

В.И. КРАВЧЕНКО, д-р техн. наук, НТУ «ХПИ»;
А.А. СЕРКОВ, д-р техн. наук, НТУ «ХПИ»;
В.С. БРЕСЛАВЕЦ, канд. техн. наук, НТУ «ХПИ»;
И. В. ЯКОВЕНКО, д-р физ.-мат. наук, НТУ «ХПИ»

ВЛИЯНИЕ СТОРОННЕГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА СПЕКТР ПОВЕРХНОСТНЫХ КОЛЕБАНИЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР

Определены механизмы возникновения неустойчивостей собственных колебаний полупроводниковых сверхрешеток, обусловленных их взаимодействием с потоками заряженных частиц в условиях влияния внешнего электромагнитного излучения. Показано, что влияние импульсного электромагнитного излучения сопровождается возникновением токов в проводящих элементах изделий и возникновением их внутренних полей агнитного излучения. Разработан новый механизм появления поверхностных электронных состояний на неровной поверхности проводящих твердых тел. Исследовано влияние неоднородных свойств поверхностей проводящих твердых тел в излучающих структурах на спектральные характеристики переходного и черенковского излучения. Разработана теория бесстолкновительного затухания поверхностных поляритонов в квантовом и классическом приближениях.

Ключевые слова: электромагнитные поля, колебания, плазма, полупроводник, сверхрешетка, кинетическая и гидродинамическая неустойчивости, генерирование, черенковское и переходное излучение, геликоны, заряженные частицы, поверхностные волны.

Введение. Расширение областей применения и возрастание быстродействия радиоэлектронной аппаратуры (РЭА) приводит к необходимости все большего использования элементной базы, содержащей изделия полупроводниковой электроники [1]. Это увеличивает степень влияния внешнего электромагнитного излучения (ЭМИ) на работоспособность РЭА, к воздействию которого полупроводниковые комплектующие обладают повышенной чувствительностью.

Большинство имеющихся теоретических и экспериментальных результатов исследований влияния ЭМИ на радиоизделия относятся к области необратимых отказов. Моделирование механизмов взаимодействия наведенных ЭМИ токов и напряжений с процессами, характеризующими функциональное назначение изделий, обычно проводится в рамках теории цепей с распределенными параметрами. Этот подход позволяет оценить критерии работоспособности в целом (например оценить критическую энергию, характеризующую тепловой пробой), однако вопросы связанные с определением различного-рода электромагнитных взаимодействий, протекающих непосредственно в комплектующих изделия при воздействии ЭМИ остаются открытыми.

Настоящая работа в определенной степени компенсирует существую-

© В.И. Кравченко, А.А.Серков, В.С. Бреславец, И. В. Яковенко, 2015

ший пробел в этой области исследований обратимых отказов. В ней исследуется взаимодействие потоков заряженных частиц, наведенных ЭМИ, с волновыми процессами в полупроводниковых структурах, используемых в современной СВЧ – электронике

Основные результаты. Для нахождения спектра и бесстолкновительного затухания поверхностных колебаний в условиях пренебрежения эффектом запаздывания электромагнитного поля воспользуемся следующими уравнениями

$$\text{rot } \vec{E}(x, y, t) = 0; \quad \vec{E}(x, y, t) = \vec{E}(\omega, q_x, y) e^{i(q_x x - \omega t)}; \quad (1)$$

$$\vec{E}(\omega, q_x, y) = (E_x, E_y, 0);$$

$$\text{div } \vec{D}(\omega, x, y) = 0;$$

$$\vec{D}(\omega, x, y) = \varepsilon_0(y) \vec{E}(\omega, x, y) + \frac{4\pi i}{\omega} \vec{j}(\omega, x, y); \quad (2)$$

$$\varepsilon_0(y) = \begin{cases} \varepsilon_{01}, & y > 0, \\ \varepsilon_{02}, & y < 0; \end{cases} \quad \vec{E} = \begin{cases} \vec{E}_1, & y > 0, \\ \vec{E}_2, & y < 0; \end{cases} \quad \vec{j} = \begin{cases} \vec{j}_1, & y > 0, \\ \vec{j}_2, & y < 0. \end{cases}$$

с граничными условиями при $y = 0$: непрерывностью тангенциальных составляющих электрического поля E_x и нормальных составляющих электрической индукции D_y .

