

СПЕКТР РАССЕЯНИЯ МАНДЕЛЬШТАМА – БРИЛЛЮЭНА КРИСТАЛЛА ZnO В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Т.С.Величкина, А.М.Дьяконов, О.И.Васильева,
В.В.Александров, И.А.Яковлев

методом рассеяния света Мандельштама – Бриллюэна, начиная с уровня тепловых шумов, изучен рост звуковых флуктуаций в ZnO, помещенном в электрическое поле.

В пьезоэлектрических полупроводниках, помещенных во внешнее электрическое поле, вследствие электрон-фононного взаимодействия возникает рост звуковых флуктуаций¹, оказывающих, в частности, влияние на характер спектра молекулярного рассеяния света²⁻⁵. В этой статье сообщается о наблюдаемых нами впервые изменении интенсивности компоненты Мандельштама – Бриллюэна (КМБ) в спектре света, рассеянном в полупроводниковом монокристалле ZnO, от минимальных значений интенсивности рассеяния в отсутствии поля, ее росте по гиперболическому закону в области малых полей, экспоненциальном росте в полях, сравнимых с критическим E_c , наконец, насыщении интенсивности, когда поле значительно превышает критическое¹).

Рассеяние возбуждалось светом одночастотного аргонового лазера ($\lambda = 514,5$ нм) фирмы Спектра Физикс (модель 165) с выходной мощностью 0,2 Вт.

Спектр рассеянного света анализировался с помощью трехпроходного интерферометра Фабри – Перо с пьезоэлектрическим сканированием, автоподстройкой и стабилизацией в комплекте с ФЭУ и регистрирующим многоканальным накопителем фирмы Бёрлей. Область дисперсии интерферометра 5 ГГц, острота полос в спектре составляла величину порядка 60. Данные из памяти каналов спектроанализатора выводились на цифropечатающее устройство и графopостроитель. Образец был изготовлен из монокристалла ZnO, выращенного гидротермальным способом, и имел форму параллелепипеда с ребрами 8,6; 6,6 и 4,7 мм, причем ось "С" была параллельна самому короткому ребру. Электропроводность образца составляла $3 \cdot 10^8$ с⁻¹, а подвижность электронов $\mu = 100$ см²/В · с. Плоскость рассеяния перпендикулярна оси "С". Угол падения света на образец $\theta_1 = 3^\circ$ и падающий свет поляризован в плоскости падения. Угол выхода рассеянного света из кристалла $\theta_2 = 18^\circ$ (см. рис.1, вверху). В пучке рассеянного света помещалась поляризационная призма, пропускающая свет с колебаниями, перпендикулярными плоскости рассеяния. При таких условиях в спектре тонкой структуры рассеянного света должны наблюдаться только компоненты, обусловленные рассеянием света на поперечной акустической волне, являющейся пьезоактивной распространяющейся перпендикулярно гексагональной оси и поляризованной вдоль этой оси.

¹) Критическим E_c называется такое поле, при котором скорость дрейфа электронов равна скорости звука W .

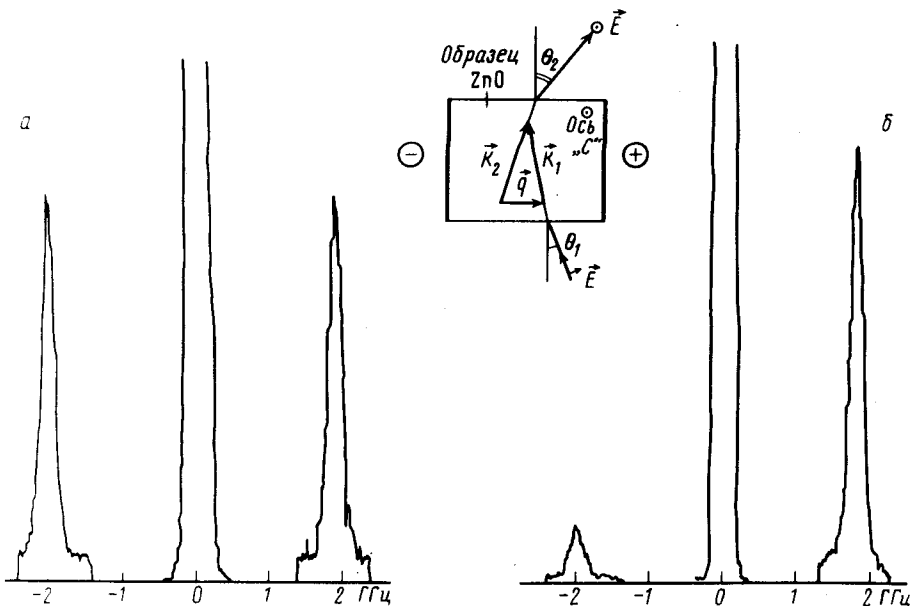


Рис.1. Спектр света, рассеянного кристаллом *a)* при поле $E = 0$, *б)* при поле $E = 2840$ В/см. Длительность действия поля составляет $1/200$ времени накопления сигнала в каждом канале спектроанализатора (масштаб по вертикали на рис. *б* уменьшен в семь раз по сравнению с рис. *а*). Вверху: сечение образца плоскостью рассеяния. k_1, k_2 и q – волновые векторы падающего, рассеянного света и звуковой волны, соответственно. $\ominus \oplus$ – катодный и анодный контакты на кристалле

