

ВНУТРИЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ПРОСТРАНСТВЕННО-ОГРАНИЧЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СРЕДАХ

Э. М. КАЗАРЯН, В. Г. ГРИГОРЯН, А. М. КАЗАРЯН

В первом и во втором порядках теории возмущений вычислены коэффициенты внутризонного поглощения света невырожденным электронным газом тонких квантовых полупроводниковых пленки и проволоки. Во втором порядке теории возмущений задача решается с учетом взаимодействия с акустическими фононами. В случае заполнения одной подзоны для нормального падения света получены явные зависимости коэффициентов поглощения для вышеуказанных сред от частоты светового кванта и размеров пленки и проволоки.

§ 1. В в е д е н и е

Известно, что квантовые размерные эффекты оказывают существенное влияние на оптические свойства пространственно-ограниченных полупроводниковых сред. Так, в работе [1] показано, что из-за неопределенности поперечного импульса электрона в пленке пренебречь поперечной компонентой волнового вектора световой волны, как это обычно делается в массивном образце, нельзя; это приводит к внутризонному поглощению уже без учета релаксационных эффектов (см. также [2]). В работах [3—5] рассмотрено поглощение, связанное с междузонными переходами, а также экситонное поглощение в условиях проявления размерного квантования в пленках и проволоках.

В настоящей работе рассматривается внутризонное резонансное поглощение при нормальном падении света, а также поглощение свободными носителями при фононном механизме рассеяния в пространственно-ограниченных полупроводниковых средах — пленках и проволоках.

Будем пользоваться моделью прямоугольной потенциальной ямы с бесконечно высокими стенками (соответственно одномерной — для пленки [6] и двумерной — для проволоки [7]). Она учитывает ограниченность движения электронов в направлении z для пленки и направлениях x, y для проволоки. В случае пленки волновые функции и дискретные уровни энергии соответственно будут

$$|a\rangle = \frac{1}{\sqrt{S}} \exp(ikp) \sqrt{\frac{2}{L}} \sin \frac{\pi n z}{L}, \quad E_n = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{\pi n}{L}\right)^2 = an^2, \quad (1)$$

где S — площадь поверхности пленки, L — толщина.

В случае проволоки соответственно имеем

$$|a\rangle = \frac{1}{\sqrt{b}} \exp(ikz) \frac{2}{L} \sin \frac{\pi n x}{L} \sin \frac{\pi m y}{L}, \quad E_{nm} = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{\pi}{L}\right)^2 (n^2 + m^2), \quad (1')$$

где b — длина проволоки, L — длина стороны сечения, m^* — эффективная масса электрона в направлении квантования.

Заметим, что для использования приближения эффективной массы в направлении квантования предполагается, что пространственно-ограниченная среда содержит в этом направлении по крайней мере несколько сот атомных слоев. Выбирая L в интервале (10^{-7} – 10^{-8} м), T — в интервале (30° – 100° К), будем иметь достаточное количество свободных носителей в первой подзоне.

Коэффициент поглощения будем вычислять по известной формуле

$$\alpha = \frac{V}{c} \sum_{\alpha\alpha'} n_{\alpha} P_{\alpha\alpha'} = \frac{NV}{c} \sum_{\alpha'} \langle P_{\alpha\alpha'} \rangle,$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость среды, c — скорость света, N — концентрация электронов в зоне проводимости. Усреднение производится по начальным состояниям. Вероятность перехода в единицу времени $P_{\alpha\alpha'}$ дается выражением

$$P_{\alpha\alpha'} = \frac{2\pi}{\hbar} |\hat{H}_{\alpha\alpha'}|^2 \delta(E_{\alpha'} - E_{\alpha}), \quad (2)$$

где $\hat{H}_{\alpha\alpha'} = (\hat{H}_{op} + \hat{H}_{ph})_{\alpha\alpha'}$ — матричный элемент оператора возмущения, $E_{\alpha'} - E_{\alpha}$ — разность энергий системы электрон—фотонное — фононное поля.