Объектом исследования является поверхностные колебания полупроводниковых структур

входящих в состав электроразрадиоизделий и механизмы их взаимодействия с электронами проводимости, приводящие к затуханию колебаний в условиях воздействия внешнего электромагнитного поля.

Рассмотрим затухание поверхностных плазмонов на границе двух сред, которые при $T = 0$ характеризуются диэлектрическими проницаемостями

$$\varepsilon_i = \varepsilon_{0i} - \frac{\omega_{0i}^2}{\omega^2}$$

Если среды разделены бесконечно высоким потенциальным барьером $\omega_{01} \neq \omega_{02}$, то частицы испытывают с обеих сторон упругое (зеркальное) отражение от барьера, а электромагнитные свойства такой полуограниченной среды, как известно, идентичны свойствам безграничной. При этом результаты, полученные в [3] в классическом приближении для границы плазма – диэлектрик (непоглощающая среда), могут быть перенесены на случай двух плазмopodobных сред, разделенных слоем диэлектрика, толщина которого мала по сравнению с длиной волны.

Мы будем исходить из модели однородной среды. Иными словами, будем считать, как и в случае холодной плазмы, обе среды безграничными, а поля и токи в каждой из них удовлетворяют граничным условиям на плоско-

сти $y = 0$ и убывают при $y \rightarrow \pm \infty$. Очевидно, что такая модель вполне оправдана, если граница является прозрачной для частиц, то есть высота потенциального барьера мала по сравнению с энергией частиц. При этом $\omega_{01} = \omega_{02}$; $\varepsilon_{01} \neq \varepsilon_{02}$.

Тогда материальное уравнение можно записать:

$$\vec{j}(\omega, \vec{r}) = -\frac{e^2 n_0}{mc} \vec{A}(\omega, r) + \vec{j}'(\omega, r). \quad (3)$$

Здесь $\vec{A}(\omega, \vec{r}) = \frac{c}{i\omega} \vec{E}(\omega, \vec{r})$ – вектор-потенциал; $n_0 = \sum \rho_k^0 \psi_k^*(\vec{r}) \psi_k(\vec{r})$ – равновесная концентрация носителей заряда; ρ_k^0 их равновесная функция распределения; $\psi_k(\vec{r}) = V^{-1/2} \exp(ik\vec{r})$ – волновая функция частицы с законом дисперсии $E_k = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$; V – объем среды; $\vec{j}'(\omega, \vec{r}) = \sum \rho_{kk'}(\omega) \vec{j}_{kk'}(\vec{r})$ – ток проводимости, обусловленный переходами электронов между состояниями k и k' ($k_z = k'_z$) вследствие их неупругого рассеяния на потенциале $\vec{A}(\omega, \vec{r}) = \vec{A}(\omega, q_x, y) e^{i(q_x x - \omega t)}$ (далее полагаем для определенности $q_x > 0, \omega > 0$); $\rho_{kk'}^0(\omega)$ – возмущенная недиагональная поправка к равновесной функции распределения частиц, определяемая из уравнения движения для матрицы плотности [2]:

$$\rho_{kk'}(\omega) = \frac{\rho_k^0 - \rho_{k'}^0}{\hbar(\omega_{kk'} - \omega^*)} H_{kk'}(\omega); \quad \omega_{kk'} = \frac{\hbar(k^2 - k'^2)}{2m}; \quad (4)$$

$$\omega^* = \omega + i\nu, \quad \nu \rightarrow 0;$$

$$H_{kk'} = \frac{ie\hbar}{2mc} \int \psi_k^*(\vec{r})(\vec{A}\nabla + \nabla\vec{A})\psi_{k'}(\vec{r})d\vec{r}$$

– матричный элемент гамильтониана взаимодействия носителей заряда с электромагнитным полем

$$\vec{j}_{kk'} = \frac{ie\hbar}{2m} \left\{ \nabla \psi_{k'}^*(r) \psi_k(\vec{r}) - \psi_{k'}^*(r) \nabla \psi_k(\vec{r}) \right\} \quad (5)$$

– матричный элемент оператора плотности тока частицы. Окончательно $\vec{j}'(\omega, \vec{r})$ можно преобразовать к следующему виду:

$$\vec{j}'(\omega, \vec{r}) = -\frac{1}{\hbar c} \sum \vec{j}_{kk'}(\vec{r}) \frac{(\rho_k^0 - \rho_{k'}^0)}{\omega_{kk'} - \omega^*} \left[H_{kk'}^s(\omega) + \int \vec{j}_{kk'}(\vec{r}) \vec{A}(\omega, \vec{r}) d\vec{r} \right], \quad (6)$$

где $H_{kk'}^s = \frac{ie\hbar}{2mc} \int dx dz \psi_k^*(x, 0, z) \psi_{k'}(x, 0, z) [A_y(\omega, x, +0) - A_y(\omega, x, -0)]$.

