

# РАДИОФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА И ПЛАЗМЫ

УДК 537.874.7:621.382

## РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНА НА ПЛАЗМЕННЫХ КОЛЕБАНИЯХ В СТРУКТУРЕ ПОЛУПРОВОДНИК-ДИЭЛЕКТРИК-ПОЛУПРОВОДНИК

Н. Н. Белецкий, С. И. Ханкина, В. М. Яковенко, И. В. Яковенко\*

*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины  
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина  
E-mail: [yavm@ire.kharkov.ua](mailto:yavm@ire.kharkov.ua)*

*\*Научно-исследовательский и проектно-конструкторский институт «Молния»  
Министерства образования и науки Украины  
47, ул. Шевченко, Харьков, 61013, Украина*

Рассмотрено взаимодействие плазмонов с заряженной частицей, проходящей через границу полупроводник-диэлектрик-полупроводник с учетом потенциального барьера. Найдены вероятности излучения и поглощения плазменных колебаний заряженной частицей, определены условия, при которых процессы излучения плазмонов преобладают над процессами их поглощения. Ил. 2. Библиогр.: 5 назв.

**Ключевые слова:** заряженная частица, плазмон, потенциальный барьер, излучения (поглощения) колебаний.

В связи с успехами современной технологии создания микро- и наноструктур особую актуальность приобретают исследования в них процессов взаимодействия электромагнитных колебаний и заряженных частиц. Результаты этих исследований важны как для понимания физики поверхностных явлений, происходящих на границе сред, так и для многочисленных технических приложений.

Ранее нами в работах была показана возможность возникновения неустойчивости плазменных колебаний в полупроводниках при прохождении через них направленного потока электронов [1–3]. Однако при этом не принималось во внимание влияние существующего на границе сред потенциального барьера на механизмы обмена энергией между плазменными колебаниями и заряженными частицами. Между тем его роль представляется весьма важной.

В работе [4] решена задача о взаимодействии поверхностных электромагнитных волн с электроном, пересекающим границу металл-вакуум в присутствии полубесконечного потенциального барьера. Изучены условия, при которых электрон пролетает над барьером или отражается от него.

Безусловно, большой интерес вызывает взаимодействие плазмонов с электроном, движущимся в структуре полупроводник-диэлектрик-полупроводник.

В предлагаемой работе изучается влияние потенциального барьера прямоугольной формы на эффекты рассеяния заряженной частицы на плазменных колебаниях в такой структуре. Для реше-

ния поставленной задачи мы приводим спектр собственных колебаний (плазмонов) в структуре полупроводник-диэлектрик-полупроводник. Затем, воспользовавшись уравнением Шредингера, находим коэффициенты отражения и прохождения электрона через потенциальный барьер в присутствии вектор-потенциала плазмонов.

### 1. Плазменные колебания в структуре полупроводник-диэлектрик-полупроводник.

Выберем систему координат таким образом, чтобы проводящие среды «1» и «3» занимали соответственно области  $y < -d$  и  $y > d$ , а диэлектрик (среда «2») с проницаемостью  $\epsilon_2$  находился в области  $-d \leq y \leq d$ . Электрические поля и электроны проводимости в средах «1» и «3» в гидродинамическом приближении (температура электронов равна нулю) описываются системой уравнений

$$\operatorname{rot} \vec{E} = 0; \quad \epsilon_0 \operatorname{div} \vec{E} = 4\pi e N; \quad (1)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \operatorname{div} N_0 \vec{u} = 0; \quad m \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = e \vec{E}, \quad (2)$$

где  $\vec{E} = \vec{E}(x, y, t)$ ;  $\epsilon_0$  – диэлектрическая постоянная кристаллической решетки;  $m$ ,  $\vec{u}$  – эффективная масса и скорость электронов проводимости;  $N_0$ ,  $N$  – их равновесная и неравновесная концентрации. Поля вдоль оси  $z$  однородны.

В уравнениях (1) и (2) эффектами запаздывания пренебрегаем, поскольку в дальнейшем предполагается, что скорость движущейся заряженной частицы мала по сравнению со скоростью

света в средах. Это обстоятельство значительно упрощает вычисления, но не искажает физическую картину рассматриваемых процессов.