Интересующий нас матричный элемент, взятый по возмущенным волновым функциям, есть

$$\begin{aligned} \langle \alpha' | \hat{H} | \alpha \rangle &= \langle \alpha' | \hat{H} | \alpha \rangle + \sum_i \frac{\langle \alpha' | \hat{H}_{op} | \alpha_i \rangle \langle \alpha_i | \hat{H}_{ph} | \alpha \rangle}{E_0 - E_i} + \\ &+ \sum_i \frac{\langle \alpha' | \hat{H}_{ph} | \alpha_i \rangle \langle \alpha_i | \hat{H}_{op} | \alpha \rangle}{E_0 - E_i}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\hat{H}_{op}$ — оператор электрон-фотонного взаимодействия, а оператор электрон-фононного взаимодействия $\hat{H}_{ph}$ в приближении деформационного потенциала дается выражением

$$\hat{H}_{ph}^{\pm} = \mp i C_1 \sum_q b^{\pm} |q| \left(\frac{\hbar}{2 \rho \omega_q} \right)^{1/2} \exp(\pm i q r). \quad (4)$$

Здесь C_1 — константа взаимодействия, ρ — плотность кристалла, $b^{\pm}$ — операторы рождения (+) и уничтожения (–) фононов.

В дальнейшем мы пренебрегаем квантованием фононного спектра, полагая, что $LT \gg \theta a_0$, где a_0 — постоянная решетки, θ — температура Дебая.

§ 2. Вычисление коэффициента резонансного поглощения для пленки и проволоки

а) Рассмотрим случай нормального падения света на пленку. Простые вычисления для оптического матричного элемента в пленке дают

$$\langle z' | \hat{H}_{0p} | z \rangle = - \frac{2i}{V \varepsilon} \left(\frac{e \hbar^2}{m^*} \right) \left(\frac{2\pi}{\hbar \omega} \right)^{1/2} k_0 \cos(\xi k_0) F_{n_f n_0}(s_z L) \Delta(k_f - k_0), \quad (5)$$

где

$$F_{n_f n_0}(s_z L) = i \frac{4\pi^2 (s_z L) n_0 n_f [(-1)^{n_0 + n_f} e^{-i s_z L} - 1]}{[\pi^2 (n_0 + n_f)^2 - (s_z L)^2] [\pi^2 (n_f - n_0)^2 - (s_z L)^2]}. \quad (6)$$

Здесь s_z — волновой вектор фотона в направлении z , ξ — единичный вектор поляризации света.

Вероятность перехода $\alpha(k_0 n_0) \rightarrow \alpha(k_f n_f)$ дается выражением (2), где $E_{z'} - E = \alpha(n_f^2 - n_0^2) - \hbar\omega = \hbar\omega_{n_f n_0} - \hbar\omega$.

С учетом (5) и (6) для полного коэффициента поглощения получаем (после усреднения по начальным состояниям)

$$\alpha = \frac{16 \pi^2 N e^2}{V \varepsilon c m^* \hbar \omega} \sum_{n_f} |F_{n_f n_0}(s_z L)|^2 \delta(\omega_{n_f n_0} - \omega). \quad (7)$$

Полученная частотная зависимость совпадает с результатами [2]. При фиксированной частоте с увеличением L коэффициент поглощения уменьшается, что объясняется поведением функции $F_{n_f n_0}(s_z L)$.

б) В случае проволоки аналогичные вычисления приводят к следующему выражению для коэффициента поглощения:

$$\alpha = \frac{16 \pi^2 N e^2 \hbar^2}{V \varepsilon c m^* (\hbar \omega)} \sum_{n_f} |F_{n_f n_0}(s_z L)|^2 \left\{ \xi_y^2 \left[\frac{2 m_0 m_f (1 - (-1)^{m_0 + m_f})}{L (m_f^2 - m_0^2)} \right] + \right. \\ \left. + \xi_z^2 \delta_{m_0 m_f} \frac{2 m k T}{\hbar^2} \right\} \delta(\omega_{\alpha' \alpha} - \omega),$$

