

Когерентный контроль оптических переходных процессов в газе

Н. Н. Рубцова¹⁾, В. А. Решетов⁺

Институт физики полупроводников, 630090 Новосибирск, Россия

⁺Тольяттинский государственный университет, 445667 Тольятти, Россия

Поступила в редакцию 6 февраля 2008 г.

Показана возможность контролировать процессы затухания свободной поляризации (ЗСП) и фотонного эха (ФЭ) в газе с помощью непрерывного резонансного излучения. ФЭ и ЗСП формировались методом штарковского переключения уровней в поле слабого излучения в присутствии ортогонально поляризованного сильного поля. Эксперименты в газе на переходе $R(4, 3)$ колебательной полосы $0 \leftrightarrow 1 \nu_3$ $^{13}\text{CH}_3\text{F}$ под действием излучения непрерывного CO_2 -лазера и расчеты методом операторов эволюции показывают существенное влияние поля сильного излучения на ФЭ и ЗСП вплоть до их полного подавления.

PACS: 42.50.Md

Непрерывное резонансное электромагнитное излучение высокой интенсивности в условиях слабой необратимой релаксации изменяет поведение квантовой системы, навязывая ей динамическое взаимодействие с полем. В стационарном случае возникают квази-уровни энергии, соответствующие так называемым одетым состояниям атома или молекулы – исходные уровни “расщеплены” на два подуровня с расстоянием между ними, определяемым частотой Раби. Спектр поглощения, регистрируемый обычно пробным полем [1, 2], оказывается существенно измененным.

Динамика нестационарных оптических явлений, в частности, когерентных переходных процессов, также существенно изменяется в присутствии интенсивного поля. Известные нам на сегодняшний день экспериментальные работы на эту тему – для микроволновых чисто вращательных переходов молекул OCS [3], в атомарном пучке Yb [4], для атомов Cs , захваченных в оптической решетке [5], и, наконец, в плотном атомарном газе Sr [6] – выполнены в условиях однородного уширения спектральной линии.

Присутствие неоднородного уширения линии, в разреженном газе обусловленного эффектом Доплера, усложняет картину влияния интенсивного излучения на кинетику когерентных переходных процессов, как это продемонстрировано теоретически [7] для фотонного эха в трехуровневой системе в присутствии импульса одевающего поля. В данной работе показана возможность использовать резонансное непрерывное излучение высокой интенсивности для контроля параметров когерентных переходных процессов в разреженном газе, то есть в усло-

виях, когда эффект Доплера является существенным.

Формирование когерентных переходных процессов путем штарковского переключения уровней известно с 70-х годов прошлого столетия [8] и заключается в быстром включении/выключении электростатического поля в присутствии непрерывного лазерного излучения. Эта техника может использоваться для любых спектральных переходов атомов или молекул, но наиболее успешна для полярных молекул, проявляющих линейный эффект Штарка. Нами предложен [9, 10] более предпочтительный для регистрации вариант этой техники, основанный на применении дополнительного менее интенсивного излучения, формирующего переходный процесс и поляризованного ортогонально контролирующему излучению.

Эксперименты проведены на колебательно-вращательном переходе $R(4, 3)$ $0 \leftrightarrow 1 \nu_3$ $^{13}\text{CH}_3\text{F}$ в поле излучения CO_2 -лазера на линии генерации $9P(32)$. Излучение лазера было одномодовым, с шириной линии не более 100 кГц, его частота настраивалась на центр линии поглощения $^{13}\text{CH}_3\text{F}$. Излучение сильного поля было поляризовано линейно и параллельно напряженности штарковского поля, интенсивность регулировалась в пределах от 0.6 до 56 Вт/см². Интенсивность слабого поля, поляризованного линейно и ортогонально сильному, не изменялась и составляла 0.2 Вт/см². После прохождения через ячейку с газом $^{13}\text{CH}_3\text{F}$ низкого давления слабое поле выделялось путем отражения от пластины, расположенной под углом Брюстера для сильного поля, и регистрировалось. Штарковские импульсы подавались на внутренние электроды рабочей ячейки. Поперечное распределение пучков сильного и слабого излучений было близким к га-

¹⁾e-mail: rubtsova@isp.nsc.ru

узовскому с радиусом около 2 мм для сильного и несколько большим для слабого излучения. Уровень интенсивности слабого поля был достаточным для формирования когерентных переходных процессов, то есть это излучение вызывало насыщение рабочего перехода; термин “слабое” используется здесь лишь по сравнению с более интенсивным “сильным” излучением.

