

УДК 535.2

НЕВЫРОЖДЕННОЕ ОБРАЩЕННОЕ СВЕТОВОЕ ЭХО В РУБИНЕ

Лобков В. С., Невельская Н. Л., Штырков Е. И.

Обнаружено невырожденное световое эхо в рубине при трехимпульсной накачке. По зависимости интенсивности эха от частотной расстройки определены параметры «дыры выжигания» R_1 -линии рубина.

В настоящее время как методы нелинейной лазерной спектроскопии [1] интенсивно используются различные переходные оптические явления, которые наблюдаются в условиях резонанса при интерференции атомных состояний.

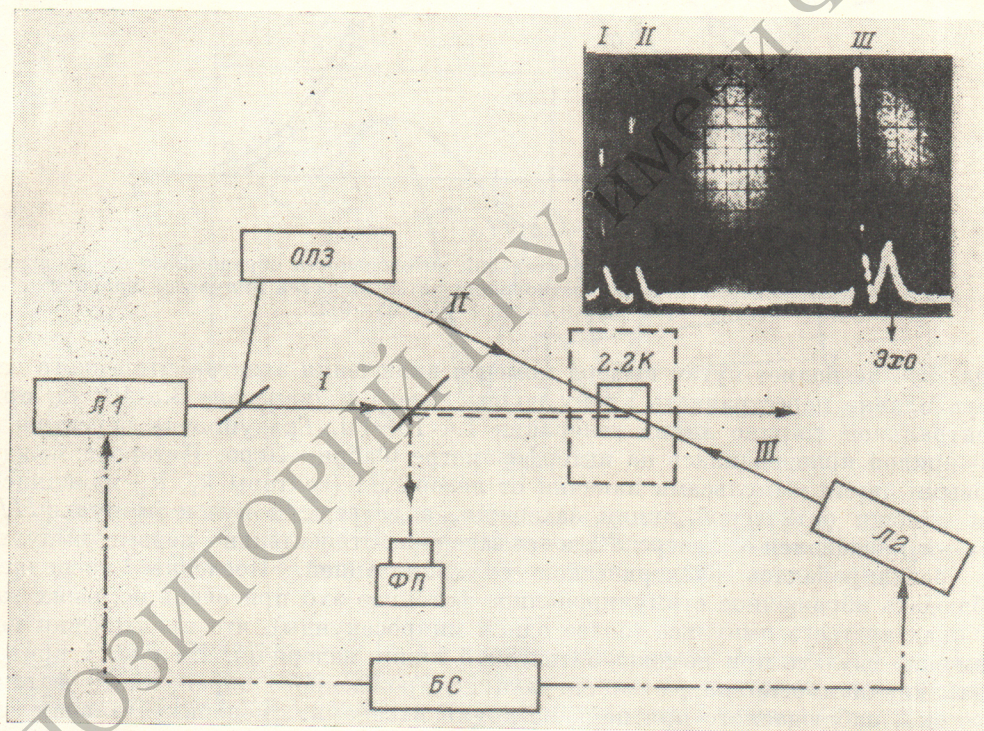


Рис. 4. Экспериментальная установка и сигнал невырожденного фотонного эха (4-й импульс на осциллограмме, цена деления 100 нс).

В частности, обращенное световое эхо [2], которое обладает высоким отношением сигнал/шум, позволяет получать информацию о параметрах фазовой (T_2) и энергетической (T_1) релаксаций, о частотах Раби, о характере частичного возбуждения спектра неоднородного уширения переходов и т. д. Обычно в твердом теле эхо наблюдают в режиме накачки оптическими импульсными полями, которые имеют одну и ту же несущую частоту. Однако такая вырожденная накачка не позволяет исследовать характер взаимодействия этих полей с атомами, которые находятся в суперпозиционных состояниях, наводимых в разных участ-

ках спектральной линии перехода, поэтому в настоящей работе исследовалась возможность наблюдения фотонного эха в рубине с применением накачки от двух различных лазеров, когда реализуется ситуация невырожденного по частоте неодновременного 4-волнового взаимодействия. Исследование проводилось в геометрии обращения волнового фронта на установке, упрощенная схема которой приведена на рис. 1. Для перестройки частоты рубиновых лазеров $L1$ и $L2$ была использована зависимость длины волны генерации от температуры активного элемента. При охлаждении лазера до 77 К излучение их на переходе ${}^4A_2(\pm 3/2) \rightarrow {}^2E(\bar{E})$ находится в резонансе с другой компонентой дублета R_1 -линии рубина с Cr^{+3} 0.03 ат. вес %, охлаждаемого до 2 К. Во время накачки активного элемента лазера из-за нагрева, обусловленного поглощением света (в пределах нескольких градусов), имеет место сдвиг уровней рабочего пере-

