в том же направлении, что и сильное поле, либо в противоположном. Сильное поле модулировалось с частотой  $34 \text{ гц}$  с помощью механического прерывателя, который был синхронизован с фазочувствительным детектором. Переменная составляющая сигнала на  $\lambda = 1,15 \text{ мк}$ , с выхода фотодиода подавалась через избирательный усилитель и синхронный детектор на самописец, который регистрировал также изменение интенсивности слабого поля. Было достигнуто отношение сигнал/шум около  $20 \text{ дб}$ .

Наблюдаемая линия вынужденного излучения ( $\lambda = 1,15 \text{ мк}$ ), обусловленная внешним монохроматическим полем ( $\lambda = 1,52 \text{ мк}$ ), имеет сложную форму: узкий пик на фоне широкой "подкладки". Обработка спектрограмм показала, что узкий пик имеет лорентцову форму, а "подкладка" — гауссову с доплеровской шириной. В третьем параграфе приведены результаты детальных исследований резкой структуры в линии излучения. Экспериментально наблюдается зависимость формы линии от соотношения

направлений распространения волн слабого и сильного поля. При параллельном распространении ( $K, K > 0$ ) пик более чем в 2 раза уже, чем наблюдаемый для встречно бегущих волн ( $K, K < 0$ ) и чем тот, который следует из рассмотрения эффектов насаждения заселенностей. Анизотропия по характеру качественных эффектов с предсказанной теорией нелинейных интерференционных эффектов  $/ 7-9 /$  и является экспериментальным подтверждением когерентного перемешивания атомных состояний в монохроматическом поле.

Для количественного сравнения с теорией  $/ 7-9 /$  проведены исследования уширения пиков при взаимодействиях с полем излучения и столкновениях. Зарегистрировано и измерено полезное уширение пиков. Проведен анализ уширения пиков при столкновениях с целью установления закона экстраполяции в нуль давления. "Слабые" столкновения со своим фазой могут нарушать интерференцию ступенчатых и двухфотонных процессов и приводить к возникновению дополнительной подкладки с шириной  $\Gamma_0$  при параллельном распространении волн ( $K, K > 0$ ). При этом форма линии будет отличаться от простой, дисперсионной. "Сильные" или турбулентные столкновения сохраняют дисперсионную форму резкой структуры линии. Наши исследования  $/ 17, 22 /$  показали, что основной вклад в уширение переходов  $2s-2p \text{ He}$  в собственном газе вносят "сильные" столкновения. Поэтому можно считать, что вклад "подкладки" с шириной  $\Gamma_0$  мал до достаточно высоких давлений.

Экстраполяция к нулевым полям и нулевым давлениям дала результаты:  $2\Gamma_0 = 31,5 \pm 2 \text{ Мгц}$ ,  $2\Gamma_0 = 86 \pm 3 \text{ Мгц}$ . Измеренное уширение  $2 \frac{\partial \Gamma}{\partial P} = 17 \pm 2 \text{ Мгц/тор}$ ,  $2 \frac{\partial \Gamma}{\partial P} = 46 \pm 3 \text{ Мгц/тор}$ . С использованием значений уширения пиков определено уширение линии  $1,52 \text{ мк}$  в собственном газе  $\frac{\partial \Gamma}{\partial P} = 10,8 \pm 2,1 \text{ Мгц/тор}$  и уширение уровней  $\frac{\partial \Gamma_{2p_4}}{\partial P} = 1,6 \text{ Мгц/тор}$ ,  $\frac{\partial \Gamma_{2p_1}}{\partial P} = 3,6 \text{ Мгц/тор}$ . Ширины пиков, рассчитанные из измеренных в различных экспериментах радиационных констант уровней  $2s$ ,  $2p$ , имеют значения  $2\Gamma_0 = 82,6 \text{ Мгц}$ ,  $2\Gamma_0 = 30,8 \text{ Мгц}$ . Хорошее совпадение расчетных и измеренных ширины пиков может рассматриваться как количественное подтверждение теории  $/ 7-9 /$  в слабом поле. Набли-

даемое сужение линии вследствие компенсации доплеровских сдвигов в двухфотонном переходе  $-2,7$  раза, а предельная ширина линии при  $K_1 K_2 > 0$  меньше, чем естественная на данном переходе  $2S_2 - 2P_4$   $2\Gamma_1 = 34$  МГц /  $17,22$  /.

В конце второй главы рассмотрены спектроскопические приращения двухквантовых переходов. На примере уровня  $2S_2$  демонстрируется возможность измерения констант релаксации отдельных уровней с использованием разности ширины линий резонансного рассеяния назад и вперед /  $18$  / . Рассмотрен эффект Зеемана в трехуровневой газовой системе, в сильном монохроматическом поле.

Экспериментально установлено, что уже в слабых магнитных полях ( $H=30\text{e}$ ) линия излучения имеет хорошо разрешенную структуру. Линия излучения для линейно-поляризованных волн обнаруживает четыре резких компонента, две из которых находятся вблизи центральной частоты перехода и в магнитном поле сменяются сравнительно медленно. Две других испытывают значительный сдвиг. Величина расщепления определяется в основном сдвигами состояний, не связанных между собой оптически разрешенными переходами.

Сужение линии вследствие компенсации доплеровских сдвигов в двухфотонном переходе значительно (в  $\Gamma_0/\Gamma$  раз) увеличивает разрешающую способность метода по сравнению с обычным эффектом заселенностей. Измерены отношения  $g$ -факторов уровней  $2P_4$  и  $2S_2$ , равное  $1,035 \pm 0,02$ , и  $g$ -факторы уровней  $2S_2$  и  $2P_4$ , равные  $1,26 \pm 0,03$  и  $1,30 \pm 0,03$  соответственно.

В конце главы приведены также результаты поляризационных исследований линии излучения. Эти исследования позволили установить поляризационную анизотропию рассеяния и вклад неполяризованной части. Промониторирована возможность измерения относительных интенсивностей всеанововых компонент в нулевом магнитном поле в условиях сильного обмена между подуровнями.

Третья глава посвящена описанию результатов экспериментальных исследований формы линии генерации газового лазера с

накачкой внешним монохроматическим полем /  $5,22$  / .

В начале главы выполнены оценки коэффициента усиления на переходе  $2S_2 - 2P_4$  ( $\lambda = 1,15$  мк) при накачке монохроматическим полем на смежных переходах  $2S_2 - 2P_4$  ( $\lambda = 1,52$  мк) и  $3S_2 - 2P_4$  ( $\lambda = 0,63$  мк) с использованием измеренных коэффициентов поглощения (усиления). Эти оценки дали возможность выбрать реальные параметры во внешней поглощающей ячейке, которые обеспечили усиление, достаточное для компенсации потерь резонатора, а также возможно-го поглощения слабого поля.

Во втором параграфе описана схема эксперимента, в которой проводились исследования трехуровневого газового лазера с накачкой когерентным полем. Излучение мощного He-Ne лазера ( $\lambda = 1,52$  мк или  $\lambda = 0,63$  мк), в котором была осуществлена селекция типов колебаний с помощью внутренней ячейки поглощения, пропускалось через внешнюю поглощающую ячейку. Эта ячейка помещалась в перестраиваемый резонатор Фабри-Перо, который был образован интерференционными зеркалами на длину волны  $1,15$  мк с максимально возможным (до 80%) пропусканием на длину внешнего поля. Обращено внимание на оптику трехуровневого газового лазера, вызванное необходимостью согласования полей с различными волновыми числами.

В следующих параграфах приведены основные результаты экспериментальных исследований формы линии генерации в трехуровневом газовом лазере с резонатором Фабри-Перо. Исследована генерация на линиях  $1,15$  мк He с накачкой монохроматическим полем на линиях  $1,52$  мк и  $0,63$  мк, а также линии  $1,17$  мк ( $2S_2 - 2P_2$  Ne.) с накачкой полем  $1,52$  мк.

Наблюдаемая форма линии генерации существенно отличается от тех, которые наблюдались до сих пор в газовых лазерах и были обусловлены взаимодействием поля стоячей волны с неоднородно уширенной линией усиления. Когда частота поля накачки совпадает с центром линии поглощения, наблюдается узкая область генерации в виде пика. При отстройке частоты поля накачки от центра линии поглощения линия генерации расщепляется,

подуровней, как в общем лазере, а отдельные магнитные подуровни. Поэтому отклонения от характерных поляризаций возникнут лишь в процессе вынужденного испускания и генерации. Более детально исследован эффект "затягивания" плоскости поляризации, обусловленный несопадением анизотропных свойств усиления и резонатора.

В конце главы приведены некоторые результаты исследований конкуренции встречно бегущих волн в трехуровневом газовом лазере с кольцевым резонатором. Исследовалась форма линии генерации в волнах различных направлений на  $\lambda = 1,15$  мк при накачке полем на 0,63 мк. Обнаружен ряд новых режимов генерации, обусловленных анизотропией линии усиления, вследствие нелинейного взаимодействия оптических полей в трехуровневой системе.

Четвертая глава посвящена теоретическому анализу эффектов насыщения и формы линии генерации в трехуровневом газовом лазере. Определалась усредненная по ансамблю движущихся атомов вероятность вынужденного излучения в поле стоячей волны с учетом насыщения в первом порядке (ламбовское приближение). Поле накачки на смежном переходе рассматривалось в виде бегущей волны. В общем случае насыщение носит сложный характер, обусловленный с одной стороны тем, что в результате вынужденных переходов под действием слабого поля изменяется заселенности трех уровней, один из которых с насыщающим полем прямо не взаимодействует, а с другой стороны сложной зависимостью вероятностей переходов от частот полей и радиационных констант. Поэтому рассмотрены некоторые предельные случаи, которые допускают возможность получения достаточно простых аналитических выражений, доступных для анализа и сравнения с экспериментом.

В первом и втором параграфах рассмотрены только эффекты заселенностей. Получено выражение для формы линии генерации в случае, когда трехуровневая система может быть сведена к двухуровневой с эффективным (Беннеттовским) распределением по скоростям. Дан анализ особенностей насыщения сложной линии усиления, возникающей при накачке монохроматическим полем, обусловленных однородно-неоднородным характером насыщения

причем наблюдается значительная асимметрия. Знак асимметрии зависит от знака расстройки  $\Omega$ . При достаточно больших расстройках наблюдаются две отдельные области генерации. Проведены измерения ширины области генерации при двухкратном превышении усиления над порогом. Исследованы изменения формы линии генерации при изменении параметров в поглощающей ячейке. Результаты исследований показали, что наличие двух областей генерации обусловлено тем, что генерация осуществляется эффективным атомным пучком, создаваемым внешним монохроматическим полем. При  $\Omega \neq 0$  с этим пучком взаимодействует лишь одна компонента стоячей волны на частоте  $\Omega_M^{(1)} = \frac{\kappa}{2} \Omega$ , бегущая в том же направлении, что и поле накачки, а на частоте  $\Omega_M^{(2)} = -\frac{\kappa}{2} \Omega$ , бегущая навстречу полю накачки. В центре линии ( $\Omega \approx 0$ ) усиление испытывает обе компоненты стоячей волны, что приводит к резкой зависимости ненасыщенного коэффициента усиления и мощности генерации от расстройки  $\Omega$ , аналогичной той, которая была предсказана для пучкового лазера / 6 /.

Асимметрия формы линии генерации в стоячей волне обусловлена анизотропией формы линии усиления вследствие НИЭФ / 7 /. Наиболее сильно асимметрия проявляется в системе 1,15 мк + 1,52 мк, где на частоте  $\Omega_M^{(2)}$  может даже не выполняться условие генерации. Этот трехуровневый лазер с достаточно высокой степенью точности может рассматриваться как резонансный комбинационный лазер. Для объяснения явлений, наблюдаемых в трехуровневом газе 1,15 мк + 0,63 мк, привлекается эффект "расщепления" / 15 /, который отличен от нуля при  $\kappa > \kappa_1$  и приводит к изменению формы линии усиления для  $\kappa \kappa_1 > 0$  даже в тех случаях, когда внешнее поле не поглощается.

В заключение рассмотрены некоторые возможности использования спектральных характеристик трехуровневых газовых лазеров для стабилизации частоты мощных газовых лазеров и в схемах некогерентного преобразования частоты.

В изотропном резонаторе проведены исследования поляризации трехуровневого газового лазера (1,5 мк + 1,52 мк). Интерес к таким исследованиям вызван тем, что при накачке полем определенной поляризации возбуждается не когерентная смесь

различных частей линии усиления. Рассмотрен также специфичный для трехуровневой системы случай насыщения через общий уровень и изучено его влияние на форму линии генерации.

В третьем параграфе рассмотрен общий случай, учитывающий когерентное перемешивание состояний атомов в монохроматическом поле. Наиболее простое выражение для формы линии генерации, представляющее интерес для спектроскопии и совпадающее с полученным в [8], получается в случае, если поле накачки дает вклад лишь в неавтоинтерференционный коэффициент усиления, а генерация осуществляется за счет насыщения усиления, которое имело в отсутствие поля накачки. При этом форма линии генерации содержит неискаженный насыщением эффект сильного поля, который может наблюдаться в виде как пиков, так и провалов. Полученные из обработки формы линии генерации параметры позволяют определить радиационные ширины не только линий, но и отдельных уровней.

В конце главы проведено сравнение полученных соотношений с результатами экспериментов.

В пятой главе выясняется физическая природа наблюдавшейся при исследованиях формы линии усиления и генерации в трехуровневом газовом лазере диффузии возбуждения в пространстве скоростей. В газовом разряде при средних давлениях можно указать две причины, которые могут привести к изменению скорости атома на величину порядка среднетепловой скорости  $\bar{v}$  за время жизни в возбужденном состоянии: пленение резонансного излучения и "сильные" столкновения.

В первом параграфе исследуется влияние пленения резонансного излучения на спектр излучения движущихся атомов, находящихся во внешнем монохроматическом поле. Показано, что распределение атомов по скоростям на уровне, оптически связанном с основным состоянием, при накачке монохроматическим полем насыщено с узким пиком (неравномерное Беннеттовское распределение) содержит равновесную добавку. Равновесное распределение приводит к возникновению в линии излучения доплеровской "полосы". Проведено сравнение измеренных отношений амплитуд "полосы" и резкой структуры в линии излучения с рассчитанными из извест-

ных радиационных констант переходов  $2s - 2p$  Ne.

Показано также, что при насыщении усиления в результате вынужденных переходов под действием поля в присутствии пленения резонансного излучения при возникновении провалов Беннета / I / может осуществляться диффузия возбужденных атомов в провал. В результате взаимодействия с полем плотность атомов с произвольными скоростями уменьшается. Следовательно, даже при  $\Gamma \ll K\bar{v}$  эффект насыщения приобретает черты, характерные для однородного уширения.

Во втором параграфе выясняется возможный вклад "сильных" столкновений в равновесное распределение по скоростям. Установлено, что основной вклад в уширение линии  $1,15$  мк неона в собственном газе дает столкновения типа резонансного обмена при диполь-дипольном взаимодействии. Эти столкновения максимизируют распределение по скоростям, возникающее в сильном поле, и дают сравнимый с пленением вклад при давлениях около  $5$  мм рт.ст. При давлениях  $0,1 - 0,3$  мм рт.ст., вклад "сильных" столкновений пренебрежимо мал и диффузия возбуждения в пространстве скоростей связана с пленением резонансного излучения. Исследование отношения амплитуд "полосы" и пиков в линии излучения  $1,15$  мк в присутствии поля  $1,52$  мк в зависимости от давления газа показало, что в уширенной линии  $1,15$  мк Ne действительно участвуют "сильные" столкновения.

В конце главы с использованием аппарата матрицы плотности выясняется роль вырождения атомных состояний и поляризации полей на нелинейные эффекты в сильном поле. Приведены результаты эксперимента по прямому наблюдению обмена между магнитными подуровнями при пленении резонансного излучения и рассмотрено влияние конечной вероятности обмена на амплитуду равновесного распределения для различных подуровней.

В приложении приведены детальные исследования селекций типов колебаний в He-Ne лазерах на различных переходах с помощью нелинейного поглощения.

Основные результаты исследований можно сформулировать следующим образом:

I. Экспериментально исследован спектр вынужденного излучения на переходе  $2s_2 - 2p_4$  Ne в присутствии сильного

монокроматического поля, резонансного смежному переходу  $2S_2 \rightarrow 2P_1$ . Получена и исследована резкая структура, параметры которой определяются радиационным затуханием атомных состояний. В оптическом диапазоне в вынужденном излучении движущихся атомов экспериментально наблюдались когерентные явления, обусловленные перемешиванием состояний атомов в монокроматическом поле, которые приводят к "незамкнутости" (анізотропії вперед - назад) линии излучения. Количественно подтверждена теория нелинейных интерференционных эффектов /7-9/ в слабом поле.

2. На основе проведенного анализа радиационных процессов в трехуровневой системе в условиях резонанса наблюдаемый спектр излучения интерпретируется как форма линии вынужденного смещенного (комбинационного) резонансного рассеяния. Показано, что наличие атомного резонанса обуславливает резкое увеличение сечения рассеяния и, следовательно, возможность наблюдения его в сравнительно слабых полях газовых лазеров. Эти явления могут найти применение при создании оптических квантовых генераторов и усилителей со сверхузкими линиями усиления.

3. Экспериментально исследованы различные спектроскопические приложения двухквантовых переходов в газе. Показана возможность измерения констант релаксации отдельных уровней при переходах между возбужденными состояниями. На примере эффекта Зеемана в трехуровневой системе демонстрируется возможность выявления в сильном поле структуры перехода, скрытой в обычных условиях доплеровским уширением. Показано, что двухквантовые переходы увеличивают разрешающую способность метода по сравнению с эффектом насыщения, а также позволяют изучать сдвиги между состояниями, не связанными между собой оптически разрешенными переходами. С использованием новых методов получен ряд спектроскопических параметров переходов  $2S \rightarrow 2p \text{ Ne}$ .

4. При накачке монокроматическим полем наблюдалась линия усиления с шириной, меньшей, чем естественная на данном переходе, а также усиление в отсутствие инверсной заселенности.

5. Получена генерация при накачке газа когерентным полем по трехуровневой схеме и исследована форма линии генерации в поле стоячей волны. Обнаружены расщепление и асимметрия формы линии генерации в поле стоячей волны, связанная с особенностями излучения ансамбля движущихся атомов в сильном поле на смежном переходе. Исследована связь поляризации генерации в трехуровневом газовом лазере с поляризацией поля накачки, а также некоторые особенности конкуренции вращающегося резонатора. Рассмотрены эффекты насыщения в трехуровневом газовом лазере и в некоторых случаях получены аналитические выражения для форм линии генерации в поле стоячей волны.