В диэлектрике поля удовлетворяют уравнениям (1), если в них положить  $N=0$ . На границах  $y=-d$  и  $y=d$  выполняются следующие электродинамические условия:

$$E_{1x}(-d) = E_{2x}(-d),$$

$$\varepsilon_{01} \frac{\partial E_{1y}}{\partial t} + 4\pi e N_{01} u_y = \varepsilon_2 \frac{\partial E_{2y}}{\partial t} \Big|_{y=-d}; \quad (3)$$

$$E_{2x}(d) = E_{3x}(d),$$

$$\varepsilon_2 \frac{\partial E_{2y}}{\partial t} = \varepsilon_{03} \frac{\partial E_{3y}}{\partial t} + 4\pi e N_{03} u_y \Big|_{y=d}. \quad (4)$$

Введем вектор-потенциал  $\vec{A}$  таким образом, чтобы скалярный потенциал  $\varphi$  был равен нулю [5]. Тогда поле  $\vec{E}$  связывается с  $\vec{A}$  соотношением  $\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$ . Компоненты вектор-потенциала можно представить в виде

$$y \leq -d,$$

$$A_{1x} = A_1 \exp(qy) \cos \alpha, \quad (5)$$

$$A_{1y} = A_1 \exp(qy) \sin \alpha;$$

$$-d \leq y \leq d,$$

$$A_{2x} = (A_2 \exp(qy) + A'_2 \exp(-qy)) \cos \alpha, \quad (6)$$

$$A_{2y} = (A_2 \exp(qy) - A'_2 \exp(-qy)) \sin \alpha;$$

$$y \geq d,$$

$$A_{3x} = A_3 \exp(-qy) \cos \alpha, \quad (7)$$

$$A_{3y} = -A_3 \exp(-qy) \sin \alpha.$$

Здесь  $\alpha = qx - \omega t$ ,  $q > 0$ .

Из граничных условий (3), (4), записанных относительно вектора-потенциала  $\vec{A}$ , получим дисперсионное уравнение плазменных колебаний:

$$(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)(\varepsilon_3 + \varepsilon_2) \exp(2qd) =$$

$$= (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)(\varepsilon_3 - \varepsilon_2) \exp(-2qd), \quad (8)$$

где  $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_3$  – диэлектрические проницаемости сред «1» и «3».

В дальнейшем предполагаем, что  $\varepsilon_2 = \varepsilon_d$ ,  $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = \varepsilon(\omega)$ ,  $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 - \Omega_0^2/\omega^2$ , где  $\Omega_0^2 = 4\pi e^2 N_0/m$  – квадрат ленгмюровской частоты электронов проводимости,  $\varepsilon_d$  не зависит от частоты. В этом случае из уравнения (8) следует,

что в рассматриваемой структуре существуют два типа колебаний:

$$- \text{высокочастотные } \varepsilon(\omega) = -\varepsilon_d \operatorname{th} qd; \quad (9)$$

$$- \text{низкочастотные } \varepsilon(\omega) = -\varepsilon_d \operatorname{cth} qd. \quad (10)$$

При больших значениях волновых чисел ( $qd \gg 1$ ) обе ветви колебаний (одна сверху, вторая снизу) приближаются к частоте поверхностного плазмона  $\omega_s = \frac{\Omega_0}{(\varepsilon_0 + \varepsilon_d)^{1/2}}$ , существующего на уединенной границе полупроводник-диэлектрик.

Можно показать, что при  $qd \ll 1$  для высокочастотных колебаний  $\omega = \frac{\Omega_0}{(\varepsilon_0 + \varepsilon_d qd)^{1/2}}$  амплитуды вектор-потенциала связаны между собой соотношениями

$$A_2 = A'_2 = \frac{1}{2} A_1, \quad A_3 \cong A_1, \quad (11)$$

т. е. тангенциальные составляющие электрического поля распределены симметрично. В низкочастотных колебаниях  $\omega = \frac{\Omega_0(qd)^{1/2}}{(\varepsilon_0 qd + \varepsilon_d)^{1/2}}$  тангенциальные составляющие электрического поля распределены антисимметрично:

$$A_2 = -A'_2 = -\frac{1}{2qd} A_1, \quad A_3 \cong -A_1. \quad (12)$$

Заметим, что потенциальный барьер, разделяющий области «1» и «3», не влияет на закон дисперсии плазмонов, поскольку температура электронов проводимости равна нулю. Другими словами, электроны проводимости приходят в движение только под действием электрического поля.