где

$$\omega_{\alpha \alpha'} = \frac{\alpha(n_f^2 + m_f^2 - n_0^2 - m_0^2) - \hbar\omega}{\hbar}. \quad (8)$$

Первый член в фигурных скобках объясняется исключительно квантованием в направлении y . Он максимален для переходов между ближайшими подзонами. Члены в фигурных скобках не могут быть одновременно отличны от нуля. Появление множителя L^{-1} следует из соображений размерности. Как в случае пленки, так и для проволоки при $L \rightarrow \infty$ $\alpha(L) \rightarrow 0$, что соответствует случаю массивного полупроводника.

§ 3. Вычисление коэффициента поглощения с учетом рассеяния носителей заряда на акустических фононах

В отсутствии резонансного поглощения рассмотрение трехчастичных процессов становится принципиально необходимым. В данном случае предполагается, что роль третьего тела играет акустический фонон. Воспользуемся теорией Фэна, разработанной для случая массивного полупроводника [8–10]*.

* Случай оптических фононов при продольном падении света в пленке рассмотрен в [11].

В выражении (3) второй член соответствует процессу, при котором электрон сначала поглощает или испускает фотон, а затем фотон. Назовем этот процесс процессом типа „б“. Третий член соответствует процессу, при котором электрон взаимодействует сначала со светом, а затем с фононом (процесс типа „а“).

а) Начнем с рассмотрения процессов типа „а“ в пленке.

Представим коэффициент поглощения в виде суммы

$$\alpha = \sum_n \alpha_n^- + \sum_n \alpha_n^+,$$

где α_n^- и α_n^+ — коэффициенты поглощения (так называемые парциальные коэффициенты), обусловленные переходом электрона на n -ый поперечный уровень соответственно с поглощением или испусканием фотона.

Согласно формуле (5)

$$\langle k_0 n_i | \hat{H}_{op} | k_0 n_0 \rangle = - \frac{2 \sqrt{2\pi} i e \hbar^2 k_0 \cos(\xi k_0) F_{n_0 n_i}(s_z L)}{\sqrt{\varepsilon} m^* (\hbar \omega)^{1/2}}. \quad (9)$$

При $L = 5 \cdot 10^{-8}$ м и $\lambda = 20$ мкм имеем $s_z L \sim 10^{-2} \ll 1$, а значение функции F для $n_i = n_0$ на несколько порядков превосходит ее значение для $n_i \neq n_0$. Поэтому при суммировании по виртуальным состояниям можно ограничиться лишь диагональными членами, полагая $F_{n_0 n_f}(s_z L) \approx 1$.

Вычисляя матричные элементы оператора электрон-фононного взаимодействия [1, 4] для переходов $\alpha_i(k_0 n_0 n_q) \rightarrow \alpha'(k_f, n_f, n_q - 1)$ с поглощением фотона и $\alpha_i(k_0 n_0 n_q) \rightarrow \alpha'(k_f, n_f, n_q + 1)$ с испусканием фотона, будем иметь

$$\langle \alpha' | H_{ph}^\mp | \alpha \rangle = \mp i C_1 \Delta(k_f - k_0 \mp q_{||}) \sum_{q_z} F_{n_0 n_f}(q_z L) \sqrt{\frac{n_q}{n_q + 1}} \left(\frac{\hbar |q|}{2 \rho s} \right)^{1/2}. \quad (10)$$

Учитывая, что

$$n_q = \left[\exp\left(\frac{\hbar \omega_q}{kT}\right) - 1 \right]^{-1} \approx \frac{kT}{\hbar \omega_q} \gg 1,$$

имеем

$$\alpha_n^- = \alpha_n^+ = \frac{\alpha_n}{2}, \quad \alpha = \sum_n \alpha_n.$$