6. Первые экспериментально наблюдалась диффузия возбуждения в пространстве скоростей при пленении резонансного излучения. Построена качественная теория с учетом столкновений и вырождения атомных состояний и показано, что в условиях пленения резонансного излучения даже при  $\Gamma \ll \kappa \Gamma$  насыщение в сильном поле приобретает особенности, характерные для одностороннего уширения. Выполнен эксперимент по прямому наблюдению диффузии возбуждения по магнитным подуровням при пленении резонансного излучения.

7. В экспериментальном плане предложен и исследован на различных переходах  $\text{Ne}$  принципиально новый метод селекции типов колебаний, основанный на введении нелинейного поглощения в резонатор газового лазера.

Результаты исследований опубликованы в работах /5, 16-22/ и докладывались на Международной конференции по квантовой электронике (май, 1968, Майями, США), Всесоюзном Симпозиуме по нелинейной оптике (октябрь, 1968 г., Киев), Международной конференции по лазерам и оптоэлектронике (март, 1969г., Саутгемптон, Англия), I-ом Всесоюзном Симпозиуме по физике газовых лазеров (июнь, 1969г., Новосибирск). Некоторые вопросы обсуждались на семинарах в ФИАНе и ЛГУ.



# Л И Т Е Р А Т У Р А.

17. И.М.Бетеров, Ю.А. Матюгин, С.Г.Раутиан, В.П. Чеботаев, ЖЭТФ, 58, 1243, 1970.
18. И.М.Бетеров, Ю.А.Матюгин, В.П.Чеботаев, Письма ЖЭТФ, 12, 174, 1970.
19. V.P.Chebotaev, I.M.Beterov, V.N.Lisitsyn, IEEE Journ. Quant. Electronics, 4, 389, 1968; 4, 788, 1968.
20. И.М.Бетеров, В.Н.Лисицын, В.П.Чеботаев, Радиотехника и электроника, 14, 1127, 1969.
21. И.М.Бетеров, В.Н.Лисицын, В.П.Чеботаев, Опт. и спектр., (принята в печать)
22. И.М.Бетеров, Ю.А.Матюгин, В.П.Чеботаев, Оптика и спектроскопия, 28, 357, 1970.

1. W.R. Bennett Jr., Phys. Rev., 126, 580, 1962.
2. С.Г. Раутиан, Нелинейная оптика, Труды ФИАН, 43, 3, 1968.
3. W.R.Bennett Jr., V.P.Chebotaev, J.W.Knutson, 5 Intern. Conf. on Phys. Electr. Atomic Coll., Leningrad, July, 1967 (abstracts), Р.Н.Сордвер, Р.А.Вонсюк, А.А.Яван, Phys. Rev. Lett., 18, 730, 1967.
4. Н.Г. Басов, А.М. Прохоров, ЖЭТФ, 28, 249, 1955.
5. И.М. Бетеров, В.П. Чеботаев, Письма ЖЭТФ, 2, 216, 1969.
6. Н.Г. Басов, В.С. Летохов, Препринт ФИАН, № 80, 1969.
7. Г.Е. Ногкин, С.Г. Раутиан, А.А. Феоктистов, ЖЭТФ, 52, 1673, 1967.
8. Т.Я.Попова, А.К. Попов, С.Г. Раутиан, Р.И. Соколовский, ЖЭТФ, 57, 850, 1969.
9. M.S. Feld, A.Javan, Phys. Rev., 177, 540, 1969.
10. В.М. Конторович, А.М. Прохоров, ЖЭТФ, 38, 1428, 1957; А.А.Яван, Phys. Rev., 107, 1579, 1957.
11. С.Г.Раутиан, И.И. Собельман, ЖЭТФ, 41, 456, 1961, Т.Я.Попова, А.К.Попов, ЖЭТФ, 52, 456, 1967; П.А.Апанасевич, Изв. АН СССР, 32, 1299, 1968.
12. Т.Я.Попова, А.К.Попов, С.Г.Раутиан, А.А.Феоктистов, ЖЭТФ, 57, 444, 1969.
13. А.М. Бонч-Бруевич, В.А. Ходовой, УФН, 85, 3, 1965.
14. H.K. Holt, Phys. Rev. Letters, 20, 410, 1968.
15. T.Hänel, R.Kell, A.Schabert, Ch.Schmelzer, F.Toschek, Zeit. f. Phys., 226, 298, 1969; А.К.Попов, ЖЭТФ, 58, 1623, 1970.
16. И.М.Бетеров, Ю.А. Матюгин, В.П.Чеботаев, Письма ЖЭТФ, 10, 296, 1969.

121019 Москва, Г-19, а/я 109  
ISSEP

Уважаемые коллеги,  
Благодарю за письмо, которое получил в пятницу 22.07.94. Ниже следуют ответы на содержащиеся в нем вопросы. Прилагаю также подписанные анкету и декларацию о доходах, ксерокопии дипломов доктора наук, профессора и некоторых публикаций.  
С уважением

А.К. Попов  
25.07.94.

1. В конце 60х годов мною совместно с С.Г. Раутианом и другими соавторами был выполнен цикл работ по нелинейной спектроскопии, в которых была показана возможность устранения доплеровского уширения, причем не только в схеме двухфотонного поглощения, но и за счет эффектов сильного поля для фотонов разной частоты (в том числе и для комбинационного рассеяния) [1a]; особое внимание было уделено возможности получения знакопеременных структур (усиления без инверсии) [1б].

В 70х годах совместно с учениками было сначала теоретически предсказано, а затем и экспериментально реализована возможность лазерного индуцирования автоионизационно подобных спектральных структур в континууме [2].

Лишь через несколько лет указанные вопросы оказываются а некоторые и до сих пор остаются в центре внимания лазерной общественности. (Например, индекс цитирования работы ЖЭТФ, 57,850(1969) составляет 45, работа Opt.Comm. 18,449(1976) цитировалась 42 раза, работа Phys.Lett. 82A,4(1981) свыше 50 раз.).

В течении более десяти лет мною совместно с учениками проводились теоретические и экспериментальные исследования, имевшие конечной целью показать, что нелинейная оптика газообразных сред может составить конкуренцию кристаллам при решении ряда важнейших задач квантовой электроники [3]. Характеристика созданной школы и пионерский характер многих полученных результатов отмечен в предисловии С.А. Ахманова к монографии [3].

Совместно с учениками и другими соавторами был выполнен цикл исследований, в которых было показано, что светоиндуцированный дрейф газов может достаточно эффективно осуществляться не только в поле лазерного, но и немонохроматического излучения (в том числе и в астрофизических условиях) [4].

Мой ученик В.М. Шалаев внес значительный вклад в формирование основ оптики металлических фрактальных агрегатов [5]. Благодаря этому он стал по моей, С.А. Ахманова и Г. Вальтера рекомендациям Гумбольдовским стипендиатом в ФРГ, продолжил эти исследования в Университете г. Торонто (Канада) и в настоящее время продолжает их в качестве ассистента профессора в Университете г. Лас Крусес (Нью Мексико, США).

2. Д.ф.-м.н. В.В. Слабко - проректор по науке Красноярского технического университета, в г. Красноярске доценты и старшие преподаватели: В.Г. Архипкин, Ю.И. Геллер, А.В. Бутенко, С.А. Мысливец, О.П. Подалова (Госуниверситет), В.П. Тимофеев (Технический Университет), Г.В. Миронов (Аграрный университет),

М.К.Кодиров - начальник НИЧ Самаркандского университета,  
Prof.Dr. V.M.Shalaev  
Physics Department,  
New Mexico State University,  
Las Cruces, New Mexico 88003.  
Tel: (505) 646-1932 (of.); (505) 523-2835 (pr.)  
Fax: (505) 646-1934.  
E-mail: vshalaev@NMSU.Edu;

В.З.Яхнин - постдок Университета Торонто, Г.Х.Тартаковский преподает в колледже г.Сиэтла (США), В.О.Гомер, формально являясь моим аспирантом, заканчивает диссертацию по экспериментальной работе под руководством проф. Дитера Мешеде в Ганноверском университете в ФРГ. В письме ко мне проф.Мешеде выразил желание продолжить сотрудничество в этом направлении.

3.Мною в 93/94 читались и в 94/95 учебном году будут читаться полные курсы лекций:

для студентов 4 курса физфака Красноярского госуниверситета: "Теория взаимодействия лазерного излучения с веществом" и "Избранные главы оптической физики (на английском языке)" (лекции и семинары по этому циклу в качестве факультативных активно посещаются студентами 3 и 5 курсов);  
для студентов 4 курса радиотехнического факультета Красноярского государственного технического университета: "Основы лазерной техники и когерентной оптики"

4.Мне посчастливилось слушать лекции такого выдающегося человека как Ю.Б.Румер, который помимо вошедших в историю ученых был лично знаком с Маяковским, Есениным и другими деятелями культуры. Довелось выполнять дипломную работу в возглавляемом им теоретическом отделе в период становления Новосибирского академгородка и лазерной физики, существования клуба ученых "Кофейная гуща". Это а также многолетнее научное общение с такими выдающимися учеными и создателями научных школ как С.Г.Раутиан, С.А.Ахманов, В.П.Чиботаев, рядом зарубежных ученых, судьбы выпускников моей кафедры и физфака привели меня к следующей концепции процесса обучения.

Университетские годы играют решающую роль в становлении общей культуры, освоении приемов извлечения нужной информации из различных источников, некоторых профессиональных приемов решения творческих проблем. Эта цель наиболее эффективно достигается при напряженном изучении физико-математических дисциплин и работе над "горячей" проблемой совместно с опытным профессионалом. Сам по себе характер изучаемого материала и его количество играют соподчиненную роль. Очень важны положительные эмоции, которые бывают наиболее глубокими в результате тяжелой, целеустремленной работы. Процесс узнавания хотя бы время от времени должен становиться захватывающим. Познание неведомого, решение крупных научно-технических проблем осуществляется, как правило коллективно международным сообществом. Устранение соответствующих психологических и языковых барьеров легче всего достигается в молодости.

Исходя из этой концепции, я стараюсь везде, где это возможно, указать место изучаемой закономерности в процессе познания, его драматизм (в том числе и связанные с ним личные драмы отдельных ученых), непредсказуемость ряда ярких применений. При постановке задач для курсовых и дипломных работ, которые адаптируются к

уровню студента, я стараюсь чтобы задача всегда содержала, хотя бы небольшой оригинальный элемент и не жалею времени чтобы показать какое место данная задача занимает на пути решения более крупной и захватывающей проблемы. В течении ряда лет я читаю лекции и веду семинарские занятия для студентов по оптической физике на английском языке. Помимо закрепления и расширения изучаемого материала основной акцент делается на стимулирование общения студентов по специальности, пусть и на плохом английском языке, сделать это общение столь же естественным как это является для сверстников в Западной Европе и уже в Китае. Уже на третьем курсе студенты кафедры обязаны сделать доклад на реферативном семинаре по рекомендованному научно-популярному источнику. Такой подход к процессу обучения по существу соответствует концепции от бакалавра к магистру и доктору. Он облегчает дифференциацию работы с разными группами студентов в зависимости от серьезности их мотивации и способностей.

В течение многих лет я являюсь членом Ученого совета физфака и заведующим кафедрой. Среди моих учеников и выпускников кафедры наряду с зарекомендовавшими себя на международном уровне учеными и преподавателями есть политические и хозяйственные деятели, ведущие радио программ, новаторы в области школьного образования. Это позволяет мне пропагандировать на физфаке данную концепцию как альтернативную другой: целевой подготовке в области технической физики.

Для того, чтобы диалог с преподавателем занимал главное место в аудиторных занятиях, необходима насыщенность учебной базы копировальной техникой (для студентов -хотя бы за умеренную плату). Это позволит преподавателям предоставлять слушателям рукописные и копированные из разных источников наиболее важные положения лекций, характеристику библиографических источников, вопросы для самоконтроля трех степеней сложности: простейшие шаблонные для психологической поддержки, требующие найти несложное но оригинальное решение, и такие, на которые нельзя дать правильный ответ без глубокого неформального усвоения материала.

#### 5. Прилагаются.

6. Паспорт ХУБА 559248; 1941 г. рождения; дом. адр.: 660036 Красноярск, Академгородок, д.23, кв. 86, д. тел.: (3912)494606; зав. каф. оптики Красноярского госуниверситета (по совместительству), зав. лаб. Института физики СО РАН.

7. Настоящим я декларирую, что мой доход в 1993-1994 годах, включая заработную плату, пенсию, академические выплаты, гонорары за публикации, чтение лекций и консультации ( в том числе и за рубежом), доходы от инвестиций в банки и другие доходы составили 1993- 2101 тыс. руб. плюс 500 долл. США; 1994- 3635 тыс. руб.

Подпись:

25 июля 1994г.

ССЫЛКИ:

1. (а,б) А.К. Попов. Введение в нелинейную спектроскопию, Наука, Новосибирск, 1983; (а) Попова Т.Я., Попов А.К., Раутиан

С.Г., et al. ЖЭТФ, т.57, с.444 и 850 (1969). (Transl.in English: Sov.Phys.JETP 30 (1970) 243 and 466); Popov A.K., Shalaev V.M., Optics Comm., 1980, v.35, N 2, p.189; (б) Попова Т.Я., Попов А.К., Журнал прикладной спектроскопии, т.12, с.734 (1970). (Transl.in English: Journ. of Applied Spectroscopy, New-York, March 1, 1973, p.734); Попова Т.Я., Попов А.К. Известия ВУЗов, серия Физика, No 11, 38 (1970). (Transl.in English: Soviet Physics Journal, New-York, 1973, v.13, No 11, p.1435).

2.Ю.И. Геллер, А.К.Попов. Лазерное индуцирование нелинейных резонансов в сплошных спектрах. Наука, Новосибирск, 1981. (Transl. in Journ.Sov.Laser Research (USA) 1985, v.6, N 1-2, p.1-84.); Heller Yu.I., Popov A.K. Autoionizing-like resonances induced by laser field.-Optics Comm., 1976, v.18, N 1, p.7-8; Heller Yu.I., Popov A.K. Parametric generation and absorption of VUV radiation controlled by laser-induced autoionizing-like resonances in continuum.-Opt.Comm., 1976, v.18, N 4, p.449-451; Yu.I.Heller, V.F.Lukinykh, A.K.Popov, V.V.Slabko. Experimental evidence of laser-induced autoionizing-like resonance in continuum. Phys. Lett. 82, 4, (1981).

3.А.К.Попов, В.Г.Архипкин. Нелинейное преобразование света в газах. Новосибирск, Наука, 1987; УФН, №3, 221-267, 1987.

4.Popov A.K., Shalagin A.M., Streater A.D., Woerdman J.P. Separation of two atomic species by white light-induced drift. - Phys.Rev.A, 1989, v.A40, 867-875; Arkhipkin V.G., Korsukov D.G., Popov A.K., Shalagin A.M., Streater A.D. White-light-induced drift in cylindrical and spherical geometries. - Phys. Rev.A, 1990, v. 41. N9, 5225-5228; Arkhipkin V.G., Korsukov D.G., Popov A.K. White-light-induced drift of three-level atoms. - J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 1990, v.23, p.621-631; V.G.Arkhipkin, V.Yu.Apanovich, A.K.Popov, Z.Li, C.W.An, Y.C.Fan, Y.Sun, J.Ai. Light-induced gas kinetics in the field of quasi-blackbody radiation. Lasers and Optoelectronics, Sui-Sheng Mei, Bingkun Zhou, Editors, Proc. SPIE 1979, p.689-699 (1993); V.G.Arkhipkin, V.Yu.Apanovich, D.G.Korsukov, A.K.Popov, L.Moi. Atomic isotope separation by light-induced drift in a nonmonochromatic field. Opt. Commun. 98, 61-66 (1993).

5. Butenko A.V., Chubakov P.A., Danilova Yu.E., Karpov S.V., Popov A.K., Rautian S.G., Safonov V.P., Slabko V.V., Shalaev V.M., Stockman M.I. Nonlinear optics of metal fractal clusters. - Z.phys.D - Atoms, Molecules and Clusters, 1990, v.17, p.283-289; V.M.Shalaev, R.Botet, A.V.Butenko, Localization of collective dipole excitations on fractals, Phys.Rev. B 48, 6662 (1993).

## АННОТАЦИИ И ТЕЗИСЫ

Для включения доклада в программу КиНО - 91 необходимо выслать в адрес Программного комитета следующие материалы:

### Аннотация, содержащая не более 35 слов

Аннотация должна быть напечатана на русском (3 экз.) и английском (2 экз.) языках на отдельных листах бумаги через 2 интервала. Она должна содержать название доклада, инициалы и фамилии авторов, основной текст. Подписи авторов - на втором экземпляре аннотации.

### Тезисы доклада

Тезисы доклада объемом 2 страницы машинописного текста, включая иллюстрации и список литературы, должны быть представлены для издания на русском языке в 3-х экз. Тезисы должны давать четкое представление о содержании доклада - постановка задачи, методы исследования, основные результаты и выводы. Текст печатать через 1,5 интервала на белой бумаге форматом 20,3 x 28,8 см с полями 2,5 см со всех сторон. В начале текста главными буквами печатается заголовок. На 2 см ниже в центре мелким шрифтом - инициалы и фамилии авторов. Заголовки и фамилии авторов не подчеркивать. На 2 см ниже - основной текст тезисов. Страницы не нумеровать. Подписи авторов - на втором экземпляре тезисов.

### Полная информация об авторах

Информация должна быть представлена в 1 экземпляре, на отдельном листе бумаги. Информация должна содержать название доклада, фамилии, имена, отчества авторов, их место работы, полный обратный адрес, телефоны.

Аннотации и тезисы оформляются отдельно в соответствии с правилами как для вывоза за границу.

Аннотации на русском (3 экз.) и английском (2 экз.) языках, тезисы доклада (3 экз.), акты экспертизы (по 3 экз.) отдельно на аннотации и тезисы, информацию об авторах необходимо представить в Программный комитет Конференции не позднее 1 марта 1991 г. по адресу:

119899 Москва, В-234,  
Ленинские горы, МГУ,  
Физический факультет,  
КиНО - 91  
профессору Ахмазову С.А.  
Телекс 411483 MGUSU  
Телефакс (095) 939-0126  
Телефон (095) 939-1225

Несоблюдение правил оформления и сроков представления материалов затруднит помещение их в Сборник.

Информацию о включении доклада в программу Конференции авторы получат до 15 мая 1991 г.