**2. Взаимодействие плазмонов с заряженной частицей.** Пусть заряженная частица с энергией  $E$  движется вдоль оси  $y$  и пересекает потенциальный барьер вида

$$U(y) = \begin{cases} 0 & y \leq -d \\ U_0 & -d \leq y \leq d, \\ 0 & y \geq d \end{cases} \quad (13)$$

разделяющий среды «1» и «3». Ее волновая функция в каждой из сред находится из уравнения Шредингера:

$$i\hbar \frac{\partial \psi_\alpha}{\partial t} = \left[ \frac{\left( \hat{p} - \frac{e}{c} \vec{A} \right)^2}{2m} + U(y) \right] \psi_\alpha, \quad (14)$$

где  $\hat{p} = -i\hbar \nabla$ ;  $\alpha = 1, 2, 3$ . При этом должны выполняться граничные условия: волновые функции

и их производные по координате  $y$  непрерывны на плоскостях  $y = -d$  и  $y = d$ .

Решение уравнения (14) находим методом последовательных приближений по величине  $\bar{A}$ , удерживая только линейные члены. В первом приближении ( $\bar{A} \rightarrow 0$  – стационарное состояние) с учетом граничных условий получим следующие выражения для невозмущенных волновых функций:

$$\psi_{\alpha 0} = [a_{\alpha} \exp(ik_{\alpha}y) + b_{\alpha} \exp(-ik_{\alpha}y)] \times \exp(-i\omega_0 t), \quad (15)$$

где  $\hbar\omega_0 = E$ ,  $k_1 = k_3 = \left(\frac{2mE}{\hbar^2}\right)^{1/2}$ ,

$$k_2 = \left[\frac{2m}{\hbar^2}(E - U_0)\right]^{1/2}.$$

$$a_1 = 1,$$

$$b_1 = \frac{i(k_2^2 - k_1^2)}{\Delta_0} \sin 2k_2 d \exp(-2ik_1 d),$$

$$a_2 = \frac{k_1(k_1 + k_2)}{\Delta_0} \exp[-i(k_1 + k_2)d],$$

$$b_2 = \frac{k_1(k_2 - k_1)}{\Delta_0} \exp[-i(k_2 - k_1)d],$$

$$a_3 = \frac{2k_1 k_2}{\Delta_0} \exp(-2ik_1 d), \quad b_3 = 0,$$

$$\Delta_0 = 2k_1 k_2 \cos 2k_2 d - i(k_1^2 + k_2^2) \sin 2k_2 d.$$

Возмущенные волновые функции, возникающие при рассеянии электрона на потенциале плазмона, в каждой из сред определяются из уравнения

$$i\hbar \frac{\partial \psi_{\alpha 1}}{\partial t} + \left(\frac{\hbar^2}{2m} \Delta - U\right) \psi_{\alpha 1} = \frac{ie\hbar}{mc} A_{\alpha y} \frac{\partial \psi_{\alpha 0}}{\partial y}, \quad (16)$$

где  $\Delta = -q^2 + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ .

Электрон в результате рассеяния на вектор-потенциале плазмонов в средах «1» и «3» переходит

в состояния с энергиями  $E \pm \hbar\omega$  и волновыми векторами:

$$k_1^{\pm} = \left[\frac{2m}{\hbar^2}(E \pm \hbar\omega)\right]^{1/2},$$

в среде «2» – в состояния с энергиями

$$E - U_0 \pm \hbar\omega \text{ и } k_2^{\pm} = \left[\frac{2m}{\hbar^2}(E - U_0 \pm \hbar\omega)\right]^{1/2}.$$

