Письма в ЖЭТФ, том 45, вып. 3, стр. 132 – 134 *10 февраля 1987 г.*

РАССЕЯНИЕ ПОЛЯРИТОНОВ НА ФЛУКТУАЦИЯХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ

П.И.Арсеев

Исследовано рассеяние поляритонов на флуктуациях диэлектрической проницаемости ϵ, обусловленных перестройкой электронного спектра при малых изменениях толщины пленки. Показано, что в окрестности экситонных линий влияние флуктуаций ϵ важнее, чем непосредственно рассеяние на неровностях границ пленки.

Вопрос о влиянии флуктуаций диэлектрической проницаемости ϵ на распространение поляритонов в пленках, во-первых, имеет самостоятельное значение для неоднородных по составу полупроводниковых пленок, во-вторых, представляет особый интерес в тонких пленках с сильным размерным квантованием, где флуктуации ϵ тесно связаны с неровностью границ. При исследовании рассеяния электромагнитных волн на флуктуациях ϵ удобно построить сначала теорию возмущений для запаздывающей функции Грина электромагнитного поля $D_{\alpha\beta}(\omega, \mathbf{r}, \mathbf{r}')$, которая удовлетворяет уравнению [1]:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x_\alpha \partial x_\gamma} - \delta_{\alpha\gamma}\Delta - \delta_{\alpha\gamma}\frac{\omega^2}{c^2}\epsilon(\mathbf{r})\right] D_{\gamma\beta}(\omega, \mathbf{r}, \mathbf{r}') = -4\pi\hbar\,\delta_{\alpha\beta}\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}'), \qquad (1)$$

где $x_\alpha = \{x, y, z\}$, Δ – оператор Лапласа, $\epsilon(\mathbf{r})$ принимает значения ϵ_1 и ϵ_2 соответственно в полупространствах $z < 0$ и $z > d$. Так как в дальнейшем, считая $\frac{\omega}{c} d \ll 1$, будем пользоваться усредненными по толщине пленки величинами полей, то диэлектрическую проницаемость пленки, расположенной в области $0 < z < d$, запишем в виде $\epsilon = \epsilon_0 + \delta\epsilon(\rho)$.

Уравнение (1) можно записать в интегральном виде

$$D_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = D^0_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - \frac{1}{4\pi\hbar}\int_0^d dz_1 \int d\vec{\rho}_1 D^0_{\alpha\gamma}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1)\frac{\omega^2}{c^2}\,\delta\epsilon(\vec{\rho}_1) D_{\gamma\beta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}'), \qquad (2)$$

где $D^0_{\alpha\beta}$ соответствует случаю пленки с постоянной ϵ_0 (различные компоненты $D^0_{\alpha\beta}$ приведены в [2]). Выражение первого порядка по $\delta\epsilon$ $D^{(1)}_{\alpha\beta}$ получается при подстановке в интеграл в правой части уравнения (2) D^0 вместо D. По функции $D^{(1)}$ легко найти эффективный оператор возмущения, соответствующий флуктуациям ϵ, для рассеяния волн различных типов, после чего длина свободного пробега определяется аналогично случаю рассеяния поверхностных плазмонов на неровностях границы металла [3]. Так, считая, что корреляционная функция флуктуаций имеет вид

$$g(\vec{\rho}) = \langle \delta\epsilon(0)\delta\epsilon(\vec{\rho}) \rangle = (\delta\epsilon)^2 \exp\left[-\frac{\rho^2}{a^2}\right] \tag{3}$$

и при этом рассматриваются поляритоны с волновыми векторами p, удовлетворяющими условиям $\frac{\omega}{c} \ll p \ll 1/d$, получим для длины свободного пробега l поляритонов TM- и TE-типа следующие выражения

$$\frac{1}{l_{\text{п}}^{TM}} \simeq \frac{\pi}{4} p^5 (\delta\epsilon da)^2; \qquad \frac{1}{l_R^{TM}} \simeq p^2 \left(\frac{\omega}{c}\right)^3 (\delta\epsilon da)^2,$$
$$\frac{1}{l_{\text{п}}^{TE}} \simeq \frac{\pi}{16} p \left(\frac{\omega}{c}\right)^4 (\delta\epsilon da)^2, \qquad \frac{1}{l_R^{TE}} \simeq \left(\frac{\omega}{c}\right)^5 (\delta\epsilon da)^2. \tag{4}$$

Здесь для простоты считалось, что $pa \ll 1$, а индексы R и п отвечают вкладу в затухание поляритонов из-за рассеяния в фотоны или в другие поляритоны соответственно. Рассматриваемые поляритоны TM-типа существуют при условии $1 \ll -\epsilon \ll 1/(\omega/c)d$, а волны TE-типа – при условии $1/(\omega/c)d \ll \epsilon \ll 1/(\omega/c\, d)^2$. Подробное описание поляритонов в тонких пленках можно найти в [4].