Обозначим через $P_{of}(a)$ вероятность перехода $(k_0 n_0) \rightarrow (k_f n_f)$ в случае процесса типа „а“. Просуммируем $P_{of}(a)$ по всем конечным состояниям f , предварительно проинтегрировав по q . Для вероятности процесса „а“ окончательно получим

$$P_0(a) = \frac{2 C_1^2 \pi e^2 \hbar k T k_0^2}{\rho s^2 \varepsilon m^* L (\hbar \omega)^3}. \quad (11)$$

Аналогичные вычисления для процессов типа „б“ дают

$$P_0(b) = \frac{2 C_1^2 \pi e^2 \hbar k T \left(k_0^2 + \frac{2m^*}{\hbar^2} \hbar \omega' \right)}{\rho s^2 \varepsilon m^* L (\hbar \omega)^3}. \quad (11')$$

Учитывая оба процесса, для парциального коэффициента поглощения получаем

$$\alpha_{nf} = \begin{cases} \frac{4 N C_1^2 \pi e^2 k T (2kT + \hbar \omega')}{c \rho s^2 \sqrt{\varepsilon} L \hbar (\hbar \omega)^3}, & \hbar \omega' > 0 \\ \frac{4 N C_1^2 \pi e^2 k T (2kT - \hbar \omega')}{c \rho s^2 \sqrt{\varepsilon} L \hbar (\hbar \omega)^3} \exp \frac{\hbar \omega'}{kT}, & \hbar \omega' < 0, \end{cases} \quad (12)$$

где $\hbar \omega' = \hbar \omega - a(n_f^2 - n_0^2)$.

Появление множителя L^{-1} в (12) легко объяснить следующим образом. Очевидно, поглощение пропорционально числу двумерных состояний в пленке, которое, в свою очередь, прямо пропорционально площади поверхности пленки. Так как α_{nf} — поглощение в единице объема, то очевидно $\alpha_{nf} \sim L^{-1}$.

Проследим частотную зависимость коэффициента поглощения. Рассмотрим несколько предельных случаев.

1. $\hbar \omega' \gg kT$. Пренебрегая характерными пленочными частотами, из (12) получаем $\alpha_{nf} \sim \omega^{-2}$. Полученное различие в частотной зависимости коэффициента поглощения в случае пленки и массивного полупроводника ($\alpha_{\text{масс.}}(\omega) \sim \omega^{-3/2}$) можно понять из следующих соотношений:

$$\frac{\alpha_{\text{масс.}}(\omega)}{\alpha_{\text{пл.}}(\omega)} \sim \frac{\rho_{\text{масс.}}}{\rho_{\text{пл.}}} \sim \frac{E^{1/2}}{\text{const}} \sim (\hbar \omega + kT)^{1/2} \sim \omega^{1/2} = \frac{\omega^{-3/2}}{\omega^{-2}}.$$

2. — $\hbar \omega' \gg kT$. Тогда α_{nf} имеет сильную экспоненциальную зависимость. В интервале $\hbar \omega' \sim kT$ для $n_f \neq n_0$ α_{nf} имеет максимум при положительных $\hbar \omega'$. Качественная зависимость парциального коэффициента поглощения от частоты с учетом резонансного поглощения дана на рис. 1. Для полного коэффициента поглощения будем иметь

$$\alpha(\omega, L) = \frac{4 N C_1^2 e^2 \pi k T}{c \rho s^2 \varepsilon^{1/2} L \hbar (\hbar \omega)^3} \left[\sum_{\hbar \omega' > 0} (2kT + \hbar \omega') + \sum_{\hbar \omega' < 0} (2kT - \hbar \omega') e^{\frac{\hbar \omega'}{kT}} \right], \quad (13)$$

причем при отрицательных $\hbar \omega'$ в сумме (13) можно ограничиться лишь одним членом.

б) В случае проволоки вычисления удобно провести отдельно для y - и z -поляризадий.