Узкий пучок излучения позволял достигать более высокой интенсивности, однако приводил к преобладанию канала релаксации за счет пролетного эффекта, так что однородное уширение в эксперименте составляло $\Gamma = 1$ МГц для давлений газа $0.1 \div 1$ торр. Эта величина, однако, значительно меньше доплеровской ширины ≈ 80 МГц. Таким образом, все наши эксперименты по изучению возможности когерентного контроля (ФЭ) и (ЗСП) в газе выполнены в условиях существенно неоднородного уширения спектрального перехода.

Поля, воздействующие на рабочие уровни газа, представлены схематически на рис.1. Непрерывное излучение лазера распространяется вдоль оси y . Его

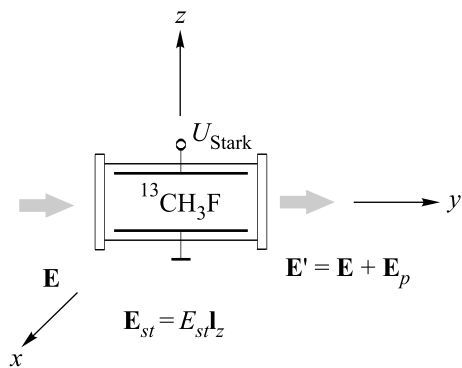


Рис.1. Принципиальная схема эксперимента. Электрическое поле \mathbf{E} лазерного излучения на входе штарковской ячейки содержит слабое излучение, формирующее когерентные переходные процессы, и более интенсивное контролирующее излучение. Направление штарковского поля вдоль оси z совпадает с поляризацией сильного поля и ортогонально слабому. На выходе ячейки дополнительно возникает компонента электрического поля излучения среды

электрическое поле \mathbf{E} имеет две составляющие: “слабое” поле \mathbf{E}_x , поляризованное линейно вдоль оси x , и “сильное” \mathbf{E}_z , поляризованное линейно вдоль оси z . Штарковское поле направлено также вдоль оси z .

Выполненные одним из авторов В.А.Р. и изложенные здесь расчеты пригодны для широкого круга экспериментальных ситуаций, включающих взаимодействие газа с резонансным непрерывным поляризован-

ным электрическим полем. В случае, представляющем наши эксперименты в молекулярном газе, взаимодействие молекулярной системы с лазерным полем

$$\mathbf{E} = \mathbf{e} e^{-i\omega(t-y/c)} + \text{к.с.},$$

в присутствии статического электрического (штарковского) поля $\mathbf{E}_{st} = E_{st} \mathbf{1}_z$ ($\mathbf{1}_z$ – единичный орт в направлении оси z) описывается в приближении вращающейся волны следующим уравнением для молекулярной матрицы плотности:

$$\dot{\hat{\rho}} = i[\hat{V}, \hat{\rho}] - \gamma(\hat{\rho} - \hat{\rho}_0), \quad (1)$$

где необратимая релаксация всех ее компонент характеризуется одной константой γ , $\hat{\rho}_0$ – равновесная матрица плотности в отсутствие лазерного и штарковского полей,

$$\hat{V} = \frac{kv}{2} (\hat{P}_a - \hat{P}_b) + \frac{1}{\hbar} \hat{\mathbf{d}} \mathbf{e} - E_{st} \hat{S}$$

– оператор взаимодействия. Здесь v – проекция скорости молекул на ось y , $k = \omega/c$ – волновое число, \hat{P}_a и \hat{P}_b – операторы проектирования на подпространства состояний нижнего и верхнего резонансных молекулярных уровней, $\hat{\mathbf{d}}$ – оператор электрического дипольного момента молекулы,

$$\hat{S} = g_a \sum_{m_a} m_a |J_a m_a\rangle \langle J_a m_a| + g_b \sum_{m_b} m_b |J_b m_b\rangle \langle J_b m_b|,$$

J_a и J_b – угловые моменты резонансных уровней, m_a и m_b – их проекции на ось квантования, g_a и g_b – параметры штарковского расщепления уровней. Оператор взаимодействия \hat{V} представляет собой квадратную эрмитову матрицу порядка $2(J_a + J_b + 1)$, при этом матричные элементы круговых компонент оператора электрического дипольного момента определяются с помощью $3J$ -символов Вигнера:

$$\begin{aligned} \langle J_a m_a | \hat{d}_q | J_b m_b \rangle &= \\ &= d(J_a J_b) (-1)^{J_a - m_a} \begin{pmatrix} J_a & 1 & J_b \\ -m_a & q & m_b \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

При включении штарковского поля эволюция молекулярной системы определяется уравнением (1), решение которого может быть записано в виде

$$\hat{\rho}(t) = e^{-\gamma t} e^{i\hat{V}t} [\hat{\rho}(0) - \hat{\rho}_s] e^{-i\hat{V}t} + \hat{\rho}_s,$$

где $\hat{\rho}(0)$ – начальная матрица плотности, $\hat{\rho}_s$ – стационарное решение уравнения (1), матрица оператора эволюции $e^{i\hat{V}t}$ легко может быть найдена численно приведением оператора взаимодействия \hat{V} к канонической жордановой форме. Аналогичным образом находится решение уравнения (1) при выключении штарковского поля.