Общее решение (16) состоит из суммы решений однородного и неоднородного уравнений. Решения  $\psi_{\alpha n}$  неоднородного уравнения Шредингера в средах «1»–«3» имеют вид

$$y \leq -d,$$

$$\psi_{1n}^{\pm} = \frac{i\Omega_1}{2\omega} \exp(qy + i(\pm\alpha - \omega_0 t)) \times$$

$$\times [\exp(ik_1 y) - b_1 \exp(-ik_1 y)];$$

$$-d \leq y \leq d,$$

$$\psi_{2n}^{\pm} = \frac{i}{2\omega} \exp(i(\pm\alpha - \omega_0 t)) \times$$

$$\times [a_2 \exp(ik_2 y) - b_2 \exp(-ik_2 y)] \times$$

$$\times [\Omega_2 \exp(qy) - \Omega'_2 \exp(-qy)];$$

$$y \geq d,$$

$$\psi_{3n}^{\pm} = -\frac{i\Omega_3}{2\omega} \exp(i(\pm\alpha - \omega_0 t)) \times$$

$$\times a_3 \exp(-qy + ik_1 y).$$

(17)

Здесь  $\Omega_1 = \frac{ek_1}{mc} A_1$ ;  $\Omega_2 = \frac{ek_2}{mc} A_2$ ;  $\Omega'_2 = \frac{ek_2}{mc} A'_2$ ;

$$\Omega_3 = \frac{ek_1}{mc} A_3.$$

Выражения (17) получены в предположении  $\omega > qv_1, qv_2$   $\left(v_{1,2} = \frac{\hbar k_{1,2}}{m}\right)$ .

Решение однородного уравнения Шредингера в средах «1»–«3» можно представить следующим образом:

$$\begin{aligned} \psi_{11} &= \{R_1^+ \exp[-i(k_1^+ y - \alpha)] R_1^- \exp[-i(k_1^- y + \alpha)]\} \exp(-i\omega_0 t), \\ \psi_{21} &= [R_2^+ \exp(ik_2^+ y) + R_2'^+ \exp(-ik_2^+ y)] \exp i(\alpha - \omega_0 t) + [R_2^- \exp(ik_2^- y) R_2'^- \exp(-ik_2^- y)] \exp[-i(\alpha + \omega_0 t)], \\ \psi_{31} &= \{R_3^+ \exp[i(k_1^+ y + \alpha)] R_3^- \exp[i(k_1^- y - \alpha)]\} \exp(-i\omega_0 t). \end{aligned} \quad (18)$$

Воспользовавшись граничными условиями для волновых функций электронов, находящихся в состояниях  $\omega^+ = \omega_0 + \omega$  и  $\omega^- = \omega_0 - \omega$ , можно выразить коэффициенты  $R_{\alpha}^+$  и  $R_{\alpha}^-$  через решения  $\psi_{\alpha n}^{\pm}$  неоднородных уравнений. Выра-

жения для  $R_{\alpha}^{\pm}$  в случае рассеяния электрона на высокочастотных плазменных колебаниях (9),

$$(11), \text{ для которых } \Omega_1 = \Omega_3, \quad \Omega'_2 = \Omega_2 = \frac{1}{2}\Omega_1,$$

имеют вид

$$\begin{aligned}
 R_1^+ &= -\frac{i\Omega_1}{2\omega\Delta^+} \exp[-i(k_1 + k_1^+)d] \{ \Delta_1 + \exp(2ik_1d) [k_2^+(k_1^+ - k_1) a_3 - b_1 \Delta_2] \}, \\
 R_2^+ &= \frac{\exp[i(k_2^+ - k_1)d]}{4k_2^+} d \left\{ \frac{i\Omega_1}{\omega} [k_1 + k_1^+ + (k_1^+ - k_2^+) b_1 \exp(2ik_1d)] + 2(k_2^+ - k_1^+) R_1^+ \exp[i(k_1 + k_1^+)d] \right\}, \\
 R_2'^+(k_2^+) &= R_2^+(-k_2^+), \\
 R_3^+ &= \frac{i\Omega_1}{2\omega\Delta^+} \exp[-i(k_1 + k_2^+)d] \{ k_2^+(k_1 + k_1^+) + [k_2^+(k_1 - k_1^+) b_1 + a_3 \Delta_2] \exp(2ik_1d) \},
 \end{aligned} \tag{19}$$

