

## О ВЛИЯНИИ КОРОТКИХ ТЕПЛОВЫХ ИМПУЛЬСОВ НА КОГЕРЕНТНО-ВОЗБУЖДЕННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЦЕНТРЫ В РУБИНЕ

*Б.М.Хабибуллин, А.М.Шегеда*

*Физико-технический институт Казанского филиала РАН  
420029, Казань*

Поступила в редакцию 20 мая 1992 г.

Наблюдалось изменение амплитуды когерентного излучения системы примесей  $\text{Cr}^{3+}$  в  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , обусловленное воздействием неравновесных фононов терагерцовой частоты. А также наблюдалось изменение интенсивности светового эха в рубине при подаче импульсного магнитного поля до лазерных импульсов. Известные механизмы, обусловленные действием радиочастотного поля на примесную спиновую систему<sup>1,2</sup>, модуляцию эха в этом случае не описывают.

При изучении физики фононов терагерцовой частоты значительное число работ, начиная с экспериментов Ренка и Дайзенхофера<sup>3</sup>, посвящено оптическому детектированию неравновесных акустических фононов. Обычно в таких экспериментах примесь с помощью оптической накачки переводится в возбужденное состояние и появление в образце неравновесных терагерцовых фононов приводит к перераспределению интенсивности люминесценции отдельных спектральных линий. В частности, в рубине вследствие поглощения возбужденными ионами  $\text{Cr}^{3+}$  фононов частотой  $29\text{ см}^{-1}$  при гелиевых температурах возникает люминесценция  $R_2$ -линии, связанная с излучательной релаксацией  $2\bar{A}(^2E)$ -состояния. При этом основным каналом релаксации является не переход  $2\bar{A}(^2E) \rightarrow ^4A_2$  в основное, а возврат в состояние  $\bar{E}(^2E)$  с испусканием фонона  $29\text{ см}^{-1}$ , что приводит к необходимости регистрации люминесценции  $R_2$ -линии в режиме счета фотонов<sup>4</sup>.

В таких экспериментах речь идет о некогерентных состояниях и изменение фазовых соотношений при переходах никак не сказывается на регистрируемом сигнале. Было бы естественно предположить, что в фазово-чувствительных экспериментах, таких как, например, световое эхо (СЭ), наличие канала релаксации, связанного с потерей фазы, приведет к заметному изменению регистрируемого сигнала. По изменению интенсивности сигнала СЭ можно было бы судить о числе возбужденных ионов  $\text{Cr}^{3+}$ , перешедших под действием фононного импульса в состояние  $2\bar{A}(^2E)$ . Заметим, что оценить эту величину по изменению люминесценции  $R_1$ -линии в наносекундном диапазоне практически невозможно, так как время релаксации между компонентами дублета  $^2E$  не превышает  $10^{-9}$  с.

Нами исследовалось воздействие наносекундных импульсов тока, подаваемых на тонкопленочный нагреватель, напыленный на образец, на величину СЭ в рубине с концентрацией ионов  $\text{Cr}^{3+}$  0,6% и 0,9%. Измерения проводились в режиме обращенного СЭ при  $T_0 = 2\text{ К}$  в постоянном магнитном поле  $H = 120\text{ Э}$ , параллельном оси  $C_3$ . Эхо возбуждалось импульсами (длительностью  $\tau = 10\text{ нс}$ ) низкотемпературного рубинового лазера, работающего с пассивной модуляцией добротности. Угол между первым лазерным импульсом и вторым, задержанным относительно первого на время  $\tau_{12} = 57\text{ нс}$ , составлял  $2^\circ$ . Синхронно с лазерными импульсами на нагреватель сопротивлением  $R = 50\text{ Ом}$  подавались импульсы тока амплитудой  $0 \leq U \leq 100\text{ В}$  и длительностью  $\tau_h = 17\text{ нс}$ , формируемые генератором на лавинных транзисторах<sup>5</sup>. При необходимости импульсы тока можно было подавать раньше первого лазерного импульса, который в

этом случае проходил дополнительную оптическую линию задержки. При использовании линзы с фокусным расстоянием  $F = 50$  см СЭ формировалось по всей толщине  $d = 5$  мм образца в "шнуре" диаметром около 300 мкм. С помощью микрометрического винта область оптического возбуждения можно было перемещать по образцу и устанавливать с точностью не хуже 50 мкм.

