

## О РАСПРОСТРАНЕНИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОЛЯРИТОНОВ ВБЛИЗИ ТОЧЕК ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

*В.М. Агранович*

Рассеяние поверхностных поляритонов на флуктуациях параметра порядка может лечь в основу метода изучения фазовых переходов как в прозрачных, так и в непрозрачных средах (например, в металлах). Интенсивность этого рассеяния найдена для поляритонов, распространяющихся вдоль поверхности металла, покрытого тонкой диэлектрической пленкой вблизи точки фазового перехода в пленке.

Закон дисперсии поверхностных поляритонов определяется, как известно, диэлектрическими свойствами контактирующих сред. В окрестности же точки фазового перехода из-за флуктуаций параметра порядка флуктуирует также и диэлектрическая проницаемость, в силу чего открываются новые возможности превращения поверхностной электромагнитной волны в волну объемную (излучение поверхностного поляритона), либо же в волну поверхностную, но обладающую иной частотой и волновым вектором (комбинационное рассеяние поверхностного поляритона). В тех случаях, когда интенсивность  $I$  указанных процессов становится достаточно большой, именно их наличие будет определять длину пробега поверхностного поляритона  $L$ . Известно [1], что эта длина вдали от точек фазовых переходов оказывается особенно большой ( $L_0 = 1$  см) в ИК-области спектра для поляритонов, распространяющихся вдоль поверхностей металлов. Поэтому обсуждаемое явление может проявиться уже в простейшей ситуации, когда речь идет о влиянии на длину  $L$  фазового перехода в тонкой диэлектрической пленке (толщина пленки  $D$  много меньше длины волны поляритона), нанесенной на металлическую подложку<sup>1)</sup>. В этом случае анализ особенно прост, ибо для нахождения длины распространения поверхностного ИК-поляритона могут быть использованы результаты работы Миллса [3], рассмотревшего влияние статических шероховатостей поверхности на длину пробега поляритона. В [3] отклонение формы поверхности от плоской ( $Z = 0$ ) определялось случайной функцией  $\zeta(x, y)$ ,  $\langle \zeta(x, y) \rangle = 0$ . Наличие указанных отклонений формально эквивалентно наличию при  $Z = 0$  пленки, поляризуемость единицы площади которой

$$\alpha = \frac{\epsilon - 1}{4\pi} \zeta(x, y) \quad (1)$$

является функцией  $x, y$  ( $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость среды). Для рассмотрения же интересующего нас вопроса можно воспользоваться результатом [3], если учесть, что флуктуирующая часть локальной

<sup>1)</sup> То, что нанесение тонкой диэлектрической пленки вдали от точек фазового перехода лишь несущественно влияет на величину  $L_0$ , следует из экспериментов [2].

(на  $1 \text{ см}^2$ ) поляризуемости пленки, испытывающей фазовый переход, может быть записана следующим образом

$$\alpha - \alpha_0 = \frac{D}{4\pi} \left( \frac{d\epsilon_0}{d\eta} \right)_0 \delta \eta(x, y), \quad (2)$$

где  $\alpha_0$  — не вызывающая рассеяния постоянная, составляющая поляризуемости,  $\delta \eta = \eta - \eta_0$ ,  $\langle \eta \rangle = \eta_0$ , тогда как  $\epsilon_0(\eta)$  — диэлектрическая проницаемость материала пленки, отвечающая значению параметра порядка  $\eta$ . Соотношение (2) означает, что здесь речь идет о таком фазовом переходе, для которого при малых  $\eta$  зависящая от  $\eta$  часть  $\epsilon_0(\eta)$  пропорциональна первой степени  $\eta$ .

В [3] показано, что для поверхностных поляритонов, частота которых  $\omega$  много меньше плазменной частоты металла (для этих частот  $|\epsilon| \gg 1$ ), интенсивность рассеяния на шероховатостях и соответствующая (парциальная) длина пробега  $L_1$  определяются соотношением

$$l \sim \frac{1}{L_1} = \frac{4}{3\pi} \frac{\omega^2 F_\zeta(0)}{c^2 |\epsilon|^{1/2}}, \quad (3)$$

где  $F_\zeta(\mathbf{Q}_\parallel)$  — фурье-компонента корреляционной функции

$$F_\zeta(\mathbf{Q}_\parallel) = \int d^2 r_\parallel e^{i\mathbf{Q}_\parallel r_\parallel} \langle \zeta(r_\parallel) \zeta(0) \rangle.$$