где

$$\begin{aligned}
 \Delta^+ &= \Delta_0(k_1^+, k_2^+) = 2k_1^+ k_2^+ \cos 2k_2^+ d - \\
 &- i(k_1^{+2} + k_2^{+2}) \sin 2k_2^+ d; \\
 \Delta_{1,2} &= k_2^+(k_1^+ \mp k_1) \cos 2k_2^+ d - i(k_2^{+2} \pm k_1 k_1^+) \times \\
 &\times \sin 2k_2^+ d.
 \end{aligned}$$

Выражения для коэффициентов  $R_\alpha^-$  получаются заменой в формулах (19)  $k_{1,2}^+$  на  $k_{1,2}^-$ .

Поскольку общие формулы для  $R_\alpha^\pm$  громоздки, ограничимся рассмотрением отдельных частных случаев.

Предположим, что высота потенциального барьера бесконечно велика ( $U_0 \rightarrow \infty$ ) и  $|k_2|d \gg 1$ . Тогда при  $|k_2| \rightarrow \infty$   $|b_1| = 1$ ,  $a_3 \rightarrow 0$ . В этом случае

$$\begin{aligned}
 |R_1^+| &= |R_1^-| = \frac{\Omega_1}{\omega}, \\
 R_2^\pm, R_2'^\pm, R_3^\pm &\rightarrow 0.
 \end{aligned} \tag{20}$$

Вероятность поглощения плазмона электроном

$$P^+ = \frac{k_1^+ \Omega_1^2}{k_1 \omega^2}$$

превосходит вероятность его излучения  $P^- = \frac{k_1^- \Omega_1^2}{k_1 \omega^2}$ . Этот результат совпадает с результатом работы [4].

Однако если на границе  $y = -d$  выполняются условия равенства нулю производной волновой функции по координате  $y$ , то

$$|R_1^\pm| = \frac{k_1 \Omega_1}{\omega k_1^\pm}$$

и вероятность излучения плазмона  $P^- = \frac{k_1^-}{k_1} |R_1^-|^2$  превосходит вероятность его по-

глощения  $P^+ = \frac{k_1^+}{k_1} |R_1^+|^2$ .

Если  $U_0 \rightarrow \infty$ , но  $|k_2|d \ll 1$  и величина  $|k^2|d$  является конечной, то коэффициенты отражения и прохождения электрона через барьер

в стационарном состоянии записываются следующим образом:

$$\begin{aligned}
 |b_1|^2 &= \frac{(2U_0d)^2}{\left(\frac{\hbar^2 k_1}{m}\right)^2 + (2U_0d)^2}, \\
 |a_3|^2 &= \frac{\left(\frac{\hbar^2 k_1}{m}\right)^2}{\left(\frac{\hbar^2 k_1}{m}\right)^2 + (2U_0d)^2}.
 \end{aligned} \tag{21}$$

В следующем приближении, т. е. при рассеянии на плазмоне, коэффициенты  $|R_1^\pm|^2$  и  $|R_3^\pm|^2$  принимают вид

$$|R_1^\pm|^2 = \frac{\Omega^2}{\omega^2} \frac{(2U_0d)^2 + \left[\frac{\hbar^2}{2m}(k_1^\pm - k_1)\right]^2}{(2U_0d)^2 + \left(\frac{\hbar^2 k_1^\pm}{m}\right)^2}; \tag{22}$$

$$|R_3^\pm|^2 = \frac{\Omega^2}{\omega^2} \frac{\left[\frac{\hbar^2}{2m}(k_1^\pm + k_1)\right]^2}{(2U_0d)^2 + \left(\frac{\hbar^2 k_1^\pm}{m}\right)^2}. \tag{23}$$

Заметим, что выражения (21)–(23) можно получить, введя потенциальный барьер, разделяющий проводящие среды, в виде  $\delta$ -функции  $U(y) = 2U_0d\delta(y)$ . При этом на границе раздела сред  $y = 0$  непрерывными являются волновые функции, а их производные по  $y$  претерпевают разрыв, величина которого равна  $\frac{4m}{\hbar^2} U_0 d \psi_1(0)$ .