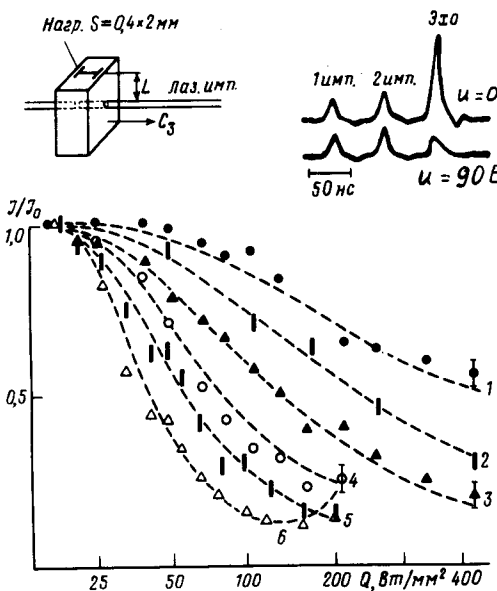


Рис.1

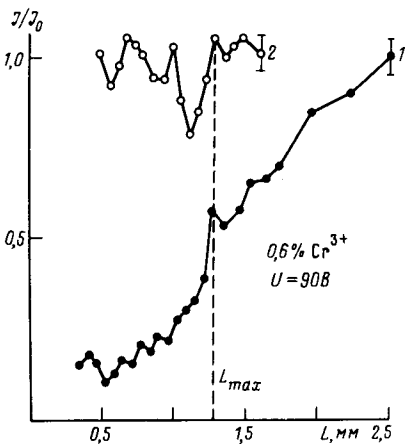


Рис.2

Рис.1. Зависимость относительной интенсивности СЭ от мощности  $Q$ , подводимой к нагревателю, в рубине с концентрацией  $\text{Cr}^{3+}$  0,9% (кривые 1 - 3) и 0,6% (кривые 4 - 6) при  $L = 1$  мм (1 и 4),  $L = 0,75$  мм (2 и 5),  $L = 0,5$  мм (3 и 6). Импульс тока подавался одновременно с первым лазерным импульсом. Кривые 1 - 3 получены с нагревателем размерами  $0,4 \times 1$  мм. Вверху приведены типичные осциллограммы наблюдаемых сигналов

Рис.2. Зависимость  $J/J_0$  в рубине от расстояния  $L$  до нагревателя. Кривая 1 - нагреватель напылен на образец в виде полоски  $0,4 \times 2$  мм, кривая 2 - нагреватель имеет форму меандра. Импульс тока подан одновременно с первым лазерным импульсом

Было обнаружено, что подача импульса тока на нагреватель приводит к резкому уменьшению интенсивности СЭ (см. рис.1). Излученные нагревателем неравновесные фононы, попадая в оптически возбужденный объем, вызывают переходы  $E(^2E) \rightarrow 2\bar{A}(^2E)$ , приводящие к потере фазы когерентного состояния. Можно показать, что в этом случае интенсивность СЭ описывается выражением:

$$J = J_0 \cos^2 \sqrt{n(\hbar\omega/k_B T_e)} A(c, L, \tau_h), \quad (1)$$

где  $n$  - фононная функция распределения,  $T_e$  - температура электронов в пленке нагревателя. В предположении модели Перрина-Вадда <sup>6</sup> при соответствующем выборе величины  $A(c, L, \tau)$ , являющейся функцией концентрации примесей  $c$ , расстояния  $L$  между нагревателем и возбужденным объемом, и длительности  $\tau_h$  импульса тока на нагревателе, выражение (1) может достаточно хорошо описать экспериментальные результаты (пунктирные линии на рис.1).

Однако дальнейшие эксперименты показали, что большую роль в спаде интенсивности СЭ играют не только фононы. Действительно, при одновременной подаче импульса тока и первого лазерного импульса, и увеличении расстояния  $L$ , начиная с  $L_{max} = 2\tau_{12}V_1$  ( $V_1 = 11,1$  км/с – скорость фононов продольной поляризации), к моменту времени  $t = 2\tau_{12}$  формирования эха в возбужденный объем не успевают придти даже баллистические  $LA$ -фононы, имеющие наибольшую скорость распространения. Тем не менее, как показывает кривая 1 на рис.2,  $J/J_0 < 1$  и при  $L > L_{max}$ . Было предположено, что существенную роль в спаде сигнала СЭ играет импульс слабого поперечного магнитного поля  $H_h = i/2\pi L \approx 4$  Э, возникающего при протекании тока  $i$  через нагреватель. Проверить это предположение можно было двумя способами.

Во-первых, можно было подать фононную компоненту импульса тока, для чего нагреватель напылялся на отдельную подложку и располагался на расстоянии  $L^1 \approx 0,4$  мм от образца рубина. В этом случае при  $L = L^1 + 0,5$  мм и  $U = 90$  В наблюдалось уменьшение СЭ в  $6 \div 7$  раз (рис.3), хотя действие тепловых фононов полностью исключалось.

