УДК 621.318

В.И.КРАВЧЕНКО, д-р техн. наук., проф., НТУ «ХПИ»;
В.И.ЯКОВЕНКО*,* инж., НТУ «ХПИ»;
И.В.ЯКОВЕНКО, д-р. физ.-мат. наук, глав. науч. сотр., НТУ «ХПИ»

ВЛИЯНИЕ НА СПЕКТР ПОВЕРХНОСТНЫХ КОЛЕБАНИЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР ЭЛЕКТРОРАДИОИЗДЕЛИЙ СТОРОННЕГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Показано, що дія імпульсного електромагнітного випромінювання (ЕМВ) на електровироби часто супроводжується виникненням струмів у провідних елементах ЕРВ і утворенням їх внутрішніх полів. Визначено механізми взаємодії заряджених частинок з власними полями комплектуючих електрорадіовиробів, що приводять до загасання поверхневих полярітонів у напівпровідникових структурах.

The influence of pulsed electromagnetic radiation on electric radio apparatus is often accompanied by currents arcsing on inner current – conducting elements as well as by the distortion of their internal fields. The power losses of the flow of charged particles caused by such an interaction due to excitation of surface polaritons in the semiconductor structure have been determined.

Введение. 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.

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.

Все многообразие отказов, возникающих в РЭА как результат воздействия сторонних факторов, принято разделять на обратимые и необратимые [2]. Необратимые отказы характеризуются полной утратой работоспособности РЭА. Они наступают в случае, когда изменение внутренних параметров аппаратуры превышает допустимые пределы (при воздействии внешнего ЭМИ необратимые отказы обычно возникают вследствие теплового пробоя комплектующих). Для обратимых отказов характерна временная утрата работоспособности, приводящая к искажению выходных характеристик.

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. 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

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

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

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

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

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

$$\vec{j} = \begin{cases} \vec{j}_1, & y>0; \\ \vec{j}_2, & y<0 \end{cases}$$

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

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 $\omega_{01} = \omega_{01}$; $\varepsilon_{01} \neq \varepsilon_{01}$.

С другой стороны, если среды разделены бесконечно высоким потенциальным барьером $\omega_{01} \neq \omega_{01}$, 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.

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 $\vec{A}(\omega,\vec{r}) = \dfrac{c}{i\omega}\vec{E}(\omega,\vec{r})$ – вектор-потенциал, $n_0 = \sum \rho_k^0 \psi_k^*(\vec{r})\psi_k(\vec{r})$ – равновесная концентрация носителей заряда, $\rho^0{}_k$ их равновесная функция распределения, $\psi_k(\vec{r}) = V^{-1/2}\exp(ik\vec{r})$ – волновая функция частицы с законом дисперсии $E_k = \dfrac{\hbar^2 k^2}{2m}$, 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 $q_x > 0$, $\omega > 0$), $\rho^0{}_{kk'}(\omega)$ – 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:

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

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:

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

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

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

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

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

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

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

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

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

$$\alpha(\omega,q_x,y) = \frac{e^2 q_x m}{\pi^2\hbar^2}\times \tag{11}$$

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

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

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

$$\omega_s=\left(\frac{\omega_{01}^2+\omega_{02}^2}{\varepsilon_{01}+\varepsilon_{02}}\right)^{1/2};$$

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

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

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

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

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

Отсюда получаем:

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

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 :

$$\Delta\omega_s = -iq_x \upsilon_T \sqrt{\frac{T}{2\hbar\omega_s}}; \quad \hbar\omega_s >> T;$$

$$\Delta\omega_s = -\sqrt{\frac{2}{\pi}} iq_x \upsilon_T; \qquad \hbar\omega_s << T. \tag{14}$$

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

$$\Delta\omega_s = -i\frac{q_x}{\sqrt{2\hbar\omega_s}} \frac{\sum \omega_{0i}^2 \upsilon_{Ti} T_i^{1/2}}{\sum \omega_{0i}^2};$$

$$\Delta\omega_s = -\sqrt{\frac{2}{\pi}} iq_x \frac{\sum \omega_{0i}^2 \upsilon_{Ti}}{\sum \omega_{0i}^2}; \qquad i = 1, 2\ldots \tag{15}$$

Видно, что на границе плазма-диэлектрик $\omega_{02} = 0$; $\omega_{01} = \omega_0$; $\varepsilon_2 = \varepsilon_d$ формулы (15) совпадают с формулами (13) и соответствуют известным выражением для декремента поверхностных колебаний [4] при зеркальном отражении частиц от границы.

Выводы. 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.

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

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. – Киев: Наукова думка, 1991. – 216 с. **5.** *Зи С.* Физика полупроводниковых приборов. – М.: Мир, 1984. – 456 с.

Поступила в редколлегию 09.03.2010