Для оптического матричного элемента имеем выражение

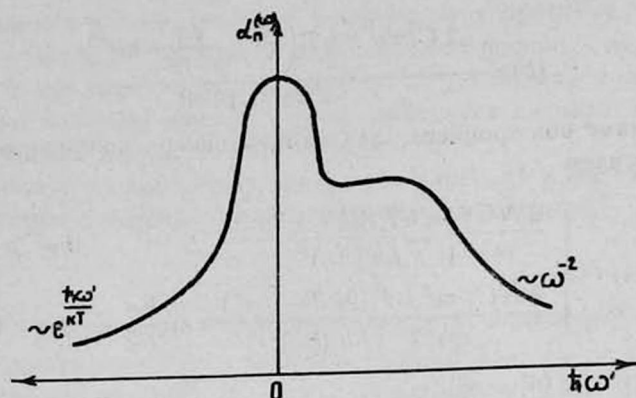


Рис. 1. Качественная зависимость парциального коэффициента поглощения от частоты света с учетом резонансного поглощения для пленки.

$$\begin{aligned} \langle \alpha_i | \hat{H}_{op} | \alpha \rangle = & - \frac{2ie\hbar}{m^*c} \left(\frac{2\pi\hbar}{\varepsilon\omega} \right)^{1/2} \Delta(k_i - k_0) F_{n_i n_0}(s_x L) \times \\ & \times \left\{ \xi_y \frac{2m_0 m_l [1 - (-1)^{m_l + m_0}]}{m_l^2 - m_0^2} + \xi_z i k_0 \delta_{m_0 m_l} \right\}, \end{aligned} \quad (14)$$

где ξ_y и ξ_z — проекции единичного вектора поляризации на оси y и z .

Для матричного элемента электрон-фононного взаимодействия имеем

$$\begin{aligned} \langle k_f, m_f, n_f | \hat{H}_{ph} | k_i, m_i, n_i \rangle = & \mp i C_1 \Delta(k_f - k_0 \mp q_z) \times \\ & \times \sum_{q_x q_y} \frac{kT}{\hbar\omega_q} \left(\frac{\hbar q}{2\rho S} \right)^{1/2} F_{n_f n_i}(q_x L) F_{m_f m_i}(q_y L). \end{aligned} \quad (15)$$

При тех же приближениях, которые использовались выше для пленки, для парциального коэффициента поглощения получаем

$$\alpha_{n_f m_f} = \frac{8 C_1^2 k T e^2 \hbar \pi}{\rho s^2 m^* \varepsilon L^2 c} \xi_z^2 \frac{N}{(\hbar\omega)^3} \left\langle \frac{2k_0^2 + \frac{2m^* \hbar\omega'}{\hbar^2}}{\sqrt{k_0^2 + \frac{2m^* \hbar\omega'}{\hbar^2}}} \right\rangle \quad (16)$$

в случае z -поляризации, и

$$\begin{aligned} \alpha_{n_f m_f} = & \frac{8 C_1^2 k T e^2 \hbar \pi}{\rho s^2 m^* \varepsilon L^2 c} \xi_y^2 \frac{N}{\hbar\omega} \left\{ \sum_i \left| \frac{2m_0 m_l (1 - (-1)^{m_0 + m_l})}{L(m_l^2 - m_0^2)} \right|^2 \times \right. \\ & \times [\hbar\omega - \alpha(m_l^2 - m_0^2)]^{-2} + \sum_e \left| \frac{2m_f m_e (1 - (-1)^{m_e + m_f})}{L(m_f^2 - m_e^2)} \right|^2 \times \\ & \times [\hbar\omega - \alpha(m_f^2 - m_e^2)]^{-2} \left. \right\} \left\langle \left(k_0^2 + \frac{2m^* \hbar\omega'}{\hbar^2} \right)^{-1/2} \right\rangle \end{aligned} \quad (17)$$

в случае y -поляризации. В (17) $\hbar\omega' = \hbar\omega - \alpha(n_f^2 + m_f^2 - m_0^2 - n_0^2)$.

Как и в случае пленки, при усреднении будем различать случаи $\hbar\omega' > 0$ и $\hbar\omega' < 0$. Наличие множителя L^{-2} в (16) и (17) объясняется так же, как и в случае пленки, а именно, пропорциональностью числу одномерных состояний.