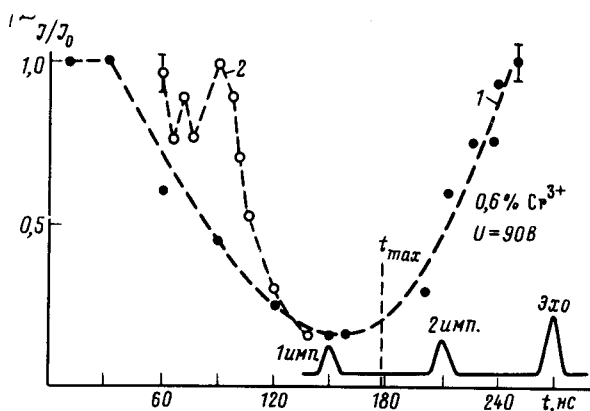


Рис.3. Зависимость сигнала СЭ от времени подачи импульса тока на нагреватель. Кривая 1 – нагреватель напылен на образец.  $t_{max}$  – максимальное время, при котором к моменту формирования СЭ в возбужденный объем успевают придти  $LA$ -фононы. Кривая 2 – нагреватель отделен от образца слоем гелия толщиной  $L^1 = 0,4$  мм

Во-вторых, подавлялась или, по крайней мере, значительно ослаблялась магнитная составляющая импульса тока. Для этого на образец напылялся нагреватель в форме меандра из полосок шириной  $0,4$  мм с зазором  $0,08$  мм. Результат приведен на рис.2 (кривая 2).

Обе кривые на рис.2 показывают, что приход баллистических  $LA$ -фононов в возбужденный объем приводит к заметному падению сигнала СЭ. Отсюда, учитывая, что интенсивность сигнала СЭ пропорциональна квадрату заселенности  $N^2$  возбужденного уровня, можем оценить относительное изменение заселенности уровня  $\bar{E}(^2E)$ , происходящее под действием фононного импульса:  $\Delta N/N \approx 0,15$ . Напомним, что это значение в обычных экспериментах маскируется малым временем релаксации уровня  $2\bar{A}(^2E)$ .

Измерения показали, что величина  $J/J_0$  в нулевом внешнем магнитном поле сравнима с амплитудой модуляции сигнала в поле  $H \approx 120$  Э. В тех случаях (см. рис.3), когда магнитный импульс подается после первого оптического импульса ( $t_1 < t_h < t_1 + 2\tau_{12}$ ), модуляция амплитуды эха описывается выражением <sup>1,2</sup>:

$$J = J_0 \{1 - 2 \sin^2 \vartheta \cos^2 \Omega_2 (2\tau_{12} + t_1 - t_h)\} \exp(-2\gamma\tau_{12}), \quad (2)$$

где  $\vartheta = \mu_e H_h \tau_h / \hbar$  - площадь импульса поля,  $\Omega_2 \simeq \omega_c$  - сдвиг фазовых скоростей прецессии электрических диполей когерентно-возбужденных примесей,  $\omega_c$  - энергия суперсверхтонкого взаимодействия ионов  $\text{Cr}^{3+}$  с ядрами  $\text{Al}^{27}$  в частотных единицах,  $\gamma$  - время жизни оптически возбужденного когерентного состояния.

При  $t_h < t_1$  модуляция СЭ эмпирически описывается аналогичным выражением с  $\Omega_1 \neq \Omega_2$ . Из данных рис.3 можно найти значения частот модуляции  $\Omega_1 = 1,7 \cdot 10^7$  рад/с и  $\Omega_2 = 3,1 \cdot 10^7$  рад/с. По изменению  $J/J_0$  от величины импульсного магнитного поля (рис.1), определена константа взаимодействия поля,  $\mu_{\text{эф}} H_h$ , с примесной спин-системой, равная в частотных единицах  $\omega_{\text{вз}} \simeq 7 \cdot 10^7$  рад/с. Это величина порядка энергии взаимодействия поля с электронной спиновой системой примеси  $\text{Cr}^{3+}$ ,  $\mu_{\text{эф}} \simeq \mu_e$ .

- 
1. D.Grischkowsky, and S.R.Hartmann, Phys. Rev. B **2**, 60 (1970).
  2. E.A.Whittaker, and S.R.Hartmann, Phys. Rev. B **26**, 3617 (1982).
  3. K.F.Renk, and J. Deisenhofer, Phys. Rev. Lett. **26**, 764 (1971).
  4. W.E.Bron, Rep. on Progress in Phys. **43**, 301 (1980).
  5. В.П.Дьяконов, Лавинные транзисторы и их применение в импульсных устройствах. М.: Сов.радио, 1973.
  6. N.Perrin, and H.Budd, Phys. Rev. Lett. **28**, 1701 (1972).