При этом основным оказывается процесс рассеяния, отвечающий срыву поверхностных волн и их превращению в волны объемные. Сопоставляя соотношения (1) и (2) и используя формулу (3), находим, что в нашем случае

$$l \sim \frac{1}{L_1} = \frac{4\omega^2 D^2 \left( \frac{d\epsilon_0}{d\eta} \right)_0^2 F_\eta(0)}{3\pi^2 c^2 |\epsilon|^{5/2}}, \quad (4)$$

так что при  $T \approx T_c$  температурная зависимость величин  $l$  и  $1/L_1$  совпадает с таковой для величины  $F_\eta(0)$ . В кристаллах же типа кварца, где  $\alpha - \alpha_0 \sim \eta^2$  (сравни с (2); при  $T < T_c$   $\eta^2 \approx \eta_0^2 + 2\eta_0 \delta \eta(x, y)$ ) использование соотношения (3) дает  $l \sim 1/L_1 \sim \eta_0^2 F_\eta(0)$ . Так как здесь  $\eta_0^2 \sim (T_c - T)$ , роль флуктуаций оказывается ослабленной. В теории фазовых переходов второго рода Ландау<sup>1)</sup> величина  $F_\eta(0) \sim |T - T_c|^{-1}$

<sup>1)</sup> Как показано в [4], в линейном случае (см. (2)) теория Ландау может иметь особенно широкую область применимости.

(см., например, [5]), что, согласно (4), отвечает резкому уменьшению парциальной длины пробега поляритона  $L_1$ . Область температур, где эффект может быть замечен по уменьшению длины пробега  $L(1/L = \frac{1}{L_0} + \frac{1}{L_1})$  определяется неравенством  $L_1(T) \lesssim L_0 \approx 1$  см. Если по

каким-либо причинам это неравенство нигде не выполняется (подавлены флуктуации параметра порядка и т. п.) для наблюдений эффекта необходимы прямые измерения интенсивности рассеянного областью контакта света, возникающего при распространении в ней поверхностной волны. Интересен, конечно, также и его спектральный состав. Рассмотренный выше механизм аналогичен обсуждавшемуся в [5], где, однако, вопрос о рассеянии поверхностных электромагнитных волн не затрагивался. Что же касается процессов рассеяния на зернах новой фазы (о них см., например, в [6]), то их роль в свете замечаний, сделанных в [7], требует специальной оценки. Здесь же лишь подчеркнем, что при использовании пленок (см. выше) могут проявиться также и размерные эффекты типа обсуждавшихся в [8] (здесь, в частности, возникает вопрос о граничных условиях для параметра порядка).

Автор благодарен И.А.Яковлеву и Т.С.Величкиной, которые побудили автора обратиться к затронутым выше вопросам. Автор признателен также В.Л.Гинзбургу и А.А.Собянину за ценное обсуждение результатов.

Институт спектроскопии  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
28 октября 1976 г.

### Литература

- [1] J. Schoenwald, E. Burstein, J. Elson. Solid State Com., 13, 185, 1973.
- [2] Г.Н.Жижин, В.Яковлев, М.А.Москалева, Е.В.Шомина. Письма в ЖЭТФ, 24, 221, 1976.
- [3] D.L.Mills. Phys. Rev., B12, 4036, 1975.
- [4] А.П.Леванюк, А.А.Собянин. Письма в ЖЭТФ, 11, 540, 1970.
- [5] В.Л.Гинзбург. ДАН СССР, 105, 240, 1955; УФН, 77, 621, 1962; Т.А.Яковлев, Т.С.Величкина, Л.Ф.Михеева. ДАН СССР, 107, 675, 1956.
- [6] H.Z.Cummins. The theory of Light Scattering in Solids. Proc. of the first USSR-USA Symposium. p.9. Ed. V.M.Agranovich, J.L.Birman, "Nauka", 1976.
- [7] А.Р.Леванюк, В.В.Осипов, А.А.Собянин. ibid. p.628; С.М.Варма. ibid. p. 643.
- [8] В.Л.Гинзбург, Л.П.Питаевский. ЖЭТФ, 34, 1240, 1958; В.Л.Гинзбург, А.А.Собянин, УФН, 120, 153, 1976.