Исследуем частотные зависимости для некоторых частных случаев.

При $\hbar\omega' \gg kT$ имеем

$$\alpha_{n_f m_f} \sim \begin{cases} \omega^{-2,5} & \text{при } z\text{-поляризации} \\ \omega^{-3,5} & \text{при } y\text{-поляризации.} \end{cases}$$

Заметим, что при условии $\hbar\omega' \gg kT$ в случае z -поляризации мы фактически рассматриваем поглощение света в одномерной подзоне.

Частотную зависимость коэффициента поглощения для пленки ($\omega^{-2,5}$) легко понять из качественных рассуждений, используя зависимость $\alpha \sim \omega^{-1,5}$ для массивного полупроводника,

$$\frac{\alpha_{\text{масс}}}{\alpha_{\text{пр}}} \sim \frac{\rho_{\text{масс}}}{\rho_{\text{пр}}} \sim E \sim \omega = \frac{\omega^{-1,5}}{\omega^{-2,5}}.$$

В случае y -поляризации аналогичные рассуждения неприменимы. Даже в рассматриваемом предельном случае принципиально нельзя пренебречь дискретными уровнями и рассматривать поглощение в одномерной подзоне. При увеличении $\hbar\omega'$ в сторону больших отрицательных значений число свободных носителей, участвующих в поглощении, экспоненциально уменьшается. В соответствии с этим уменьшается и поглощение света.

При $\hbar\omega' \sim kT$ элементарным исследованием можно показать, что для $n_f \neq n_0$ в случае z -поляризации коэффициент поглощения имеет максимум при $\hbar\omega' > 0$. В случае y -поляризации максимум приходится на область $\hbar\omega' < 0$. На рис. 2 изображено качественное поведение ча-

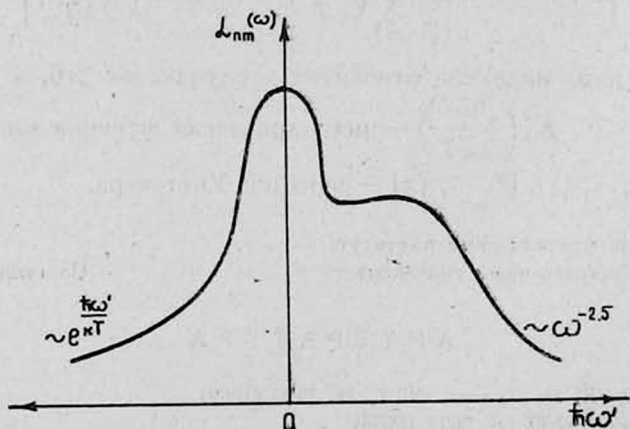


Рис. 2. Качественная зависимость парциального коэффициента поглощения от частоты света с учетом резонансного поглощения для проволоки (случай z -поляризации).

стотной зависимости парциального коэффициента поглощения в проволоке.

Нетрудно также получить точные выражения для парциального коэффициента поглощения. Из-за громоздкости полученных выражений

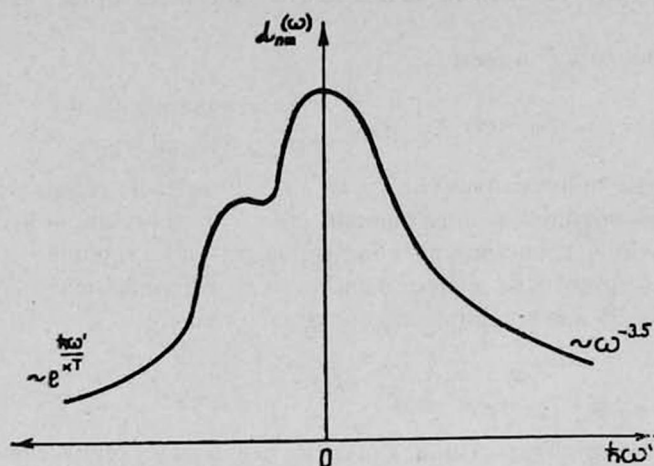


Рис. 3. Качественная зависимость парциального коэффициента поглощения от частоты света с учетом резонансного поглощения для проволоки (случай у-поляризации).