Вероятности излучения и поглощения плазмона электроном определяются формулами

$$\begin{aligned}
 P^- &= \frac{k_1^-}{k_1} \left( |R_1^-|^2 + |R_3^-|^2 \right), \\
 P^+ &= \frac{k_1^+}{k_1} \left( |R_1^+|^2 + |R_3^+|^2 \right).
 \end{aligned} \tag{24}$$

Для сравнения этих величин между собой введем безразмерные параметры  $\beta = \frac{\hbar\omega}{E}$  и  $\kappa = \frac{2U_0 dm}{\hbar^2 k_1}$ ,

зависящие от энергии плазмона, энергии частицы и величины потенциального барьера. Отношение вероятности излучения плазмона к вероятности его поглощения заряженной частицей, выраженное через параметры  $\beta$  и  $\kappa$ , определяется функцией  $F(\kappa, \beta)$ , которая равна

$$F(\kappa, \beta) = \frac{P^-}{P^+} = \frac{\sqrt{1-\beta}}{\sqrt{1+\beta}} \times \frac{1+\kappa^2+\beta}{1+\kappa^2-\beta} \frac{2(1+\kappa^2)-\beta}{2(1+\kappa^2)+\beta}. \quad (25)$$

На рис. 1, 2 приведены зависимости функции  $F$  от  $\beta$  при различных значениях  $\kappa$  и зависимость  $F$  от  $\kappa$  при фиксированных значениях  $\beta$ .

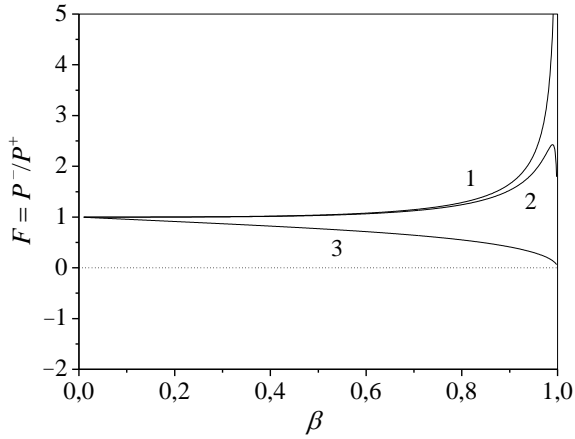


Рис. 1. Зависимость функции  $F$  от параметра  $\beta$  при фиксированных значениях параметра  $\kappa$ : 1 –  $\kappa=0$ ; 2 –  $\kappa=0,1$ ; 3 –  $\kappa=0,9$

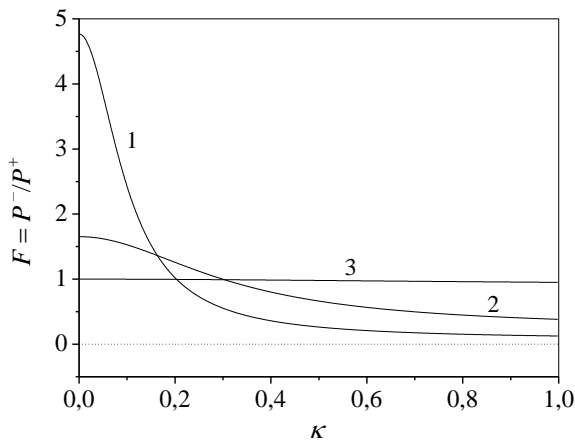


Рис. 2. Зависимость функции  $F$  от параметра  $\kappa$  при фиксированных значениях параметра  $\beta$ : 1 –  $\beta=0,99$ ; 2 –  $\beta=0,9$ ; 3 –  $\beta=0,1$

Видно, что в случае  $\kappa=0$  и при малых значениях  $\kappa$  вероятность излучения плазмона преобладает над вероятностью его поглощения электроном ( $P^- > P^+$ ). При этом значения  $\beta$  близки к единице. Если же  $\kappa \sim 1$ , то при всех значениях  $\beta$  ( $0 \leq \beta \leq 1$ ) процессы поглощения превалируют над процессами излучения ( $P^+ > P^-$ ).

