

ИК ПОГЛОЩЕНИЕ СВОБОДНЫМИ НОСИТЕЛЯМИ ПРИ ИХ РАССЕЯНИИ НА ПРИМЕСЯХ И ПЛАЗМОН-ФОНОННЫХ КОЛЕБАНИЯХ

Касиян А. И., Сур И. В.

Инфракрасное поглощение свободными носителями заряда при их рассеянии на плазмон-фононных колебаниях исследовалось в работе [1]. Было показано, что при частотах ω внешнего поля, в несколько раз превышающих частоту ω_0 продольных оптических колебаний, учет ренормировок незначительно изменяет спектр поглощения γ . В [2] рассчитан коэффициент ИК поглощения свободными носителями при их рассеянии на ионизированных примесях. Показано, что учет кулоновского взаимодействия между электронами приводит к неупругому характеру их рассеяния на примесях. Электроны в процессе рассеяния часть своей кинетической энергии передают плазменным колебаниям.

В работе [3] теория была обобщена на случай взаимодействия свободных носителей заряда с плазмон-фононными колебаниями и с примесями. Было найдено, что в кристаллах с высокой статической диэлектрической проницаемостью вклад в γ от рассеяния на динамически экранированных примесях значительно меньше вклада от рассеяния на ренормированных плазмон-фононных колебаниях. Однако авторы [3] не полностью учли пространственную дисперсию экранировки примесного потенциала. Это привело к занижению примесного вклада в γ . Аналогичная задача была рассмотрена в [4]. Однако в ней усреднение по случайному расположению примесей проведено некорректно. В результате получено неправильное выражение для действительной части электропроводности, связанной с примесным рассеянием.

Гамильтониан электрон-фононной системы с учетом взаимодействия электронов между собой и с ионизированными примесями в полярном кристалле представим в виде

$$H = \sum_k \epsilon_k n_k + \sum_q \hbar \omega_q b_q^\dagger b_q + \sum_q A_q u_q \rho_{-q} + \frac{1}{2V} \sum_q v_q \rho_q \rho_{-q} + \frac{1}{V} \sum_{q'} V_{q'} \rho_{-q'} e^{iqR_l}, \quad (1)$$

где

$$A_q = \frac{1}{q} \left(\frac{2\pi e^2 \hbar \omega_q}{V} \right)^{1/2}, \quad v_q = \frac{4\pi e^2}{\epsilon_\infty q^2}, \quad \epsilon_k = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} - \xi. \quad (2)$$

Здесь a_k^\dagger и a_k — операторы рождения и уничтожения электронов проводимости с квазиимпульсом k и энергией ϵ_k (ξ — химический потенциал), e и m — заряд и эффективная масса электрона,

$$n_k = a_k^\dagger a_k, \quad \rho_q = \sum_k a_k^\dagger a_{k+q}, \quad (3)$$

b_q^\dagger , b_q — операторы рождения и уничтожения оптических фононов с частотой ω_q и волновым вектором q , $u_q = b_q + b_{-q}^\dagger$, $\chi = \epsilon_\infty^{-1} - \epsilon_0^{-1}$, ϵ_0 и ϵ_∞ — статическая и высокочастотная диэлектрические проницаемости соответственно, V_q и R_l — потенциал и радиус-вектор примеси, $V_q = Zv_q$. Для расчета проводимости $\sigma(\omega)$ применим формулу Кубо и диаграммную технику [4, 5]. Во втором порядке теории возмущений по потенциалу примеси возникают три диаграммы, изображенные на рис. 1, а. Чтобы включить в рассмотрение экранирование и плазменные колебания в приближении случайных фаз, необходимо заменить исходные примесные линии взаимодействия (одинарные штриховые) на полные (двойные), а для тринговской функции, описывающей связанные состояния плазмонов и фононов (ей соответствуют двойные волнистые линии), решить уравнение, изображенное на рис. 1, б. В этом же приближении необходимо учесть еще че-

тыре диаграммы типа изображенной на рис. 1, в. Они описывают рассеяние электронов на примесях с участием плазмон-фононных колебаний.