## ПРОГРАММА И СБОРНИК ТЕЗИСОВ

Планируется издание Программы КиНО - 91 с аннотациями докладов и Сборника тезисов. По рекомендации Программного комитета ряд докладов будет включен в серию изданий Международного общества оптической техники.

Материалы Конференции участники получат во время регистрации. Доклады, поступившие в последний момент, не будут опубликованы в материалах Конференции.

## ТЕХНИЧЕСКАЯ ВЫСТАВКА

В рамках КиНО - 91 будет проведена Международная лазерная выставка. Заявки на участие в выставке присылать не позднее 15 марта 1991 г. в адрес организационного комитета.

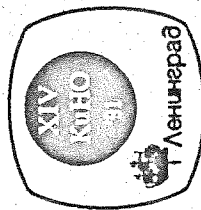
## Первое информационное сообщение

# XIV МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ПО КОГЕРЕНТНОЙ И НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКЕ,

посвященная 100-летию со дня рождения академика С.И. Вавилова

Ленинград, 24-27 сентября 1991 г.

КиНО - 91



## • Организуются:

Всесоюзным оптическим обществом им. Д.С. Рождественского  
Научным Советом АН СССР по проблеме "Когерентная и нелинейная оптика"  
Международным обществом оптической техники (SPIE)  
Советским отделением Международного общества оптической техники (SPIE/SU)  
Координационным советом Гособразования СССР по программе "Лазерные системы"  
Международным лазерным центром СОВ  
Институтом общей физики АН СССР  
Физико-техническим инстинитутим им. А.Ф. Иоффе АН СССР  
Государственным оптическим инстинитутим им. С.И. Вавилова  
Московским государственным университетом им. М.В. Ломоносова  
Ленинградским инстинитутим точной механики и оптики  
Научно-исследовательским центром по технологическим лазерам АН СССР  
Физическим инстинитутим им П.Н. Лебедева АН СССР

## • Срок приема тезисов докладов до 1 марта 1991 г.

Сопредседатели конференции:

М.М. Мирошников (ГОИ), А.М. Прохоров (ИОФАН)

Сопредседатели Программного комитета:

С.А. Ахмазов (МГУ), Ф.В. Бункин (ИОФАН)

Председатель организационного комитета конференции и  
организационного комитета выставки:

Л.Б. Глебов (ГОИ)

## • МЕЖДУНАРОДНЫЙ ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ

С.А. Ахманов (Москва, СССР) - сопредседатель  
Ф.В. Булкин (Москва, СССР) - сопредседатель  
Т.М. Ильинова (Москва, СССР) - ученый секретарь  
М.Г. Дубенская (Москва, СССР) - ученый секретарь

Е.Б. Александров (Ленинград, СССР)  
Г.Б. Альтшулер (Ленинград, СССР)  
Н.А. Анапасьевич (Минск, СССР)  
С.М. Аракелин (Ереван, СССР)  
Т. Арески (Флоренция, Италия)  
Р. Байер (Сентфорд, США)  
Н.Г. Басов (Москва, СССР)  
В.И. Бесталов (Горький, СССР)  
А.М. Бонч-Бруевич (Ленинград, СССР)  
Г. Бьюрелунд (Сан-Хосе, США)  
Х. Вальтер (Мюнхен, ФРГ)  
И.С. Гиббин (Новосибирск, СССР)  
Л.Б. Глзбов (Ленинград, СССР)  
А.З. Грасюк (Москва, СССР)  
В.Ф. Захаренков (Ленинград, СССР)  
Б.Я. Зельдонич (Челябинск, СССР)  
А.А. Каплянский (Ленинград, СССР)  
Н.В. Карлов (Москва, СССР)  
В.И. Конов (Москва, СССР)  
Н.И. Коротева (Москва, СССР)  
В. Крунке (Швермюр, США)  
Л. Лауде (Монс, Бельгия)  
В.С. Летохов (Москва, СССР)

М.Н. Либенсон (Ленинград, СССР)  
А.А. Мак (Ленинград, СССР)  
В.Б. Макулов (Ленинград, СССР)  
А. Мурадин (Бостон, США)  
В.Ф. Нестерук (Ленинград, СССР)  
С.Г. Одулов (Киев, СССР)  
Д. Остон (Нью-Йорк, США)  
В.Я. Панченко (Москва, СССР)  
Г.Т. Петровский (Ленинград, СССР)  
А.С. Пискараскас (Вильнюс, СССР)  
А.К. Попов (Красноярск, СССР)  
С.Г. Раутиан (Новосибирск, СССР)  
А.Н. Рубинов (Минск, СССР)  
Е.А. Рябов (Москва, СССР)  
В.В. Смирнов (Москва, СССР)  
И.И. Тутов (Москва, СССР)  
Р. Фальконе (Беркли, США)  
К. Флиттанис (Париж, Франция)  
Т. Хейнц (Йорктаун-Хейтс, США)  
В.П. Чеболаев (Новосибирск, СССР)  
Д. Чемла (Холмдел, США)  
Е.И. Шубников (Ленинград, СССР)

## • Организационный комитет

Глзбов Л.Б. - председатель  
Венедиктов А.А. - ученый секретарь  
Бонч-Бруевич А.М. - зам. председателя  
Мак А.А. - зам. председателя  
Петровский Г.Т. - зам. председателя  
Малышев И.А. - зам. председателя  
Пучков В.И. - зам. председателя  
Конов В.А. - зам. председателя  
Тутов И.И. - зам. председателя  
Золотухина А.П. - секретарь

Аришкин В.М.  
Артюшенко В.Г.  
Богданов В.Л.  
Бочкарев В.М.  
Глушков В.П.  
Дубенская М.Г.  
Забиикин Ю.Е.  
Задков В.И.  
Золомина Е.В.  
Калутин Ф.И.  
Конов В.И.  
Лебедев В.П.  
Новиков В.Д.  
Прокопенко В.Т.  
Рычев М.В.  
Сазонова З.С.  
Сидоркин А.М.  
Скелко А.Г.  
Храмов В.Ю.  
Чтцов В.В.  
Шильов В.Б.

Адрес 199034, Ленинград  
организационного Государственный оптический институт  
комитета: им. С.И. Вавилова  
Глзбову Л.Б.  
телефон (812) 218-48-92  
телефакс (812) 218-37-20

## • ОБЩАЯ ИНФОРМАЦИЯ

XIV Международная конференция по когерентной и нелинейной оптике (КиНО - 91), посвященная 100-летию со дня рождения академика С.И. Вавилова, состоится 24-27 сентября 1991 г. в Ленинграде. Это крупнейшая конференция, охватывающая широкий круг вопросов: лазерная физика, нелинейная оптика, лазерная спектроскопия, квантовая и рентгеновская оптика, иконика и обработка изображений.

Программа конференции включает приглашенные, устные и стендовые доклады. Будет также организована секция для докладов, поступивших в последний момент. В рамках КиНО-91 планируется проведение технической выставки. Рабочие языки конференции - английский и русский.

## • НАУЧНЫЕ СЕССИИ

Основная цель Конференции - обеспечить широкие возможности представления результатов наиболее значительных достижений в области квантовой электроники, нелинейной оптики, оптического материаловедения и иконики, полученных в 1990 - 1991 гг.

Конференция откроется пленарным заседанием.

На Конференции будут работать 4 параллельные секции, включающие доклады с зачитанием стендовые. Предусматривается совместно со Всесоюзным оптическим обществом им. Д.С. Рождественского проведение специальной сессии, посвященной памяти академика С.И. Вавилова.

Время, отведенное для зачитания приглашенного доклада - 25 мин., + 5 мин., для устного - 12 мин. 3 мин.

Основная форма представления оригинальных сообщений - стендовые доклады.

Отбор сообщений для секции докладов, поступивших в последний момент, будет проводиться Программным комитетом непосредственно во время работы Конференции. Количество их ограничено, они должны сообщать о самых новых работах в соответствующей области. Время для зачитания доклада на этой секции - 10 мин..

## • НАУЧНЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ

- ☐ Физика источников когерентного излучения
- ☐ Фундаментальные процессы взаимодействия лазерного излучения с веществом
- ☐ Сверхсветовые процессы: генерация и применение
- ☐ Мощные источники рентгеновского излучения, нелинейная рентгеновская оптика
- ☐ Квантовая оптика, квантовая статистика света и шум
- ☐ Нелинейные взаимодействия и самовоздействия, нелинейная оптика волноводов
- ☐ Новые методы лазерной спектроскопии и оптической диагностики
- ☐ Воздействие сильных световых полей на вещество
- ☐ Физика оптоэлектронных устройств
- ☐ Нелинейная оптика и нелинейная спектроскопия поверхности
- ☐ Сверхбыстрые оптические процессы
- ☐ Лазеры в химии и биологии
- ☐ Новые оптические материалы, оптические тонкие пленки
- ☐ Физические основы лазерной микротехнологии
- ☐ Изображение: полупроводниковые структуры в оптоэлектронике
- ☐ Иконика: информационные аспекты; физико-математические основы формирования и обработки изображений





1926 — 1977

Московский государственный университет

имени М.В. Ломоносова

приглашает Вас на юбилейный семинар,  
посвященный 60-летию со дня рождения  
лауреата Ленинской премии

академика

Рема Викторовича

ХОХЛОВА





А. К. Попову

ПРОГРАММА ЮБИЛЕЙНОГО СЕМИНАРА

- 10.00 С. А. Ахманов  
Метод Р. В. Хохлова в теории  
нелинейных волн
- 10.40 Л. В. Келдыш  
Диаграммные методы квантовой  
теории поля в задачах нелинейной  
оптики
- 11.20 В. П. Чеботаев  
Классическое и квантовое эхо
- 12.00 Н. И. Коротеев  
Сильные оптические нелинейности  
возбужденных атомно-молекулярных  
сред и плазмы
- 13.00—16.00 Ознакомление с юбилейной экс-  
позицией Лаборатории нелинейной  
оптики имени Р. В. Хохлова

*Семинар состоится 23 мая в конференц-зале  
Корпуса нелинейной оптики физического фа-  
культета МГУ (ул. Академика Р. В. Хохлова, 1)*

*Справки по телефону: 139-12-25*

*139-27-14*

Ин-т механики МГУ, э.3446, т.420

ЮБИЛЕЙНЫЙ СЕМИНАР,

посвященный

60-летию со дня рождения

академика

Р. В. ХОХЛОВА



АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ  
АКАДЕМИИ НАУК СССР  
СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ

(ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК)

Дорогому Александру Кузнецову

от автора

А. М. Б.

6 25.XII.82

МОСКВА · 1986

мируемом импульсе частотной модуляции, пропорциональной его интенсивности. Варьирование дисперсионных характеристик высших порядков волоконных световодов позволяет управлять динамикой формируемых фемтосекундных импульсов: интенсивностью, длительностью, а также положением центра тяжести.

Таким образом, большие успехи последних лет в разработке уникальных стеклянных волоконных световодов и прогресс в создании пико- и субпикосекундных лазеров позволили получить мощные фемтосекундные импульсы. Это означает, что уже сейчас можно использовать такие импульсы для экспериментов: для оптической передачи информации, для исследования быстропротекающих процессов в различных объектах и т. д.

Институт общей физики  
Академии наук СССР

#### Литература

1. Прохоров А. М. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1983, т. 47, с. 1874.
2. Halbout J.-M., Grischkowsky D. Appl. Phys. Letts, 1984, v. 45, p. 1281.
3. Knox W. H., Fork R. L., Downer H. C., Stolen R. H., Shank C. V. Appl. Phys. Letts, 1985, v. 46, p. 1120.
4. Mollenauer L. F., Stolen R. H. Opt. Letts, 1984, v. 9, p. 13.
5. Дианов Е. М., Карасик А. Я., Мамышев П. В., Онищук Г. И., Прохоров А. М., Серкин В. Н., Стельмах М. Ф., Фомичев А. А. Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 40, с. 148.
6. Дианов Е. М., Карасик А. Я., Мамышев П. В., Прохоров А. М., Серкин В. Н., Стельмах М. Ф., Фомичев А. А. Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 41, с. 242.
7. Выслоух В. А., Мурадян Л. Х., Першин С. М., Подшивалов А. А. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1985, т. 49, с. 573.
8. Дианов Е. М., Карасик А. Я., Мамышев П. В., Онищук Г. И., Фомичев А. А. Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 40, с. 518.
9. Tomlinson W. J., Stolen R. H., Shank C. V. JOSA, 1984, v. 1, p. 139.
10. Дианов Е. М., Карасик А. Я., Мамышев П. В., Онищук Г. И., Прохоров А. М., Стельмах М. Ф., Фомичев А. А. Квантовая электрон., 1984, т. 11, с. 1078.
11. Дианов Е. М., Никонова З. С., Серкин В. Н. Препринт ИОФАН СССР, № 13. М., 1985.
12. Mollenauer L. F. et al. Opt. Letts, 1983, v. 8, p. 289.
13. Онищук Г. И., Фомичев А. А., Холодных А. И. Квантовая электрон., 1983, т. 8, с. 2024.
14. Дианов Е. М., Карасик А. Я., Мамышев П. В., Серкин В. Н. ЖЭТФ, 1985, т. 89, с. 781.
15. Дианов Е. М., Карасик А. Я., Мамышев П. В., Онищук Г. И., Прохоров А. М., Стельмах М. Ф., Фомичев А. А. Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 39, с. 564.
16. Выслоух В. А., Серкин В. Н. Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 38, с. 170.
17. Выслоух В. А., Серкин В. Н. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1984, т. 48, с. 1777.
18. Головченко Е. А., Дианов Е. М., Прохоров А. М., Серкин В. Н. Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 42, с. 74.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

---

ЖУРНАЛ  
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ  
И  
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ  
ФИЗИКИ

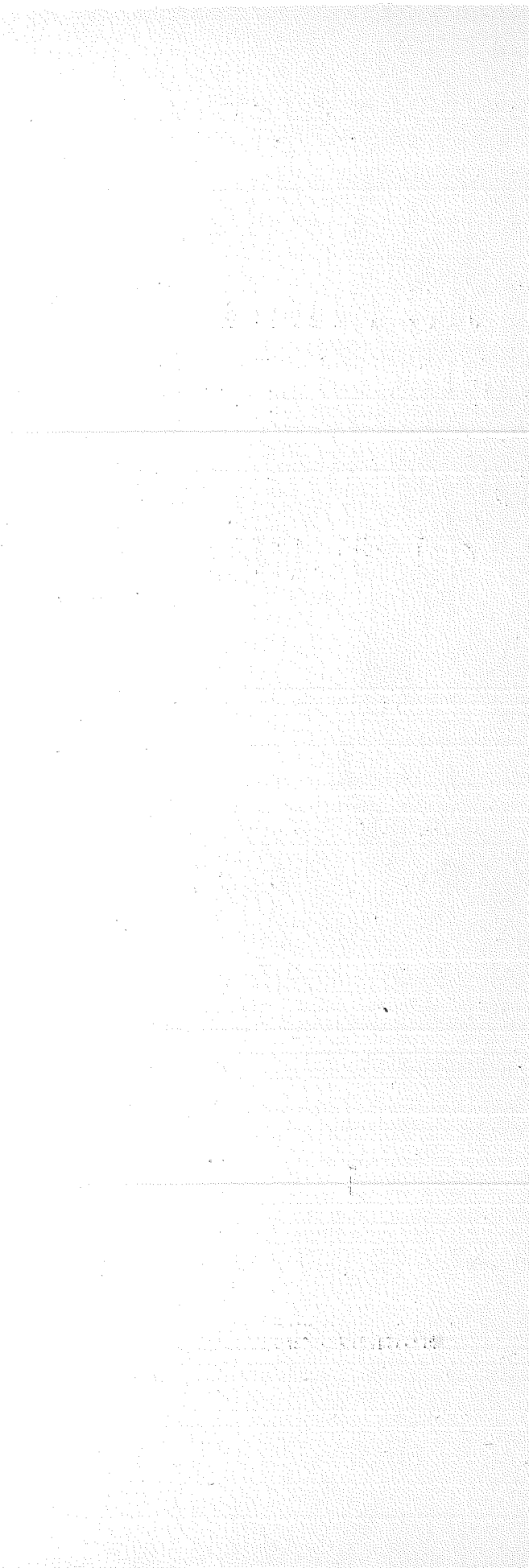
Том 56

*(Отдельный оттиск)*

1

---

МОСКВА • 1969



Здесь  $\theta$  — угол между направлением вектора  $\mathbf{B}$  и прямой, перпендикулярной брэгговским плоскостям, которых касается ферми-поверхность. Видно, что поправка  $\Delta g(\theta)$  в этом случае резко анизотропна. Поэтому в экспериментах, подобных [1] по спиновому резонансу электронов проводимости металлов типа цезия должны проявляться эффекты влияния зонной структуры на  $g$ -фактор. Именно зависимость  $g$ -фактора от угла  $\theta$ , согласно формуле (5), будет приводить к смещению линии  $\omega_s$  основного спинового резонанса и линий соответствующих спиновым волнам, когда магнитное поле  $\mathbf{B}$  поворачивается относительно выделенного направления в кристалле.

В заключение выражаю благодарность В.П.Силину за руководство работой и С.З.Дунину за полезные дискуссии.

Физический институт  
им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
2 июля 1970 г.

#### Литература

- [1] S.Schultz, G.Dumfer, Phys. Rev. Lett., 18, 283, 1967; P.H. Platzman, P.A.Wolff. Phys. Rev. Lett., 18, 290, 1967, G.Dumfer, S.Schultz, P.H.Schmidt, J. of Appl. Physics, 39, 397, 1968.
- [2] В.П.Силин, ЖЭТФ, 35, 1243, 1958.
- [3] В.П.Силин, ЖЭТФ, 33, 495, 1957.
- [4] М.Я.Азбель, В.И.Герасименко, И.М.Лифшиц, ЖЭТФ, 32, 1212, 1957.
- [5] В.П.Силин, ЖЭТФ, 55, 697, 1968.
- [6] Г.П.Алоджанц, Физика металлов и металловедение, 30, 3, 1970.
- [7] Г.П.Алоджанц, ЖЭТФ, 59, вып. 10, 1970.
- [8] J.Jafet. Solid state physics, 14, 1, 1963.
- [9] F.S.Hall. Phys. Rev., 128, 2524, 1962.
- [10] A.W.Overhauser, A.M.de Graaf, Phys. Rev., 168, 763, 1968.
- [11] J.Jafet. Phys. Rev., 85, 478, 1952.
- [12] У.Харрисон, Псевдопотенциалы в теории металлов. М., Изд. Мир., 1968.

