

В заключение отметим, что в работах [3, 5] использовались кристаллы $(C_2H_5NH_3)_2CuCl_4$ без предварительной обработки (тонкие пластины). В этом случае $N_{xx} \approx 0$ и область ПС $\Delta H_{ic} \sim N_{xx}$ всегда близка к нулю, а неоднородности $H^{(i)}$ из-за неэллипсоидальности образца существенно больше, чем в исследуемых в данной работе. Поэтому в [3, 5] особенности в полевых и температурных зависимостях χ_{xx} , связанные с образованием ПС, практически неразличимы на фоне изменений восприимчивости однородных фаз.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Blazey K. W., Rohrer H., Webster R. // Phys. Rev. B. 1971. V. 4. N 7. P. 2287—2303.
- [2] Александрова К. С., Федосеева Н. В., Слевакова Н. П. // Магнитные фазовые переходы в галондных кристаллах. Новосибирск, 1983. 194 с.
- [3] Богданов А. Н., Журавлев А. В., Телепа В. Т. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 2. С. 291—292.
- [4] de Jonqh L. J., van Amstel W. D., Miedema A. P. // Physica. 1972. V. 58. N 2. P. 277—304.
- [5] Long J. R., Haines D. N., Drumheller J. // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. N 8. P. 3031—3033.
- [6] Tuthill G. F. // J. Phys. C. 1981. V. 14. N 9. P. 2483—2492.
- [7] Bogdanov A. N., Zhuravlev A. V., Telepa V. T. // Phys. St. Sol. 1984. V. 83. N 6. P. 135—140.
- [8] Богданов А. Н., Журавлев А. В., Телепа В. Т. // ФНТ. 1984. Т. 10. № 6. С. 635—645.
- [9] Барьяхтар В. Г., Боровик А. Е., Попов В. А. // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 9. № 11. С. 634—737.
- [10] Барьяхтар В. Г., Богданов А. Н., Яблонский Д. А. // УФН. 1988. Т. 156. № 1. С. 47—92.
- [11] Тарасенко В. В., Ченский Е. В., Дикштейн И. Е. // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. № 6. С. 2178—2185.
- [12] Богданов А. Н., Журавлев А. В. // Препринт ДонФТИ. 1989. 50 с.

Донецкий физико-технический институт
АН УССР
Донецк

Поступило в Редакцию
21 августа 1989 г.

УДК 621.315.592

Физика твердого тела, том 32, № 4, 1990
Solid State Physics, vol. 32, № 4, 1990

НАБЛЮДЕНИЕ МЕЖПРИМЕСНОЙ РЕЗОНАНСНОЙ ФОТОУПРУГОСТИ В КРИСТАЛЛЕ АИГ

А. В. Герус, С. Н. Петров

Среди различных акустооптических (АО) явлений особый интерес представляет исследование резонансного поведения фотоупругих констант в твердых телах. Изучение резонансной фотоупругости позволяет получать информацию о внутренних свойствах и физических параметрах материалов. В настоящей работе исследуется резонанс фотоупругости, связанный с межпримесными переходами в кристалле алюмоиттриевого граната (АИГ). Теоретическому исследованию такого рода резонансов был посвящен ряд работ [1—3]. Экспериментальных же работ по примесной резонансной фотоупругости к настоящему моменту не было опубликовано вообще.