Электрическое поле, испускаемое молекулами,

$$\mathbf{E}_p = \mathbf{e}_p e^{-i\omega(t-y/c)} + \text{к.с.},$$

определяется из уравнений Максвелла и выражается через молекулярную матрицу плотности:

$$\mathbf{e}_p = 2\pi i \omega \frac{L}{c} n_0 \frac{1}{\sqrt{\pi} u} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-(v/u)^2} \text{Tr}\{\hat{\mathbf{d}}\hat{\rho}\} dv,$$

L – длина газовой среды, n_0 – концентрация резонансных молекул, u – их средняя тепловая скорость. Результирующее поле в среде является суммой

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \mathbf{E}_p = (\mathbf{e} + \mathbf{e}_p) e^{-i\omega(t-y/c)} + \text{к.с.},$$

и, так как молекулярное поле гораздо слабее лазерного ($|\mathbf{e}_p| \ll |\mathbf{e}|$), интенсивность излучения J' на выходе из среды связана с его интенсивностью J на входе линейным по \mathbf{e}_p соотношением:

$$J' = J - \frac{c}{2\pi} \mathbf{e}(\mathbf{e}_p + \mathbf{e}_p^*),$$

демонстрирующим гетеродинный прием слабого поля молекулярного излучения.

На рис.2 показана схема рабочих уровней $^{13}\text{CH}_3\text{F}$ в штарковском поле. Сильное поле вызывает переходы между уровнями с правилами отбора $\Delta M = 0$, что представлено на рис.2 вертикальными стрелками. Слабое излучение поляризовано также линейно, но ортогонально сильному. Это излучение вызывает переходы между зеемановскими подуровнями по правилам отбора $\Delta M = \pm 1$, что показано на рис.2 наклонными линиями. Как видно из рис.2, схема уровней достаточно сложна, и расчет когерентных переходных процессов в такой схеме нетривиален. Из этой схемы можно понять также, что воздействие сильного излучения способно вывести рабочие уровни из точного резонанса и, следовательно, повлиять на вид оптических процессов.

Численные расчеты ЗСП и ФЭ выполнялись для параметров, близких к условиям эксперимента.

Поведение когерентных откликов при изменении величины сильного поля исследовано при фиксированном значении штарковского поля $E_{st} = 25 \text{ В/см}$ в пропуске слабого излучения и при изменении

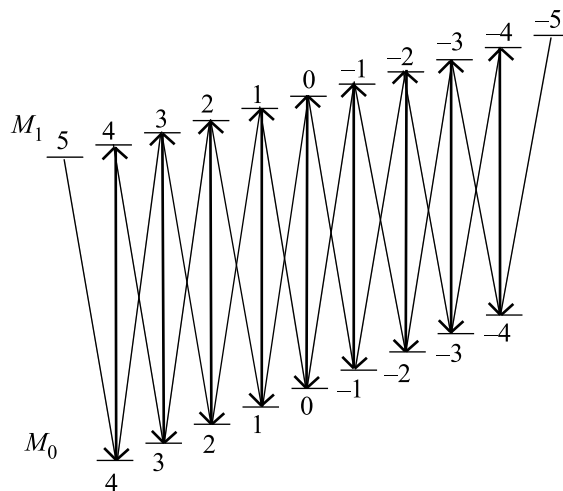


Рис.2. Схема оптических переходов между уровнями $^{13}\text{CH}_3\text{F}$ в присутствии штарковского поля. Вертикальные стрелки соответствуют оптическим переходам в сильном поле, наклонные – в слабом

мощности сильного поля P_z в диапазоне $P_z = 0.02 \div 1.7 \text{ Вт}$. На рис.3 слева – фотографии экспериментальных сигналов (суммарный вклад ЗСП и нутаций), возникающих на фронте включения штарковского импульса напряжения, справа – сигналы, рассчитанные для параметров, близких к экспериментальным.

