

НЕПРЯМЫЕ ПЕРЕХОДЫ, СВЯЗАННЫЕ С ШЕРОХОВАТОСТЬЮ ПОВЕРХНОСТИ КВАНТОВАННОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПРОВОЛОКИ

А. А. КИРАКОСЯН, Э. А. САРКИСЯН

Исследовано поглощение монохроматической электромагнитной волны, обусловленное непрямыми межзонными переходами в квантованной полупроводниковой проволоке. Получено выражение для коэффициента поглощения, зависящее от радиуса проволоки, частоты поглощаемого излучения, а также от вида корреляционной функции поверхностных шероховатостей.

Специфика физических свойств тонких пленок и проволок обусловлена квантованием движения носителей заряда в них (т. к. квантовый размерный эффект [1, 2]). При этом состояние поверхности, в частности, поверхностные шероховатости (ПШ) могут оказать заметное и иногда весьма своеобразное влияние на физические характеристики тонких пленок и проволок [3]. Так, в [4] предложен новый механизм для непрямого межзонного перехода электрона под действием монохроматической электромагнитной волны, когда роль «третьего тела» играет случайное поле совокупности ПШ тонкой полупроводниковой пленки.

В настоящей работе исследовано поглощение, обусловленное непрямыми межзонными переходами в тонкой полупроводниковой проволоке, по предложенному в [4] механизму.

Коэффициент поглощения собственного полупроводника при $T=0$ дается известным выражением

$$\alpha(\omega) = \frac{2\pi N}{\hbar c} \sum_{i,f} |H_{if}|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\omega), \quad (1)$$

где N — показатель преломления, i, f — соответственно наборы квантовых чисел начального и конечного состояний, H_{if} — матричный элемент непрямого перехода.

Волновая функция и спектр энергии носителей заряда в проволоке круглого сечения радиуса R даются соответственно выражениями [5]:

$$\psi_{knj}^i(\rho, \varphi, z) = \frac{\exp(in\varphi + ikz) J_n(\lambda_{jn}\rho/R)}{\pi^{1/2} L^{1/2} R J_{n+1}(\lambda_{jn})} u_{ik}(z), \quad (2)$$

$$\varepsilon_{knj}^i = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_l} + \frac{\hbar^2 \lambda_{jn}^2}{2m_{\perp} R^2}, \quad (3)$$

где l — зонный индекс, L — длина проволоки, $u_{ik}(z)$ — одномерная функция Блоха, $n, j = 0, 1, 2, \dots$, $\hbar k$ — квазиимпульс носителя вдоль оси проволоки, совпадающей с осью z , $m_{\perp}$, m_l — поперечная и продольная эффективные массы, λ_{jn} — корни функции Бесселя $J_n(x)$. Входящий в H_{if} потенциал случайного поля ПШ, согласно [6], можно представить в форме

$$V_l = - \frac{\hbar^2 \lambda_{jn}^2}{m_{\perp l} R^3} \Delta(z, \varphi), \quad (4)$$

где $\Delta(z, \varphi) = R(z, \varphi) - R \ll R$ — величина неоднородности радиуса проволоки $R(z, \varphi)$, меняющегося от точки к точке, R — средний радиус проволоки.

Вычислив матричный элемент от (4) по базисным функциям (2) и воспользовавшись выражением для матричного элемента «оптического» перехода [7], после усреднения по совокупности ПШ в двухзонном приближении ($l = c, v$) в области частот, соответствующих краю поглощения, для $\alpha(\omega)$ получим следующее выражение:

$$\alpha(\omega) \approx \gamma^2 \frac{8 e^2 \hbar^2 E_g f_{cv} (m'_c m'_v)^{1/2} a_{\parallel}^2}{\pi c m_0 N \hbar^2 R^3 (E_g - \hbar\omega)^2 \omega} F(k_0, \omega), \quad (5)$$

$$F(k_0, \omega) = \sum_{n, j} \lambda_{jn}^4 \theta(\hbar\omega - E'_g - \Delta_{nj}) \int_0^{b_{nj}} \frac{dk}{V b_{nj}^2 - k^2} \times \quad (6)$$

$$\times \{ G[k + k_0 - V \sqrt{(b_{nj}^2 - k^2)}] + G[k + k_0 + V \sqrt{(b_{nj}^2 - k^2)}] \}.$$

В формулах (5), (6) использованы следующие обозначения: E_g, E'_g — ширина запрещенной зоны в центре зоны Бриллюэна и в точке k_0 , соответствующей побочному минимуму зоны проводимости, f_{cv} — сила осциллятора для межзонного перехода, $m'_c, m'_{\perp c}$ — продольная и поперечная эффективные массы электрона в области побочного минимума, $\sigma = m'_c/m_v$, $\mu^{-1} = m_{\perp c}^{-1} + m_{\perp v}^{-1}$, $a_{\parallel}$ — проекция вектора поляризации волны на ось проволоки, $\theta(x)$ — единичная ступенчатая функция,

$$b_{nj} = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2 m_v (\hbar\omega - E'_g - \Delta_{nj})}, \quad (7)$$

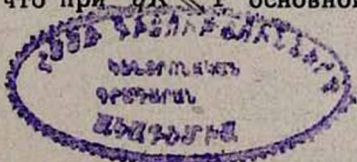
$$\Delta_{nj} = \frac{\hbar^2 \lambda_{jn}^2}{2 m_{\perp v} R^2} + \frac{\hbar^2 \lambda_{jn}^2}{2 m_{\perp c} R^2} \equiv (\varepsilon_v + \varepsilon'_c) \lambda_{jn}^2, \quad (8)$$

$$G(k) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} G(z, \theta) \cos kz d\theta dz, \quad (9)$$