Письма в ЖЭТФ, том 12, стр. 161 — 165

5 августа 1970 г.

### ФОРМА ЛИНИИ ДВУХФОТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В ПОЛЕ СТОЯЧЕЙ ВОЛНЫ В ГАЗАХ

Л.С.Василенко, В.П.Чеботарев, А.В.Шиманов

Анализу различных нелинейных явлений, возникающих при взаимодействии сильного поля с веществом, посвящено большое число работ [1, 2]. Цель этой

работы обратить внимание на новые важные и физически интересные особенности, которые возникают при резонансном двухфотонном поглощении в газе в сильном поле стоячей волны.

1. Как известно [3], двухфотонное поглощение является эффектом второго приближения теории возмущений. Обычно двухфотонное поглощение рассматривается как процесс, происходящий через определенные реальные или виртуальные состояния. Принимая затухание уровней равным  $\gamma_k$ , система уравнений для амплитуды вероятности поглощения запишется в виде:

$$i\hbar \left( \frac{d a_k}{dt} + \gamma_k a_k \right) = \sum_m V_{km}(t) a_m. \quad (1)$$

Для простоты мы ограничимся рассмотрением только трех уровней. Тогда для амплитуды вероятности двухфотонного поглощения получим:

$$a_3^{(2)} = \frac{e^{-\gamma_3 t}}{(\hbar)^2} \int_0^t V_{32}(t_1) e^{(\gamma_3 - \gamma_2)t_1} \int_0^{t_1} V_{21}(t_2) e^{\gamma_2 t_2} dt_2 dt_1, \quad (2)$$

где  $V_{km}(t)$  — матричный элемент гамильтониана взаимодействия поля с атомом.

При взаимодействии с бегущей волной учет движения атомов прост: резонансная частота атома испытывает сдвиг  $k v$ . В результате усреднения по всем скоростям форма линии испытывает обычное доплеровское уширение. Поместим атомную систему в поле стоячей волны, которую представим как сумму двух бегущих в противоположных направлениях волн. Вероятность двухфотонного поглощения оказывается равной.

$$W(2\omega) = \frac{|V_{21}|^2 |V_{32}|^2}{16\hbar^4 (\omega_{21} - \omega)^2} \left\{ \frac{1}{[(\Omega - 2kv)^2 + \gamma_3^2]} + \frac{1}{[(\Omega + 2kv)^2 + \gamma_3^2]} + \frac{1}{\Omega^2 + \gamma_3^2} \right\}, \quad (3)$$

где  $\Omega$  — частота сильного поля.

Первые два слагаемые в (3) соответствуют независимому взаимодействию атомов с двумя бегущими волнами. При этом каждая из двух бегущих волн "выбирает" лишь те атомы, с которыми поле оказывается в резонансе с учетом доплеровского сдвига  $k v$ <sup>1)</sup>. В случае, когда расстройка  $\Omega = \omega_{31} - 2\omega \gg \gamma_3$ , второе слагаемое можно не учитывать в поглощении в поле стоячей волны. описываемой суммой поглощений для двух бегущих волн. В этом случае с каждой из волн взаимодействуют различные атомы. Второе слагаемое в (3) имеет интерференционное происхождение и играет существенную роль при  $\Omega \sim \gamma_3$ . Вклад этого члена не зависит от скорости атома. Это явление можно интерпретировать как компенсацию доплеровского сдвига при взаимодействии атома со встречными волнами. Как интерференционное, это явление возникает только при рассмотрении его в следующем за линейным приближении

<sup>1)</sup> Здесь можно провести аналогию с резонансным однофотонным поглощением, вероятность которого, как известно [4], в зависимости от скорости атома для бегущей волны описывается выражением, сходным с первыми двумя слагаемыми в (3).



по полю. Так как двухфотонный процесс в линейном приближении совсем не наблюдается, интерференционные явления главным образом и определяют форму линии двухфотонного поглощения в газе в поле стоячей волны.

В системе центра инерции на этом, движущийся со скоростью  $v$ , действуют два поля с частотами  $\omega_1 = \omega + kv$  и  $\omega_2 = \omega - kv$ . Отсюда сумма частот  $\omega_1 + \omega_2 = 2\omega$  находится в резонансе с атомами независимо от их скорости, если  $\omega_{31} \approx 2\omega$ . Усредняя (3) по скоростям и учитывая, что мощность двухфотонного поглощения равна  $P(2\omega) = \hbar \omega_{31} 2\gamma_3 W(2\omega)$ , получим:

$$\langle P(2\omega) \rangle_M = \frac{|V_{21}|^2 |V_{32}|^2 \omega_{31}}{8\hbar^3 (\omega_{21} - \omega)^2} \left\{ \frac{\sqrt{\pi}}{2k\bar{v}} e^{-\Omega^2/(2k\bar{v})^2} + \frac{2\gamma_3}{\Omega^2 + \gamma_3^2} \right\}. \quad (4)$$

На рис. 1 показана зависимость мощности двухфотонного поглощения от частоты.

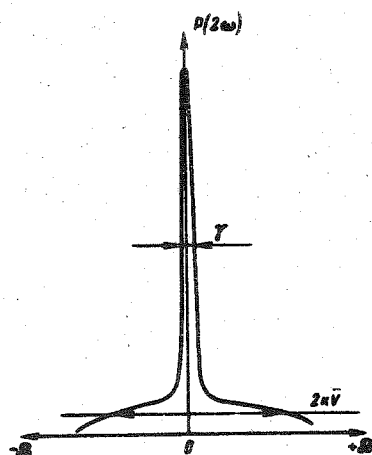


Рис. 1. Зависимость мощности двухфотонного поглощения от частоты. Отношение амплитуды пика к амплитуде доплеровской подкладки равно  $4k\bar{v}/\sqrt{\pi}\gamma$ , т. е. может быть существенно больше 1

2. При учете ангармонизма колебаний молекул можно рассмотреть двухфотонное поглощение в двухуровневой системе, полагая, что дипольные моменты молекул определенным образом ориентированы (например, постоянным электрическим полем). Для этого случая выражение для мощности двухфотонного поглощения будет иметь вид:

$$\langle P(2\omega) \rangle_M = \frac{|V_{21}|^2 |V_{11} - V_{22}|^2}{2\hbar^3 \omega_{21}} \left\{ \frac{\sqrt{\pi}}{2k\bar{v}} e^{-\Omega^2/(2k\bar{v})^2} + \frac{2\gamma_2}{\Omega^2 + \gamma_2^2} \right\} \quad (5)$$

Важное отличие этого случая от рассмотренного выше заключается в том, что двухфотонные переходы осуществляются между уровнями, на которых разрешен однофотонный переход в дипольном приближении. Это создает возможность излучения при переходе  $2 \rightarrow 1$  фотона с частотой  $\omega_{12}$  [5]. В квазиклассическом приближении [6] можно найти зависимость мощности излучения на

частоте  $2\omega$  в поле стоячей волны:

$$\langle P(2\omega) \rangle_M = \frac{2\omega_{12}|V_{21}|^2|V_{11}-V_{22}|^2|P_{12}|^2}{3c^3\hbar^4\gamma_2} \left\{ \frac{\sqrt{\pi}}{2k\tilde{\nu}} e^{-\Omega^2/(2k\tilde{\nu})^2} + \frac{2\gamma_2}{\Omega^2 + \gamma_2^2} \right\} \quad (6)$$

где  $P_{12}$  — матричный элемент дипольного момента перехода.

Здесь была вычислена мощность трехфотонного поглощения в поле стоячей волны в газе. Ее параметры сильно отличаются от случая двухфотонного поглощения. Хотя вероятность поглощения имеет пик в центре линии, контрастность пика в центре линии для трехфотонного поглощения иначе, чем в двухфотонном. Так при трехфотонном поглощении происходит частичная компенсация доплеровского сдвига, поэтому интерференционный член в мощности поглощения имеет ширину  $k\tilde{\nu}$ :

$$\langle P(3\omega) \rangle_M = \frac{27|V_{21}|^2|V_{22}-V_{11}|^2\sqrt{\pi}}{64\hbar^5\omega_{21}^3k\tilde{\nu}} \left\{ e^{-\Omega^2/(3k\tilde{\nu})^2} + 27e^{-\Omega^2/(k\tilde{\nu})^2} \right\} \quad (7)$$

В центре линии атом взаимодействует с обеими волнами, так что эффективное поле, действующее на атом, увеличивается. Отсюда и следует увеличение поглощения в центре линии по сравнению со случаем атома в поле бегущей волны. Зависимость мощности трехфотонного поглощения от частоты показана на рис. 2.

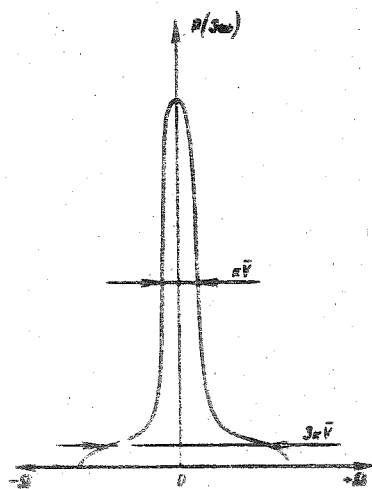


Рис. 2. Зависимость мощности трехфотонного поглощения от частоты

4. Перечисленные эффекты многофотонного поглощения в газах в поле стоячей волны наиболее просто, по-видимому, наблюдать, поместив поглощающую среду внутрь резонатора. Легко показать, что на зависимости мощности генерации от частоты в центре линии поглощения возникнет провал, причем глубина провала может быть очень большой.

Описанные явления представляют физический интерес, открывая принципиально новые возможности для спектроскопии, стабилизации частоты мощных лазеров и ряда других областей.

Институт физики полупроводников  
Академии наук СССР  
Сибирское отделение

Поступила в редакцию  
1 июля 1970 г.

#### Литература

- [1] А.М.Бонч-Бруевич, В.А.Ходовой, УФН, 85, вып. 1, 1965.
- [2] Н.Бломберген. Нелинейная оптика, М., 1966.
- [3] M.Göppert - Mayer, Ann. der Physik, 9Bd 1931.
- [4] С.Г.Раутиан, Докт. дисс.; Труды ФИАН, т. 85, Нелинейная оптика.
- [5] Y.Ueda, K.Shimoda. J.Phys. Soc. Japan, 28, 1, 1970.
- [6] Л.Шифф. Квантовая механика, М., 1957.

А К А Д Е М И Я   Н А У К   С С С Р

---

# **ЖУРНАЛ ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ**

**ТОМ 49**

*ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК*



**«НАУКА»  
ЛЕНИНГРАДСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ  
1980**

БЕЗДОППЛЕРОВСКИЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ ПРОЦЕССЫ  
В СИЛЬНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

А. К. Попов и В. М. Шалаев

Показано, что с увеличением интенсивности накачки компенсация доплеровского уширения двухфотонного перехода во встречных волнах исчезает. Наоборот, узкий бездоплеровский резонанс оказывается возможным в поле излучения с двумя различными частотами, причем не только в схеме двухфотонного поглощения, но и в схеме комбинационного рассеяния. Поскольку частоты накачки можно выбрать так, чтобы расстройка относительно промежуточного уровня была мала, появляется дополнительная возможность увеличения вероятности бездоплеровских переходов. Сформулированы условия получения узких бездоплеровских резонансов в полях разных частот. Показаны возможности резкого увеличения нелинейных восприимчивостей для резонансных четырехфотонных процессов за счет указанного явления. Сделаны оценки условий наблюдения предсказанного явления в парах натрия. Явление может наблюдаться при умеренных интенсивностях накачки порядка  $1 \text{ кВт/см}^2$ .

Представления о ступенчатых и многофотонных процессах играют важную роль в современной физике. Эти понятия были введены на основе теории возмущений. В сильных полях частотно-корреляционные свойства радиационных процессов, дискриминирующие различные процессы, претерпевают изменения, что сопровождается изменением доплеровских ширины линий излучения и поглощения [1]. В частности, в [1] было показано, что бездоплеровские процессы в сильных полях возможны даже в тех случаях, когда они невозможны в слабых полях. Это относится, в частности, к процессам типа комбинационного рассеяния. Условия бездоплеровской спектроскопии в слабых полях были рассмотрены позднее в работах [2, 3] (Библиографию работ см. также в [4]). В [1] исследовалось изменение формы линии поглощения и испускания слабого поля в присутствии сильного. В настоящей работе дано развитие и обобщение результатов на случай, когда оба поля могут сильно возмущать атомную систему. Показано, что условия бездоплеровского поглощения и рассеяния излучения при этом могут существенно меняться. Бездоплеровские переходы в сильных полях представляют значительный интерес для физики селективного воздействия на вещество, лазеров на ВКР и с оптической накачкой. Исследована роль указанных явлений при резонансных четырехфотонных параметрических взаимодействиях в газах. Показаны возможности увеличения на несколько порядков нелинейной восприимчивости и коэффициента преобразования излучения.

## Основные выражения

Рассмотрим квазирезонансное взаимодействие двух сильных монохроматических полей с трехуровневой системой (см. рисунок, а), предполагая, что каждое поле взаимодействует лишь с одним переходом. Для схемы переходов типа комбинационного рассеяния (см. рисунок, б) результаты могут быть получены путем простых замен в окончательных выражениях для схемы рисунка, а.

В стационарном приближении система уравнений для элементов матрицы плотности сводится к системе алгебраических уравнений

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ЖУРНАЛ  
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ  
И  
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ  
ФИЗИКИ

Том 62

(ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК)

2

МОСКВА • 1972

## О ПОЛЕВОМ РАСЩЕПЛЕНИИ ФИОЛЕТОВЫХ ЛИНИЙ КАЛИЯ

Ю. М. Кирип, С. Г. Раутиан, В. П. Сафонов,  
Б. М. Черноброд

Экспериментально подтверждена гипотеза о четырехфотонной параметрической природе фиолетового излучения атомов калия ( $\lambda 4044/47 \text{ \AA}$ , переходы  $5P_{3/2, 1/2} - 4S_{1/2}$ ) при облучении их полем мощного излучения рубинового лазера и его стоксовым ВКР в нитробензоле. Сообщается о наблюдении самофокусировки в парах калия ВКР излучения рубинового лазера в нитробензоле. Дан теоретический анализ общих закономерностей расщепления термов многоуровневых систем в нескольких сильных монохроматических полях. Проводится интерпретация структуры фиолетового излучения как результата полевого расщепления термов.

## 1. Введение

В работе [1] нами сообщалось о наблюдении структуры фиолетового излучения ( $\lambda = 4044/47 \text{ \AA}$ , переходы  $5P_{3/2, 1/2} - 4S_{1/2}$ , рис. 1) паров калия при одновременном облучении их гигантским импульсом рубинового лазера ( $\omega_R$ ) и стоксовым ВКР его излучения в нитробензоле ( $\omega_s$ ). Излучение рубинового лазера резонансно с переходом  $4P_{3/2} - 6S_{1/2}$ , а излучение ВКР — с переходом  $4S_{1/2} - 4P_{3/2}$ . Фиолетовое излучение интерпретировалось как четырехфотонный параметрический процесс, в котором поглощаются фотоны  $\omega_R$  и  $\omega_s$ , а излучаются инфракрасный фотон  $\omega_i$  (переход  $6S_{1/2} - 5P_{3/2}$ ) и фиолетовый фотон  $\omega_f$ . Структура фиолетового излучения, имеющая вид провалов в линии излучения, интерпретировалась как компоненты линии поглощения, возникающие в результате полевого расщепления терма  $5P_{3/2}$ . Это расщепление мы связывали с взаимодействием атомов калия с тремя мощными монохроматическими полями: полем излучения рубинового лазера, полем инфракрасного излучения вынужденного электронного комбинационного рассеяния (ВЭКР) на атомах калия (переходы  $4P_{3/2} - 6S_{1/2} - 5P_{3/2}$ ) и полем инфракрасного излучения, резонансного с переходом  $6S_{1/2} - 5P_{3/2}$ .

Исследования излучения паров калия в инфракрасной области, проведенные авторами [2], позволили уточнить и дополнить гипотетическую модель трех полей. Были обнаружены все линии каскада  $6S_{1/2} - 4S_{1/2}$ , ко-

| Переходы                | Частота<br>линий, см <sup>-1</sup> | Ширина<br>линий,<br>см <sup>-1</sup> | Переходы                       | Частота<br>линий, см <sup>-1</sup> | Ширина<br>линий,<br>см <sup>-1</sup> |
|-------------------------|------------------------------------|--------------------------------------|--------------------------------|------------------------------------|--------------------------------------|
| $6 S_{1/2} - 5 P_{3/2}$ | 2730,4                             | 1,5 ÷ 3,0                            | $5 P_{1/2} - 3 D_{3/2}$        | 3167,0                             | 0,5                                  |
| $6 S_{1/2} - 5 P_{1/2}$ | 2749,2                             | 0,8                                  | $3 D_{3/2} - 4 P_{3/2}$        |                                    |                                      |
| $5 P_{3/2} - 5 S_{1/2}$ | 3693,2                             | 1,2                                  | $3 D_{3/2} - 4 P_{1/2}$        |                                    |                                      |
| $5 P_{1/2} - 5 S_{1/2}$ | 3674,4                             | 1,0                                  | $3 D_{3/2} - 4 P_{1/2}$        | 8491,5                             | 1,2                                  |
| $5 P_{3/2} - 3 D_{5/2}$ | 3183,45                            | 0,5                                  | $5 S_{1/2} - 4 P_{3/2}$        | 8549,2                             | 1,2                                  |
| $5 P_{3/2} - 3 D_{3/2}$ | 3185,8                             | 0,5                                  | $5 S_{1/2} - 4 P_{1/2}$        | 7984,1                             | 1,3                                  |
|                         |                                    |                                      | $5 S_{1/2} - 4 P_{1/2}$        | 8041,8                             | 1,5                                  |
|                         |                                    |                                      | $4 P_{3/2} - 5 P_{3/2}$ (ВЭКР) | 2722,3                             | 0,5                                  |

торые совм  
ными из  
 $5P_{3/2} - 5S_{1/2}$   
 $\sim 10 \text{ кет.}$   
статочно  
( $pP_R \geq 1$ )  
излучения

тура фиол  
нентную и  
Линия  
ральную  
даемой ст  
В наст  
вых, пров  
ния, для  
вторых, н  
робензоле  
Бруевиче  
венно ска  
ку, далее,  
квазимоно  
бывался  
скольких  
деле 4 пр

Четыр  
нении сле

# РАДИАЦИОННОЕ ВОЗМУЩЕНИЕ ТЕРМОВ КАЛИЯ В ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ РУБИНОВОГО ОКГ

Ю.М.Кирип, Д.П.Ковалев, С.Г.Раутиан, Р.И.Соколовский

В работах [1 – 4] наблюдалось интенсивное направленное свечение паров калия при их облучении гигантским импульсом рубинового ОКГ ( $\nu = 14399 \text{ см}^{-1}$ ) и стоксовым ВКР этого импульса в нитробензоле ( $\nu = 13054 \text{ см}^{-1}$ ). Частоты переходов калия  $4S_{1/2} - 4P_{3/2}$  ( $\nu_{no} = 13042 \text{ см}^{-1}$ ) и  $4P_{3/2} - 6S_{1/2}$  ( $\nu_{mn} = 14407,8 \text{ см}^{-1}$ ) оказываются очень близкими к частотам ВКР и ОКГ соответственно, что и объясняет заселение возбужденных уровней, возможность отрицательного поглощения и мощное индуцированное испускание, обнаруженное в [1 – 4] на многих переходах. На рис. 1 эти переходы отмечены стрелками.

