

ОБРАЩЕННОЕ СВЕТОВОЕ ЭХО В РУБИНЕ

В.А.Зуйков, В.В.Самарцев, Р.Г.Усманов

Обнаружено и исследовано обращенное световое эхо при двухимпульсном лазерном резонансном возбуждении кристалла рубина в условиях, когда первый импульс является бегущей волной, а второй — стоячей. Из кривой спада интенсивности этого сигнала установлено время поперечной необратимой релаксации.

Световое (фотонное) эхо является перспективным методом оптической спектроскопии [1], позволяющим получать информацию о време-

нах релаксации, о временах корреляции случайных процессов, о сверхтонкой и суперсверхтонкой структуре линий, замаскированной неоднородным уширением. Оно обещает найти технические применения в динамической голографии в условиях, когда объективный и референтный импульсы разнесены во времени [2]. При этом эхо-сигнал имеет волновой фронт, комплексно сопряженный фронту первого импульса. В этом плане существенный интерес представляет обращенное световое эхо, о первом наблюдении и исследовании которого сообщается в данной работе. Обращение волны первого импульса достигается с помощью стоячей волны, поданной на резонансную среду в форме импульса через интервал времени (τ), меньший времени поперечной необратимой релаксации (T_2). Поскольку обращенное эхо распространяется в направлении, обратном направлению первого импульса, то при его детектировании возможно существенное увеличение отношения "сигнал/шум", так как фотоумножитель освобождается от засветки излучением возбуждающих импульсов.

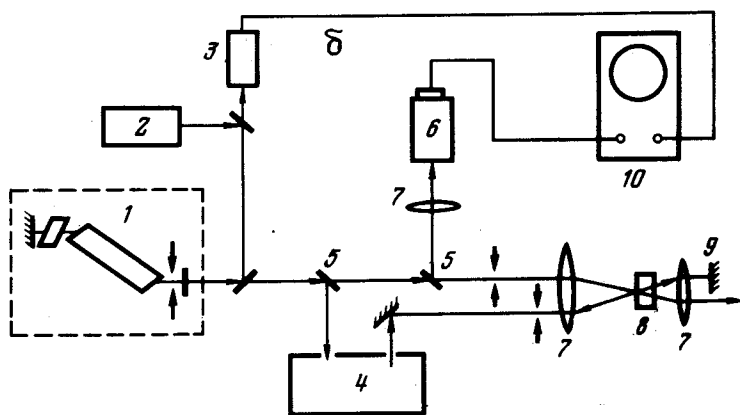
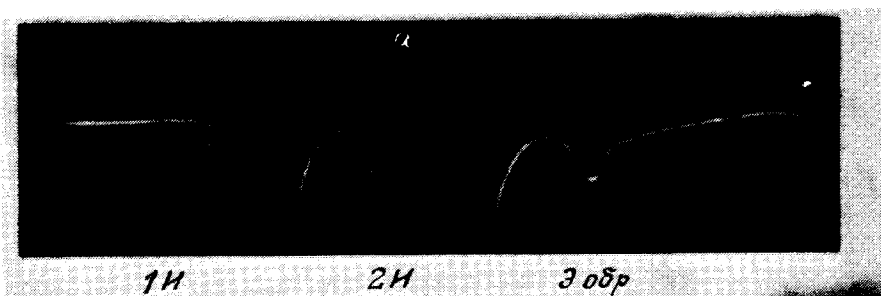


Рис.1. а – Осциллограмма сигнала обращенного светового эха в рубине (${}^4A_2 - {}^2E(\bar{E})$); $\tau = 24$ нсек; $H_0 = 180$ Гс; б – блок-схема экспериментальной установки по исследованию обращенного светового эха: 1 – низкотемпературный рубиновый лазер; 2 – He-Ne-лазер для юстировки; 3, 6 – скоростные фотоприемники ЗЛУ-Э; 4 – оптическая линия задержки; 5 – делительная пластина; 7 – фокусирующие линзы; 8 – исследуемый образец в гелиевом криостате; 9 – зеркало; 10 – измеритель временных интервалов И2-7

В качестве резонансной среды служил монокристалл рубина с концентрацией ионов Cr^{3+} , равной 0,05 вес.%. Возбуждение кристалла (толщиной 0,1 см), находящегося при температуре 1,7 – 2,2К, и генерация эхо-сигнала осуществлялись на энергетическом переходе ${}^4A_2 - {}^2E(\bar{E})$.