При сравнении (4) с выражениями для затухания поляритонов из-за рассеяния на неровностях границ пленки, приведенными в работе [2], оказывается, что, если b – средняя высота неровностей, a – их средняя ширина (та же, что и в (3)), то рассеяние на флуктуациях ϵ является более сильным, когда $\delta\epsilon > \epsilon_0(b/d)$. Если изменение ϵ вызвано изменением толщины d, это условие может быть выполнено, когда частота ω близка к одной из резонансных частот пленки ω_0, например, к частоте экситонного перехода. Тогда ϵ имеет вид

$$\epsilon = \epsilon_{\text{фон}} + \frac{A}{\omega(\vec{\rho}) - \omega - i\Gamma}, \tag{5}$$

где

$$\omega(\vec{\rho}) = \omega_0 + \Delta\omega(\vec{\rho}),$$
$$\Delta\omega(\vec{\rho}) \simeq 4\omega_p \frac{d - d(\vec{\rho})}{d}, \qquad \omega_p = \frac{\hbar\pi^2}{d^2 m^*}$$

d – средняя толщина пленки, m^* – эффективная масса экситона, Γ – ширина экситонного уровня. Если выполнены соотношения

$$A/\Gamma \gg 1, \quad \omega_p \gg \Gamma, \quad \Delta\omega_{max} \gtrsim \Gamma, \tag{6}$$

то из (5) видно, что величина $\epsilon(\omega)$ может значительно флуктуировать, даже при $b/d \ll 1$. Поскольку при этом изменение ϵ для частот вблизи ω_0 порядка самой величины ϵ, то $\delta\epsilon d > \epsilon b$. Рассеяние света и поверхностных поляритонов с такими частотами будет определяться в основном флуктуациями ϵ, а не непосредственным взаимодействием с неровностями. Это означает, что в этом случае границы пленки можно считать плоскими, учитывая лишь изменение ϵ, как это и предполагалось в уравнениях (1) и (2). Тем самым, рассматривая рассеяние поляритонов с волновыми векторами $p \gg \omega/c$ без учета эффектов запаздывания (т. е. не учитывая их рассеяния в фотоны, которое в силу формул (4) много меньше рассеяния поляритонов друг в друга приходим к задаче о двумерной системе со случайным потенциалом. Заметим, что при исследовании локализации продольных поверхностных плазмонов на неровной поверхности металла мы сталкиваемся с существенно трехмерной ситуацией.

Как известно, в двумерной неупорядоченной системе все состояния должны быть локализованы (см., например, [5]). Однако, пока длина свободного пробега $l_п$ велика по сравнению с длиной волны поляритона $\lambda_п$, локализация происходит на длинах, много больших $\lambda_п$. Состояния становятся сильно локализованными, если флуктуации ϵ таковы, что $l_п \sim \lambda_п$. Считая $a \simeq \lambda_п$, для этого необходимо, чтобы $\delta\epsilon = a/d$. Такие значения $\delta\epsilon$ возможны при выполнении условий (6). Таким образом, поляритоны в тонких пленках с частотами вблизи ω_0 могут локализоваться на длинах порядка исходной длины волны даже при очень малых флуктуациях толщины пленки. Используя выражение для диэлектрической проницаемости в окрестности экситонного перехода [4], можно показать, что для пленок с $d = 100$ Å условия (6) выполняются при $\Gamma < 10^{13}\ ^1/_c \simeq 10^{-2}\omega_0$.

За счет возбуждения таких локализованных состояний падающим светом может значительно возрастать величина локального поля на поверхности пленки, что должно приводить к сильному увеличению эффективных сечений рассеяния света адсорбированными на пленке молекулами, аналогично эффектам усиления на неровных поверхностях металлов и островковых пленках [6].

В заключение отметим, что учитывалось только адиабатическое изменение резонансной частоты пленки при изменении ее толщины, что может быть оправдано только для небольших плавных изменений $d(\vec{\rho})$ на расстояниях много бóльших средней толщины. Учет эффектов локализации электронов в пленке из-за неровностей ее границ в случае более резких флуктуаций толщины приводит к более сложному изменению спектра пленки. В этом случае вопрос о флуктуациях ϵ требует отдельного рассмотрения.

Автор выражает благодарность Л.В.Келдышу за полезные обсуждения в ходе работы.

Литература

1. *Дзялошинский И.Е., Питаевский Л.П.* ЖЭТФ, 1959, **36**, 1797.
2. *Арсеев П.И.* Препринт ФИАН, 1986, № 200.
3. *Maradudin A.A., Zierau W.* Phys. Rev., 1976, **B14**, 484.
4. *Келдыш Л.В.* Письма в ЖЭТФ, 1979, **30**, 244.
5. *Горьков Л.П., Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е.* Письма в ЖЭТФ, 1979. **30**, 248.
6. *Gersten J.I., Nitzan A.* J. Chem. Phys., 1980, **73**, 3023.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
24 октября 1986 г.