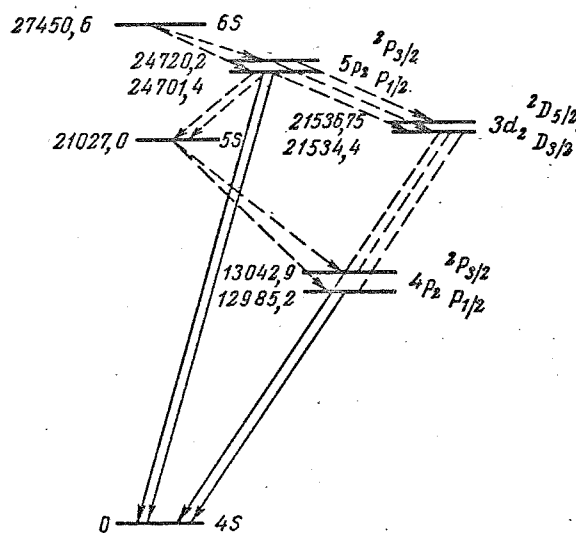


Рис. 1. Схема термовкалия

Мы исследовали излучение, лежащее в видимой области спектра и связанное с переходами  $4S_{1/2} - 4P_{3/2, 1/2}$  ( $\lambda = 7665/99 \text{ Å}$ ) и  $4S_{1/2} - 5P_{3/2, 1/2}$  ( $\lambda = 4044/47 \text{ Å}$ ). Нас интересовала тонкая структура этих линий (не изученная в [1 – 4], так как термы калия должны существенно возмущаться в поле излучения лазера.



Пары калия находились в стеклянной кювете с торцевыми окнами. Температура кюветы, определяющая давление паров, изменялась в разных опытах в интервале  $150 \pm 350^\circ\text{C}$ . Излучение рубинового ОКГ и ВКР направлялось вдоль оси кюветы. Наблюдение велось в том же направлении с помощью спектрографа ДФС-8 (1200 шт./мм, дисперсия 1,40 и 2,80 Å/мм, ширина аппаратной функции  $\Delta\nu_0 = 0,17 \text{ см}^{-1}$  и  $0,10 \text{ см}^{-1}$  для фиолетовых и красных линий соответственно).

Наиболее существенные экспериментальные результаты состоят в следующем.

1. Каждая из линий  $4S_{1/2} - 5P_{3/2, 1/2}$  имеет узкий "провал" (рис. 2, а) (см. вклейку), центр которого совпадает с частотой перехода. Общая ширина, включающая оба компонента, росла с увеличением мощности ОКГ и достигала в наших опытах  $3 \text{ см}^{-1}$ .

2. Линии на резонансных переходах не обладают дублетной структурой. Однако, обе имеют значительную ширину ( $0,5 \pm 1,0 \text{ см}^{-1}$ ) и сдвинуты (на  $0,7 \pm 1,7 \text{ см}^{-1}$ ) в красную сторону относительно частоты перехода (рис. 2, б).

3. Полоса поглощения, впервые наблюдаемая в [3] на фоне широкой линии ВКР в нитробензоле, наиболее рельефна при умеренной мощности лазера ( $\sim 1 \text{ мвт}$  рис. 2, в). По мере увеличения мощности полоса постепенно исчезает. Частота  $\nu_1$  центра полосы изменялась при температурном сканировании частоты  $\nu$  рубина, причем  $\Delta\nu_1 = -\Delta\nu$  (с точностью до  $0,05 \text{ см}^{-1}$ ). Абсолютное значение  $\nu_1$  и  $\nu$ , по нашим измерениям (с точностью  $0,1 \text{ см}^{-1}$ ), удовлетворяют равенству  $\nu = \nu_{m0} - u$ . Ширина полосы поглощения  $\sim 1 \text{ см}^{-1}$ .

Для интерпретации этих фактов будем считать, что волновая функция атома в поле рубинового ОКГ имеет вид [5].

$$\psi = \psi_m [A_1 e^{-i(\omega_m + \epsilon_1)t} + A_2 e^{-i(\omega_m + \epsilon_2)t}] + \psi_n [B_1 e^{-i(\omega_n - \epsilon_1)t} + B_2 e^{-i(\omega_n - \epsilon_2)t}]; \quad (1)$$

$$\epsilon_{1,2} = \frac{\Omega}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\Omega}{2}\right)^2 + G^2}; \quad \Omega = \omega - \omega_{mn}; \quad G = \left| \frac{p_{mn} E}{2\hbar} \right|. \quad (2)$$

Выражение (1) для  $\psi$  можно понимать как расщепление невырожденных состояний атома (рис. 3) обусловленное внешним полем [6 - 9].

Для перехода  $4P_{3/2} - 6S_{1/2}$  числовые значения параметров таковы

$$\Omega = -8 \text{ см}^{-1}; \quad G = 0,70\sqrt{P} \text{ см}^{-1},$$

где  $P$  — мощность излучения, выраженная в  $\text{Мвт/см}^2$ . При умеренных мощностях  $G \ll |\Omega|$  и тогда

$$\epsilon_1 \approx G^2/|\Omega|; \quad \epsilon_2 = -|\Omega| = G^2/|\Omega|. \quad (3)$$

Линия поглощения, согласно этой схеме, отвечает переходу атома из основного состояния на компонент  $\epsilon_2$  дублета<sup>1)</sup> состояния (рис. 3). С помощью (3) легко показать, что максимум поглощения должно быть на частоте  $\nu_1 = \nu_{m0} - \nu + G^2/|\Omega|$ . Такое соотношение выполняется на опыте (см. п. 3), за исключением члена  $G^2/|\Omega|$ , который в этих измерениях был мал.

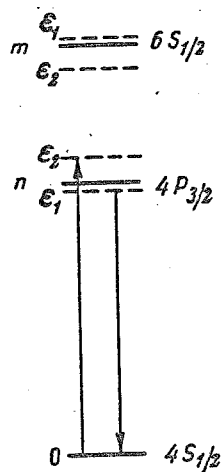


Рис. 3. Схема расщепления термов  $m(6S_{1/2})$ ,  $n(4P_{3/2})$  калия в поле гигантского импульса. Стрелки означают переходы, объясняющие линию поглощения и испускания

Линию излучения  $7665 \text{ \AA}$  можно интерпретировать как результат вынужденных переходов из компонента  $\epsilon_1$  дублета  $4P_{3/2}$  в основное состояние<sup>2)</sup> (рис. 3). Это согласуется с направлением и порядком величины сдвига ( $\epsilon_1 \sim 1 \text{ см}^{-1}$  для  $P \sim 20 \text{ Мвт/см}^2$ ), и с увеличением сдвига по мере возрастания  $P$ . Ширину линии  $7665 \text{ \AA}$  можно связывать с пространственной и временной неоднородностью гигантского импульса.

Таким образом, линии поглощения  $7660 \text{ \AA}$  и испускания  $7665 \text{ \AA}$  есть проявление радиационного расщепления термов  $4P_{3/2}$ ,  $6S_{1/2}$  калия.

Происхождение сдвига линии  $7699 \text{ \AA}$  менее ясно. Непосредственное взаимодействие с излучением рубинового ОКГ может привести лишь к незначительному сдвигу линии на порядок меньше наблюдаемого. По-видимому, процесс заселения уровня  $4P_{1/2}$  когерентно связывает его с термом  $4P_{3/2}$  и переносит на  $4P_{1/2}$  структуру последнего.

<sup>1)</sup> В нерезонансных условиях этот "переход" связан с двухквантовым поглощением и переходом  $0 \rightarrow m$ .

<sup>2)</sup> Аналогичный эффект в поглощении наблюдался в [10].

Симметричное уширение линий  $4044/47 \text{ \AA}$  заставляет предполагать новый тип возмущений атомных состояний  $5P$ . По-видимому, каскадное заселение  $6S \rightarrow 5P$  уровней  $5P$  происходит с помощью двух полей, отличающихся по частоте на величину порядка  $\epsilon_1$ . Это должно приводить к эффекту, аналогичному фазовой модуляции, которая характеризуется широким и симметричным спектром.

Несмотря на неясные места, можно считать установленным, что наблюдаемые эффекты связаны с расщеплением уровней атома во внешнем поле.

Институт физики полупроводников

Академии наук СССР  
Сибирское отделение

Поступило в редакцию  
17 октября 1968 г.

#### Литература

- [1] S. Yatsiv, W. G. Wagner, G. S. Picus, F. J. McClung. Phys. Rev. Lett., 15, 614, 1965.
- [2] M. Rokni, S. Yatsiv. Phys. Rev. Lett., 24A, 277, 1967.
- [3] М.Е.Мовсисян, Н.Н.Бадалян, В.А.Ирадян. Письма в ЖЭТФ, 6, 631, 1967.
- [4] P. P. Sorokin, N. S. Shiren, J. R. Lankard, E. C. Hammond, T. G. Kazyaka. Appl. Phys. Lett., 10, 44, 1967.
- [5] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика, §40, Физматгиз, 1948.
- [6] S. H. Autler, C. H. Townes. Phys. Rev., 100, 73, 1955.
- [7] В.М.Конторович, А.М.Прохоров. ЖЭТФ, 33, 1428, 1957.
- [8] С.Г.Раутиан, И.И.Собельман. ЖЭТФ, 41, 456, 1961.
- [9] А.М.Бонч-Бруевич, В.А.Ходовой. УФН, 93, 71, 1967.
- [10] Е.Б.Александров, А.М.Бонч-Бруевич, Н.Н.Костин, В.А.Ходовой. Письма в ЖЭТФ, 3, 85, 1966.

Вклейка к ст. Ю. М. Кирина и др. (стр. 7)

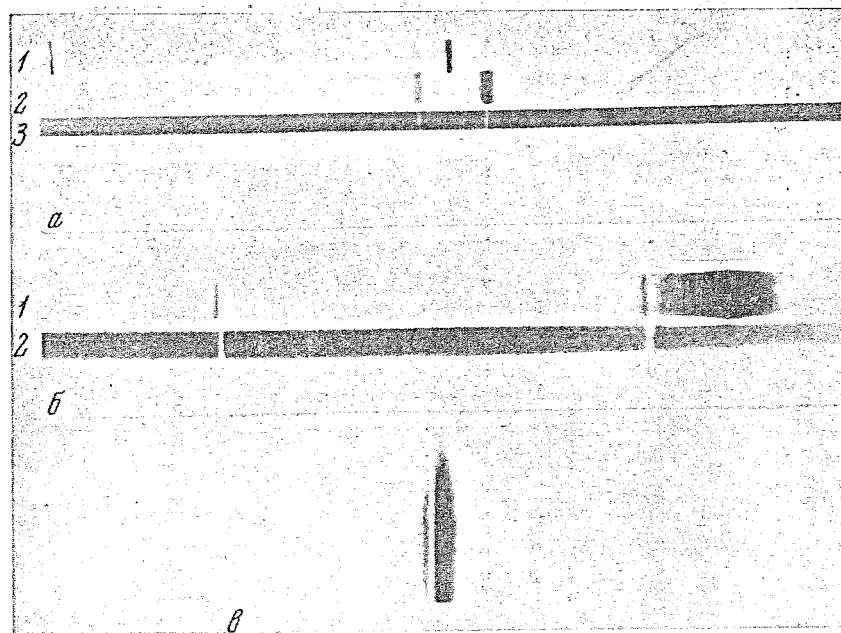


Рис. 2. Спектрограммы свечения и поглощения паров калия. *а* — Область линий 4044/47 Å: 1 — линии спектра железа во втором порядке дифракционной решетки 2 — свечения калия при облучении ОКГ и ВКР, 3 — спектр поглощения паров калия. *б* — Область линий 7665/99 Å: 1 — свечения калия при облучении ОКР и ВКР, 2 — спектр поглощения паров калия. *в* — Линия поглощения на фоне стоксовой линии ВКР

А К А Д Е М И Я   Н А У К   С С С Р

**ЖУРНАЛ  
ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ**

**ТОМ XXXVIII**

*ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК*



**ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»**

**ЛЕНИНГРАДСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ**

**1975**

**ЛЕНИНГРАД**

РАДИАЦИОННОЕ ВОЗМУЩЕНИЕ УРОВНЕЙ 4P, 4S АТОМОВ  
КАЛИЯ В СИЛЬНОМ ПОЛЕМ. П. Бондарева, Ю. М. Кирич, С. Г. Раутиан,  
В. П. Сафонов и Б. М. Черноброд

Наблюдено и исследовано несколько линий излучения и поглощения (некоторые из них наблюдались впервые) атомов калия в области  $\lambda \sim 0.76$  мкм (переход 4S—4P), возникающих при распространении мощных излучений рубинового лазера и его стоксова ВКР в нитробензоле через пары калия. Измерены частоты этих линий и определены направления и величины их полевых сдвигов. Результаты опытов интерпретируются с использованием концепции расщепления уровней атомов в сильных полях. Наблюдаемые линии рассматриваются как результат перехода атомов между квазиуровнями расщепленной системы; производится их отождествление с многофотонными процессами излучения и поглощения. Результаты теории сравниваются с данными опытов. Отмечается качественное их согласие.

## 1. Введение

При распространении мощного излучения в резонансной среде возникает целый ряд интересных нелинейных явлений. Простейшими и фундаментальными из них можно считать возникновение новых линий и их полевые сдвиги. В наиболее изученном случае прохождения через пары калия излучения рубинового лазера ( $\omega_R$ ) или его стоксового ВКР в нитробензоле ( $\omega_S$ ), или лазера на растворе красителя, или комбинации этих полей нами [1] и другими авторами [2-6] в области  $\lambda \sim 0.76$  мкм (переход 4P—4S) наблюдались новые линии (всего пять различных линий). В традиционной классификации радиационных процессов эти линии связываются с многофотонными процессами различных порядков. В ряде работ [7-11] развивается иная концепция, основой которой является анализ состояний атома во внешнем поле с последующим рассмотрением переходов между возмущенными состояниями.

В интересующем нас вопросе о числе и положении новых линий в области  $\lambda \sim 0.76$  мкм эта концепция позволяет легко показать, что в указанном выше случае (атомы калия возмущаются полями  $\omega_R$  и  $\omega_S$ ) должно наблюдаться двенадцать линий. При выключении поля  $\omega_R$  из них должны остаться шесть линий. В описываемых экспериментах с одним полем  $\omega_S$  наблюдались шесть линий, причем их полевые сдвиги качественно согласуются с предсказанием теории.

2. Расщепление четырехуровневой системы  
в сильных полях

Рассмотрим систему из четырех уровней (рис. 1). Уровни 0—1, 1' и 1, 1'—2 связаны дипольными переходами. На систему действует два сильных поля с несущими частотами  $\omega_S = \omega_{1,0} + \Omega_1$  и  $\omega_R = \omega_{2,1} + \Omega_2$ , где  $\omega_{1,0}$  и  $\omega_{2,1}$  — частоты переходов 1—0 и 2—1 соответственно. В нашем случае  $\Omega_1 = 12$  см<sup>-1</sup>,  $\Omega_2 = -8$  см<sup>-1</sup>. Поля предполагаются резонансными, т. е.  $|\Omega_1| \ll \omega_{1,0}$ ;  $|\Omega_2| \ll \omega_{2,1}$ , а также квазимонохроматическими, т. е. ширины спектров полей меньше расстройки от резонанса  $|\Delta \omega_{R,S}| < |\Omega_{2,1}|$ , так

что правомерен квазистационарный подход. Учет взаимодействия атома с такими полями (см. Приложение) показывает, что амплитуда вероятности состояний  $(0, 1, 1', 2)$  оказывается промодулированной с четырьмя различными частотами (П. 5), что на спектральном языке означает расщепле-

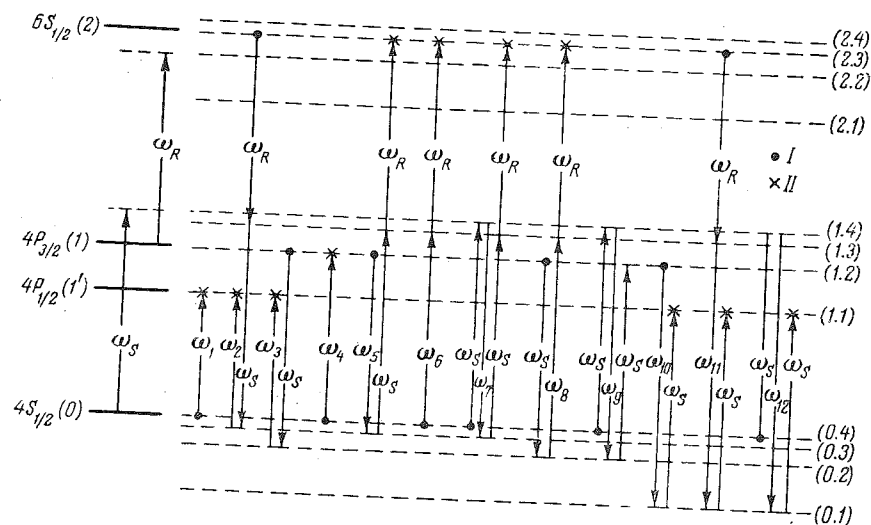


Рис. 1. Схема расщепления четырехуровневой системы  $(0, 1, 1', 2)$  в сильных полях:  $\omega_R = \omega_{1,2} + \Omega_2$  ( $\Omega_2 \approx -8 \text{ см}^{-1}$ ) и  $\omega_S = \omega_{0,1} + \Omega_1$  ( $\Omega_1 \approx 12 \text{ см}^{-1}$ ) и картина многофотонных процессов.