Осциллограмма сигнала обращенного светового эха и блок-схема установки по исследованию этого сигнала приведена на рис. 1. Возбуждение выполнялось (на длине волны $\lambda = 6935\text{\AA}$) с помощью излучения рубинового лазера, активный элемент которого находился при температуре жидкого азота. Первый импульс (являвшийся сходящимся лазерным пучком) воздействовал вдоль оптической оси кристалла. Угол оси воздействия стоячей волны к оптической оси мог изменяться от 0 до 6° (ограничение связано с расположением окон оптического криостата). Сигнал обращенного светового эха представлял собой расходящийся световой пучок; распространявшийся в направлении, обратном k_1 . Установка допускала приложение постоянного магнитного поля вдоль оптической оси кристалла до 1500 Гс, приводившего к значительному увеличению интенсивности эхо-сигналов. Прием оптических сигналов осуществлялся с помощью скоростного фотоприемника ЭЛУ-ФТ с разрешением не хуже 2,7 нсек с выхода которого сигнал поступал на измеритель временных интервалов И2-7. Длительность возбуждающих импульсов составляла 10 нсек, а время между импульсами варьировалось от 20 до 120 нсек.

Вопросам теории возбуждения светового эха совокупностью стоячих и бегущих волн посвящены работы [3 – 5].

Расчет показывает, что интенсивность оптических когерентных откликов в момент времени 2τ пропорциональна следующему множителю

$$A = \exp\left(-4\frac{\tau}{T_2}\right) \Phi \sum_i^N \sum_{j \neq i}^N \exp\{i(k + k_1)(r_i - r_j)\} \times \quad (1)$$

$$\times \sin^2\{\theta_2 \cos k_2 r_i\} \sin^2\{\theta_2 \cos k_2 r_j\},$$

где k_1 – волновой вектор первого импульса; k_2 – волновой вектор той из двух (образующих стоячую волну) бегущих волн, направление распространения которой близко к направлению k_1 ; k – волновой вектор отклика; r_l – радиус-вектор местоположения l -той частицы; N – число активных частиц; θ_2 – "площадь" второго импульса (для прямоугольного импульса: $\theta_\xi = \hbar^{-1} p \epsilon_0^{(\xi)} \Delta t_\xi$; p – модуль электрического дипольного момента резонансного перехода; $\epsilon_0^{(\xi)}$ и Δt_ξ – амплитуда напряженности электрического поля и длительность ξ -того импульса соответственно); Φ – формфактор откликов в случае частичного возбуждения неоднородно-уширенной линии узким спектром импульса (вид формфактора, из которого вынесен множитель $\sin^2(\theta_2 \cos k_2 r)$, можно найти в [6]; "площадь" первого импульса входит в формфактор).

Используя разложение $\sin\{\theta_2 \cos k_2 r\} = 2 \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n J_{2n+1}(\theta_2) \cos[(n+1)k_2 r]$

(где J_k — функция Бесселя первого рода), нетрудно получить:

$$A = 4 \exp(-4\tau/T_2) \Phi \sum_{i \neq j}^N \sum_{i \neq j}^N \{ \exp [i(k + k_1)(r_i - r_j)] \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}^2(\theta_2) + \exp [i(k_{\Pi} + k_1 - 2k_2)(r_i - r_j)] \sum_{k=0}^{\infty} J_k(\theta_2) J_{k \pm 1}(\theta_2) \}, \quad (2)$$

где первый член в фигурной скобке соответствует обращенному световому эху в направлении $k = -k_1$, а второй член — обычному первичному эху [7] в направлении $k_{\Pi} = 2k_2 - k_1$. Оба когерентных отклика одновременно наблюдались экспериментально. При углах $k_1 k_2 > 3^\circ$ сигнал обычного первичного эха, как обычно [7, 6], а сигнал обращенного эха практически не изменялся. Подобные пространственные закономерности обоих когерентных откликов легко объяснимы при исследовании на экстремум-множителей, вытекающих из (2) при проведении двойного суммирования по местоположениям активных частиц (соответствующий множитель обращенного эха не зависит от k_2).

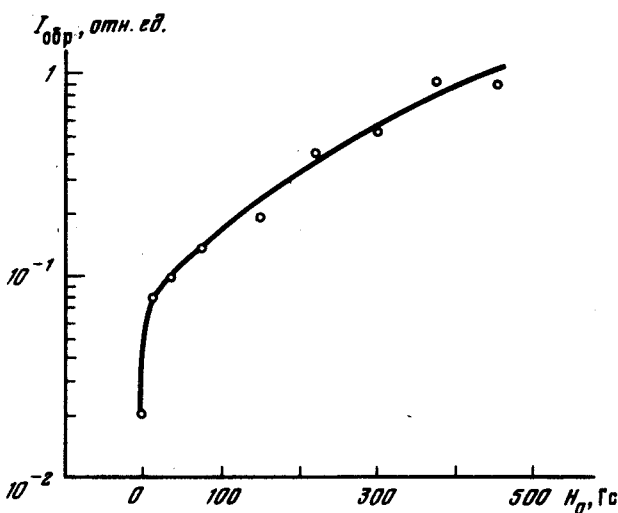


Рис.2. Зависимость интенсивности обращенного светового эха от постоянного магнитного поля в рубине (${}^4A_2 - {}^2E(\bar{E})$)

Исследована зависимость интенсивности обращенного светового эха от интервала τ между импульсами и из кривой спада установлено время T_2 . В магнитном поле $H_0 = 170$ Гс время релаксации $T_2 = 43 \pm 5$ нсек.