Как видно из рис.3, в области слабого одевающего поля максимальная амплитуда сигналов сначала увеличивается с ростом интенсивности одевающего поля за счет большего вклада оптических нутаций (знак растущего сигнала соответствует росту поглощения). При дальнейшем росте одевающего поля сигнал изменяет свой знак (это видно на нижнем фото слева рис.3), существенно изменяется его форма, становятся заметны более частые осцилляции, обусловленные оптическими нутациями, частота которых возрастает с увеличением амплитуды сильного поля. Когерентный сигнал практически исчезает при высоких интенсивностях сильного излучения.

Наблюдавшееся экспериментально поведение когерентных откликов (суммарный вклад ЗСП и оптических нутаций) на переднем фронте длинных штарковских импульсов находится в качественном согласии с расчетной формой откликов, показанных в правой колонке рис.3.

Фотонное эхо в газе $^{13}\text{CH}_3\text{F}$ на вращательном переходе $R(4,3)$ колебательного перехода $\nu_3 = 0 \leftrightarrow \nu_3 = 1$ также формировалось и регистрировалось в слабом линейно поляризованном излучении. Молекулярные уровни испытывали быстрое переключение двумя импульсами штарковского напряжения дли-

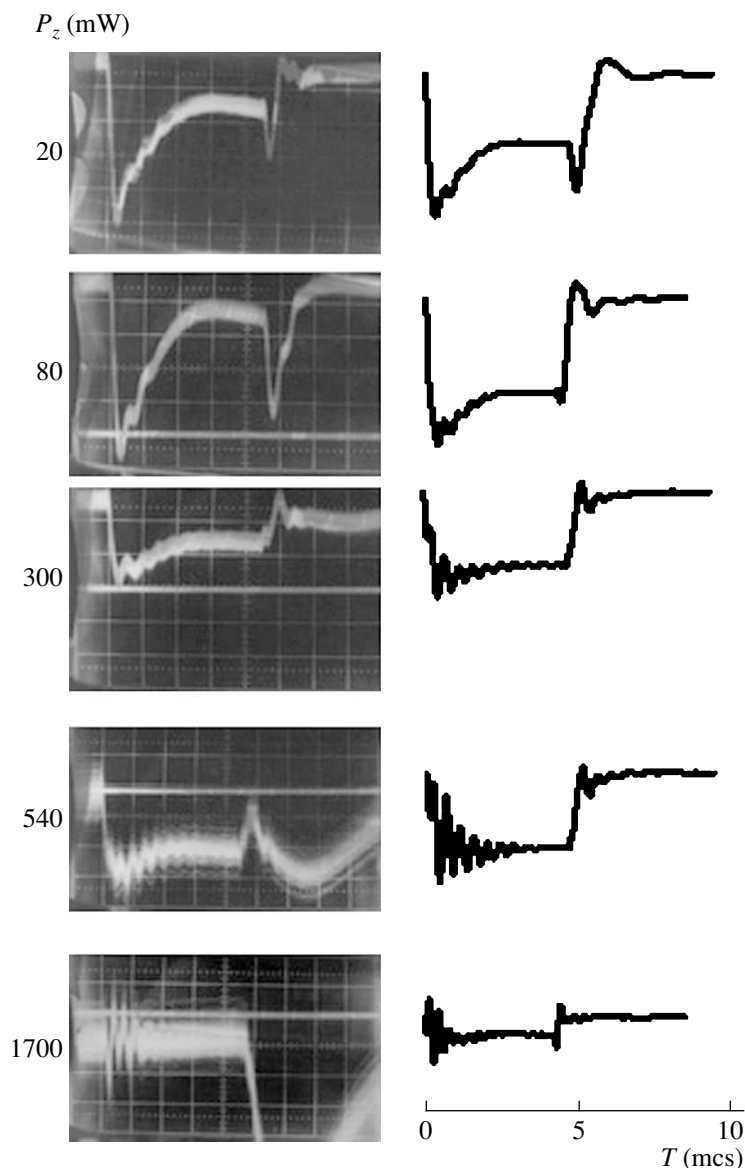


Рис.3. Сигналы ЗСП и нутаций, сформированные слабым полем, подавляются сильным контролирующим излучением

тельностью $T_1 = 0.1$ мкс и $T_2 = 0.2$ мкс, разделенных временем задержки $\tau = 1$ мкс. Одновременно газ находился под воздействием сильного резонансного непрерывного излучения, поляризованного линейно, параллельно штарковскому полю и ортогонально слабому полю, формирующему фотонное эхо. При использованном давлении газа 1.2 торр однородное уширение не связано со столкновениями, а определяется пролетным эффектом с характерной величиной $\Gamma \approx 1$ МГц, так что преобладает доплеровское уширение. Сигнал эха возникает в виде слабого гетеродинного сигнала биений в момент времени, приблизительно равный удвоенному времени задержки