Стрелки, обращенные вверх, означают поглощение фотона, вниз — излучение фотона, I — начальное, II — конечное состояние процесса.

ние уровня на четыре компонента. В рамках таких представлений новые линии в излучении или поглощении будут соответствовать переходам между подуровнями, возникшими в результате расщепления. Схема расщепления представлена на рис. 1. Пунктирные линии соответствуют расщепленным подуровням. Подуровни состояний  $1$  и  $1'$  совпадают (П. 6). Между подуровнями  $j = 1, 2, 3, 4$  состояний  $l = 1, 1', 0$ , возможно 16 переходов  $((l_1 j_1) - (l_2 j_2), l_1 \neq l_2)$ , 12 из которых с  $j_1 \neq j_2$  приводят к появлению ли-

| Частота                                                    | Число фотонов                                  | Начальное состояние | Конечное состояние | Знак при $N_0 > N_1 > N_2 > N_1$ |
|------------------------------------------------------------|------------------------------------------------|---------------------|--------------------|----------------------------------|
| $\omega_1 = \omega_S + \varepsilon_1 - \varepsilon_4$      | 1 ( $\omega_1$ )                               | 0                   | 1'                 | п                                |
| $\omega_2 = \omega_S + \varepsilon_1 - \varepsilon_3$      | 4 ( $\omega_2, \omega_S, \omega_R$ )           | 2                   | 1'                 | п                                |
| $\omega_3 = \omega_S + \varepsilon_1 - \varepsilon_2$      | 2 ( $\omega_3, \omega_S$ )                     | 1                   | 1'                 | п                                |
| $\omega_4 = \omega_S + \varepsilon_2 - \varepsilon_4$      | 1 ( $\omega_4$ )                               | 0                   | 1                  | п                                |
| $\omega_5 = \omega_S + \varepsilon_2 - \varepsilon_3$      | 3 ( $\omega_5, \omega_S, \omega_R$ )           | 1                   | 2                  | у                                |
| $\omega_6 = \omega_S + \varepsilon_3 - \varepsilon_4$      | 2 ( $\omega_6, \omega_R$ )                     | 0                   | 2                  | п                                |
| $\omega_7 = \omega_S - (\varepsilon_3 - \varepsilon_4)$    | 4 ( $\omega_7, \omega_S, \omega_S, \omega_R$ ) | 0                   | 2                  | у                                |
| $\omega_8 = \omega_S - (\varepsilon_2 - \varepsilon_3)$    | 3 ( $\omega_8, \omega_S, \omega_R$ )           | 1                   | 2                  | п                                |
| $\omega_9 = \omega_S - (\varepsilon_2 - \varepsilon_4)$    | 3 ( $\omega_9, \omega_S, \omega_S$ )           | 0                   | 1                  | у                                |
| $\omega_{10} = \omega_S - (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)$ | 2 ( $\omega_{10}, \omega_S$ )                  | 1                   | 1'                 | у                                |
| $\omega_{11} = \omega_S - (\varepsilon_1 - \varepsilon_3)$ | 3 ( $\omega_{11}, \omega_S, \omega_R$ )        | 2                   | 1'                 | у                                |
| $\omega_{12} = \omega_S - (\varepsilon_1 - \varepsilon_4)$ | 3 ( $\omega_{12}, \omega_S, \omega_S$ )        | 0                   | 1'                 | у                                |

Примечание. п — поглощение, у — усиление.

что правомерен квазистационарный подход. Учет взаимодействия атома с такими полями (см. Приложение) показывает, что амплитуда вероятности состояний  $(0, 1, 1', 2)$  оказывается промодулированной с четырьмя различными частотами (П. 5), что на спектральном языке означает расщепле-

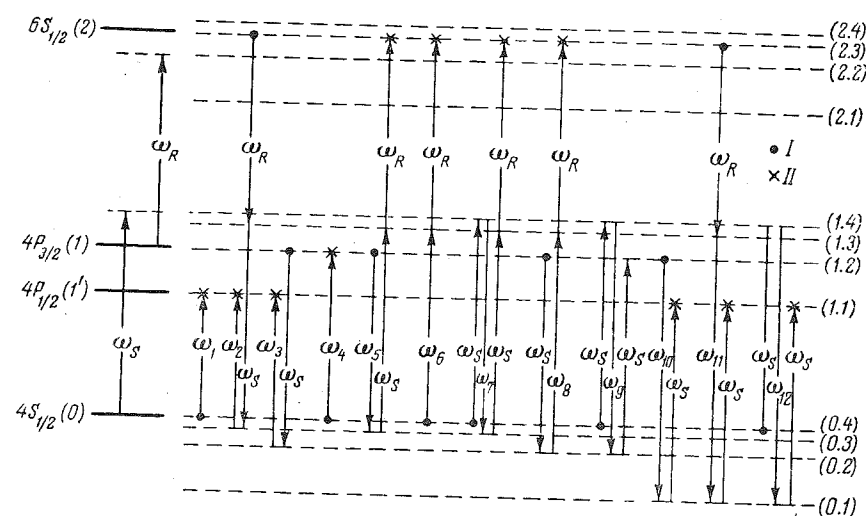


Рис. 1. Схема расщепления четырехуровневой системы  $(0, 1, 1', 2)$  в сильных полях:  $\omega_R = \omega_{1,2} + \Omega_2$  ( $\Omega_2 \approx -8 \text{ см}^{-1}$ ) и  $\omega_S = \omega_{0,1} + \Omega_1$  ( $\Omega_1 \approx 12 \text{ см}^{-1}$ ) и картина многофотонных процессов.

Стрелки, обращенные вверх, означают поглощение фотона, вниз — излучение фотона, I — начальное, II — конечное состояние процесса.

ние уровня на четыре компонента. В рамках таких представлений новые линии в излучении или поглощении будут соответствовать переходам между подуровнями, возникшими в результате расщепления. Схема расщепления представлена на рис. 1. Пунктирные линии соответствуют расщепленным подуровням. Подуровни состояний I и I' совпадают (П. 6). Между подуровнями  $j = 1, 2, 3, 4$  состояний  $l = 1, 1', 0$ , возможно 16 переходов  $((l_1 j_1) - (l_2 j_2))$ ,  $l_1 \neq l_2$ , 12 из которых с  $j_1 \neq j_2$  приводят к появлению ли-

| Частота                                                    | Число фотонов                                  | Начальное состояние | Конечное состояние | Знак при $N_0 > N_1 > N_2 > N_1'$ |
|------------------------------------------------------------|------------------------------------------------|---------------------|--------------------|-----------------------------------|
| $\omega_1 = \omega_S + \varepsilon_1 - \varepsilon_4$      | 1 ( $\omega_1$ )                               | 0                   | 1'                 | п                                 |
| $\omega_2 = \omega_S + \varepsilon_1 - \varepsilon_3$      | 4 ( $\omega_2, \omega_S, \omega_R$ )           | 2                   | 1'                 | п                                 |
| $\omega_3 = \omega_S + \varepsilon_1 - \varepsilon_2$      | 2 ( $\omega_3, \omega_S$ )                     | 1                   | 1'                 | п                                 |
| $\omega_4 = \omega_S + \varepsilon_2 - \varepsilon_4$      | 1 ( $\omega_4$ )                               | 0                   | 1                  | п                                 |
| $\omega_5 = \omega_S + \varepsilon_2 - \varepsilon_3$      | 3 ( $\omega_5, \omega_S, \omega_R$ )           | 1                   | 2                  | у                                 |
| $\omega_6 = \omega_S + \varepsilon_3 - \varepsilon_4$      | 2 ( $\omega_6, \omega_R$ )                     | 0                   | 2                  | п                                 |
| $\omega_7 = \omega_S - (\varepsilon_3 - \varepsilon_4)$    | 4 ( $\omega_7, \omega_S, \omega_S, \omega_R$ ) | 0                   | 2                  | у                                 |
| $\omega_8 = \omega_S - (\varepsilon_2 - \varepsilon_3)$    | 3 ( $\omega_8, \omega_S, \omega_R$ )           | 1                   | 2                  | п                                 |
| $\omega_9 = \omega_S - (\varepsilon_2 - \varepsilon_4)$    | 3 ( $\omega_9, \omega_S, \omega_S$ )           | 0                   | 1                  | у                                 |
| $\omega_{10} = \omega_S - (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)$ | 2 ( $\omega_{10}, \omega_S$ )                  | 1                   | 1'                 | у                                 |
| $\omega_{11} = \omega_S - (\varepsilon_1 - \varepsilon_3)$ | 3 ( $\omega_{11}, \omega_S, \omega_R$ )        | 2                   | 1'                 | у                                 |
| $\omega_{12} = \omega_S - (\varepsilon_1 - \varepsilon_4)$ | 3 ( $\omega_{12}, \omega_S, \omega_S$ )        | 0                   | 1'                 | у                                 |

Примечание. п — поглощение, у — усиление.

ний, отличных по частоте от  $\omega_S$ . На языке многофотонных процессов эти линии классифицированы в таблице. Как видно из таблицы, линии разбиваются на две группы, симметричные по частоте относительно  $\omega_S$ ; каждой паре симметричных линий отвечают переходы между одними и теми же начальными и конечными состояниями. Симметричные линии имеют одинаковые по величине, но противоположные по знаку полевые сдвиги. Числа фотонов, участвующих в образовании симметричных линий, совпадают или отличаются на два. Переход должен происходить из состояния с большей концентрацией  $N_i$  атомов в состояние с меньшей концентрацией. В соответствии с этим составлена последняя колонка таблицы (для  $N_0 > N_1 > N_2 > N_1'$ ). Одной из линий симметричной пары отвечает усиление, другой — поглощение. Однако для симметричных линий существует параметрическое взаимодействие, что может привести к появлению обеих линий в излучении. При выключении поля  $\omega_R$  три пары исчезают, а три остаются. Линии, не приведенные в таблице, могут появляться лишь в результате вторичных процессов, т. е. когда хотя бы одно из приведенных в таблице полей станет настолько сильным, что приведет к расщеплению уровней атомов.

### 3. Описание экспериментальной установки

В нашей установке излучение рубинового лазера  $\omega_R$  мощностью до  $70 \text{ Мвт/см}^2$  ( $\tau \sim 25 \text{ нсек.}$ ) возбуждало в нитробензоле стоксову компоненту ВКР ( $\omega_S$ ) мощностью до  $10 \text{ Мвт/см}^2$  ( $\tau \sim 15 \text{ нсек.}$ ) и с шириной спектра  $\sim 4 \text{ см}^{-1}$ . Излучение  $\omega_S$ , или  $\omega_R$ , или  $\omega_S$  и  $\omega_R$  вместе проходило через кювету с парами калия длиной 15 см. Регистрация спектров паров калия, возмущенных сильным полем, могла производиться как в направлении, совпадающем с направлением распространения  $\omega_S$ , так и в противоположном.

Мы наблюдали как спектры излучения, так и спектры поглощения калия, возбужденного сильным полем. Наблюдение спектров поглощения производилось с помощью лазера на растворе бриллиантового зеленого красителя в глицерине. Спектр ЛРК был широк — около  $300 \text{ см}^{-1}$  — и перекрывал всю интересующую нас область частот вблизи  $\omega$  ( $4P_{3/2}, 1/2 - 4S_{1/2}$ ). Излучение ЛРК ослаблялось настолько, что не могло вызвать нелинейных эффектов в парах калия. Импульс ЛРК распространялся по кювете одновременно с сильным полем. Спектры в области  $0.76 \text{ мкм}$  регистрировались с помощью спектрографа ДФС-8 (дисперсия в первом порядке  $2.8 \text{ А/мм}$ ) на фотопластинках «Инфра-740». Одновременно с помощью спектрографа ДФС-13 измерялась длина волны излучения рубинового лазера. В качестве реперов использовались линии железа или D-линии калия. Спектрограммы обрабатывались на компараторе Аббе. Точность измерений определялась сравнительно большими ширинами линий и была не хуже  $0.5 \text{ см}^{-1}$ .

### 4. Результаты опытов и их обсуждение

4.1. Возбуждение атомов калия полем  $\omega_S$ . В случае, когда пары калия облучаются только излучением стоксова ВКР в нитробензоле ( $\omega_R$  отсекается фильтром), мы наблюдали шесть линий с частотами, отличными от  $\omega_S$ .

1. На спектрограмме рис. 2, А приведена линия поглощения  $\omega_4$ . На схеме рис. 1 данная линия соответствует переходу  $(0, 4) \rightarrow (1, 2)$ . Под действием поля  $\omega_S$  линия поглощения  $\omega_4$  смещается от частоты невозмущенного атомного перехода в «красную» сторону на  $0.6 \div 1.4 \text{ см}^{-1}$ . Наблюдаемое в опытах направление смещения совпадает с теоретическим — из таблицы и формул (П. 7) следует

$$\omega_4 = \omega_{1,0} - 2 \frac{G_{1,0}^2}{\Omega_1} - \frac{(G_{1',0})^2}{\Delta + \Omega_1},$$

$$\Delta = \omega_{1,0} - \omega_{1',0}.$$



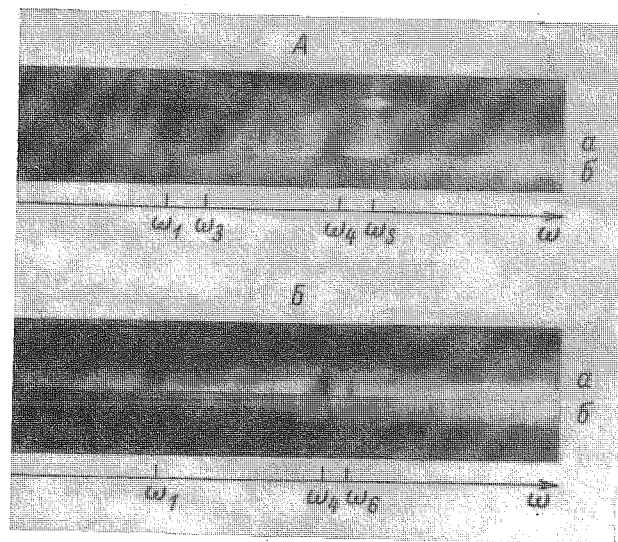


Рис. 2. Спектрограммы линий поглощения паров калия ( $\omega_1$ ,  $\omega_3$ ,  $\omega_4$ ,  $\omega_6$ ) на фоне широкого спектра излучения лазера на красителе  $\omega_{\text{ЛРК}}$  (слабое поле) в области перехода  $4S - 4P$  ( $\lambda \sim 0.76$  мкм) при действии сильных полей  $\omega_S$  (Aa) и  $\omega_R$  (Ba).

Aб и Bб — спектры сравнения (через кювету с парами калия распространяется только излучение  $\omega_{\text{ЛРК}}$ ).

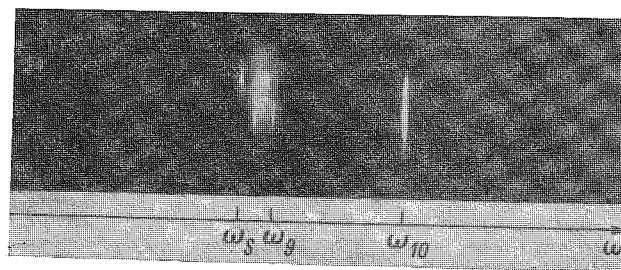


Рис. 3. Спектрограмма линии излучения паров калия  $\omega_9$  и спектр железа.

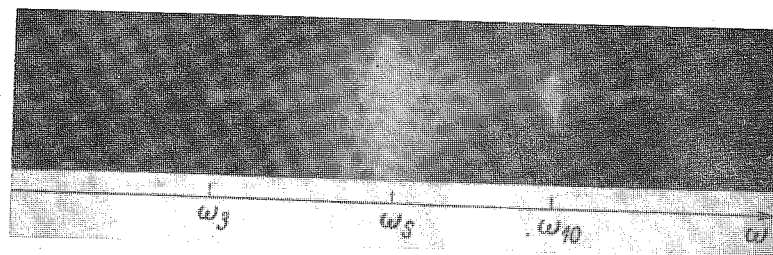


Рис. 4. Спектрограмма линий излучения паров калия  $\omega_3$ ,  $\omega_{10}$  и спектр железа.

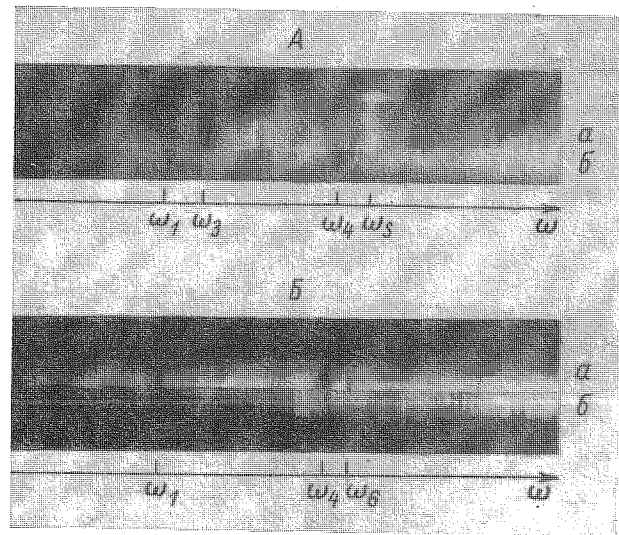


Рис. 2. Спектрограммы линий поглощения паров калия ( $\omega_1, \omega_3, \omega_4, \omega_6$ ) на фоне широкого спектра излучения лазера на красителе  $\omega_{\text{ЛРК}}$  (слабое поле) в области перехода  $4S - 4P$  ( $\lambda \sim 0.76$  мкм) при действии сильных полей  $\omega_s$  (Aa) и  $\omega_R$  (Ba).

Aб и Bб — спектры сравнения (через кювету с парами калия распространяется только излучение  $\omega_{\text{ЛРК}}$ ).

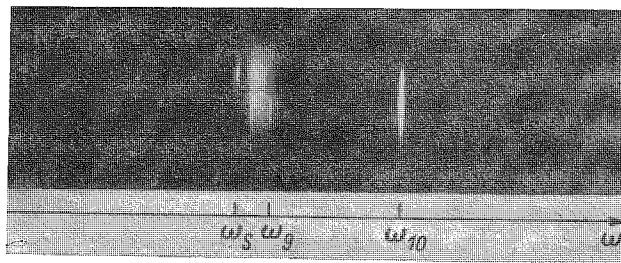


Рис. 3. Спектрограмма линии излучения паров калия  $\omega_9$  и спектр железа.