Будем рассматривать случай взаимодействия света с извне введенной звуковой волной в случае, когда частота света соответствует переходу между двумя какими-либо состояниями атомов в кристалле. Выражение для тензора диэлектрической проницаемости вещества, полученное в [4], имеет вид

$$\varepsilon_{ik} = \varepsilon_{ik}^0 + \frac{4\pi e^2 N}{m^2 \omega^2} \frac{f(\nu) \cdot f(\nu_1)}{E_{\nu_1} - E_{\nu} + \hbar\omega + iS} \langle \nu | \hat{P}_i | \nu_1 \rangle \langle \nu_1 | \hat{P}_k | \nu \rangle, \quad (1)$$

где ε_{ik}^0 — тензор диэлектрической проницаемости вдали от резонанса; e , m — заряд и эффективная масса электрона; N — концентрация примеси; E_{ν} , E_{ν_1} — энергии верхнего и нижнего уровней; $f(\nu)$, $f(\nu_1)$ — числа заполнений этих уровней; S — энергетическая «размазка» данного перехода; P_i — i -я компонента оператора импульса; $\langle \nu | \hat{P}_i | \nu_1 \rangle$ — матричный элемент оператора импульса данного перехода.

Как показано в [3], в случае близкой симметрии волновых функций состояний $|\nu\rangle$ и $|\nu_1\rangle$ звук, помимо модуляции расстояния между уровнями через потенциал деформации, может модулировать и симметрию волновых функций, а следовательно, и величину матричного элемента. Можем записать

$$E_{\nu_1} - E_{\nu} = (E_{\nu_1} - E_{\nu})_0 + \Lambda U, \quad \langle \nu | \hat{P} | \nu_1 \rangle = \langle \nu | \hat{P} | \nu_1 \rangle_0 (1 + \beta U), \quad (2), (3)$$

где $(E_{\nu_1} - E_{\nu})_0$ и $\langle \nu | P | \nu_1 \rangle_0$ — невозмущенные значения расстояния между уровнями и матричного элемента; Λ — константа деформационного потенциала перехода (равная разности значений констант дефпотенциала верхнего и нижнего уровней); β — константа, определяющая воздействие звука на матричный элемент; U — величина тензора деформации. (Здесь и в дальнейшем мы опускаем тензорные индексы, не играющие существенной роли в данной работе). В указанных условиях, если $f(\nu) - f(\nu_1) \neq 0$, наличие звука приводит к существованию в кристалле как фазовой, так и амплитудной дифракционных решеток.

Как видно из (1), резонансный вклад в ε , а значит, и в фотоупругость тем больше, чем больше разность заселенностей уровней исследуемого перехода. В кристалле АИГ при комнатной температуре оба уровня перехода ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ ионов Nd^{3+} пусты и переход не дает вклада в поляризуемость вещества. Оптическая накачка включает данный переход в поляризуемость, а следовательно, и в фотоупругость. По изменению эффективности АО взаимодействия при резонансе можно определить как константу деформационного потенциала перехода Λ , так и константу β , связанную с воздействием звука на вероятность резонансного перехода.

В работе рассчитывалась интенсивность света в дифракционных порядках I_n при наличии как фазовой, так и амплитудной решеток. Расчет проводился в раман-натовском пределе. Были получены следующие выражения для интенсивностей света:

$$I_n = I_i \{ J_n^2(B) + A^2/4 [J_{n+1}(B) - J_{n-1}(B)]^2 \}, \quad (4)$$

где $n=0, \pm 1, \pm 2 \dots$; I_i — интенсивность падающего света; $J_n(B)$ — функции Бесселя n -го порядка; A и B — глубины амплитудной и фазовой модуляции света при прохождении его через акустический столб.

Из (1)–(3) можно получить выражение для диэлектрической проницаемости в первом порядке по амплитуде звука

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon_0^0 \rho U - i \delta \varepsilon_0 [1 + (2\beta + i\Lambda/S)U], \quad (5)$$

где $\delta \varepsilon_0$ — добавка к невозмущенной диэлектрической проницаемости ε_0 , обусловленная оптической накачкой; ρ — нерезонансная часть фотоупругой константы. Добавку $i \delta \varepsilon_0$ можно определить из эксперимента по усилению света при прохождении через кристалл

$$\delta \varepsilon_0 = Q \sqrt{\varepsilon_0} / K_0, \quad (6)$$

где Q — коэффициент усиления света, K_0 — волновой вектор света в вакууме. В нашем случае

$$A = K_0 / \beta (\delta \varepsilon_0 / \sqrt{\varepsilon_0}) U, \quad B = K_0 l U / 2 \sqrt{\varepsilon_0}, \quad (7), (8)$$

где l — длина взаимодействия.

