УДК 621.318

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 электром Показано, что влияние импульсного электромагнитного излучения сопровождается возникновением токов в проводящих елементах изделий и возникновением их внутренних полей. агнитного излучения. Разработан новый механизм появления поверхностных електронных 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 поверхностнiх поляритонов в квантовом и классическом приближениях.

Ключевые слова: электромагнитные поля, колебания, плазма, полупроводник, сверхрешетка, кинетическая и гидродинамическая неустойчивости, генерирование, черенковське 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 существующий 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

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

$$\operatorname{div}\vec{D}(\omega,x,y)=0;$$
$$\vec{D}(\omega,x,y)=\varepsilon_0(y)\vec{E}(\omega,x,y)+\frac{4\pi i}{\omega}\vec{j}(\omega,x,y); \tag{2}$$

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

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 электрорадиоизделий 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 плазмоподобных 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 плоскости $y = 0$ и убывают при $y \to \pm\infty$. 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:

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

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; $\vec{j}'(\omega,\vec{r}) = \sum \rho_{kk'}(\omega)\vec{j}_{k'k}(\vec{r})$ – ток проводимости, обусловленный переходами электронов между состояниями k и $k'\,(k_z = k'_z)$ вследствие их неупругого рассеяния на потенциале $\vec{A}(\omega,\vec{r}) = \vec{A}(\omega,q_x,y)\,\mathrm{e}^{i(q_x x-\omega t)}$ (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]:

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

$$\omega^* = \omega + i\upsilon, \quad \upsilon \to 0;$$

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

– матричный элемент гамильтониана взаимодействия носителей заряда с электромагнитным полем

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

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

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

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

Таким образом, в выражении (3) для полного тока первое слагаемое определяет 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:

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

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

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

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 $\frac{V}{(2\pi)^3}\int d\vec{k}$.

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

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

Слагаемое, пропорциональное $\rho^0{}_k$, 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 $k_x >> q_x$, $\omega >> q_x v_x$ вклады полюсов $k_y'^2 = k_y^2 - \frac{2m(\omega + i\upsilon)}{\hbar}$

Слагаемое с $\rho^0{}_{k'}$ обусловливает ток, связанный с переходами электронов из состояния k' в состояние k при поглощении энергии $\hbar\omega$. Этот ток определяется полюсами $k_y^2 = k_y'^2 + \frac{2m(\omega + i\upsilon)}{\hbar}$ при интегрировании по k_y. В результате интегрирования получаем:

$$\vec{j}'(\omega,\vec{r}) = \frac{-ie^2\omega A\,\mathrm{e}^{iq_x x}}{(2\pi)^3\hbar c}\times$$

$$\times\left\{\int\frac{d\vec{k}(\vec{k}+\vec{k}_-)\rho_k^0}{k_y^-(k_y-k_y^-)^2}\left[1-\frac{\hbar(k_y-k_y^-)^2}{2m\omega}\right]\exp\left\{i\left[k_y-k_y^-+i\delta_-\right]y\right\}-\right.\tag{10}$$

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

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

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 $\frac{2\pi}{\left|k_y-k_y^\pm\right|}$, зависящим от частоты поля и импульса частицы, с амплитудой, убывающей от границы как $\exp(-\delta_\pm|y|$. В классическом пределе $k_y^2, k_y'^2 >> \frac{2m\omega}{\hbar}$ такого рода гармоники известны как «волны Ван-Кампена», фазовая скорость которых равна скорости частицы. Подставляя (6) в уравнение (7), находим потенциал, возбуждаемый током $\vec{j}'(\omega,x,y)$.

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

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

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

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

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

Здесь верхние знаки перед $k_y^{\mp}$ и $\delta_{\mp}$ 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:

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

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

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

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

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

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

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

Отсюда получаем:

$$\begin{aligned} \alpha &= -2\frac{\omega_0^2 q_x \upsilon_T}{\omega_s^3}\sqrt{\frac{T}{2\hbar\omega_s}}, \quad \frac{\hbar\omega_s}{T} >> 1; \\ \alpha &= -2\sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{\omega_0^2 q_x \upsilon_T}{\omega_s^3}, \qquad \frac{\hbar\omega_s}{T} << 1. \end{aligned} \qquad (13)$$

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

$$\begin{aligned} \Delta\omega_s &= -i\frac{q_x}{\sqrt{2\hbar\omega_s}}\frac{\sum \omega_{0i}^2 \upsilon_{Ti} T_i^{1/2}}{\sum \omega_{0i}^2}; \\ \Delta\omega_s &= -\sqrt{\frac{2}{\pi}} i q_x \frac{\sum \omega_{0i}^2 \upsilon_{Ti}}{\sum \omega_{0i}^2}; \qquad i = 1,2\ldots \end{aligned} \qquad (14)$$

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:

$$\begin{aligned} \Delta\omega_s &= -iq_x \upsilon_T \sqrt{\frac{T}{2\hbar\omega_s}}, \quad \hbar\omega_s >> T; \\ \Delta\omega_s &= -\sqrt{\frac{2}{\pi}} iq_x \upsilon_T, \qquad \hbar\omega_s << T. \end{aligned} \tag{15}$$

Выводы. Получены расчетные соотношения, связывающие параметры полупроводниковых структур: концентрацией свободных носителей, диэлектрической проницаемостью, температурой носителей с величиной декремента 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 poluprovodnikovyh strukturah. Kiev: Naukova dumka, 1991. 216 Print. **5.** Zi C. Fizika poluprovodnikovyh priborov. Moscow: Mir, 1984. 456 Print.

Поступила (received) 02.04.2015