Таким образом, в выражении (3) для полного тока первое слагаемое оп-

ределяет частоту поверхностных плазмонов, второе слагаемое должно определять их затухание.

Подставляя далее $\vec{j}(\omega, \vec{r})$ в уравнение (2) и принимая во внимание уравнение (3), получим:

$$\frac{\partial^2 A_x(\omega, x, y)}{\partial y^2} - q_x^2 A_x(\omega, x, y) = -\frac{4\pi i q_x c}{\omega^2 \varepsilon(\omega)} \operatorname{div} \vec{j}'(\omega, x, y), \quad (7)$$

$$\text{где } \varepsilon(\omega) = \begin{cases} \varepsilon_1(\omega), & y > 0, \\ \varepsilon_2(\omega), & y < 0. \end{cases}$$

Поскольку декремент затухания мал по сравнению с частотой колебаний, то решение уравнения (7) будем искать методом последовательных приближений. Полагая в первом приближении правую часть равной нулю, находим при $\varepsilon(\omega) \neq 0$ следующие выражения для потенциала в каждой из сред

$$\begin{aligned} y > 0, & \quad A_{1x}(y) = A_1 e^{-q_x y}, \quad A_{1y} = iA_{1x}(y); \\ y < 0, & \quad A_{2x}(y) = A_2 e^{-q_x y}, \quad A_{2y} = -iA_{2x}(y). \end{aligned} \quad (8)$$

Продолжим потенциалы соответственно на полупространства $y < 0$ и $y > 0$: $A_x(-y) = A_x(y)$; $A_y(-y) = -A_y(y)$. При этом нормальная составляющая $\vec{A}(y)$ испытывает разрыв на плоскости $y = 0$. Подставляя значения $\vec{A}(\omega, \vec{r})$ в формулу (3) и интегрируя по всему пространству \vec{r} , получаем после замены суммирования \sum_k на интегрирование $\frac{V}{(2\pi)^3} \int d\vec{k}$.

$$\begin{aligned} \vec{j}'(\omega, \vec{r}) = & \frac{e^2 \hbar A e^{iq_x x}}{2(2\pi)^4 m^2 c} \times \\ & \times \int \frac{d\vec{k} dk'_y}{\omega_{kk'} - \omega^*} (\rho_k^0 - \rho_{k'}^0) (\vec{k} + \vec{k}') \left[1 - \frac{k^2 - k'^2}{q_x^2 + (k_y - k'_y)^2} \right] e^{i(k_y - k'_y)y}. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь $k'_x = k_x - q_x$, $k'_z = k_z$.

Слагаемое, пропорциональное ρ_k^0 , определяет ток, возникающий в результате перехода электрона из состояния k в состояние k' с излучением кванта $\hbar\omega$ электромагнитного поля. При этом можно провести интегрирование по k'_y , учитывая при $k_x \gg q_x$, $\omega \gg q_x v_x$ вклады полюсов

$$k_y'^2 = k_y^2 - \frac{2m(\omega + i\nu)}{\hbar}$$

Слагаемое с $\rho_{k'}^0$ обуславливает ток, связанный с переходами электронов из состояния k' в состояние k при поглощении энергии $\hbar\omega$. Этот ток определяется полюсами $k_y'^2 = k_y^2 + \frac{2m(\omega + i\nu)}{\hbar}$ при интегрировании по k_y . В резуль-

тае интегрирования получаем:

$$\vec{j}'(\omega, \vec{r}) = \frac{-ie^2\omega A e^{iq_x x}}{(2\pi)^3 \hbar c} \times \left\{ \int \frac{d\vec{k}(\vec{k} + \vec{k}_-)\rho_k^0}{k_y^-(k_y - k_y^-)^2} \left[1 - \frac{\hbar(k_y - k_y^-)^2}{2m\omega} \right] \exp\{i[k_y - k_y^- + i\delta_-]y\} - \right. \quad (10)$$

$$\left. - \int \frac{d\vec{k}(\vec{k} + \vec{k}_+)\rho_k^0}{k_y^+(k_y - k_y^+)^2} \left[1 - \frac{\hbar(k_y - k_y^+)^2}{2m\omega} \right] \exp\{i[k_y^+ - k_y + i\delta_+]y\} \right\}.$$

Здесь $y < 0$, $k_y^\pm = \sqrt{k_y^2 \pm \frac{2m\omega}{\hbar}} > 0$, $\vec{k}_\pm = (k_x, k_y^\pm, k_z)$, $\delta_\pm = \frac{m\nu}{\hbar k_y^\pm}$.

