

ОСОБЕННОСТИ ДИСПЕРСИИ A_1 -ПОЛЯРИТОНОВ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ В НИОБАТЕ И ТАНТАЛАТЕ ЛИТИЯ

Л. Г. Резник, А. А. Аникьев,
В. С. Горелик и Б. С. Умаров

Представлены результаты исследования спектров комбинационного рассеяния на поляритонах A_1 -типа в ниобате и танталате лития для области температур 100—300 К. На основе полученных спектров построены дисперсионные зависимости для высокочастотных A_1 -поляритонов. Проведено сопоставление экспериментальных дисперсионных зависимостей с кривыми, рассчитанными с учетом четырех A_1 -фононов. Определены значения высокочастотных диэлектрических проницаемостей. Обнаружено, что при понижении температуры кристалла ниобата лития на спектрах в области частоты 580 см^{-1} возникает новая поляритонная особенность.

Кристаллы ниобата и танталата лития являются сегнетоэлектриками, в которых происходит фазовый переход типа смещения при высоких температурах. При использовании этих кристаллов в нелинейных устройствах оказывается важным характер частотной зависимости диэлектрической проницаемости в инфракрасной области спектра, непосредственно связанный с дисперсией поляритонов. Для получения такого закона в последнее время широко используется метод комбинационного рассеяния света.

В работах [1, 2] был получен закон дисперсии A_1 -поляритонов в области высокочастотного TO -фонона кристалла ниобата лития при комнатной температуре и при температуре 100 К. Спектры поляритонов A_1 -типа в кристаллах ниобата и танталата лития при комнатной температуре и при температуре 620 К исследовались в работе [3]. В работе [4] был исследован закон дисперсии верхней поляритонной ветви в ниобате лития для колебаний E -типа. При этом было проведено сравнение экспериментальной зависимости с теоретическими, рассчитанными в квазигармоническом приближении, и получено аналитическое выражение закона дисперсии поляритонов при комнатной температуре.

В настоящей работе получен закон дисперсии высокочастотных поляритонов A_1 -типа в ниобате и танталате лития для области температур 100—300 К в широком интервале значений волнового вектора. При сопоставлении экспериментально полученного закона дисперсии с теоретическим использовалась модель лорентцовских осцилляторов без затухания.

Методика эксперимента

Поляритонные спектры регистрировались фотографическим методом на спектрографе СТЭ-1. Для получения частотно-угловой развертки использовалась телескопическая система, позволяющая регистрировать рассеянное излучение в интервале углов 0 — 13° . Источником возбуждения служила линия 514.5 нм (0.25 Вт) аргонового лазера. В качестве фильтра, подавляющего лазерное излучение, использовался кристалл CdS . Оптическая ось исследуемого кристалла была параллельна оси Z , а щель спектро-

графа оси — Y . При съемке использовалась геометрия рассеяния $X(ZZ)X + \Delta Y$. Поляритонные спектры кристаллов были получены при температурах 300, 250, 230, 180, 160 и 100 К.

Результаты эксперимента и их обсуждение

Во время проведения эксперимента в кристаллах ниобата лития, охлажденных до температуры 180 К и ниже, начинали происходить «оптические искажения» [5, 6]. В кристалле танталата лития при тех же условиях явных «оптических искажений» не наблюдалось.

На рис. 1 и 2 приведены фотографии поляритонных спектров кристаллов танталата и ниобата лития для температур 300, 180 и 100 К. Как видно из

