

где C — стационарная концентрация триплетных экситонов, V — их обменное взаимодействие при сближении, впервые включенное в гамильтониан элементарного акта реакции (1) \mathcal{H} , \mathcal{P}_S — оператор проектирования на синглетное состояние системы. Скорость аннигиляции при этом

$$\gamma = \frac{K_S}{C} \text{Sp} (\hat{p}_k \mathcal{P}_S). \quad (4)$$

При сближении уровней, соответствующих состояниям S и Q_{-1} (Q_{-2}), синглетная компонента распределяется по этим парам состояний, имевшим до сближения уровней чисто синглетный и квинтетный типы. Смешивание уровней S и Q_{-1} или S и Q_{-2} приводит к увеличению числа состояний контактной (TT) пары, которые распадаются с образованием синглетных конечных продуктов реакции ${}^1S_1 + {}^1S_0$. Из уравнений (2), (3) и формулы (4) видно, что распределение синглетной компоненты по большому числу состояний должно приводить к возрастанию γ .

Для контактной пары (TT) величина обменного взаимодействия оценивается как $J = \frac{2}{3} g \beta H_{1\text{max}} = 7.44 \cdot 10^{-17}$ эрг, время жизни $\tau = \hbar / g \beta \Delta H_1 = 1.6 \cdot 10^{-10}$ с. Положение второго максимума, следующее из предсказаний модели, находится в поле $H_{2\text{max}} = 2H_{1\text{max}}$ (показано на рисунке стрелкой — $H_{2\text{max}}$). Ширина второго пика на полувывсоте должна быть вдвое больше ширины первого, что согласуется с результатами эксперимента. Оценка времени жизни (TT) пары позволяет оценить и коэффициент диффузии триплетных экситонов: при длине кристаллической ячейки $l = 16 \text{ \AA}$ [4] для коэффициента диффузии получаем оценку $D = l^2 \frac{2\pi}{\tau} = 1 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2 \cdot \text{с}$.

Авторы выражают благодарность Б. В. Котову за предоставленные образцы кристаллов и Е. Л. Франкевичу за полезные замечания в ходе обсуждения результатов.

Литература

- [1] C. Swenberg, N. Geacintov. *Photophysics of Organic Molecules*, v. 1, chap 10, ed J. Birks, 1973, Wiley.
- [2] R. E. Merrifield. *J. Chem. Phys.*, 48, 4318, 1968.
- [3] V. I. Lesin, V. P. Sakun. *Phys. Stat. Sol. (b)*, 98, 411, 1980.
- [4] Н. В. Булгаровская, О. М. Смелянская, Ю. Т. Федоров, З. В. Звонкова. *Кристаллография*, 22, 184, 1977.
- [5] Е. Л. Франкевич, Б. М. Румянцев, В. И. Лесин, Б. В. Котов. *Опт. и спектр.*, 42, 905, 1977.
- [6] Е. Л. Франкевич, В. И. Лесина, А. И. Приступа. *ЖЭТФ*, 75, 415, 1978.

Поступило в Редакцию 2 февраля 1981 г.

УДК 535.317.1

ИССЛЕДОВАНИЕ УГЛОВОЙ И СПЕКТРАЛЬНОЙ СЕЛЕКТИВНОСТЕЙ ГИПЕРЗВУКОВОЙ ГОЛОГРАММЫ

М. В. Васильев, П. М. Семенов и В. Г. Сидорович

Целью данной работы являлось экспериментальное и теоретическое изучение угловой и спектральной селективностей объемной отражательной гиперзвуковой голограммы, создаваемой мощным пространственно неоднородным оптическим излучением при ВРМБ в газе. Экспериментальное исследование проводилось путем зондирования гиперзвуковой голограммы световой волной, мощность которой ниже порога ВРМБ,

распределение плотности электрической эне гии совпадает с таковым для накачки, возбуждающей ВРМБ, а поляризация ортогональна к поляризации накачки. Такой эксперимент позволяет определять инкремент g [см/Мвт] стимулированного усиления стоксовой волны при ВРМБ в исследуемом веществе для различных условий возбуждения вынужденного рассеяния.