Символ \int' означает, что интегрирование по k_y проводится в областях $\left(-\infty, -\sqrt{\frac{2m\omega}{\hbar}}; \sqrt{\frac{2m\omega}{\hbar}}, \infty\right)$, где возможен процесс излучения кванта энергии электроном. Аналогичное выражение для \vec{j}' легко получить в области $y < 0$.

Видно, что ток $\vec{j}'(\omega, \vec{r})$, возникающий в результате электронных переходов между состояниями k_y и k'_y , представляет собой бесконечный набор пространственных гармоник с периодом $\frac{2\pi}{|k_y - k'_y|}$, зависящим от частоты поля и импульса частицы, с амплитудой, убывающей от границы как $\exp(-\delta_\pm|y|)$. В классическом пределе $k_y^2, k_y'^2 \gg \frac{2m\omega}{\hbar}$ такого рода гармоники известны как «волны Ван-Кампена», фазовая скорость которых равна скорости частицы. Подставляя (6) в уравнение (7), находим потенциал, возбуждаемый током $\vec{j}'(\omega, x, y)$.

$$A'_x(\omega, q_x, y) = \frac{i\alpha(\omega, q_x, y)}{\varepsilon(\omega)} A;$$

$$A'_y(\omega, q_x, y) = \frac{A}{q_x \varepsilon(\omega)} \frac{\partial \alpha}{\partial y}(\omega, q_x, y); \quad (11)$$

$$\alpha(\omega, q_x, y) = \frac{e^2 q_x m}{\pi^2 \hbar^2} \times$$

$$\times \left\{ \int' \frac{\rho_k^0 d\vec{k}}{k_y(k_y \mp k_y^\pm)^4} \left[1 - \frac{\hbar(k_y \mp k_y^\pm)^2}{2m\omega} \right] \exp\{i(k_y \mp k_y^\pm \pm i\delta_\pm)y\} - \right.$$

$$\int' \frac{\rho_k^0 dk}{k_y^+ (k_y \mp k_y^+)^4} \left[1 - \frac{\hbar(k_y \mp k_y^+)^2}{2m\omega} \right] \exp\{i(\pm k_y^+ - k_y \pm i\delta_+)y\}$$

Здесь верхние знаки перед k_y^\mp и δ_+ относятся к полупространству $y > 0$, нижние, соответственно, к полупространству $y < 0$.

Посредством граничных условий теперь можно исключить неопределенные константы A_1 и A_2 и получить дисперсионное уравнение:

$$\varepsilon_1(\omega) \left[1 + i \frac{\alpha_2(\omega, q_x, 0)}{\varepsilon_2(\omega)} \right] + \varepsilon_2(\omega) \left[1 + i \frac{\alpha_1(\omega, q_x, 0)}{\varepsilon_1(\omega)} \right] = 0, \quad (12)$$

Отсюда, при $\left| \frac{\alpha(\omega, q_x, 0)}{\varepsilon(\omega)} \right| \ll 1$ получаем:

$$\omega_s = \left(\frac{\omega_{01}^2 + \omega_{02}^2}{\varepsilon_{01} + \varepsilon_{02}} \right)^{1/2}; \quad \Delta\omega_s = \frac{i\omega_s}{2} \frac{[\alpha_1(\omega, q_x, 0) + \alpha_2(\omega, q_x, 0)]}{\varepsilon_{01} + \varepsilon_{02}}.$$

Найдем теперь декременты затухания в различных физических ситуациях. В случае максвелловского распределения электронов

$$\rho_k^0 = \frac{(2\pi\hbar)^3 n_0}{(2\pi m T)^{3/2}} e^{-\frac{\hbar^2 k^2}{2mT}}$$

выражение для $\alpha(\omega, q_x, 0)$ можно преобразовать к следующему виду:

$$\alpha(\omega, q_x, 0) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\omega_0^2 q_x \nu_T T}{\hbar \omega^4} (e^{-\frac{\hbar\omega}{T}} - 1) \int_{-\infty}^{\infty} (x^2 + \frac{\hbar\omega}{T})^{\frac{1}{2}} x^2 e^{-x^2} dx.$$