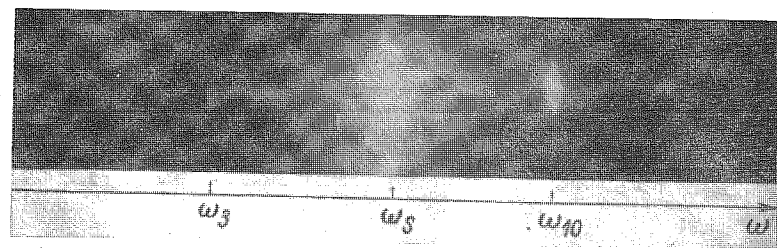


Рис. 4. Спектрограмма линий излучения паров калия  $\omega_3, \omega_{10}$  и спектр железа.

Здесь и ниже  $\omega_{l,k}$  — частота невозмущенного перехода  $l-k$ ,  $G_{l,k} = Ed_{l,k}/2\hbar$ ,  $d_{l,k}$  — матричный элемент дипольного момента,  $E$  — напряженность электрического поля, взаимодействующего с переходом  $l-k$ . Члены  $G^2/\Omega$ , описывающие полевой сдвиг линии, дают в этом случае отрицательный вклад в частоту.

2. При наблюдении в направлении слабой отраженной волны  $\omega_s$ , распространяющейся в кювете с калием навстречу сильному полю  $\omega_s$ , мы, как и авторы [6], предложившие эту схему опыта, регистрировали линию излучения  $\omega_9$  на переходе  $(1, 4) \rightarrow (0, 2)$  (рис. 1). Спектрограмма линии  $\omega_9$  представлена на рис. 3. На языке многофотонных процессов эта линия объясняется трехфотонным рассеянием, в результате которого поглощается два фотона  $\omega_s$  и излучается  $\omega_9$ , а атом переходит из состояния  $4S_{1/2}$  в  $4P_{3/2}$ . Измеренная частота  $\omega_9$  сдвинута от положения трехфотонного резонанса невозмущенного атома на  $\sim 1$  см $^{-1}$  в «фиолетовую» сторону, что находится в согласии с теорией. Действительно, из таблицы видно, что линия  $\omega_9$  симметрична (относительно  $\omega_s$ ) линии  $\omega_4$  и, следовательно, должна проявляться в излучении и иметь равный по величине, но противоположный по знаку полевой сдвиг.

3. При давлениях, больших  $10^{-2}$  тор, легко наблюдается линия излучения  $\omega_{10}$  (рис. 4) на переходе  $(1, 2) \rightarrow (0, 1)$ . Эта линия связана с двухфотонным переходом  $4P_{3/2} \rightarrow 4P_{1/2}$  с поглощением фотона  $\omega_s$ . Измеренная частота  $\omega_{10}$  немного (не более чем на  $0.6$  см $^{-1}$ ) смещена в «красную» сторону от значения  $(\omega_s + \Delta)$ . Этот результат согласуется с расчетом, который показывает, что полевой сдвиг линии  $\omega_{10}$  имеет отрицательный знак, а по величине примерно в два раза меньше сдвига линии  $\omega_4$

$$\omega_{10} = \omega_s + \Delta - \frac{G_{1,0}^2}{\Omega_1} + \frac{(G_{1',0})^2}{\Delta + \Omega_1}, \quad \frac{G_{1,0}^2}{\Omega_1} \approx 12 \frac{(G_{1',0})^2}{\Delta + \Omega_1}.$$

4. На спектрограмме рис. 2, A видна линия поглощения  $\omega_3$ . На схеме рис. 1 данная линия соответствует переходу  $(0, 2) \rightarrow (1, 1)$ . С точки зрения многофотонных процессов,  $\omega_3$  — результат комбинационного рассеяния (поглощается фотон  $\omega_s$ , излучается  $-\omega_s$ ). Ширина линии  $\omega_3$  при  $p = 3.8 \cdot 10^{-3}$  тор имеет величину равную  $2.2$  см $^{-1}$  и возрастает с увеличением давления. Центр линии поглощения  $\omega_3$  сдвинут от частоты двухфотонного резонанса  $(\omega_s - \Delta)$  на величину  $\leq 0.5$  см $^{-1}$  и направлен в «фиолетовую» сторону.

Таким образом, линия  $\omega_3$  в соответствии с теорией (см. таблицу) симметрична линии  $\omega_{10}$ .

В области давлений  $0.015 \div 0.08$  тор при мощности  $P_s \sim 5$  Мвт/см $^2$  линия  $\omega_3$  наблюдается в излучении (рис. 4). В этом случае ее частота в противоречие расчету оказывается сдвинутой в «красную» сторону на  $1 \div 3$  см $^{-1}$ . Указанная аномалия будет обсуждаться ниже.

5. Из расчета (см. таблицу и (II. 7)) следует, что под действием поля  $\omega_s$  линия поглощения  $\omega_1$  смещается в «красную» сторону на величину, примерно в два раза меньшую, чем линия  $\omega_4$

$$\omega_1 = \omega_{1,0} - \frac{G_{1,0}^2}{\Omega_1} - \frac{2G_{1',0}^2}{\Delta + \Omega_1}.$$

Однако измерить ее частоту не представлялось возможным, так как под действием поля  $\omega_s$  данная линия сильно уширяется. Ширина линии  $\omega_1$  в отсутствие поля  $\omega_s$  равна  $0.8$  см $^{-1}$  (рис. 2, Ab), а при включении поля  $\omega_s$  и том же давлении паров  $p = 3.8 \cdot 10^{-3}$  тор она увеличивается до  $6.2$  см $^{-1}$  (рис. 2, Aa). Подробнее уширение линии  $\omega_1$  и  $\omega_3$ , а также изменение спектра и угловой расходимости излучения ЛРК вблизи резонансов, отчетливо видных на рис. 2, Aa, будет обсуждаться в другой работе.

6. Наконец, на спектрограмме рис. 5 видна ранее не наблюдавшаяся линия  $\omega_{12}$ , соответствующая переходу  $(1, 4) \rightarrow (0, 1)$ . В классификации многофотонных процессов  $\omega_{12}$  является линией трехфотонного рассея-

ния, в результате которого поглощается два фотона  $\omega_S$ , излучается  $\omega_{12}$  и атом переходит из состояния  $4S_{1/2}$  в  $4P_{1/2}$ . Эта линия гораздо слабее остальных, что связано с большим выходом ее частоты из резонанса (рис. 1). Наблюдается она только на гиперсенсibilизированных пластинках. Частота  $\omega_{12}$  смещена от положения трехфотонного резонанса невозмущенного атома ( $\omega_{1,0} + \Delta + 2\Omega_1$ ) на  $0.5 \text{ см}^{-1}$  в высокочастотную сторону, что отвечает предсказанию расчета ( $\omega_{12}$  симметрична  $\omega_1$ ).

4.2. Возбуждение атомов калия полем  $\omega_R$ . При освещении паров калия только рубиновым лазером мы наблюдали в области  $0.76 \text{ мкм}$  три линии поглощения ( $\omega_1, \omega_4, \omega_6$ ), что находится в соответствии с расчетом. Спектрограмма с указанными линиями приведена на рис. 2, Б. Измерения показали, что линия  $\omega_4$  сдвинута на  $1.1 \text{ см}^{-1}$  в «красную» сторону, линия же  $\omega_1$  на большинстве кадров не имеет смещения. Полевой сдвиг линии  $\omega_6$  равен  $\sim 1.1 \text{ см}^{-1}$  (при  $\Omega_2 = -7.8 \text{ см}^{-1}$ ) и направлен в «фиолетовую» сторону. На языке многофотонных процессов линия  $\omega_6$  явля-

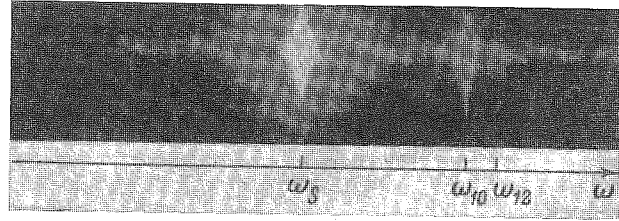


Рис. 5. Спектрограмма линии излучения паров калия  $\omega_{12}$ .

ется результатом двухфотонного поглощения, в результате которого атом переходит из состояния  $4S_{1/2}$  в  $6S_{1/2}$ . Эти результаты находятся в согласии с расчетом, из которого следует (см. таблицу и (II. 7))

$$\omega_1 = \omega_{1,0} - \frac{(G_{2,1'})^2}{\Delta - \Omega_2},$$

$$\omega_4 = \omega_{1,0} - \frac{G_{2,1}^2}{-\Omega_2},$$

$$\omega_6 = \omega_{1,0} - \Omega_2 + \frac{G_{2,1}^2}{-\Omega_2} + \frac{(G_{2,1'})^2}{\Delta - \Omega_2};$$

$$\frac{G_{2,1}^2}{-\Omega_2} \approx 8 \frac{(G_{2,1'})^2}{\Delta - \Omega_2}.$$

4.3. Возбуждение атомов калия полями  $\omega_R$  и  $\omega_S$ . При одновременном возмущении паров калия полями  $\omega_R$  и  $\omega_S$  мы наблюдали пять из двенадцати предсказанных расчетом линий —  $\omega_1, \omega_3, \omega_4, \omega_6, \omega_{10}$ .

1. Каждая из линий  $\omega_1, \omega_4$ , проявляющихся в этом случае в излучении, сдвинута в «красную» сторону на одинаковую величину  $1.2 \pm 0.5 \text{ см}^{-1}$  [1], т. е. направление сдвига согласуется с теорией, но величина сдвига линии  $\omega_1$  превосходит теоретическое значение не меньше, чем в два раза. Отметим также, что линии излучения  $\omega_1$  и  $\omega_4$  наблюдались только в сторону распространения однонаправленных волн  $\omega_R$  и  $\omega_S$ . Если в кювете с калием излучения  $\omega_S$  и  $\omega_R$  распространяются навстречу друг другу, то линии  $\omega_1, \omega_4$  не проявляются в излучении. Это говорит о существенной роли шестифотонных параметрических процессов [12] в развитии линий  $\omega_1, \omega_4$ . Возможно, большой сдвиг линии  $\omega_1$  связан с этим обстоятельством.

2. В области давлений  $0.05 \div 0.1$  тор наблюдается в излучении линия  $\omega_3$ . В этом случае  $\omega_3$  смещена в «фиолетовую» сторону, что находится в соответствии с теорией. Величина сдвига равна  $1 \div 2 \text{ см}^{-1}$ .

ния, в результате которого поглощается два фотона  $\omega_S$ , излучается  $\omega_{12}$  и атом переходит из состояния  $4S_{1/2}$  в  $4P_{1/2}$ . Эта линия гораздо слабее остальных, что связано с большим выходом ее частоты из резонанса (рис. 1). Наблюдается она только на гиперсенситивизированных пластинках. Частота  $\omega_{12}$  смещена от положения трехфотонного резонанса невозмущенного атома ( $\omega_{1,0} + \Delta + 2\Omega_1$ ) на  $0.5 \text{ см}^{-1}$  в высокочастотную сторону, что отвечает предсказанию расчета ( $\omega_{12}$  симметрична  $\omega_1$ ).

4.2. Возбуждение атомов калия полем  $\omega_R$ . При освещении паров калия только рубиновым лазером мы наблюдали в области  $0.76 \text{ мкм}$  три линии поглощения ( $\omega_1, \omega_4, \omega_6$ ), что находится в соответствии с расчетом. Спектрограмма с указанными линиями приведена на рис. 2, Б. Измерения показали, что линия  $\omega_4$  сдвинута на  $1.1 \text{ см}^{-1}$  в «красную» сторону, линия же  $\omega_1$  на большинстве кадров не имеет смещения. Полевой сдвиг линии  $\omega_6$  равен  $\sim 1.1 \text{ см}^{-1}$  (при  $\Omega_2 = -7.8 \text{ см}^{-1}$ ) и направлен в «фиолетовую» сторону. На языке многофотонных процессов линия  $\omega_6$  явля-

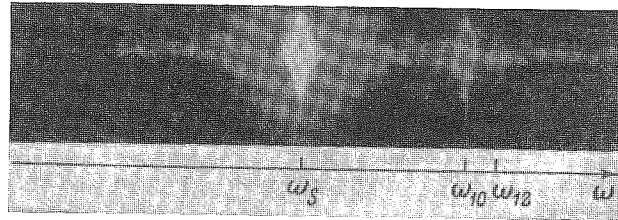


Рис. 5. Спектрограмма линии излучения паров калия  $\omega_{12}$ .

ется результатом двухфотонного поглощения, в результате которого атом переходит из состояния  $4S_{1/2}$  в  $6S_{1/2}$ . Эти результаты находятся в согласии с расчетом, из которого следует (см. таблицу и (П. 7))

$$\begin{aligned}\omega_1 &= \omega_{1,0} - \frac{(G_{2,1'})^2}{\Delta - \Omega_2}, \\ \omega_4 &= \omega_{1,0} - \frac{G_{2,1}^2}{-\Omega_2}, \\ \omega_6 &= \omega_{1,0} - \Omega_2 + \frac{G_{2,1}^2}{-\Omega_2} + \frac{(G_{2,1'})^2}{\Delta - \Omega_2}; \\ \frac{G_{2,1}^2}{-\Omega_2} &\approx 8 \frac{(G_{2,1'})^2}{\Delta - \Omega_2}.\end{aligned}$$

4.3. Возбуждение атомов калия полями  $\omega_R$  и  $\omega_S$ . При одновременном возмущении паров калия полями  $\omega_R$  и  $\omega_S$  мы наблюдали пять из двенадцати предсказанных расчетом линий —  $\omega_1, \omega_3, \omega_4, \omega_6, \omega_{10}$ .

1. Каждая из линий  $\omega_1, \omega_4$ , проявляющихся в этом случае в излучении, сдвинута в «красную» сторону на одинаковую величину  $1.2 \pm 0.5 \text{ см}^{-1}$  [1], т. е. направление сдвига согласуется с теорией, но величина сдвига линии  $\omega_1$  превосходит теоретическое значение не меньше, чем в два раза. Отметим также, что линии излучения  $\omega_1$  и  $\omega_4$  наблюдались только в сторону распространения однонаправленных волн  $\omega_R$  и  $\omega_S$ . Если в кювете с калием излучения  $\omega_S$  и  $\omega_R$  распространяются навстречу друг другу, то линии  $\omega_1, \omega_4$  не проявляются в излучении. Это говорит о существенной роли шестифотонных параметрических процессов [12] в развитии линий  $\omega_1, \omega_4$ . Возможно, большой сдвиг линии  $\omega_1$  связан с этим обстоятельством.

2. В области давлений  $0.05 \div 0.1$  тор наблюдается в излучении линия  $\omega_3$ . В этом случае  $\omega_3$  смещена в «фиолетовую» сторону, что находится в соответствии с теорией. Величина сдвига равна  $1 \div 2 \text{ см}^{-1}$ .

3. Линия  $\omega_{10}$  имеет интенсивность, меньшую, чем в случае 4.1 и не обнаруживает смещения от частоты двухфотонного перехода, хотя из расчета следует, что при включении поля  $\omega_R$  смещение в «красную» сторону должно увеличиваться.

4. Измеренная частота линии поглощения  $\omega_6$  имеет в этом случае значение  $\omega_6 \simeq \omega_{1,0} - \Omega_2$ . Это объясняется тем, что полевые сдвиги, вызванные излучениями  $\omega_R$  и  $\omega_S$ , компенсируют друг друга

$$\omega_6 = \omega_{1,0} - \Omega_2 - \frac{G_{1,0}^2}{\Omega_1} + \frac{G_{2,1}^2}{-\Omega_2} - \frac{(G_{1',0})^2}{\Delta + \Omega_1} + \frac{(G_{2,1'})^2}{\Delta - \Omega_2}.$$

Линия  $\omega_7$  (рис. 1) должна в этих условиях проявляться в излучении. Однако частота  $\omega_7$  отличается от  $\omega_S$  всего на  $4 \text{ см}^{-1}$  и уширение излучения ВКР в парах калия препятствует ее наблюдению.

Отсутствие линий  $\omega_9, \omega_{12}$  можно объяснить тем, что под действием  $\omega_S, \omega_R$  населенности уровней  $1, 1'$  и  $0$  выравниваются.

Линии  $\omega_2, \omega_5, \omega_8, \omega_{11}$  будут иметь большой коэффициент усиления (поглощения) при значительной разности населенностей уровней  $6S_{1/2}$  и  $4P_{3/2, 1/2}$ , чего в наших условиях, по-видимому, нет. Об этом говорит также отсутствие в данных экспериментах линий с  $\omega \neq \omega_R$ , в области  $0.69 \text{ мкм}$  на переходе  $6S-4P$ .

Вернемся теперь к аномальному положению линий излучения  $\omega_3$  в случае 4.1 и  $\omega_{10}$  — в случае 4.3. Причиной того, что линия  $\omega_3$  проявилась в излучении, может быть четырехфотонный параметрический процесс, когда  $\omega_{10}$  приобретает большую интенсивность и вызывает излучение  $\omega_3$  на зеркальной относительно мощной волны  $\omega_S$  частоте

$$\omega_{10} + \omega_3 = \omega_{S_1} + \omega_{S_2},$$

где  $\omega_{S_1}$  и  $\omega_{S_2}$  — какие-либо фотоны из линии ВКР в нитробензоле. Это «вторичный» процесс в нашей классификации. Видимо, наиболее эффективно в образовании  $\omega_3$  будут участвовать те фотоны  $\omega_{S_1}, \omega_{S_2}$ , которые ближе к атомному резонансу  $\omega_{1,0}$ , т. е. более низкочастотные, чем центр линии  $\omega_S$ . Поэтому и  $\omega_3$  сдвигается в «красную» сторону (причем на удвоенную величину). Если включается  $\omega_R$  (случай 4.3), то линия поглощения  $\omega_6$  «уничтожает» низкочастотное крыло линии ВКР в нитробензоле и центр линии  $\omega_S$  смещается в «фиолетовую» сторону. Поэтому линии  $\omega_{10}$  и  $\omega_3$  сдвигаются в коротковолновую сторону относительно случая 4.1. Качественно приведенные рассуждения объясняют результаты эксперимента.