Схема экспериментальной установки изображена на рис. 1. Одно-модовый по поперечным индексам лазер 1 на стекле, активированном неодимом, генерировал моноимпульс с энергией около 6 Дж (этот лазер был предоставлен авторам группой Н. А. Свенцицкой). Длительность моноимпульса составляла 40 нс, причем он был промодулирован с периодом 8 нс из-за биений двух продольных мод лазерного резонатора. Вектор электрического поля излучения располагался перпендикулярно к пло-

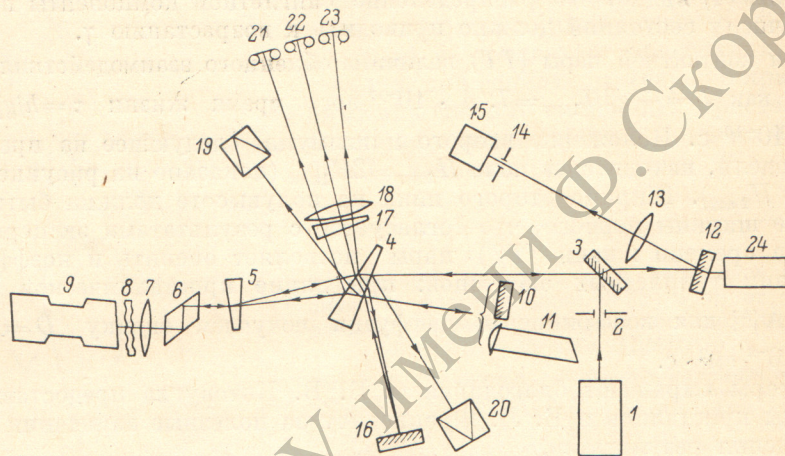


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

скости рисунка. Диаметр пучка составлял примерно 20 мм, расходимость была $1.5 \cdot 10^{-4}$ рад. Диафрагма 2 диаметром 15 мм повышала равномерность поперечного распределения интенсивности светового пучка на входе установки.

Установка состояла из следующих элементов: 3 — интерференционное зеркало с коэффициентом отражения 50% на длине волны 1.06 мкм; 4 — стеклянный клин, грани которого отражали часть проходящего излучения на измерительные приборы; 5 — клин из исландского шпата с оптической осью, ортогональной к преломляющему ребру; 6 — ромб Френеля; 7 — линза с фокусным расстоянием $F=600$ мм; 8 — рассеивающая пластинка (травленая в плавиковой кислоте подложка фотопластинки [1]); 9 — стальная кювета с газообразным ксеноном под давлением 38 атм (расстояние между рассеивающей пластинкой 8 и границей объема с газом составляло 50 мм); 10 — вращаемое диэлектрическое зеркало, отразившись от которого стоксова волна становилась зондирующей при исследовании угловой селективности гиперзвуковой голограммы; 11 — ВРМБ зеркало, выполненное в виде кюветы с ацетоном, формировало зондирующую волну при исследовании спектральной селективности гиперзвуковой голограммы; 19, 20 — калориметры, измерявшие энергии стоксовой волны и возбуждающего излучения; диэлектрическое зеркало 16, клин 17 с нанесенными на гранях диэлектрическими зеркалами с коэффициентом отражения 70%, линза 18 с $F=1000$ мм и фотокамеры 21, 22, 23 с пленкой И1030 использовались для исследования автокалибровочным методом [1] угловых распределений стоксовой волны, возбуждающего излучения и зондирующей волны, отраженной от гиперзвуковой голограммы в ксеноне; диэлектрическое зеркало 12, линза 13

с $F=1000$ мм, диафрагма 14 диаметром 25 мм и фотоэлемент 15 типа ФК-9, подключенный к осциллографу С8-2, обеспечивали регистрацию энергии зондирующей волны, отраженной от гиперзвуковой голограммы; 24 — юстировочный He—Ne лазер ЛГ-52-1.

