

Появление неколлинеарной магнитной структуры возможно ниже критической температуры $T_{кр}$, которая равна [4]

$$T_{кр} = (S + 1) \mu_B M_R H_{обм} / 3 S k M_{CuMn}.$$

Здесь M_R — намагниченность редкоземельной подрешетки при 0 К, $\mu_B = 2 \mu_B S$, S — спиновое число РЗИ, M_{CuMn} — результирующая намагниченность медной и марганцевой подрешеток. В случае гадолиниевого перовскита $T_{кр} \sim 70$ К, для перовскитов с РЗИ Er, Ho, Dy, Tb эта температура в несколько раз меньше. Выше $T_{кр}$ переориентация должна происходить путем парапроцесса антиферромагнитного типа. Зависимость $\sigma(H)$ при 4.2 К для гадолиниевого перовскита можно объяснить образованием неколлинеарной магнитной структуры в полях, превышающих 6 Тл. При 22 К переход в угловую фазу происходит при 8 Тл. Необходимо отметить, что образец при намагничивании в полях, меньших критического $H_{кр}$, при котором происходит образование неколлинеарной структуры, может охлаждаться в результате магнитокалорического эффекта. В угловой фазе в полях, больших $H_{кр}$, магнитокалорический эффект отсутствует [3], поэтому зависимость $\sigma(H)$ линейная.

Л и т е р а т у р а

- [1] Samaras D., Vochu B., Joubert J. C. // J. Sol. St. Chem. 1984. V. 53. P. 323—328.
- [2] Коршиков Ф. П., Троянчук И. О., Башкиров Л. А. и др. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 1. С. 210—213.
- [3] Левитин Р. З., Пономарев Б. К., Попов Ю. Ф. // ЖЭТФ. 1970. № 6. С. 1952—1960.
- [4] Белов К. П., Звездин А. К., Кадомцева А. М., Левитин Р. З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М., 1970. 318 с.

Институт физики твердого тела
и полупроводников АН БССР
Минск

Поступило в Редакцию
18 апреля 1988 г.
В окончательной редакции
15 сентября 1988 г.

УДК 547.226

Физика твердого тела. том 31, в. 2, 1989
Solid State Physics. vol. 31. № 2, 1989

НЕМОНОТОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА В КРИСТАЛЛАХ $BaTiO_3$ и $PbTiO_3$ ОТ ИНТЕНСИВНОСТИ

С. В. Барышников, И. В. Косолапов, В. В. Маслов,
Э. В. Бурсиан, Я. Г. Гиришберг

Исследовалась зависимость оптических свойств монокристаллов $BaTiO_3$ и $PbTiO_3$ от интенсивности падающего излучения. В качестве образцов использовались пластинки толщиной 100—300 мкм кристаллов, выращенных методом Ремейки без специально введенных примесей и с добавками. Измерялись значения падающей, прошедшей и отраженной интенсивностей и по результатам вычислялись коэффициенты пропускания, отражения и поглощения.

Источником света служил лазер на АИГ+Nd с модулированной добротностью, длительность импульса ~ 15 нс. Для измерений использовалась вторая гармоника $\lambda = 0.53$ мкм. Образец ставился под малым углом ($\sim 10^\circ$) к лучу для введения в сторону отраженного излучения. Малость этого угла, существенно меньшего угла Брюстера, позволяла в пределах погрешности всего опыта пренебречь поляризационными эффектами. Для измерения энергии падающего, отраженного и прошедшего через

кристалл излучения использовались предварительно калиброванные фотозлементы (Ф)-17. Перед ними ставились матовые ослабители—рассеиватели, позволявшие вывести фотозлементы на линейный режим и распределить свет более или менее равномерно по приемной поверхности фотозлемента, что уменьшало погрешность от малых смещений луча или его расширения в результате рассеяния в образце. Для исключения ошибки при измерениях, связанных с нестабильностью работы лазера, использовались одиночные импульсы и в каждом импульсе одновременно и независимо определялись величины отраженного, прошедшего и падающего света.

Импульсы с нагрузок фотозлементов подавались на три запоминающих осциллографа С8-13. Делалась поправка на недостаточность полосы пропускания осциллографа С8-13. Связь между размерами получаемых изображений и величиной неискаженных импульсов специально исследовалась с помощью скоростного, но незапоминающего осциллографа С9-4А

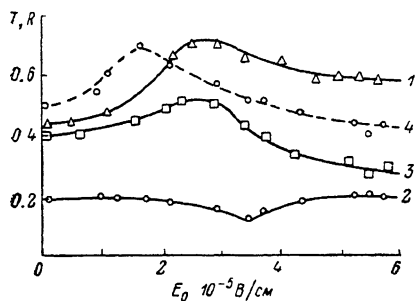


Рис. 1. Зависимости коэффициентов пропускания T (1) и отражения R (2) для BaTiO_3 при температуре на 5 К выше перехода от амплитуды поля световой волны.

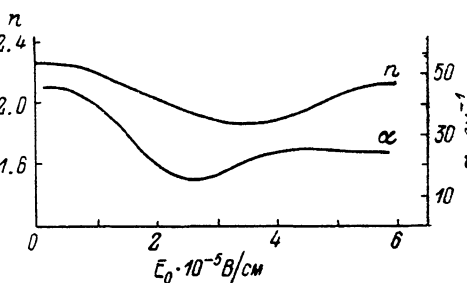


Рис. 2. Зависимости коэффициентов поглощения α и преломления n от интенсивности поля для BaTiO_3 в парафазе, полученные пересчетом экспериментальных кривых $R(E_0)$ и $T(E_0)$.