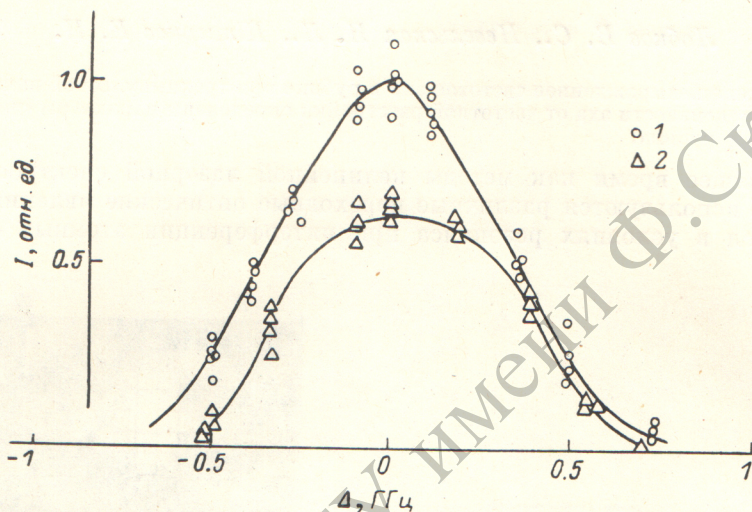


Рис. 2. Спектральная зависимость относительной интенсивности обращенного невырожденного эха в рубине (эксперимент) при соотношении интенсивностей импульсов накачки: 1 — 1—0.65—0.75, 2 — 1—0.65—0.2.

хода. Это позволяет путем выбора момента включения электрооптического затвора плавно перестраивать длину волны лазера в диапазоне $3.5 \cdot 10^9$ Гц при спектральной ширине линии генерации $1.4 \cdot 10^8$ Гц. Градуировка перестроечной кривой производилась на интерферометре Фабри—Перо. Интервал между первыми двумя импульсами накачки от лазера $L1$ (векторы $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2$) изменялся при помощи оптической линии задержки, а встречный пучок (импульс III, $\mathbf{k}_3 = -\mathbf{k}_2$) подавался от лазера $L2$, и его задержка относительно первых импульсов регулировалась электрической синхронизацией. Последнее позволяет наблюдать обращенное стимулированное фотонное эхо при очень больших задержках третьего импульса (более одной микросекунды), что практически невозможно сделать при помощи оптической линии задержки. На рис. 1 приведена типичная осциллограмма сигнала невырожденного обращенного фотонного эха, наблюдаемого при накачке двумя лазерами. Экспериментальная зависимость интенсивности этого сигнала от величины частотной расстройки лазеров Δ дана на рис. 2. Источником эха в нашем случае служит поляризационная компонента $P(\mathbf{k}_3 - \delta \mathbf{k})$, которая возникает в образце при взаимодействии импульса света от лазера $L2$ (импульсная площадь Θ_3) с совокупностью расфазированных изохроматических решеток когерентной инверсии (векторы решеток $\delta \mathbf{k} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$). Такие решетки наводятся в среде действием первых двух разнесенных во времени импульсов накачки (импульсные площади Θ_1, Θ_2) [3], а после окончания третьего импульса ($t > t_3$) частотная зависимость генерируемого в среде отклика описывается операцией кросскорреляции

$$P(\mathbf{k}_3 - \delta \mathbf{k}, \Delta) \propto \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(\Delta_j) \Psi(\Delta_j + \Delta) g(\Delta_j) d\Delta_j, \quad (1)$$

где $g(\Delta_j)$ — форма линии неоднородного уширения; функция $\Phi(\Delta_j) = C(\Delta_j) \exp[i\varphi(\Delta_j)]$ содержит информацию о переходных решетках, наведенных в среде в пределах дыры выжигания $D(\Delta_j, \Theta_1, \Theta_2)$; функция $\Psi(\Delta_j + \Delta) = C_3 \exp[(\Delta_j + \Delta)(t - t_3)]$ характеризует процесс взаимодействия третьего импульса с такими решетками и рефазировку системы на этапе свободной эволюции $t > t_3$ (явный вид параметров C, D, φ, C_3 приведен в [4]). Изохроматы спектра, попадающие в область перекрытия функций C и C_3 , в соответствии с (1) и дают вклад в сигнал фотонного эха. На рис. 3, а приведены результаты расчета частотной зависимости относительной интенсивности эха $I_{\text{отн}}(\Delta)$, выполненные с применением (1), для нескольких режимов накачки; на рис. 3, б — соответствующие

