

ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫМИ КОЛЕБАНИЯМИ АТОМОВ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ СЕЛЕНИДА ЦИНКА

Е. А. Виноградов, Г. Н. Жижин

Предлагается новый метод исследования поверхностных поляритонов по спектрам термостимулированного инфракрасного (ИК) излучения системы кристалл – призма НПВО.

Экспериментальное изучение поверхностных поляритонов монокристаллов осуществляется в настоящее время в основном с помощью метода нарушенного полного внутреннего отражения – НПВО (см., например, [1, 2]). Если кристалл имеет отличную от 0К температуру, то в нем, очевидно, возбуждены объемные и поверхностные поляритоны. Электромагнитная составляющая объемного поляритона легко может выйти через границу кристалла и может быть зарегистрирована как температурное излучение фотоприемником [3]. Поверхностный поляритон в обычных условиях не может излучать световую волну, так как поляритонная ветвь поверхностного фонона расположена вне радиационной области [1]. Волновой вектор поляритона k_x параллелен поверхности кристалла и $k_x > k_0$ (k_0 – волновой вектор света в вакууме). Именно поэтому поверхностные волны возбуждают светом через призму НПВО, имеющую достаточно большой коэффициент преломления такой, чтобы проекция волнового вектора света внутри призмы, параллельная поверхности кристалла, сравнялась с волновым вектором поляритона, т. е. $k_x = nk_0 \sin \theta$, где θ – угол падения света на кристалл. Если это условие согласования двух волн выполнено, то, казалось бы, распространяющаяся вдоль поверхности кристалла волна могла бы выйти из системы кристалл – призма [3] независимо от способа возбуждения поверхностного поляритона. Исследованию излучения нагретой до 150°С системы кристалл – воздушный зазор – призма и посвящена настоящая работа. Для этой цели из спектрометра ФИС-21 был удален глобар и на его место устанавливалась призма НПВО из кремния и монокристалл ZnSe (группа симметрии T_d). Поверхностный поляритон в ZnSe ($T = 300\text{K}$ существует между частотами поперечного $\omega_{TO} = 205\text{ см}^{-1}$ и продольного $\omega_{LO} = 252\text{ см}^{-1}$ фононов. Зазор между призмой и кристаллом задавался толщиной шайбы из пленки ПЭТФ и составлял 15 или 25 мкм. Так как призма из кремния нагретая до 150°С сама достаточно хорошо излучает в интересующем нас диапазоне длин волн, то измерялась разность излучений системы призма – кристалл E_1 и системы призма – зеркало $E_2^{1)}$. Для исключения спектрального коэффициента пропускания прибора регистрировалось также излучение "черного" тела E_3 с известным

¹⁾ Зеркало необходимо для исключения излучения горячего держателя образца с призмой.

коэффициентом излучательной способности [4]. Конечным результатом считалось отношение

$$\frac{E_1 - E_2}{E_3} \approx \frac{\epsilon_1(\omega)}{\epsilon_2(\omega)}, \quad (1)$$

где ϵ_1 — излучательная способность кристалла в режиме обращенного НПВО, а ϵ_2 — излучательная способность "черного" тела. Соотношение (1) имеет качественный характер, так как излученная поверхностью кристалла волна частично поглощается в материале призмы.

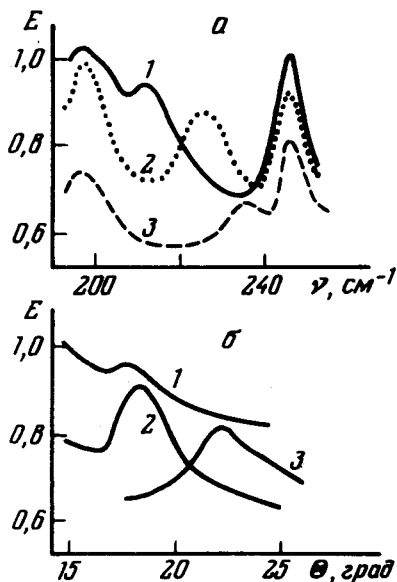


Рис. 1. Излучательная способность системы кристалл — призма НПВО: а — сканирование частоты при фиксированных углах излучения: 1 — 17°, 2 — 19°, 3 — 24°; б — сканирование угла излучения при фиксированных частотах: 1 — 208 cm^{-1} , 2 — 220 cm^{-1} , 3 — 234 cm^{-1}

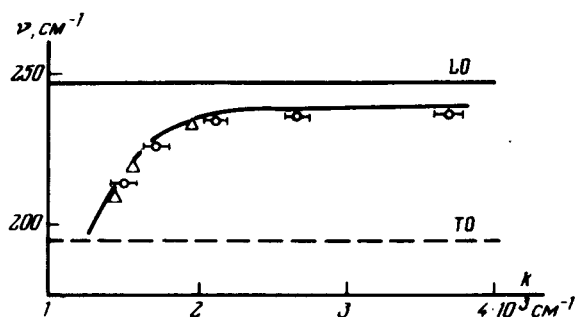


Рис. 2. Дисперсия инфракрасного поверхностного поляритона: Δ — максимумы полос при сканировании угла, \circ — максимумы полос при сканировании частоты

На рис. 1 представлены полученные таким образом спектры излучения системы кристалл — призма при двух режимах измерений: при фиксированных углах излучения и сканировании частоты (рис. 1, а) и при фиксированной частоте и сканировании угла излучения (рис. 1, б). Положение максимумов полос излучения соответствует частоте поляритона при данном волновом векторе поляритона $k_x = 2\pi\nu n \sin \theta$. Полуширина полос определяется ошибкой в измерении угла излучения θ , которая связана с непараллельностью светового пучка внутри призмы НПВО и составляет около 2°. На рис. 2 представлена восстановленная из

спектров излучения дисперсия поверхностного поляритона селенида цинка. Теоретическая кривая получена из выражения

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon(\omega)}{1 + \epsilon(\omega)}} ,$$

где

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{(\epsilon_0 - \epsilon_\infty) \omega_{TO}^2}{\omega_{TO}^2 - \omega^2}$$

диэлектрическая проницаемость кристалла селенида цинка, с $\epsilon_\infty = 5,8$; $\epsilon_0 - \epsilon_\infty = 3$ и $\omega_{TO} = 196 \text{ см}^{-1}$ [4].

Таким образом проведенные исследования показали, что при определенных условиях поверхностный поляритон может излучать термостимулированные электромагнитные (световые) волны, а методика ИК излучения может быть полезной для изучения физики поверхностных состояний кристаллов.

Институт спектроскопии
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
14 июня 1976 г.

Литература

- [1] В.В.Брыксин, Д.Н.Мирлин, Ю.А.Фирсов. УФН, 113, 29, 1974.
 - [2] В.М.Агранович. УФН, 115, 199, 1975.
 - [3] J. Shoenwald, E. Burstein, J. M. Elson. Sol. State. Commun., 12, 185, 1973.
 - [4] Е.А.Виноградов, Г.Н.Жижин, Н.Н.Мельник, О.К.Филиппов. ФТТ, в печати.
-