приведем вид коэффициента поглощения только в случае z-поляризации

$$\alpha_{nmf} = \frac{8(2\pi)^{1/2} C_1^2 (kT)^{1/2} e^2 N_z^2 \exp\left(\frac{\hbar\omega'}{2kT}\right)}{c \rho s^2 (m^*)^{1/2} \epsilon L^2 (\hbar\omega')^3} \times \\ \times \left[2V \pi kT W_{\left(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\right)}\left(\frac{\hbar\omega'}{kT}\right) + (\hbar\omega') K_0\left(\frac{\hbar\omega'}{2kT}\right) \right], \quad (18)$$

где верхняя пара индексов относится к случаю $\hbar\omega' > 0$, а нижняя — к случаю $\hbar\omega' < 0$; $K_0\left(\frac{\hbar\omega'}{2kT}\right)$ — цилиндрическая функция мнимого аргумента, $W_{-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}(x)$, $W_{\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}}(x)$ — функции Уиттекера.

Ереванский политехнический институт
Ереванский государственный университет

Поступила 29.XI.1975

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Г. Колян, В. Э. Кресин. ФТТ, 11, 3230 (1969).
2. Н. С. Рытова. ФТТ, 8, 2672 (1966).
3. Э. М. Казарян, Г. Л. Маилан, Р. Л. Энфиаджан. Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 361 (1972).
4. Э. М. Казарян, Р. Л. Энфиаджан. ФТП, 5, 2002 (1971).
5. А. А. Киракосян, Э. М. Казарян. Сб. ВНИИ, Рипорт, № 4, 1975.

6. Б. А. Тавер, В. Я. Демиковский. УФН, 96, 61 (1968).
7. В. А. Тавер, П. Д. Блох, Е. А. Фишман. ФММ, 33, 1137 (1972).
8. H. Y. Fan, W. Spitzer, R. J. Collins. Phys. Rev., 101, 566 (1956).
9. А. Фэн. УФН, 64, 315 (1958).
10. R. Rosenberg, M. Lax. Phys. Rev., 112, 843 (1958).
11. Ф. Г. Басс, А. Ю. Мамулис. ФТТ, 12, 2039 (1970).

ԼՈՒՅՍԻ ՆԵՐՉՈՆԱՅԻՆ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ՏԱՐԱԾԱԿԱՆՈՐԵՆ ՍԱՀՄԱՆԱՓԱԿ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐՈՒՄ

Է. Մ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Վ. Գ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Ա. Մ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ

Խոտորումների տեսության առաջին և երկրորդ մոտավորությամբ հաշվված է լույսի ներդրանային կլանման գործակիցը ոչ ալլասեռոված էլեկտրոնային գազի համար բարակ քվանտացված կիսահաղորդչային թաղանթում և լարում: Խնդրում հաշվի է առնվում լիցքակիրների փոխազդեցությունը ձայնային ֆոնոնների հետ: Մեկ ննթազոնայի լրացվածության և լույսի նորմալ անկման դեպքում ստացված է կլանման գործակիցի բացահայտ կախումը ընկնող լույսի հաճախությունից, ինչպես նաև թաղանթի (լարի) լափսերից:

INTRABAND ABSORPTION OF LIGHT IN SPACE-LIMITED MEDIA

E. M. KAZARYAN, V. G. GRIGORYAN, A. M. KAZARYAN

The coefficients of intraband absorption of light by the degenerate electron gas in thin semiconductor films and wires are calculated in the first and second orders of perturbation theory. In the second order of perturbation theory the problem is solved taking into account the interaction with acoustic phonons. In the case of filled first subband and the normal incidence of light the dependence of the absorption coefficients for these media on the frequency of the quantum of light and the size of the films and wires are obtained.