Измеряя зависимости $I_n(B)$ и сравнивая их с (4), можно подобрать значения Λ и β , при которых будет достигнуто наилучшее соответствие между теорией и экспериментом.

Экспериментальное исследование резонансного АО взаимодействия проводилось на таком же кристалле АПГ, как и в источнике света, излучаю-

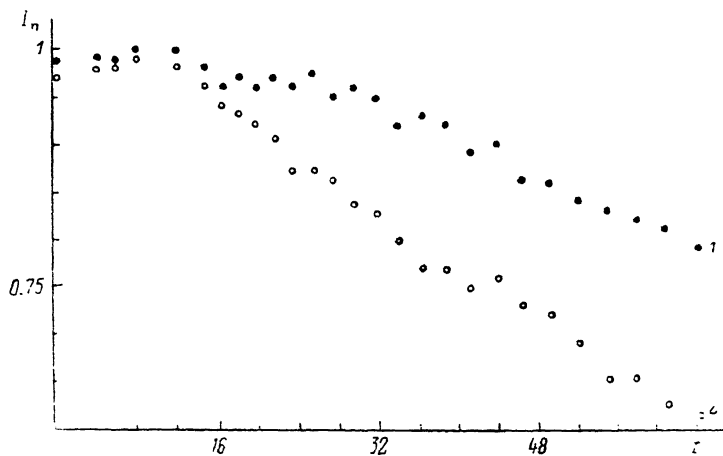


Рис. 1. Зависимости интенсивностей дифракционных порядков от интенсивности оптической накачки (в отн. ед.).

щем на длине волны $\lambda = 1.06$ мкм. Включение резонансного взаимодействия осуществлялось импульсной лампой-накачкой синхронно с импульсом света и звука. Пьезопреобразователь из LiNbO_3 , приклеенный к боковой грани кристалла, возбуждал сдвиговую акустическую волну на частоте

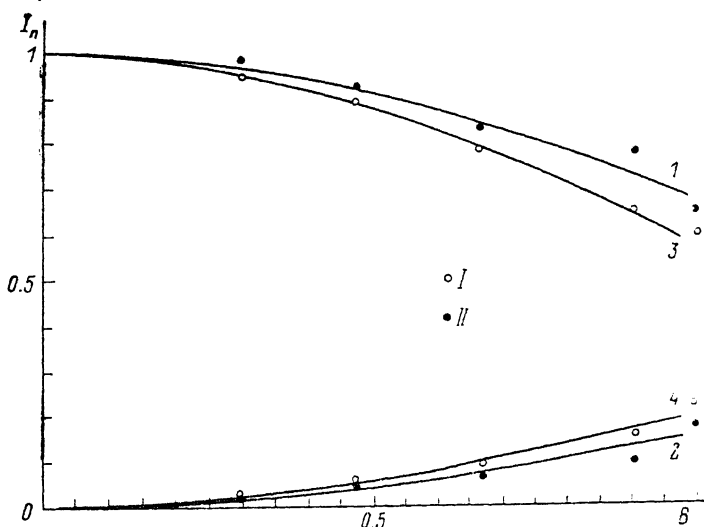


Рис. 2. Зависимости интенсивностей дифракционных порядков от индекса фазовой модуляции света звуком.