Лазерное излучение, сфокусированное линзой 7, возбуждало в ксеноне ВРМБ назад. Коэффициент рассеяния по энергии составлял 30—40%. Длительность импульса стокова излучения была около 20 нс. Доля энергии стоковой волны с обращенным по отношению к накачке волновым фронтом, измеренная по методу [1], составляла примерно 70%.

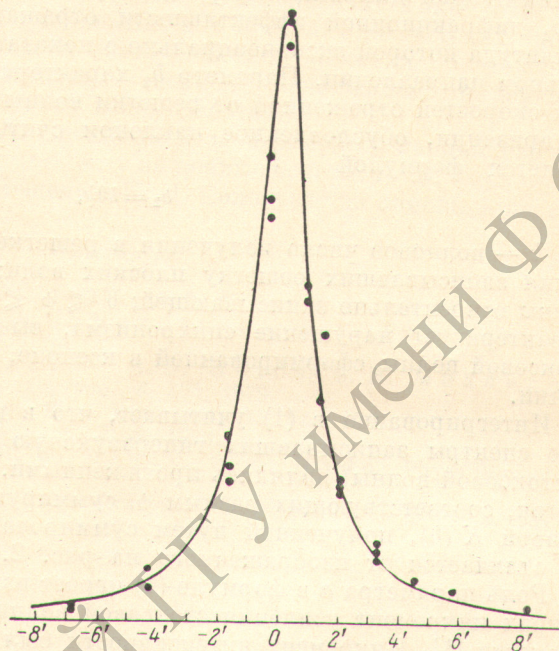
Обращенная компонента стоковой волны, пройдя в обратном направлении через рассеивающую пластинку 8 и линзу 7, уменьшала свою расходимость до $1.5 \cdot 10^{-4}$ рад.

Пройдя затем через ромб Френеля, стокова волна становилась линейно поляризованной с вектором электрического поля, лежащим в плоскости рисунка. Клинь 5 преломлял ее в меньшей степени, чем накачку, и направлял на зеркало 10 (или ВРМБ зеркало 11).

Отраженная зеркалом (ВРМБ зеркалом) стокова волна возвращалась

Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения гиперзвуковой голограммы от наклона зондирующей волны, измеренного в угловых минутах.

Точки — результаты измерений, линия — теоретический расчет.



в кювету 9 в качестве зондирующей волны. Рассеивающая пластинка 8 была подобрана таким образом, чтобы мощность зондирующей волны оказалась ниже пороговой мощности возбуждения ВРМБ в сжатом ксеноне. В результате зондирующая волна могла отражаться только от гиперзвуковой голограммы, созданной при ВРМБ накачки (так называемое беспороговое отражение [2, 3] исключалось противоположностью направлений вращения векторов электрического поля зондирующей волны и накачки в ксеноне). После отражения от гиперзвуковой голограммы зондирующая волна распространялась навстречу накачке и регистрировалась фотоэлементом 15.

Угловая селективность отражательной гиперзвуковой голограммы, образованной в ксеноне интерференцией накачки и стоковой волны, изучалась путем регистрации изменения коэффициента ее отражения при изменении угла падения зондирующей волны. Последний регулировался вращением зеркала 10 вокруг оси, ортогональной к плоскости рисунка.

Коэффициент отражения гиперзвуковой голограммы для зондирующей волны оказался максимальным, когда зеркало располагалось ортогонально к оси пучка стокова излучения. В этом случае расходимость отраженной зондирующей волны после обратного прохождения рассеивающей пластинки составляла $4 \cdot 10^{-4}$ рад. При отклонении зеркала от ортогональной ориентации расходимость увеличивалась до $6 \cdot 10^{-3}$ рад, что, по-видимому, связано с поперечным смещением отраженной зондирующей волны относительно рассеивающей пластинки.