Интересно отметить, что при выполнении резонансных условий  $k_2 d = \pi/2$ , т. е. когда на ширине потенциального барьера укладывается половина длины электронной волны, потенциальный барьер не влияет на движение частицы в стационарном состоянии ( $b_1 = 0, |a_3| = 1$ ). Определим вероятности процессов излучения и поглощения высокочастотных колебаний (9), (11) в этом случае. Величины  $R_\alpha^\pm$  (19) в приближении

$\frac{\omega}{v_2} d \ll 1$  принимают вид

$$\begin{aligned} R_1^\pm &= -\frac{i\Omega_1}{2\omega\tilde{\Delta}^\pm} \exp[-i(k_1^\pm + k_1)d] \times \\ &\times \left[ k_2^\pm (k_1^\pm - k_1) + i \frac{\omega}{v_2 d} (k_1 k_1^\pm - k_2^{\pm 2}) \right], \\ R_2^\pm &= i \frac{\Omega_1}{4\omega\tilde{\Delta}^\pm} \exp[i(k_2^\pm - k_1)d] \times \\ &\times \left[ k_1^{\pm 2} + k_1 k_2^\pm - i \frac{\omega}{v_2 d} (k_1 + k_1^\pm)(k_2^\pm + k_1^\pm) \right], \quad (26) \\ R_2'^\pm(k_2^\pm) &= R_2^\pm(-k_2^\pm), \\ R_3^\pm &= -\frac{i\Omega_1}{2\omega\tilde{\Delta}^\pm} \exp[-i(k_1^\pm + k_1)d] \times \\ &\times \left[ k_2^\pm (k_1^\pm + k_1) - i \frac{\omega}{v_2 d} (k_1^{\pm 2} + k_2^{\pm 2}) \right], \end{aligned}$$

где  $\tilde{\Delta}^\pm = k_1^\pm k_2^\pm - i \frac{\omega}{v_2} d (k_1^{\pm 2} + k_2^{\pm 2})$ .

Подставляя выражение (26) в формулы, определяющие излучение и поглощение плазмонов

$$\begin{aligned} P^\pm &= \frac{\text{Re} k_1^\pm}{k_1} \left( |R_1^\pm|^2 + |R_2^\pm|^2 \right) + \\ &+ \frac{\text{Re} k_2^\pm}{k_1} \left( |R_2^\pm|^2 + |R_2'^\pm|^2 \right), \end{aligned}$$

найдем

$$\begin{aligned} P^\pm &= \frac{\Omega_1^2}{\omega^2 k_1} \left\{ k_1 + \frac{1}{8k_2^2} \left[ k_2 (k_1^2 + k_2^2) \mp \right. \right. \\ &\left. \left. \mp \left( \frac{\omega}{v_2} - 2 \frac{\omega}{v_1} \frac{k_2}{k_1} \right) (k_1^2 - k_2^2) \right] \right\}. \quad (27) \end{aligned}$$

Эти выражения получены при условии  $k_1 v_1 \gg \omega$ ,  $k_2 v_2 \gg \omega$ . Из (27) следует, что для излучения высокочастотных плазмонов ( $P^- > P^+$ ) необходимо выполнение неравенства  $k_1 v_1 > 2k_2 v_2$ , т. е.  $k_1^2 > 2k_2^2$ . Это означает, что существует пороговое условие: для излучения кинетическая энергия электрона в среде «1» должна более чем в два раза превосходить кинетическую энергию электрона в среде «2».

Для низкочастотных колебаний (10)–(12) выполняются соотношения  $\Omega_1 = -\Omega_3$ ,  $\Omega'_2 = -\Omega_2 = \frac{1}{2qd} \Omega_1$ , т. е.  $\Omega'_2 \gg \Omega_1$ . В этом случае при  $k_2 d = \pi/2$  и  $\frac{\omega}{v_2} d \ll 1$  получаем  $|R_1^\pm|$ ,  $|R_3^\pm| \ll |R_2^\pm|$ .