25 МГц. За фотоупругое взаимодействие в этой геометрии отвечала константа p_{44} . Длина взаимодействия 6 мм. Геометрия взаимодействия была такой, что дифракция на четных порядках шла с поворотом плоскости поляризации. Интенсивность звука изменялась от 0 до 6 кВт/см². В эксперименте одновременно измерялись после кристалла интенсивности 0-го, 1-го и 2-го порядков, а также суммарная интенсивность прошедшего света с помощью четырех фотоприемников. Для измерения усиления света при прохождении через кристалл применялся дополнительный фотоприемник,

в который свет попадал от делительной пластины, расположенной до исследуемого кристалла. Для того чтобы избежать влияния света от лампы-накачки на работу пьезопреобразователя, на последний с двух сторон напылялись толстые серебряные электроды. Кроме того, в процессе эксперимента с помощью эхо-метода контролировалась амплитуда звука, отраженного от противоположного преобразователю торца образца.

На рис. 1 изображены зависимости относительных интенсивностей 1-го и 2-го дифракционных порядков от интенсивности накачки (кривые 1 и 2 соответственно) при максимальной интенсивности звука. Максимальное значение интенсивности накачки отвечало усилению света 0.56 см^{-1} . Видно, что зависимости имеют спадающий характер, что говорит о том, что резонансный и нерезонансный вклады имеют разные знаки.

На рис. 2 приведены теоретические зависимости интенсивности 0-го и 1-го порядков дифракции в резонансных условиях (кривые 1 и 2 соответственно) и нерезонансных (кривые 3 и 4) от глубины фазовой модуляции света звуком. Точки — экспериментальные значения без накачки (I), с накачкой (II). Интенсивность оптической накачки соответствовала усилению света 0.56 см^{-1} . Энергетическая «размазка» этого резонансного перехода ионов Nd^{3+} $S=7 \cdot 10^{-4}$ эВ. Теоретические кривые резонансного взаимодействия 1, 2 соответствуют значению $\Lambda=2.4$ эВ. При этом величина резонансной добавки к диэлектрической проницаемости составляла 0.1 от ее величины. К сожалению, недостаточная точность измерений не позволила определить константу β .

Изучение АО взаимодействия на длине волн $\lambda=0.63$ мкм показало полную независимость интенсивности света в дифракционных порядках от интенсивности накачки, что говорит о том, что обнаруженные зависимости на $\lambda=1.06$ мкм связаны именно с резонансным переходом.

Список литературы

- [1] Шкердин А. В., Гуляев Ю. В. // ФТТ. 1978. Т. 20. № 3. С. 945—947.
- [2] Гуляев Ю. В., Мовсисян С. М., Шкердин Г. Н. // ФТП. 1980. Т. 14. № 4. С. 638—643.
- [3] Герус А. В., Шкердин Г. Н. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 1. С. 328—330.
- [4] Loudon R. // Proc. Roy. Soc. 1963. V. 275. N 1. P. 218—238.

Институт радиотехники и электроники АН СССР
Фрязино
Московская область

Поступило в Редакцию
13 апреля 1989 г.
В окончательной редакции
23 августа 1989 г.

УДК 538.67

© Физика твердого тела, том 32, № 4, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 4, 1990

МАГНИТНЫЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СОЕДИНЕНИЙ



Т. М. Перекалина, Б. Я. Котюжанский, А. Я. Шапиро, С. А. Черкезян

В лантановых манганитах $\text{La}_{1-x}\text{M}_x\text{MnO}_{3+y}$ ($M=\text{Ca}, \text{Sr}, \text{Ba}, \text{Pb}$), имеющих структуру перовскита, при уменьшении температуры наблюдается переход от полупроводникового типа проводимости к металлическому. При этом в первых работах по исследованию их магнитных и электрических свойств [1, 2] экспериментально было показано, что этот переход осуществляется при температуре Кюри T_K , ниже которой манганиты становятся ферромагнитными. Появление ферромагнетизма ниже T_K и максимума сопротивления при температуре T_K были объяснены в [3] двойным обменным взаимодействием $\text{Mn}^{3+}-\text{O}^{2-}-\text{Mn}^{4+}$. В дальнейшем для объяснения