с разверткой до 2.5 нс/см в периодическом режиме. Приведение к энергетическим единицам производилось с помощью измерителя мощности лазерного излучения ИМО-2 в периодическом режиме работы лазера.

Площадь сфокусированного линзой пятна измерялась визуально микроскопом. Максимальная интенсивность соответствовала амплитуде поля $E_0 \sim 10^6$ В/см.¹ Варьирование интенсивности осуществлялось ступенчато с помощью градуированных фильтров и плавно — изменением напряжения накачки лазера. При малых интенсивностях измерения проводились как в одиночном, так и в периодическом режиме, при больших — в одиночных импульсах. Для проверки того, что в процессе измерения кристалл не был поврежден излучением, после измерения в сильном поле делался возврат к измерениям на малой интенсивности. При отсутствии повторения (что означало, что данная точка кристалла повреждена) результат, полученный на большой интенсивности, не использовался.

Основные результаты эксперимента сводятся к следующему.

1. Коэффициент преломления и отражения (рис. 1) или найденные с их помощью коэффициенты поглощения и преломления (рис. 2) для BaTiO_3 в парафазе при изменении интенсивности ведут себя немонотонно. В полях $E \leq 2 \cdot 10^5$ В/см коэффициенты поглощения и преломления падают (оптическое просветление), но при дальнейшем увеличении интенсивности вновь начинают расти.

2. Пороговое значение поля, после которого поглощение света начинает расти, в кристаллах BaTiO_3 практически не зависит от примесей (использовались кристаллы $\text{BaTiO}_3 + 0.3$ мол. % Mn_2O_3 , $\text{BaTiO}_3 +$

¹ Следует отметить, что поскольку плотность излучения неодинакова по сечению пучка и меняется по времени в течение импульса, речь идет о некоторых средних значениях полей и интенсивностей.

+0.1 мол. % Gd_2O_3 , $BaTiO_3$ +0.8 мол. % Fe_2O_3) и от температуры. При введении примесей и изменении температуры меняется только абсолютное значение поглощения (и предел разрушения).

3. Для титаната свинца наблюдается аналогичная зависимость коэффициента поглощения от интенсивности излучения, но максимум пропускания сдвинут в область более низких полей. На рис. 1 показаны зависимости коэффициента пропускания от амплитуды поля для $BaTiO_3$ (3) и $PbTiO_3$ (4), снятые при комнатной температуре.

Эти результаты укладываются в схему поведения сегнетоэлектрика в интенсивном электромагнитном поле. Известно, что в полупроводниках [1] сильное поле $\lambda_0 \tau_R \gg 1$ ($\lambda_{\alpha\beta} = (eE_0/2\omega_L)v_{\alpha\beta} \equiv i\lambda_0$, E_0 — амплитуда поля, ω_L — его частота, $v_{\alpha\beta}$ — межзонный матричный элемент скорости, τ_R — время межзонной рекомбинации) приводит к уменьшению коэффициента поглощения (эффект Крехина)

$$\alpha_R = \text{const} \frac{\lambda_0}{I\tau_R} \left(\frac{\omega_L - E_g}{\omega_L} \right)^{1/2} (m\omega_L)^{3/2} \equiv \frac{a}{I^{1/2}}, \quad (1)$$

где I — интенсивность поля. В сегнетоэлектриках [2, 3] в сильном поле возникает новый канал рекомбинации, обусловленный межзонным электрон-фононным взаимодействием

$$\alpha_E = \text{const} \frac{i_0}{I\tau_E} \left(\frac{\omega_L - E_g}{\omega_L} \right)^{1/2} (m\omega_L)^{3/2} \equiv bI^{1/2}, \quad \frac{1}{\tau_E} = \omega_L \left(\frac{\Gamma_0}{\omega_L} \right) \left(\frac{\lambda_0}{\omega_L} \right)^2 \left(\frac{\omega_g}{2\omega_L} \right), \quad (2)$$

Γ_0 — межзонная константа связи, ω_c — затравочная частота критических фононов. Таким образом, полное поглощение

$$\alpha = \alpha_R + \alpha_E = aI^{-1/2} + bI^{1/2}, \quad (3)$$

откуда следует, что должно существовать характерное значение поля $\lambda_0 = \lambda_0^*$

$$\left(\frac{i_0^*}{\omega_L} \right)^2 = \left(\frac{\omega_L}{\Gamma_0^2} \right) \left(\frac{2\omega_L}{\omega_c} \right) \frac{1}{\omega_L \tau_R}, \quad (4)$$

при котором коэффициент поглощения минимален и при $\lambda_0 > \lambda_0^*$ начинает расти пропорционально \sqrt{I} . Это значение поля можно отождествить с экспериментальным пороговым. Тогда из (4) имеем $\omega_L \tau_R \sim 10^4$ и $\lambda_0 \tau_R \geq 10^2$, что соответствует режиму сильного поля.

Связь между температурой фазового перехода T_c и константой связи Γ_0 [4] позволяет записать

$$(i_0^*/\omega_L) = \text{const} (1 - T_c/\bar{E}), \quad (5)$$

т. е. в соответствии с экспериментом порог падает с ростом T_c .

Л и т е р а т у р а

- [1] Елесин В. Ф. // ЖЭТФ. 1970. Т. 59. № 2. С. 602—613.
 [2] Гиршберг Я. Г., Трунов Н. Н. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 1. С. 179—186.
 [3] Гиршберг Я. Г., Трунов Н. Н. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 10. С. 2905—2911.
 [4] Гиршберг Я. Г., Бурсиан Э. В. // Сегнетоэлектрики. Л., 1978.

Ленинградский государственный
педагогический институт им. А. И. Герцена
Ленинград

Поступило в Редакцию
27 мая 1988 г.
В окончательной редакции
20 сентября 1988 г.