Следовательно, вероятности поглощения и излучения определяются величинами  $|R_1^\pm|$ ,  $|R_2'^\pm|$  и равны

$$P^\pm = \frac{\Omega^2}{2\omega^2 k_1 k_2^2} \left[ k_2 (k_1^2 + k_2^2) \pm \frac{\omega}{v_2} (k_1^2 - k_2^2) \right]. \quad (28)$$

Видно, что в условиях резонанса вероятность излучения низкочастотных плазмонов меньше вероятности поглощения их электроном.

**Выводы.** Найдены вероятности излучения и поглощения плазмонов в структуре полупроводник-диэлектрик-полупроводник при пересечении ее границ электроном. Построены отношения этих вероятностей в зависимости от энергии частицы, частоты плазмонов, высоты и ширины потенциального барьера. Показано, что варьируя эти параметры, можно добиться преимуществ процессов излучения над процессами поглощения.

В случае прямоугольного барьера такое условие выполняется, когда на ширине барьера укладывается половина длины волны де Бройля. Для  $\delta$ -образного потенциального барьера это достигается, если отношение энергии плазмона к энергии частицы близко к единице. В случае же бесконечно высокой потенциальной стенки излучение превышает поглощение при обращении в нуль на границе производной волновой функции по нормальной координате.

Заметим, что во всех указанных выше случаях можно ожидать возникновения неустойчивостей плазменных колебаний при пересечении границ моноэнергетическим потоком заряженных частиц.

1. Яковенко В. М. Переходное излучение собственных колебаний и их неустойчивость в плазме твердого тела под действием потоков заряженных частиц / В. М. Яковенко, И. В. Яковенко // Укр. физ. журн. – 1984. – 29, № 12. – С. 1830–1836.
2. Яковенко В. М. Взаимодействие поверхностных плазмонов с электронами при их отражении от границы раздела сред / В. М. Яковенко, И. В. Яковенко // Доп. НАН України. – 1993. – № 3. – С. 91–94.
3. Яковенко В. М. Бесстолкновительное затухание поверхностных колебаний и возможность его обращения в плазмодобных средах / В. М. Яковенко, И. В. Яковенко // Изв. вузов. Радиофизика. – 1998. – 41, № 6. – С. 735–745.
4. Беленов Э. М. Излучение и поглощение поверхностных электромагнитных волн при столкновении электрона с границей металл-диэлектрик / Э. М. Беленов, П. Н. Лускинович, А. Г. Соболев // Журн. техн. физики. – 1986. – 56, № 10. – С. 1902–1908.
5. Ландау Л. Д. Теоретическая физика: в 10 т. Т. 2. Теория поля / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М.: Физматлит, 2006. – 534 с.

#### SCATTERING OF ELECTRONS ON PLASMA OSCILLATIONS IN THE STRUCTURE OF SEMICONDUCTOR-DIELECTRIC-SEMICONDUCTOR

N. N. Beletskii, S. I. Khankina,  
V. M. Yakovenko, I. V. Yakovenko

The interaction of an electron with plasmons in the structure semiconductor-dielectric-semiconductor is investigated. The probabilities of radiation and absorption of plasmons by the electron which passes through the boundary of media taking into account the influence of the potential barrier are found.

The conditions when processes of emission prevail over processes of absorption are obtained.

**Key words:** charged particle, plasmon, the potential barrier, radiation (absorption) of oscillations.

#### РОЗСІЯННЯ ЕЛЕКТРОНА НА ПЛАЗМОВИХ КОЛИВАННЯХ У СТРУКТУРІ НАПІВПРОВІДНИК-ДІЕЛЕКТРИК-НАПІВПРОВІДНИК

М. М. Білецький, С. І. Ханкіна,  
В. М. Яковенко, І. В. Яковенко

Розглянуто взаємодію плазмонів із зарядженою часткою, яка перетинає межу напівпровідник-діелектрик-напівпровідник з урахуванням потенційного бар'єру. Знайдено імовірності випромінювання та поглинання плазмових коливань зарядженою часткою, визначено умови, за яких процеси випромінювання плазмонів превалюють над процесами їх поглинання.

**Ключові слова:** заряджена частка, плазмон, потенційний бар'єр, випромінювання (поглинання) коливань.

Рукопись поступила 13 января 2010 г.