## 5. Заключение

Результаты проведенных исследований показали, что при возмущении паров калия одним из полей  $\omega_R, \omega_S$  число наблюдаемых линий полностью отвечает предсказаниям теории. В случае одновременного действия полей  $\omega_R$  и  $\omega_S$  мы регистрировали лишь пять из двенадцати предсказанных теорией линий. Наблюдению остальных линий препятствовало, по-видимому, неблагоприятное соотношение населенностей уровней  $4S, 4P, 6S$  и уширение излучения  $\omega_S$ . Что касается полевых сдвигов, то в этом вопросе положение несколько сложнее. С одной стороны, полевые сдвиги линий  $\omega_4, \omega_6, \omega_9, \omega_{12}, \omega_3$  (в поглощении),  $\omega_{10}$  находятся в согласии с теорией. С другой стороны, нами обнаружена аномалия в положении линий излучения  $\omega_1, \omega_3$ . Фундаментальность понятия полевого сдвига и простота его расчета не позволяют предполагать ошибочность теории и заставляют думать, что здесь мы имеем дело с явлением, не учтенным в расчете. Возможно, эти аномалии связаны с эффектами накопления в среде, а не с взаимодействием поля с отдельными атомами.

Волновую функцию четырехуровневой системы (рис. 1) будем искать в виде

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \sum_l a_l(t) \psi_l(\mathbf{r}) e^{-i\omega_l t},$$

где  $l=0, 1, 1', 2$ ,  $\psi_l(\mathbf{r})$  — невозмущенная функция  $l$ -го состояния. Выпишем в представлении взаимодействия систему уравнений для амплитуд вероятности  $a_l$ :

$$\left. \begin{aligned} \dot{a}_0 &= -iG_{0,1} e^{+i\Omega_1 t} a_1 - iG_{0,1'} e^{+i(\Omega_1+\Delta)t} a_{1'}, \\ \dot{a}_1 &= -iG_{1,0} e^{-i\Omega_1 t} a_0 - iG_{1,2} e^{+i\Omega_2 t} a_2, \\ \dot{a}_2 &= -iG_{2,1} e^{-i\Omega_2 t} a_1 - iG_{2,1'} e^{-i(\Omega_2-\Delta)t} a_{1'}, \\ \dot{a}_{1'} &= -iG_{1',0} e^{-i(\Omega_1+\Delta)t} a_0 - iG_{1',2} e^{+i(\Omega_2-\Delta)t} a_2. \end{aligned} \right\} \quad (\text{П. 1})$$

Обозначения  $G_{l,k}$ ,  $\Omega_{1,2}$ ,  $\Delta$  см. в тексте.

Решение системы (П. 1) будем искать в виде

$$\left. \begin{aligned} a_0 &= b_0 e^{+i\Omega_1 - i\varepsilon t}, \quad a_1 = b_1 e^{-i\varepsilon t}, \\ a_{1'} &= b_{1'} e^{-i(\varepsilon+\Delta)t}, \quad a_2 = b_2 e^{-i(\Omega_2+\varepsilon)t}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{П. 2})$$

где  $b_{0,1,1',2}$  — постоянные величины. Подставляя (П. 2) в (П. 1), имеем алгебраическую систему

$$\left. \begin{aligned} (\Omega_1 - \varepsilon) b_0 + G_{0,1} b_1 + G_{0,1'} b_{1'} &= 0, \\ G_{1,0} b_0 - \varepsilon b_1 + G_{1,2} b_2 &= 0, \\ G_{1,0} b_0 - (\varepsilon + \Delta) b_{1'} + G_{1',2} b_2 &= 0, \\ G_{2,1} b_1 + G_{2,1'} b_{1'} - (\Omega_2 + \varepsilon) b_2 &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (\text{П. 3})$$

Характеристический полином системы (П. 3) имеет вид

$$\left. \begin{aligned} (\varepsilon - \Omega_1)(\varepsilon + \Omega_2)(\varepsilon + \Delta)\varepsilon - |G_{1,2}|^2(\varepsilon + \Delta)(\varepsilon - \Omega_1) - |G_{1',2}|^2(\varepsilon - \Omega_1)\varepsilon - \\ - |G_{1,0}|^2(\varepsilon + \Omega_2)(\varepsilon + \Delta) - |G_{1',0}|^2(\varepsilon + \Omega_2)\varepsilon - |G_{1,0}G_{1',2} - G_{1',0}G_{1,2}|^2 = 0. \end{aligned} \right\} \quad (\text{П. 4})$$

Полином (П. 4) четвертого порядка и имеет четыре корня, поэтому амплитуды  $a_l$  имеют вид

$$\left. \begin{aligned} a_0(t) &= \left( \sum_{j=1}^4 b_{0,j} e^{-i\varepsilon_j t} \right) e^{+i\Omega_1 t}, \\ a_1(t) &= \sum_{j=1}^4 b_{1,j} e^{-i\varepsilon_j t}, \\ a_{1'}(t) &= \left( \sum_{j=1}^4 b_{1',j} e^{-i\varepsilon_j t} \right) e^{-i\Delta t}, \\ a_2(t) &= \left( \sum_{j=1}^4 b_{2,j} e^{-i\varepsilon_j t} \right) e^{-i\Omega_2 t}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{П. 5})$$

где  $b_{l,j}$  — постоянные величины.

Каждая амплитуда  $a_l(t)$  промодулирована с четырьмя частотами. В спектроскопическом смысле это эквивалентно расщеплению уровня  $l$  на четыре подуровня. Энергии подуровней даются выражениями для уровней 0, 1, 1', 2 соответственно

$$\begin{aligned} E_0^j &= E_0 - \hbar\Omega_1 + \hbar\varepsilon_j, \quad E_1^j = E_1 + \hbar\varepsilon_j, \\ E_{1'}^j &= E_{1'} + \hbar\Delta + \hbar\varepsilon_j, \quad E_2^j = E_2 + \hbar\Omega_2 + \hbar\varepsilon_j, \end{aligned}$$

где  $j$  — номер подуровня. Энергии подуровней  $E_1^j$  и  $E_{1'}^j$  совпадают, действительно

$$E_{1'}^j = E_1 - \hbar\Delta, \quad E_{1'}^j = E_1 - \hbar\Delta + \hbar\Delta = E_1^j. \quad (\text{П. 6})$$



Приложение

Волновую функцию четырехуровневой системы (рис. 1) будем искать в виде

$$\Psi(r, t) = \sum_l a_l(t) \psi_l(r) e^{-i\omega_l t},$$

где  $l=0, 1, 1', 2$ ,  $\psi_l(r)$  — невозмущенная функция  $l$ -го состояния. Выпишем в представлении взаимодействия систему уравнений для амплитуд вероятности  $a_l$ :

$$\left. \begin{aligned} \dot{a}_0 &= -iG_{0,1}e^{+i\Omega_1 t}a_1 - iG_{0,1'}e^{+i(\Omega_1+\Delta)t}a_{1'}, \\ \dot{a}_1 &= -iG_{1,0}e^{-i\Omega_1 t}a_0 - iG_{1,2}e^{+i\Omega_2 t}a_2, \\ \dot{a}_2 &= -iG_{2,1}e^{-i\Omega_2 t}a_1 - iG_{2,1'}e^{-i(\Omega_2-\Delta)t}a_{1'}, \\ \dot{a}_{1'} &= -iG_{1',0}e^{-i(\Omega_1+\Delta)t}a_0 - iG_{1',2}e^{+i(\Omega_2-\Delta)t}a_2. \end{aligned} \right\} \quad (\text{П. 1})$$

Обозначения  $G_{l,k}$ ,  $\Omega_{1,2}$ ,  $\Delta$  см. в тексте.

Решение системы (П. 1) будем искать в виде

$$\left. \begin{aligned} a_0 &= b_0 e^{+i\Omega_1 - i\varepsilon t}, \quad a_1 = b_1 e^{-i\varepsilon t}, \\ a_{1'} &= b_{1'} e^{-i(\varepsilon+\Delta)t}, \quad a_2 = b_2 e^{-i(\Omega_2+\varepsilon)t}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{П. 2})$$

где  $b_{0,1,1',2}$  — постоянные величины. Подставляя (П. 2) в (П. 1), имеем алгебраическую систему

$$\left. \begin{aligned} (\Omega_1 - \varepsilon)b_0 + G_{0,1}b_1 + G_{0,1'}b_{1'} &= 0, \\ G_{1,0}b_0 - \varepsilon b_1 + G_{1,2}b_2 &= 0, \\ G_{1,0}b_0 - (\varepsilon + \Delta)b_{1'} + G_{1',2}b_2 &= 0, \\ G_{2,1}b_1 + G_{2,1'}b_{1'} - (\Omega_2 + \varepsilon)b_2 &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (\text{П. 3})$$

Характеристический полином системы (П. 3) имеет вид

$$(\varepsilon - \Omega_1)(\varepsilon + \Omega_2)(\varepsilon + \Delta)\varepsilon - |G_{1,2}|^2(\varepsilon + \Delta)(\varepsilon - \Omega_1) - |G_{1',2}|^2(\varepsilon - \Omega_1)\varepsilon - |G_{1,0}|^2(\varepsilon + \Omega_2)(\varepsilon + \Delta) - |G_{1',0}|^2(\varepsilon + \Omega_2)\varepsilon - |G_{1,0}G_{1',2} - G_{1',0}G_{1,2}|^2 = 0. \quad (\text{П. 4})$$

Полином (П. 4) четвертого порядка и имеет четыре корня, поэтому амплитуды  $a_l$  имеют вид

$$\left. \begin{aligned} a_0(t) &= \left( \sum_{j=1}^4 b_{0j} e^{-i\varepsilon_j t} \right) e^{+i\Omega_1 t}, \\ a_1(t) &= \sum_{j=1}^4 b_{1j} e^{-i\varepsilon_j t}, \\ a_{1'}(t) &= \left( \sum_{j=1}^4 b_{1'j} e^{-i\varepsilon_j t} \right) e^{-i\Delta t}, \\ a_2(t) &= \left( \sum_{j=1}^4 b_{2j} e^{-i\varepsilon_j t} \right) e^{-i\Omega_2 t}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{П. 5})$$

где  $b_{lj}$  — постоянные величины.

Каждая амплитуда  $a_l(t)$  промодулирована с четырьмя частотами. В спектроскопическом смысле это эквивалентно расщеплению уровня  $l$  на четыре подуровня. Энергии подуровней даются выражениями для уровней 0, 1, 1', 2 соответственно

$$\begin{aligned} E_0^j &= E_0 - \hbar\Omega_1 + \hbar\varepsilon_j, \quad E_1^j = E_1 + \hbar\varepsilon_j, \\ E_{1'}^j &= E_{1'} + \hbar\Delta + \hbar\varepsilon_j, \quad E_2^j = E_2 + \hbar\Omega_2 + \hbar\varepsilon_j, \end{aligned}$$

где  $j$  — номер подуровня. Энергии подуровней  $E_1^j$  и  $E_{1'}^j$  совпадают, действительно

$$E_{1'} = E_1 - \hbar\Delta, \quad E_{1'}^j = E_1 - \hbar\Delta + \hbar\Delta = E_1^j. \quad (\text{П. 6})$$

Считая величины  $|G_{1,2}|$ ,  $|G_{1',2}|$ ,  $|G_{0,1}|$ ,  $|G_{0,1'}|$  малыми по сравнению с  $|\Omega_{1,2}|$ ,  $|\Omega_1 + \Omega_2|$ ,  $|\Omega_{1,2} \pm \Delta|$  и ограничиваясь линейными по малым величинам  $|G_{l,k}|^2/|\Omega_j|^2$  членами для корней полинома (П. 4), имеем выражения

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_1 &= -\Delta - \frac{|G_{1',2}|^2}{-\Omega_2 + \Delta} - \frac{|G_{1',0}|^2}{\Delta + \Omega_1}, \\ \varepsilon_2 &= \frac{|G_{1,2}|^2}{\Omega_2} - \frac{|G_{1,0}|^2}{\Omega_1}, \\ \varepsilon_3 &= -\Omega_2 - \frac{|G_{1,2}|^2}{\Omega_2} + \frac{|G_{1',2}|^2}{\Delta - \Omega_2}, \\ \varepsilon_4 &= \Omega_1 + \frac{|G_{1,0}|^2}{\Omega_1} + \frac{|G_{1',0}|^2}{\Omega_1 + \Delta}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{П. 7})$$

Из выражений (П. 7) видно, что два корня  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  отрицательны, а два —  $\varepsilon_3$  и  $\varepsilon_4$  — положительны. Покажем, что в нашем случае ( $\Delta \approx 58 \text{ см}^{-1}$ ,  $\Omega_1 \approx 12 \text{ см}^{-1}$ ,  $\Omega_2 \approx -8 \text{ см}^{-1}$ ) это свойство сохраняется при любых конечных отличных от нуля величинах  $G_{1,0}$ ,  $G_{1',0}$ ,  $G_{2,1}$ ,  $G_{2,1'}$ .

Выражая коэффициенты в (П. 4) при  $\varepsilon^3$  и  $\varepsilon^0$  через корни полинома  $\varepsilon_j$ , имеем

$$\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 + \varepsilon_4 = -(\Delta - \Omega_1 + \Omega_2) < 0, \quad (\text{П. 8})$$

так как  $\Delta - \Omega_1 + \Omega_2 \approx 38 \text{ см}^{-1}$ ; далее,

$$\varepsilon_1 \varepsilon_2 \varepsilon_3 \varepsilon_4 = |G_{1,0}G_{2,1'} - G_{2,1}G_{1',0}|^2 + \Omega_1 \Delta |G_{2,1}|^2 - \Omega_2 \Delta |G_{1,0}|^2 > 0, \quad (\text{П. 9})$$

так как  $\Delta$ ,  $\Omega_1 > 0$ ,  $\Omega_2 < 0$ .

Из (П. 8) следует, что по крайней мере один из корней  $\varepsilon_j$  отрицателен. Из (П. 9) следует, что при полях, не равных нулю, ни один корень в нуль не обращается и, следовательно, знака не меняет, и отрицательных корней должно быть четное число. Но при малых полях, как следует из (П. 7), отрицательных корней два, следовательно, их всегда будет два.

Литература

- [1] Ю. М. Кирин, Д. П. Ковалев, С. Г. Раутиан, Р. И. Соколовский. Письма в ЖЭТФ, 9, 7, 1969.
- [2] А. М. Бонч-Бруевич, Н. Н. Костин, В. А. Ходовой, В. В. Хромов. ЖЭТФ, 56, 144, 1969.
- [3] М. Е. Мовсесян, Н. Н. Бадалян, В. А. Ирадян. Письма в ЖЭТФ, 6, 631, 1967; Письма в ЖЭТФ, 8, 518, 1968.
- [4] P. P. Sorokin, N. S. Shiren, J. K. Lankard. Appl. Phys. Lett., 10, 44, 1967.
- [5] Ф. А. Королев, С. А. Бахрамов, В. И. Одинцов. Письма в ЖЭТФ, 12, 436, 1970.
- [6] В. М. Арутюнян, Н. Н. Бадалян, В. А. Ирадян, М. Е. Мовсесян. ЖЭТФ, 60, 62, 1971.
- [7] В. М. Конторович, А. М. Прохоров. ЖЭТФ, 33, 1428, 1957.
- [8] S. H. Autler, C. H. Townes. Phys. Rev., 100, 73, 1955.
- [9] С. Г. Раутиан. Тр. ФИАН, 43, 3, 1968.
- [10] Т. Я. Попова, А. К. Попов, С. Г. Раутиан, А. А. Феоктистов. ЖЭТФ, 57, 444, 1969.
- [11] В. А. Голубев, Ю. М. Кирин, Д. П. Ковалев, С. Г. Раутиан, Б. М. Черноброд. ЖЭТФ, 59, 661, 1970.
- [12] Ю. М. Кирин, С. Г. Раутиан, В. П. Сафонов, Б. М. Черноброд. Нелинейные процессы в оптике, вып. 2, 114, Новосибирск, 1972 (тр. II Вавиловской конференции по нелинейной оптике, Новосибирск, 1971).

Поступило в Редакцию 17 августа 1973 г.

УДК 539.186.2

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЩЕЛОЧНОЗЕМЕЛЬНЫХ АТОМОВ  
ЭЛЕКТРОННЫМ УДАРОМ. V. БАРИЙ*И. С. Алексин, И. П. Запесочный,  
И. И. Гарга и В. П. Стародуб*

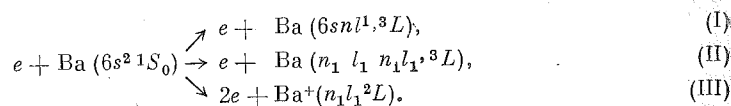
Приведены результаты исследований возбуждения атомов бария электронным ударом. Возбуждение атомов бария проводилось методом пересекающихся электронного и атомного пучков.

В данной завершающей серию статье приводятся результаты систематических исследований возбуждения атомов бария электронным ударом.

Техника эксперимента и методика измерений такие же, как и в [1]. Однако из-за некоторых особенностей в физико-химических свойствах бария, исследования возбуждения велись только в пересекающихся электронном и атомном пучках. Концентрация нейтральных атомов в зоне столкновения определялась по величине ионного тока<sup>1</sup> и составляла  $(1 \div 5) \cdot 10^{11}$  ат/см<sup>3</sup>. Плотность электронного пучка была  $(5 \div 8) \cdot 10^{-3}$  а/см<sup>2</sup>, а его однородность по энергиям  $\sim 1$  эв. Относительная ошибка в определении абсолютных сечений оставалась прежней, т. е. не превышала 40%.

Результаты измерений  
и их обсуждение

При столкновении электронов с атомами бария внешние электроны эффективно возбуждаются по следующей схеме:



Возможные состояния, возникающие в таких реакциях, приведены на диаграмме уровней (рис. 1), построенной согласно данным [3, 4]. На ней же показаны изученные нами спектральные переходы. Результаты измерений величин эффективных сечений возбуждения спектральных переходов в максимуме и при энергии электронов  $E=30$  эв представлены в табл. 1. Здесь же указаны потенциалы возбуждения верхних уровней и положения основных максимумов функций возбуждения (ФВ). Энергетические зависимости переходов, для которых в табл. 1 не указаны величины сечений в максимуме, нами экспериментально не измерялись. Изученные ФВ сгруппированы по сериям одноэлектронного возбуждения и представлены на рис. 2—7. На этих же рисунках приведены ФВ переходов со смещенных уровней, имеющих одно и то же  $L$ , что и исходные уровни соответствующих обычных серий.

<sup>1</sup> Данные о величине сечения ионизации брались из работы [2].

Министерство высшего и среднего специального  
образования РСФСР

№ 669 Красноярский государственный университет

**РАБОЧИЕ ПРОГРАММЫ**  
кафедры оптики и спектроскопии  
для студентов 4 курса физического факультета

Красноярск, 1989