Зависимость коэффициента отражения K гиперзвуковой голограммы от наклона θ зондирующей волны иллюстрируется рис. 2. Экспериментальные результаты изображены точками. График представляет теоретическую зависимость $K(\theta)$, рассчитанную по формуле

$$K = \frac{1}{\beta - \alpha} \int_{\alpha}^{\beta} \frac{dt}{1 + \left(\frac{b_1 + b_2 t}{a}\right)^2} = \frac{a}{b_2(\beta - \alpha)} \left[\text{arc tg} \left(\frac{b_1 + b_2 \beta}{a} \right) - \text{arc tg} \left(\frac{b_1 + b_2 \alpha}{a} \right) \right]. \quad (1)$$

В этой формуле величина $\left[1 + \left(\frac{b_1 + b_2}{a}\right)^2\right]^{-1}$ в кинематическом приближении теории дифракции характеризует зависимость от параметров b_1 и b_2 дифракционной эффективности отражательной фазовой решетки, амплитуда которой экспоненциально с показателем a уменьшается в продольном направлении. Параметр b_2 характеризует рассогласование фазовых скоростей отраженной от решетки волны и возбуждающей ее волны поляризации, обусловленное наклоном считывающей волны. Он определяется формулой

$$b_2 = k\theta\psi, \quad (2)$$

где k — волновое число излучения в решетке; $\psi = \pi - \xi$, ξ — угол сложения записывавших решетку плоских волн; θ — наклон считывающей волны относительно записывающей; $\theta \ll \psi \ll 1$. Параметр $b_1 \approx 0.12 \text{ см}^{-1}$ характеризует нарушение синхронизма, вызванное смещением частоты стоксовой волны, сформированной в ксеноне, по отношению к частоте накачки.

Интегрирование в (1) учитывает, что в исследованном случае угловые спектры записывавших гиперзвуковую голограмму волн (накачки и стоксовой волны) являлись протяженными. В интеграле (1) вклады решеток, соответствующих разным ψ , суммируются по интенсивности. Вид кривой $K(\theta)$, полученной путем суммирования амплитуд, практически не отличается от изображенного на рис. 2.

Роль параметра a в формуле (1) играет измеряемый в обратных сантиметрах инкремент усиления стоксовой волны в поле накачки по интенсивности [4]. Инкремент интенсивности был взят потому, что обращенная компонента стоксовой волны усиливается в поле неоднородной накачки в два раза быстрее, чем плоская стоксова волна в поле плоской накачки с такой же интенсивностью [5].

При расчете кривой, приведенной на рис. 2, в формулу (1) подставлялись значения $\alpha = 0.5$, $\beta = 1.5$, $\psi = 5 \cdot 10^{-3}$ рад, полученные обработкой данных по диаграмме направленности излучения, рассеянного пластинкой 8. Параметр $a = 0.1 \text{ см}^{-1}$ был подобран, исходя из условия согласования теоретической кривой с экспериментальными точками.

Интенсивность I накачки в газе составляла около 20 МВт/см^2 . Следовательно, инкремент усиления плоской стоксовой волны в ксеноне по интенсивности составил в наших экспериментах $g = a/I \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ см/МВт}$.

При исследовании спектральной селективности гиперзвуковой голограммы зондирующая волна формировалась за счет ВРМБ стоксовой волны во вспомогательной кювете с ацетоном 11. В этом случае зондирующая волна приобретала дополнительный частотный сдвиг, примерно в 10 раз больший частотного сдвига при ВРМБ в ксеноне.

Параметр рассогласования фазовых скоростей отраженной зондирующей волны и возбуждающей ее волны поляризации, обусловленный сдвигом частоты зондирующей волны сначала в ксеноне, а затем в ацетоне, составил 1.36 см^{-1} . Следовательно, коэффициент отражения зондирующей волны должен был уменьшиться по сравнению со случаем, когда она формировалась зеркалом 10, ортогональным к стоксовой волне.