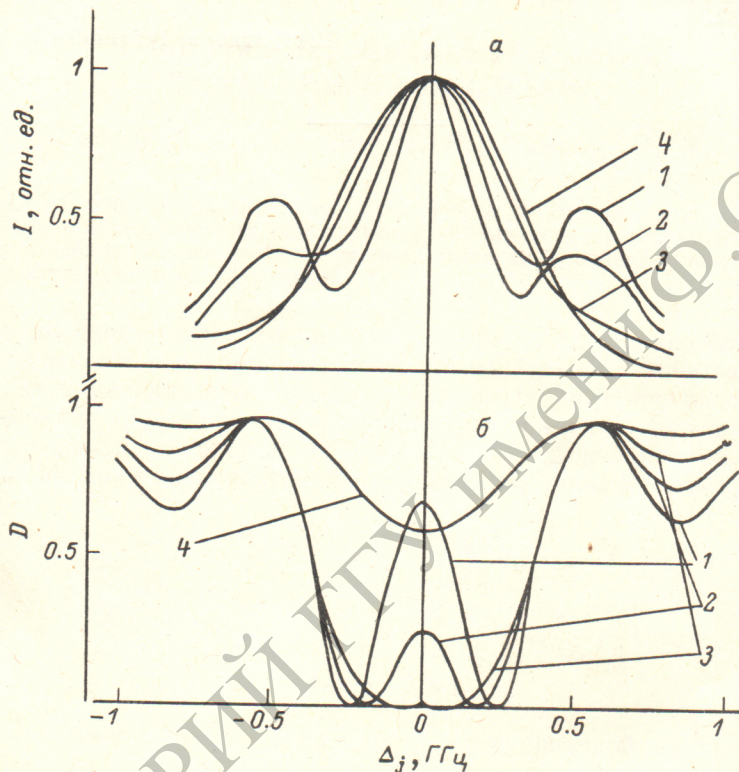


Рис. 3. Спектральные функции относительной интенсивности эха $I_{\text{отн}}(\Delta; \Theta_1, \Theta_2, \Theta_3)$ и «дыр выжигания» $D(\Delta_j; \Theta_1, \Theta_2)$ при $(\Theta_1 - \Theta_2 - \Theta_3)$ -взаимодействиях: 1 — $(\pi - 0.8\pi - 0.8\pi)$, 2 — $(0.8\pi - 0.64\pi - 0.64\pi)$, 3 — $(0.6\pi - 0.5\pi - 0.5\pi)$, 4 — $(0.6\pi - 0.5\pi - 0.27\pi)$.

щие им «дыры выжигания» $D(\Delta_j)$ в спектре поглощения ${}^4A_2 \rightarrow {}^2E(E)$ перехода рубина, размеры и форма которых определяются параметрами первых двух импульсов накачки [4]. Сравнение с экспериментальной кривой (рис. 2) позволяет выделить из семейства кривых $I_{\text{отн}}(\Delta)$ ту зависимость, которая соответствует реальным условиям в области возбуждения. Как показывает такое сопоставление, наш случай наиболее близок к $(0.6\pi - 0.5\pi - 0.5\pi)$ -взаимодействию (рис. 3, а, кривая 3). Наблюдаемый монотонный спад сигнала эха без дополнительных боковых осцилляций обусловлен плавным ходом спектральной зависимости $C(\Delta_j; 0.6\pi, 0.5\pi)$, а следовательно, и функции $D(\Delta_j; 0.6\pi - 0.5\pi)$ (рис. 3, б, кривая 3).

Следует отметить, что для получения данных о форме «дыр выжигания» непосредственно по виду зависимости $I_{\text{отн}}(\Delta)$ необходимо, чтобы сканирующая функция C_3 была уже спектральных осцилляций провала $D(\Delta_j)$. При этом уменьшением амплитуды пробного пучка можно повысить точность таких качественных оценок. Это подтверждается сравнением кривых 3 и 4 рис. 3, а. Ослаб-

ление интенсивности третьего пучка в 3 раза приводит к более качественному соответствию функций $I_{отн}(\Delta; 0.6\pi, 0.5\pi, 0.27\pi)$ и $D(\Delta_j; 0.6\pi, 0.5\pi)$. Таким образом, сигнал неодновременного 4-волнового взаимодействия может генерироваться даже при полном несовпадении спектров волн накачки.

Литература

- [1] Нелинейная спектроскопия. М., 1979.
- [2] Штырков Е. И., Лобков В. С., Ярмухаметов Н. Г. — Письма в ЖЭТФ, 1978, т. 27, в. 12, с. 685—688; ЖЭТФ, 1981, т. 81, в. 6 (12), с. 1977—1986.
- [3] Shtyrkov E. I., Nevel'skaya N. L., Lobkov V. S., Yarmukhametov N. G. — Phys. St. Sol., 1980, v. 98, p. 473.
- [4] Невельская Н. Л., Штырков Е. И. — Опт. и спектр., 1982, т. 52, в. 5, с. 857—862.

Поступило в Редакцию 22 мая 1985 г.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скоринны