где

$$\langle \Delta(z_1, \varphi_1) \Delta(z_2, \varphi_2) \rangle = \psi_0 G(|z_1 - z_2|, |\varphi_1 - \varphi_2|) \equiv \psi_0 G(z, \theta) \quad (10)$$

есть корреляционная функция, ψ_0 — среднеквадратичная высота ПШ, $\gamma = (\psi_0/R^2)^{1/2}$ — малый параметр задачи, угловые скобки означают усреднение по совокупности ПШ. Зависимость $G(z, \theta)$ от модулей аргументов в (10) соответствует предположению о пространственной однородности поверхности пленки в широком смысле [8]. При выводе (5) было использовано предположение о малости модуля q волнового вектора фотона по сравнению с R^{-1} , т. е. условие $qR \ll 1$, а также сделано приближение $\varepsilon_v \lambda_{jn}^2 \sim \varepsilon'_c \lambda_{jn}^2 \ll E_g - \hbar\omega$. Следует заметить, что при $qR \ll 1$ основной



вклад в поглощение дают межзонные переходы между уровнями с одинаковыми квантовыми числами (см. [7]).

Вблизи края поглощения межзонным переходам соответствуют малые по сравнению с k_0 изменения волнового числа k , т. е. $k \ll k_{\max} = b_{nj} \ll k_0$, поэтому чувствительную к структуре края поглощения частотную зависимость $\alpha(\omega)$ можно получить без конкретизации вида корреляционной функции путем разложения $F(k_0, \omega)$ (6) в ряд в точке k_0 . В результате получаем

$$F(k_0, \omega) \simeq \pi G(k_0) \sum_{n, j} \lambda_{jn}^4 \theta(\hbar\omega - E'_g - \Delta_{nj}) \left[1 + \frac{G'(k_0)}{G(k_0)} \times \right. \\ \left. \times \frac{2}{\pi \hbar} \sqrt{2m_v(\hbar\omega - E'_g - \Delta_{nj})} \right]. \quad (11)$$

Таким образом, коэффициент межзонного поглощения имеет, в основном, ступенчатый характер и претерпевает скачки при значениях

$\hbar\omega = E'_g + \Delta_{nj}$; при этом величина скачка зависит от квантовых чисел данного уровня через λ_{jn} . Величина же $\alpha(\omega)$ определяется z -зависимостью корреляционной функции. Нетрудно заметить, что если $G(z, \theta)$ обладает физически очевидными свойствами: $G(0, \theta) = 1$, $G(z, \theta) \simeq 0$ при $z \geq r_0$, где r_0 — «радиус» корреляции, а $0 \leq \theta \leq 2\pi$, то $F(k_0, \omega)$ есть монотонно убывающая функция k_0 . Отметим также более сильную зависимость $\alpha(\omega)$ от характерной длины системы: согласно (5) $\alpha(\omega) \sim R^{-6}$, в то время как для пленки [4] $\alpha(\omega) \sim L^{-5}$ (L — толщина пленки).

Ереванский государственный
университет
Ереванский политехнический
институт

Поступила 6.VII.1978

ЛИТЕРАТУРА

1. И. М. Лифшиц, М. И. Казанов. УФН, 78, 411 (1962).
2. Б. А. Тавгер, В. Я. Демиковский. УФН, 96, 61 (1968).
3. А. А. Киракосян. Автореферат кандидатской диссертации, Ереван, 1975.
4. А. А. Киракосян, Э. А. Саркисян. ФТП, 11, 1629 (1977).
5. Б. А. Тавгер, М. Д. Блох, Е. А. Фишман. ФММ, 33, 1137 (1972).
6. А. А. Киракосян. Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 429 (1974).
7. А. А. Киракосян, Э. М. Казарян. ФТП, 10, 199 (1976); Ученые записки ЕГУ, 3, 44 (1974).
8. Ф. Г. Басс, И. М. Фукс. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности, Изд. Наука, М., 1972.

ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԱՅԻՆ ԽՈՐԴՈՒԹՈՐՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐՈՎ ՊԱՅՄԱՆԱՎՈՐՎԱՄ
ՈՉ-ՈՒՂԻՂ ԱՆՑՈՒՄՆԵՐԸ ԲՎԱՆՏԱՑՎԱՄ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԼԱՐՈՒՄ

Ա. Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ, Է. Ա. ՍԱՐԿՅԱՆ

Ուսումնասիրված է քվանտացված կիսահաղորդչային լարում մոնոքրոմատիկ էլեկտրա-
ճաշիռական ալիքի կլանումը, որը պայմանավորված է ոչ-ուղիղ անցումներով: Ստացված

է կլանման գործակցի համար արտահայտություն, կախված լարի շառավղից, կլանվող ճառագայթման հաճախությունից, ինչպես նաև մակերևութային խորդությունների կոռելյացիոն ֆունկցիայի տեսքից:

INDIRECT TRANSITIONS DUE TO SURFACE ROUGHNESSES OF A QUANTIZED SEMICONDUCTOR WIRE

A. A. KIRAKOSYAN, E. A. SARKISYAN

The absorption of a monochromatic electromagnetic wave due to indirect transitions in a quantized semiconductor wire is investigated. The expression for the absorption coefficient depending on the radius of wire, on the frequency of absorbed radiation and also on the form of correlation function of surface roughnesses is obtained.