Производя вычисления, в целом аналогичные [1], получим выражение для действительной части электропроводности

$$\text{Re } \sigma_{xx} = -\frac{e^2 N_{\text{им}}}{m^2 \omega^3} \sum_q q_x^2 \left| \frac{V_q \epsilon_{\text{ph}}(q, 0)}{\epsilon_T(q, 0)} \right|^2 \text{Im} \left\{ \frac{\epsilon_{\text{ph}}(q, \omega) + \epsilon_e(q, 0) - \epsilon_\infty}{\epsilon_T(q, \omega)} [\Pi_q(\omega) - \Pi_q(0)] \right\}, \quad (4)$$

где $N_{\text{им}}$ — концентрация примесей, ϵ_{ph} — решеточная часть диэлектрической проницаемости,

$$\epsilon_{\text{ph}}(q, \omega) = \epsilon_\infty \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\omega^2 - \omega_l^2}, \quad \omega_l^2 = \frac{\epsilon_\infty}{\epsilon_0} \omega_0^2, \quad (5)$$

$\epsilon_e(q, \omega)$ — электронная диэлектрическая проницаемость,

$$\epsilon_e(q, \omega) = \epsilon_\infty - (4\pi e^2 / q^2) \Pi_q(\omega), \quad (6)$$

$\epsilon_T(q, \omega)$ — полная диэлектрическая проницаемость $\epsilon_T = \epsilon_{\text{ph}} + \epsilon_e - \epsilon_\infty$,

$$\Pi_q(\omega) = \frac{2\hbar}{V} \sum_k \frac{n_k - n_{k-q}}{\hbar\omega + \epsilon_{k-q} - \epsilon_k + i\delta}, \quad \delta \rightarrow 0^+.$$

Выражение (4) отличается от аналогичного выражения (26) из [4] тем, что, во-первых, в (4) статически экранируется потенциал, а не квадрат потенциала,

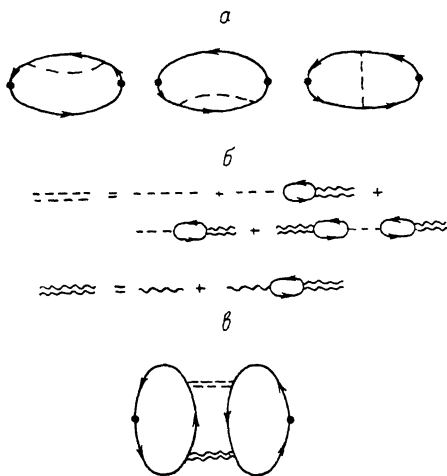


Рис. 1. Диаграммы во втором порядке теории возмущений (а), перенормировка линий (б) и одна из четырех дополнительных диаграмм, описывающих рассеяние электронов на примесях с участием плазмон-фононных колебаний (в).

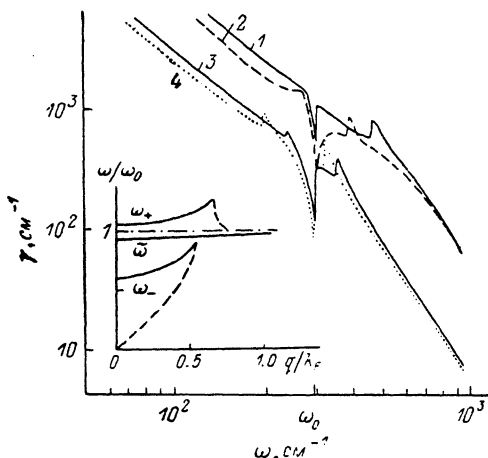


Рис. 2. Спектр ИК поглощения GaAs, рассчитанный по формулам (4) (1—4) и (26) (2) из [4].

n , см^{-3} : 1, 2 — 10^{18} , 3, 4 — $3.4 \cdot 10^{17}$; T , К: 1, 2, 4 — 77, 3 — 4. На вставке — дисперсионные кривые $\omega_+(q)$ и $\omega_-(q)$, определенные из решения уравнения $\text{Re } \epsilon_T(q, \omega) = 0$, и частота антирезонанса $\bar{\omega}(q)$ для кристалла GaAs при $n = 3.4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $T = 0 \text{ К}$ (k_F — импульс Ферми). Штриховыми линиями отмечены области сильного затухания колебаний.

как в [4], и, во-вторых, в числителе фигурной скобки в (4) содержатся дополнительные слагаемые $\epsilon_e(q, 0) - \epsilon_\infty$. Отметим, что при пренебрежении электрон-фононным взаимодействием выражение (4) переходит в соответствующее выражение работы [2].