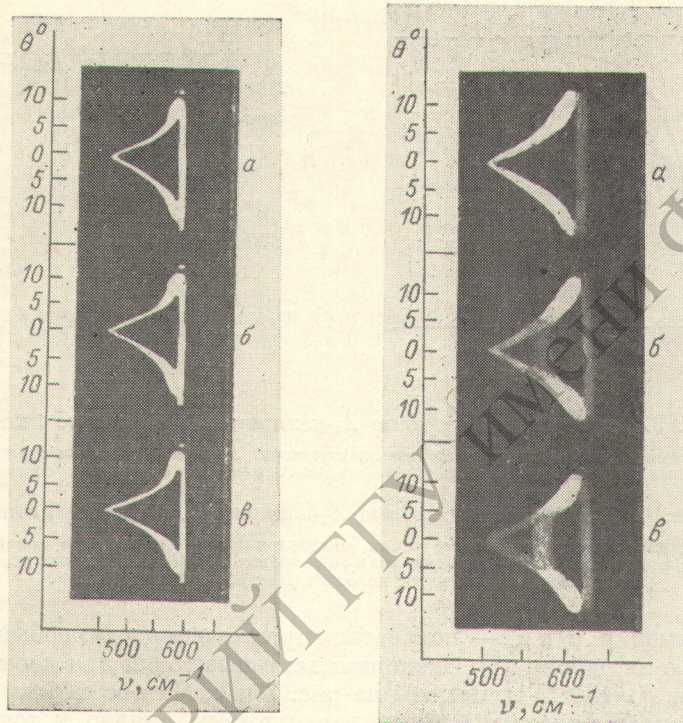


Рис. 1. Фотографии поляритонных спектров танталата лития.

T, K : а — 300, б — 180, в — 100.

Рис. 2. Фотографии поляритонных спектров ниобата лития.

T, K : а — 300, б — 180, в — 100.

рис. 1, поляритонная кривая танталата лития является резкой и однородной по интенсивности. Температурные изменения этой кривой состоят лишь в незначительной деформации, обусловленной сдвигом частоты оптического фонона.

Спектр кристалла $LiNbO_3$ при комнатной температуре (рис. 2, а) носит равномерный по интенсивности характер. При температуре кристалла 180 К, когда становятся заметными происходящие в нем «оптические искажения», распределение интенсивности поляритонного рассеяния становится неравномерным в области 580 см^{-1} (рис. 2, б), что соответствует углу рассеяния $\sim 5^\circ$. Кроме того, в этой области обнаруживается новая размытая поляритонная ветвь. При дальнейшем понижении температуры отмеченные особенности поляритонной кривой становятся более отчетливыми. Как видно из рис. 1, в, при $T = 100\text{ К}$ интенсивность низкочастотной части поля-

ритонной кривой резко падает в области 580 см^{-1} . Хорошо проявляется также новая ветвь, и спектр в этой области приобретает сложный характер.

Наблюдавшиеся ранее разрывы поляритонных кривых ниобата и танталата лития на рис. 1, 2 не видны в связи с тем, что исследовался большой диапазон углов рассеяния и, таким образом, угловой масштаб существенно отличается от масштабов [2, 3].

По полученным спектрам для каждой температуры строились дисперсионные кривые $\nu(K)$ с использованием соотношения

$$K^2 = (2\pi)^2 [(\nu^0 n_o^0)^2 + (\nu' n)^2 - 2\nu^0 \nu' n_o^0 n'_o \cos \Theta], \quad (1)$$

связывающего волновой вектор поляритона K с углом рассеяния Θ вне кристалла. В этом соотношении ν^0 и ν' — частоты падающего и рассе-

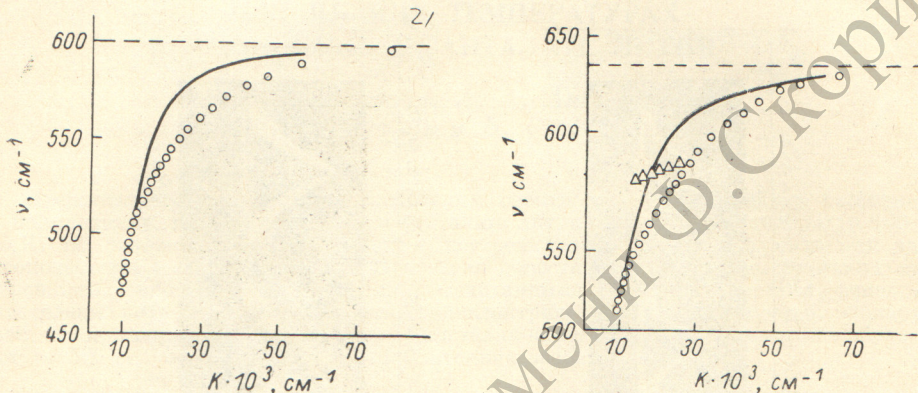


Рис. 3. Дисперсионные кривые A_1 -поляритона в танталате лития.