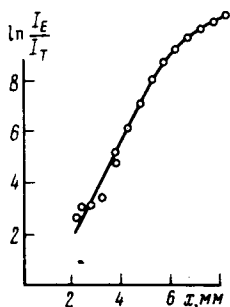


Рис.2. Зависимость $\ln(I_E / I_T)$ от координаты x в кристалле при поле $E = 2840$ В/см

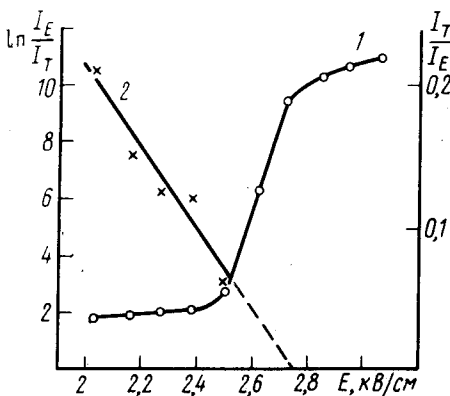


Рис.3

Рис.3. Зависимость $\ln(I_E / I_T)$ от поля E при $x = 7,2$ мм: \circ – кривая 1. Зависимость I_T / I_E от E, x – кривая 2

Электрическое поле, прилагавшееся к образцу, представляло собой прямоугольные импульсы длительностью не более 0,3 мс, синхронизованные с частотой переключения каналов накопителя (в наших опытах 50 Гц). Импульсы большей длительности приводили к недопустимому перегреву образца.

Примеры записи спектров тонкой структуры в ZnO в отсутствие поля и в поле приведены на рис.1, *a* и 1, *б*. При указанной геометрии опыта и выбранном направлении поля происходит сильный рост антистоксовой компоненты.

Зависимость $\ln I_E / I_T$ от x (x – расстояние в образце, отсчитанное от катода, до рассеивающего объема) при неизменном поле E показана на рис.2. Здесь I_T – интенсивность света в максимуме антистоксовой компоненты в отсутствие электрического поля, I_E – во внешнем электрическом поле. Результаты опыта показывают, что в интервале от 2 до 5 мм

происходит практически экспоненциальный рост интенсивности антистоксовой компоненты и, соответственно, рост интенсивности звуковой волны. Коэффициент усиления звука γ определенный из наклона линейного участка кривой рис.2, равен $\gamma = 18 \pm 1 \text{ см}^{-1}$. Вычисленный отсюда коэффициент электромеханической связи $K = 0,23$, что согласуется с ⁶.

При больших расстояниях от катода интенсивность КМБ достигает насыщения, что, по-видимому, свидетельствует о начале нелинейных явлений в звуковой волне.

Зависимость $\ln(I_E / I_T)$ от напряженности поля в фиксированной точке кристалла представлена на рис.3 (кривая 1).

При изменении величины электрического поля от значений, меньших критического, до значений, больших E_c , происходит изменение характера зависимости $\ln(I_E / I_T)$ от поля.

В полях, меньших критического, интенсивность антистоксовой КМБ и следовательно звукового потока нарастает с полем по гиперболическому закону $I_E / I_T \sim (E_c - E)^{-1}$, что согласуется с предсказанной в ² закономерностью¹⁾. Для иллюстрации этой вновь найденной закономерности на том же рис.3 приведена зависимость I_T / I_E от поля (кривая 2).

Экспериментальные точки удовлетворительно ложатся на прямую, а пересечение продолжения этой прямой с осью абсцисс дает величину критического поля, хорошо согласующуюся с величиной E_c , вычисленной по известным значениям скорости звука $W = 2,7 \cdot 10^5 \text{ м/с}$ и подвижности носителей тока μ в ZnO.

В полях, мало отличающихся от критического, с увеличением напряженности поля, наблюдается экспоненциальный рост интенсивности света, а, следовательно, и звука. При дальнейшем увеличении напряженности поля интенсивность антистоксовой компоненты достигает насыщения, так же как интенсивность соответствующих ей звуковых флуктуаций.

В заключение благодарим В.Л. Гуревича, А.В.Гуревича, И.Л.Фабелинского за полезное обсуждение работы.

Литература

1. *Hutson A.R., McFee J.H., White D.L.* Phys. Rev. Lett., 1961, 1, 237; *Kuzmany H.* Phys. Stat. Sol. (a), 1974, 25, 9.
2. *Гуревич В.Л.* ЖЭТФ, 1964, 46, 354; 1964, 47, 1291; ФТП, 1968, 2, 1557.
3. *Гуревич В.Л., Каган В.Д.* ЖЭТФ, 1964, 47, 1783.
4. *Wettling W.* Phys. Lett., 1967, 25A, 193; *Wettling W., Brunn M.* Phys. Lett., 1968, 27 A, 123; *Wakita K., Umeno M., Hamada S., Miki S.* Jap. J. App. Phys., 1973, 12, 706.
5. *Smith R.W.* Acoust. Soc. Am., 1971, 49, 1033.
6. *Cristler D.F., Cupal J.J., Moore A.R.* Proc. IEEE, 1968, 56, 225.

Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова
Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
14 апреля 1982 г.

¹⁾ В работе ⁵ отмечен лишь факт влияния электрического поля, меньшего критического или близкого к нему, на интенсивность компонент Манделъштама – Бриллюэна.