На рис. 2 изображены спектры поглощения $\gamma(\omega)$ инфракрасного излучения, рассчитанные по формуле

$$\gamma(\omega) = 4\pi \text{Re } \sigma_{xx} / c \sqrt{\epsilon_\infty}. \quad (8)$$

Использованы параметры кристалла GaAs [4]. Сравнение кривых 1 и 2 при $n = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ показывает, что в области частот $\omega < 2\omega_0$ наше выражение дает более высокие значения коэффициента поглощения, чем полученные в [4].

Пики, соответствующие связанным плазмон-фононным колебаниям $\omega(q)$ и $\omega_+(q)$, смещены на кривой 1 в сторону более высоких частот. Это связано с тем, что основной вклад в (4) дают значения q , превышающие наиболее существенные q в аналогичном выражении (26) из [1]. Из-за того что числитель в фигурной скобке (4) содержит дополнительные слагаемые, он обращается в нуль не при затравочной частоте ω_0 , как в [1], а при ренормированной частоте $\tilde{\omega}(q)$. Это приводит к тому, что антирезонанс имеет место не при ω_0 , а при меньшей частоте ω_n . В результате вклад от низкочастотной части ветви $\omega_+(q)$ меньше подавляется антирезонансом и в спектре $\gamma(\omega)$ появляется третий слабый пик вблизи ω_0 (в узком интервале концентраций), а вклад от $\omega_-(q)$ подавляется сильнее и соответствующий пик уменьшается.

В пределе больших концентраций носителей, когда их плазменная частота ω_p значительно больше ω_0 , $\tilde{\omega}(q)$ совпадает с фононоподобной ветвью, пики и антирезонанс вблизи ω_n подавляют друг друга и спектр в этой области частот сглаживается. Это наблюдалось экспериментально в *n*-GaAs [6]. Численный расчет показывает, что основной вклад в (4) дает область затухания Ландау. С повышением температуры эта область расширяется, пики на кривых размываются и смещаются в область меньших частот.

Л и т е р а т у р а

- [1] Sirko R., Mills D. L. — Phys. Rev. B, 1978, v. 18, N 8, p. 4373—4389.
 [2] Sirko R., Mills D. L. — Phys. Rev. B, 1978, v. 18, N 10, p. 5637—5643.
 [3] Katayama S., Mills D. L., Sirko R. — Phys. Rev. B, 1983, v. 28, N 10, p. 6079—6082.
 [4] Kleinert P., Gehler M. — Phys. St. Sol. (b), 1986, v. 136, N 10, p. 763—777.
 [5] Гуревич В. Л., Ланг И. Г., Фирсов Ю. А. — ФТТ, 1962, т. 4, в. 5, с. 1252—1262.
 [6] Chandrasekhar H. R., Ramdas A. K. — Phys. Rev. B, 1980, v. 21, N 4, p. 1511—1515.

Кишиневский политехнический институт
 им. С. Лазо

Получено 7.07.1987
 Принято к печати 24.12.1987

ФТП, том 22, вып. 6, 1988

РЕЛАКСАЦИЯ ФАЗЫ И ЛОКАЛИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В *n*-GaAs И *n*-InP ВБЛИЗИ ПЕРЕХОДА МЕТАЛЛ—ДИЭЛЕКТРИК

Воронина Т. И., Емельяненко О. В., Дахно А. Н.,
 Лагунова Т. С., Старосельцева С. П., Чугуева З. И.

Отрицательное магнитосопротивление (ОМС) в полупроводниках при гелиевых температурах, согласно современной теории [1, 2], позволяет определить время сбоя фазы волновой функции электронов τ_φ и соответствующую длину их «слабой локализации» l_L при металлическом характере проводимости. ОМС определяется локализационной поправкой к проводимости $\Delta\sigma_L^H$. Однако на эксперимент может влиять еще и электрон-электронное взаимодействие [1], которое особенно заметно при приближении к переходу металл—диэлектрик (М—Д). В работе [3] это влияние было учтено; далее мы используем «чистые» значения $\Delta\sigma_L^H$.

Согласно [2],

$$\Delta\sigma_L^H = 1.52f_3(x) \sqrt{H, \kappa\bar{\Theta}} \text{ (Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}\text{)}, \quad (1)$$

где $f_3(x)$ — функция только одного параметра $x \equiv 4eD\tau_\varphi H/\hbar c$, D — коэффициент диффузии ($D = 2/3 \varepsilon_F u$), u — подвижность носителей тока, ε_F — уровень Ферми. В слабых магнитных полях локализационная поправка к проводи-