между штарковскими импульсами. На рис.4 сигналы ФЭ, рассчитанные для параметров, близких к эксперименту, наложены на осциллограммы экспериментальных сигналов. На фотографиях видны два мощных сигнала, соответствующих реакции газа на два формирующих штарковских импульса, и более слабые отклики (возникающие после второго штарковского импульса примерно через интервал времени задержки между штарковскими импульсами) – сигналы фотонного эха. Как видно из фотографий рис.4, поведение амплитуды ФЭ немонотонно в зависимости от сильного поля. Наблюдается нарастание при малых значениях P_z , которое сменяется спа-

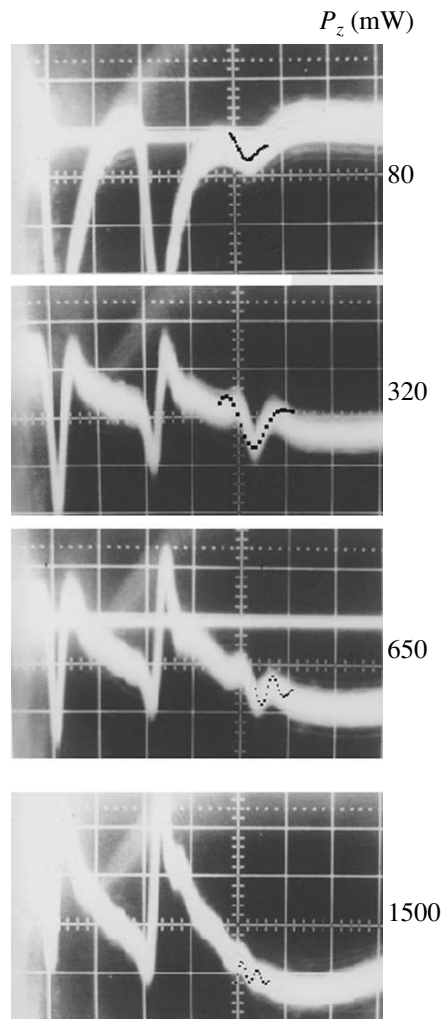


Рис.4. Подавление сигналов фотонного эха контролирующим излучением

дом и полным подавлением ФЭ. Кроме того, на рис.4 видно изменение формы сигнала ФЭ (напомним, что мы имеем дело с гетеродинным приемом). Максимум сигнала ФЭ или, в случае более сложной формы, центр тяжести сигнала ФЭ также немонотонно изменяются в зависимости от P_z ; эти изменения про-

исходят в пределах, не превышающих длительности формирующих импульсов.

Расчеты формы сигналов ФЭ выполнены для значений полей E_z и E_x , определенных из экспериментальных значений мощностей слабого и сильного излучений и сечений их пучков. Несмотря на использованное в расчетах приближение плоских волн, из рис.4 видно, что расчеты верны на качественном уровне воспроизводят поведение ФЭ в зависимости от мощности сильного поля.

Таким образом, теоретически и экспериментально показана возможность контролировать когерентные переходные процессы затухания свободной поляризации и фотонного эха с помощью непрерывного резонансного излучения, вызывающего динамический эффект Штарка на рабочих уровнях вещества.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований # 02-06-16527, 02-07-00091, программы Президиума РАН "Квантовая макрофизика", интеграционного проекта СО РАН – Белорусская НАН.

1. Н. Н. Рубцова, *Оптика и спектроскопия* **91**, 61 (2001).
2. Н. Н. Рубцова, *Когерентный контроль в газе в монографии Оптическая спектроскопия и стандарты частоты. Молекулярная спектроскопия*, изд-во ИОА, г. Томск, 2004, стр. 44.
3. P. Glorieux, J. Legrand, B. Macke, and B. Segard, *Mol. Phys.* **25**, 739 (1973).
4. Y. S. Bai, T. W. Mossberg, N. Lu, and P. R. Berman, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1692 (1986).
5. C. Triche, P. Verkerk, and G. Grunberg, *OSA Topics on Ultracold Atoms and BEC* **7**, 82 (1996).
6. M. Mazzoni, *Opt. Commun.* **171**, 99 (1999).
7. P. R. Berman, *Opt. Commun.* **52**, 225 (1984).
8. R. G. Brewer and R. L. Shoemaker, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 631 (1971).
9. N. N. Rubtsova, *Proc. SPIE* **47-48**, 62 (2002).
10. N. N. Rubtsova and T. P. Konstantinova, *Proc. SPIE*, **47-48**, 104 (2002).