УДК 621.318

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН ПРИ ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ПОТОКОМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ

Кравченко В.И., д.т.н.,проф., Яковенко И.В., д.ф.-м.н., г.н.с., Лосев Ф.В., м.н.с.
НИПКИ "Молния" Национального технического университета "Харьковский политехнический институт"
Украина ,61013, Харьков, ул. Шевченко, 47, НИПКИ "Молния" НТУ "ХПИ"
тел. /факс (057) 707-61-33, e-mail: nipkimolniya@ kpi.kharkov.ua

Запропонована аналітична модель механізму взаємодії струмів, що виникають внаслідок дії імпульсного електромагнітного випромінювання у провідних елементах електрорадіовиробів, з власними електромагнітними коливаннями структур метал – діелектрик – напівпровідник. Визначено інкремент нестійкості, обумовлений взаємодією такого роду, що визначає збудження коливань у субміліметровому діапазоні.

Предложена аналитическая модель механизма взаимодействия токов, возникающих вследствие воздействия электромагнитного излучения в проводящих элементах электрорадиоизделий с собственными электромагнитными колебаниями структур металл – диэлектрик – полупроводник. Определен инкремент неустойчивости, обусловленный взаимодействием такого рода, определяющий возбуждение колебаний в субмиллиметровом диапазоне.

ВВЕДЕНИЕ

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.

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.

Большинство имеющихся теоретических и экспериментальных результатов исследований влияния ЭМИ на радиоизделия относятся к области необратимых отказов.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Рассмотрим взаимодействие плазменных колебаний двумерного электронного газа с потоком заряженных частиц, который движется по нормали к границе раздела сред.

Пусть на границе двух сред, различающихся электромагнитными свойствами, имеется бесконечно тонкий слой электронов, поведение которых мы будем описывать уравнением Шредингера:

$$\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi_k + \left[\varepsilon_k - V_0\delta(y)\right]\Psi_k = 0 \qquad (1)$$

с потенциальным барьером $U(y) = -V_0\delta(y)$, ε_k – энергия частицы; m_e – эффективная масса.

Для нахождения их спектра представим волновую функцию частицы Ψ_k в областях $y<0$ и $y>0$ следующим образом:

$$\Psi_{1,2} = B_{1,2k}\exp\left(\pm\chi y + i(k_x x + k_z z - \varepsilon_k t/\hbar\right), \qquad (2)$$

где k_x, k_z – компоненты волнового вектора в направлении, параллельном границе раздела; $\chi = \left[k_x^2 +_z^2 - (2m/\hbar^2)\varepsilon_k\right]^{1/2} > 0$.

На границе раздела $y = 0$ выполняется условие равенства волновых функций, а производные от волновых функций испытывают разрыв:

$$\frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{\partial\Psi_{1k}(0)}{\partial y} - \frac{\partial\Psi_{2k}(0)}{\partial y}\right) = -U_0\Psi_{1k}(0);$$
$$\Psi_{1k}(0) = \Psi_{2k}(0). \qquad (3)$$

Отсюда следует: $\hbar^2\chi/m_e = V_0$. Волновая функция нормирована так, что $\sum\limits_{k=-\infty}^{\infty}\Psi_k^*\Psi_k = N_0\exp(-2\chi|y|)$; N_0 – плотность частиц.

Частота плазменных колебаний 2D электронов равна

$$\omega_s^2 = \frac{4\pi e^2 N_0 d|q_x|}{m_e(\varepsilon_1+\varepsilon_2)}; \quad d = \frac{1}{\chi}; \quad |q_x|d << 1. \qquad (4)$$

Если предположить, что $\varepsilon_i = \varepsilon_{0i} - \frac{\omega_{0i}^2}{\omega^2}$, частота поверхностных плазменных колебаний имеет вид

$$\omega_s = \frac{\Omega_s}{\sqrt{\varepsilon_1+\varepsilon_2}}; \Omega_s = \sqrt{\omega_{01}^2+\omega_{02}^2+\omega_0^2 d|q_x|}; \omega_0^2 = \frac{4\pi e^2 N_0}{m_e}. \qquad (5)$$

Проведя стандартную процедуру квантования энергии электромагнитного поля поверхностных плазмонов, получим выражение для оператора вектора-потенциала:

$$\hat{\hat{A}}_\alpha(\vec{r},t)=\sum_{q=-\infty}^{\infty}\left(\frac{4\pi\hbar c}{V\omega_s(\varepsilon_1+\varepsilon_2)}\right)^{1/2} e_l \exp(i\vec{q}_l\vec{r})(\hat{a}_{\vec{q}}(t)+\hat{a}^{+}_{-\vec{q}}(t)), \qquad (6)$$

где $\varepsilon_1,\varepsilon_2$ не обладают частотной дисперсией $l=1,2$.