в $P = \left[1 + \left(\frac{1.36}{a}\right)^2\right] / \left[1 + \left(\frac{0.12}{a}\right)^2\right]$ раз. Фактически он уменьшился

в 94 раза. Из уравнения $P(a)=94$ находим: $a \simeq 0.07 \text{ см}^{-1}$. Отсюда $g \simeq 3.5 \cdot 10^{-3} \text{ см/Мвт}$.

Полученные значения g примерно на порядок меньше найденного в [1]. Это, по-видимому, можно объяснить нестационарностью процесса ВРМБ в наших экспериментах. В [6] показано, что из-за нестационарности средний (по длине области взаимодействия стоксовой волны с накачкой) инкремент падает в $Q = \left(1 + \frac{25}{T} \tau\right)^2 / \left(\frac{100}{T} \tau\right)$ раз, где T — длительность импульса накачки, τ — время жизни фононов в нелинейной среде. В сжатом до 38 атм ксеноне при длине волны возбуждающего ВРМБ излучения 1.06 мкм величина τ составляет примерно 30 пс. Поэтому при $T = 40$ пс коэффициент $Q \simeq 5.2$, а при $T = 20$ пс он равен 10. Таким образом, обнаруженное значительное уменьшение g в пределах нескольких сантиметров вблизи границы области взаимодействия накачки со стоксовой волной согласуется с предсказанным теорией уменьшением инкремента, усредненного вдоль всей области взаимодействия.

Авторы благодарны Н. А. Свенцицкой за поддержку данной работы, Ю. Н. Денисюку и В. В. Рагульскому за ценные советы, А. В. Горланову, Н. И. Гришмановой, А. А. Лещеву и В. Д. Соловьеву за помощь в работе.

Литература

- [1] В. В. Рагульский. Тр. ФИАН, 85, 3, 1976.
- [2] Н. Ф. Пилипецкий, В. И. Поповичев, В. В. Рагульский. ДАН СССР, 248, 1097, 1979.
- [3] Н. Г. Басов, И. Г. Зубарев, А. В. Котов, С. И. Михайлов, М. Г. Смирнов. Квант. электрон., 6, 394, 1979.
- [4] J. Walder, C. L. Tang. Phys. Rev. Lett., 19, 623, 1967.
- [5] В. Г. Сидорович. ЖТФ, 46, 2168, 1976.
- [6] E. E. Hagelocker, R. W. Minck, W. G. Rado. Phys. Rev., 154, 226, 1967.

Поступило в Редакцию 10 февраля 1981 г.

УДК 535.34 : 539.143.44 : 541.183

ВЛИЯНИЕ ВРАЩЕНИЯ НЕОДНОРОДНОГО ОБРАЗЦА ПОД УГЛОМ К НАПРАВЛЕНИЮ ВНЕШНЕГО ПОЛЯ НА ШИРИНУ ЛИНИИ СИГНАЛА ПОГЛОЩЕНИЯ ЯМР

А. Е. Лукьянов, А. Н. Бульгин,
Б. П. Николаев и Л. Н. Петров

При изучении методами ядерного магнитного резонанса (ЯМР) объектов, неоднородных по своей природе (порошки, сорбенты, суспензии и т. п.), исследователи сталкиваются с нежелательным уширением линии резонанса из-за неоднородности магнитного поля внутри образца. Одним из способов сужения линии является быстрое вращение образца под магическим углом ($54^{\circ}44'$) к направлению внешнего поля. Вращение именно под этим углом наилучшим образом усредняет члены гамильтониана, описывающие взаимодействие ядерных спинов с неоднородностями внешнего поля [1].

Первоначально этот метод применялся, чтобы сузить линию, уширенную из-за несовершенства магнитной системы самого спектрометра. Например, в работе [2] проводится расчет спектра сигнала поглощения гомогенного образца, вращающегося во внешнем поле постоянного градиента. Приближенные расчеты [3] предсказывают, что неоднородное уширение должно сниматься и для гетерогенных образцов.