Кружками отмечены экспериментальные точки, сплошной линией — теоретическая зависимость. Средняя величина погрешности для экспериментальных точек по оси частот составляет $\pm 6 \text{ см}^{-1}$.

Рис. 4. Дисперсионные кривые A_1 -поляритона в ниобате лития.

Кружками отмечены экспериментальные точки, треугольниками — положение нового поляритонного участка. Сплошная линия — теоретическая зависимость. Средняя величина погрешности для экспериментальных точек по оси частот составляет $\pm 8 \text{ см}^{-1}$.

янного излучения, n_o^0 и n'_o — показатели преломления для необыкновенного луча, взятые из работы [7]. Экспериментальные точки для дисперсионной зависимости $T=100 \text{ К}$ приведены на рис. 3 и 4. Для всех остальных температур экспериментальные точки расположены близко к точкам, указанным на этих рисунках. Кроме того, на рис. 4 треугольниками отмечен новый поляритонный участок.

В гармоническом приближении для тензора диэлектрической проницаемости закон дисперсии поляритонов в исследуемом случае можно представить в виде:

$$K^2 = (2\pi)^2 \nu^2 \epsilon_{\infty} \sum_{j=1}^4 \frac{\nu_{ij}^2 - \nu^2}{\nu_{ij}^2 - \nu^2}, \quad (2)$$

где ϵ_{∞} — высокочастотная диэлектрическая проницаемость в направлении оптической оси кристалла, ν_i , ν_t — частоты продольных и поперечных оптических колебаний A_1 -типа.

Результаты расчета законов дисперсии для кристаллов LiTaO_3 и LiNbO_3 по соотношению (2) представлены на рис. 3 и 4 сплошными линиями. Низкочастотные части экспериментальных зависимостей, определяющие наклон кривых дисперсии электромагнитных волн в кристаллах, хорошо совпадают с теоретическими зависимостями при значениях $\epsilon_{\infty} = 4.88$ для танталата лития и $\epsilon_{\infty} = 6.1$ для ниобата лития. Эти значения хорошо согласуются с данными, приведенными в работах [8, 9]. В то же время обнаруживается некоторое расхождение экспериментальных и теоретических зависимостей в области нелинейных участков поляритонных кривых.

В заключение можно сказать, что в настоящей работе установлена новая особенность закона дисперсии A_1 -поляритонов при низких температурах в кристаллах ниобата и танталата лития. Такого рода особенность может быть обусловлена Ферми-резонансом поляритонов с короткоживущим бифононом или каким-либо другим быстрорелаксирующим состоянием. С другой стороны, наличие описываемой особенности может быть вызвано проявлением «оптического искажения» в поляритонном спектре кристалла. Более детальное объяснение наблюдаемого явления требует дальнейшего развития теории.

Проделанная работа показывает, что модель лорентцовских осцилляторов без учета затухания позволяет с достаточной точностью определить значения высокочастотных проницаемостей кристаллов.

Литература

- [1] U. E. Puthoff, R. H. Partell, B. G. Huth and M. A. Chason. *J. Appl. Phys.* 39, 2144, 1968.
- [2] Б. Н. Маврин, Х. Е. Стерин. *Письма ЖЭТФ*, 16, 265, 1972.
- [3] Ю. Н. Поливанов, С. Н. Полуэктов. *ФТТ*, 20, 3482, 1978.
- [4] В. С. Горелик, А. А. Халезов. *ФТТ*, 6, 1702, 1977.
- [5] A. Askin, G. D. Boyd, J. M. Dziedzic, R. C. Smith, A. A. Ballman, J. J. Levinstein and K. Nassau. *Appl. Phys. Lett.*, 9, 72, 1966.
- [6] А. П. Леванюк, В. В. Осипов. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 4, 752, 1977.
- [7] А. С. Сонин, А. С. Василевская. *Электрооптические кристаллы*. Атомиздат, 1971.
- [8] Ю. М. Поплавко, В. В. Мериакри, В. Н. Алешечкин, В. Г. Цыкалов, Е. Ф. Ушаткин, А. С. Князев. *ФТТ*, 15, 1473, 1973.
- [9] A. S. Barker, Jr, and R. Loudon. *Phys. Rev.*, 158, 433, 1967.

Поступило в Редакцию 19 ноября 1979 г.
В окончательной редакции 28 января 1981 г.