Отсюда получаем:

$$\alpha = -2 \frac{\omega_0^2 q_x \nu_T}{\omega_s^3} \sqrt{\frac{T}{2\hbar\omega_s}}, \quad \frac{\hbar\omega_s}{T} \gg 1; \quad (13)$$

$$\alpha = -2 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\omega_0^2 q_x \nu_T}{\omega_s^3}, \quad \frac{\hbar\omega_s}{T} \ll 1.$$

На границе двух плазменных сред, разделенных бесконечно высоким потенциальным барьером, выражения для декремента приобретают вид:

$$\Delta\omega_s = -i \frac{q_x}{\sqrt{2\hbar\omega_s}} \frac{\sum \omega_{0i}^2 \nu_{Ti} T_i^{1/2}}{\sum \omega_{0i}^2}; \quad (14)$$

$$\Delta\omega_s = -\sqrt{\frac{2}{\pi}} i q_x \frac{\sum \omega_{0i}^2 \nu_{Ti}}{\sum \omega_{0i}^2}; \quad i = 1, 2, \dots$$

В случае бесконечно малого барьера:

$$\omega_{01} = \omega_{02}, \quad \varepsilon_{01} \neq \varepsilon_{02}, \quad \omega_s = \omega_0 \sqrt{\frac{2}{\varepsilon_{01} + \varepsilon_{02}}}$$

– декременты колебаний соответственно равны:

$$\Delta\omega_s = -iq_x v_T \sqrt{\frac{T}{2\hbar\omega_s}}, \quad \hbar\omega_s \gg T; \quad (15)$$

$$\Delta\omega_s = -\sqrt{\frac{2}{\pi}} iq_x v_T, \quad \hbar\omega_s \ll T.$$

Выводы. Получены расчетные соотношения, связывающие параметры полупроводниковых структур: концентрацией свободных носителей, диэлектрической проницаемостью, температурой носителей с величиной декрементов колебаний в классическом и квантовом приближениях.

Предложена модель взаимодействия электронов проводимости полупроводящей среды с поверхностными колебаниями, основанная на реализации резонансного (черенковского) взаимодействия движущихся зарядов и электромагнитных колебаний в условиях, когда совпадают фазовая скорость волны и скорость заряженной частицы.

Список литературы: 1. *Мырова Л.О., Чепиженко А.З.* Обеспечение стойкости аппаратуры связи к ионизирующим электромагнитным излучениям. – М.: Радио и связь, 1988. – 235 с. 2. *Михайлов М.И., Разумов Л.Д., Соколов С.А.* Электромагнитные влияния на сооружения связи. – М.: Радио и связь, 1979. – 225 с. 3. *Стил М., Вюраль Б.* Взаимодействие волн в плазме твердого тела. – М.: Атомиздат, 1973. – 312 с. 4. *Белецкий Н.Н., Светличный В.М., Халамейда Д.Д., Яковенко В.М.* Электромагнитные явления СВЧ-диапазона в неоднородных полупроводниковых структурах. – К.: Наукова думка, 1991. – 216 с. 5. *Зи С.* Физика полупроводниковых приборов. – М.: Мир, 1984. – 456 с.

Bibliography (transliterated): 1. *Myrova L.O., Chepizhenko A.Z.* Obespechenie stojkosti apparatury svjazi k ionizirujushhim jelektromagnitnym izluchenijam. Moscow: Radio i svjaz', 1988. 235 Print. 2. *Mihajlov M.I., Razumov L.D., Sokolov S.A.* Jelektromagnitnye vlijanija na sooruzhenija svjazi. Moscow: Radio i svjaz', 1979. 225 Print. 3. *Stil M., Vjural' B.* Vzaimodejstvie voln v plazme tverdogo tela. Moscow: Atomizdat, 1973. 312 Print. 4. *Beleckij N.N., Svetlichnyj V.M., Halamejda D.D., Jakovenko V.M.* Jelektromagnitnye javlenija SVCh – diapazona v neodnorodnyh poluprovodnikovovyh strukturah. Kiev: Naukova dumka, 1991. 216 Print. 5. *Zi C.* Fizika poluprovodnikovovyh priborov. Moscow: Mir, 1984. 456 Print.

Поступила (received) 02.04.2015