Изучено влияние постоянного магнитного поля на интенсивность обращенного эха (рис. 2). Получено, что с увеличением поля до 400 Гс интенсивность этого отклика возрастала на два порядка, а в поле $H_0 > 400$ Гс сигнал обращенного эха не возрастал. Увеличение интенсивности с ростом поля связано, во-первых, со снятием вырождения рабочих уровней [8], а во-вторых, — с подавлением релаксации, обязанной взаимодействию ионов Cr^{3+} с ядрами Al [7].

Исследована также зависимость интенсивности обращенного светового эха от угла фиксации поляризации этого сигнала при определен-

ном взаимном расположении векторов поляризации возбуждающих импульсов. Эта зависимость согласуется с поведением аналогичных зависимостей в случае энергетических переходов $1/2 - 1/2$. Обнаруженный когерентный отклик представляет интерес не только со спектроскопической, но и с технической точки зрения, поскольку: 1) этот сигнал имеет обращенный во времени волновой фронт; 2) обращение направления распространения волны при $k_1 \nparallel k_2$, (оптимальный режим: $k_1 \perp k_2$) может быть осуществлено в любом объеме исследуемого образца (в этом плане эффект напоминает известный в акустоэлектронике эффект Томсона – Куэйта [9]).

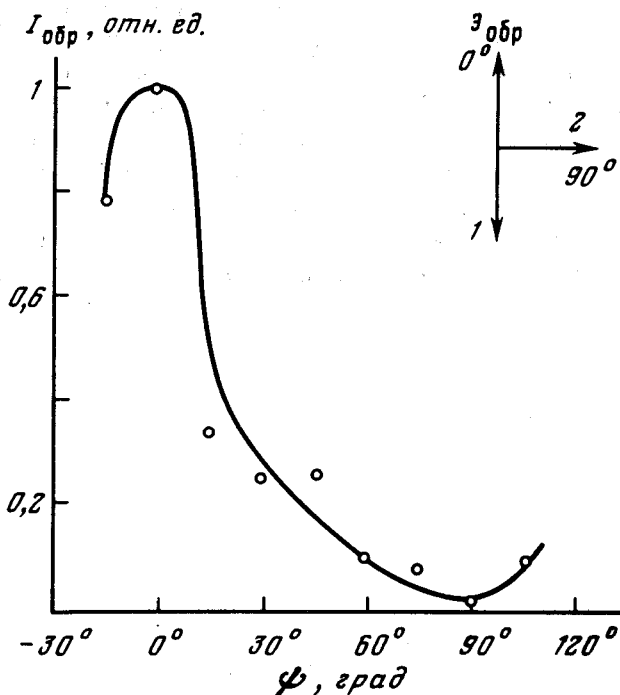


Рис.3. Зависимость интенсивности обращенного светового эха от угла фиксации поляризации этого сигнала

В эксперименте наблюдалась корреляция формы эхо-сигнала и первого импульса в условиях, когда этот импульс был малоинтенсивным, а стоячая волна – интенсивной.

Авторы благодарны Е.А.Туриянскому за обсуждение работы и Рв.Г.Усманову за помощь в эксперименте.

Казанский физико-технический институт
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
11 апреля 1980 г.

Литература

- [1] В.В.Самарцев. ЖПС, 30, 581, 1979.
- [2] Е.И.Shturkov, V.V.Samartsev. Phys. Stat. Sol., 45 (a), 647, 1978.
- [3] В.Р.Нагибаров, В.В.Самарцев. Сб. "Некоторые вопросы магнитной радиоспектроскопии и квантовой акустики". Казань, изд. КФАН СССР, 1968 г., стр. 102; В.В.Самарцев. ФТТ, 11, 1436, 1969.

- [4] А.В.Алексеев, У.Х.Копвиллем, В.Р.Нагибаров, М.И.Пирожков. ЖЭТФ, 55, 1852, 1968.
- [5] N.S.Shiren. Appl. Phys. Lett., 33, 299, 1978.
- [6] В.В.Самарцев, Р.Г.Усманов, Г.М.Ершов, Б.Ш.Хамидуллин. ЖЭТФ, 78, 1979, 1978.
- [7] I.D.Abella. Progress in Optics, 7, 141, 1969.
- [8] Л.А.Нефедьев, В.В.Самарцев, А.И.Сиразиев. Оптика и спектроскопия, 43, 218, 1977.
- [9] R.H.Thomson, C.F.Quate. J. Appl. Phys., 42, 907, 1971.
-