Предположим далее, что через слой проходит (инжектируется) внешний поток заряженных частиц (электронов). Для нахождения матричных элементов гамильтониана взаимодействия плазмонов с этим потоком воспользуемся следующим выражением:

$$\hat{H}^{\text{int}}=-\frac{1}{c}\int\hat{\hat{j}}(\vec{r},t)\cdot\hat{\hat{A}}(\vec{r},t)d\vec{r}\,, \qquad (7)$$

где $\hat{\hat{j}}=e\hbar/(2im)\sum_{\rho=1}^{3}\left(\hat{\Psi}^{+}_{\rho}\vec{\nabla}\hat{\Psi}_{\rho}-\vec{\nabla}\hat{\Psi}^{+}_{\rho}\hat{\Psi}_{\rho}\right)$ – оператор плотности полного электронного тока (включающего падающий ($\rho=1$), отраженный ($\rho=3$) и прошедший ($\rho=2$) токи; m – эффективная масса инжектируемого электрона. Здесь операторы волновых функций имеют вид:

$$\begin{aligned}
\hat{\Psi}_1&=\sum_k e^{ik_y y}\hat{\Psi}_k(x,z,t);\\
\hat{\Psi}_2&=\sum_k \alpha_k e^{-ik_y y}\hat{\Psi}_k(x,z,t);\\
\hat{\Psi}_3&=\sum_k \beta_k e^{ik_y y}\hat{\Psi}_k(x,z,t);\\
\hat{\Psi}_k(x,z,t)&=\frac{\hat{b}_k(t)}{\sqrt{V}}e^{i(k_x x+k_z z)};
\end{aligned} \qquad (8)$$

$\hat{b}^{+}_k(t)=\hat{b}^{+}_k(0)\exp(i(\varepsilon_h/\hbar)t$ и $\hat{b}_k(t)=\hat{b}_k(0)\exp(-i(\varepsilon_h/\hbar)t$ – операторы рождения и уничтожения электронов; V – объем системы. Закон дисперсии электронов предполагается квадратичным:

$$E_k=\frac{\hbar^2(k_x^2+k_y^2+k_z^2)}{2m_0}.$$

Коэффициенты α_k и β_k находятся из граничных условий (5.46) для функций $\hat{\Psi}_{1,2,3}$ и имеют вид:

$$\alpha_k=\frac{i\hbar^2k_y}{mU_0+i\hbar^2k_y};\quad \beta_k=\frac{-mV_0}{mV_0+i\hbar^2k_y}; \qquad (9)$$

Оператор энергии взаимодействия частиц с плазмонами запишется:

$$\hat{H}^{\text{int}}=\sum_{\vec{k}'\vec{q}\vec{k}}W^{(p)}{}_{\vec{k}'\vec{q}\vec{k}}\hat{b}^{+}_{\vec{k}'}(\hat{a}_{\vec{q}}(t)+\hat{a}^{+}_{-\vec{q}}(t))\hat{b}_{\vec{k}}(t)\,,$$

где $W_{\vec{k}'\vec{q}\vec{k}}$ – матричный элемент гамильтониана взаимодействия определяется выражениями:

$$W^{(1)}{}_{\vec{k}'\vec{q}\vec{k}}=F\frac{k'_y+k_y+i(k'_x+k_x)}{k'_y-k_y+i|q_x|},$$

$$W^{(2)}{}_{\vec{k}'\vec{q}\vec{k}}=F\frac{k'_y+k_y-i(k'_x+k_x)}{k'_y-k_y-i|q_x|}\alpha^{*}_{k'}\alpha_k,$$

$$W^{(3)}{}_{\vec{k}'\vec{q}\vec{k}}=F\frac{k'_y+k_y-i(k'_x+k_x)}{k'_y-k_y-i|q_x|}\beta^{*}_{k'}\beta_k,$$

$$F=\frac{e}{mV}\left[\frac{\pi|q_x|\hbar^3}{2\omega_q(\varepsilon_1+\varepsilon_2)}\right]^{1/2}.$$

Кинетическое уравнение имеет вид [3]:

$$\frac{\partial N_q}{\partial t}=\frac{2\pi}{\hbar}\sum_{k'k}\left|W_{\vec{k}'\vec{q}\vec{k}}\right|^2[(N_{\vec{q}}+1)n_{\vec{k}}^{(p)}(1-n_{\vec{k}'}^{(p)})-N_{\vec{q}}n_{\vec{k}'}^{(p)}(1-n_{\vec{k}}^{(p)})]\times\delta(E_{\vec{k}'}-E_{\vec{k}}-\hbar\omega_{\vec{q}}). \qquad (10)$$

Полагая, что распределение частиц описывается выражением

$$n_{\vec{k}}^{(p)}=(2\pi)^3n_p\delta(k_x)\delta(k_y-k_p)\delta(k_z)\,,$$

где $n_2=|\alpha_k|^2n_1;\quad n_3=|\beta_k|^2n_1;\quad k_1=k_2=k_0;\quad k_3=-k_0$ и принимая во внимание неравенство: $\frac{\hbar^2k_0^2}{2}>>\hbar\omega_q$, получим следующее выражение для инкремента $\gamma=\frac{\partial N_q}{N_q\partial t}$ поверхностных плазмонов в $2D$ электронном газе:

$$\gamma=\frac{\partial N_q}{N_q\partial t}=\frac{\omega_b^2|q_x|v_0}{2\Omega_s}(1+R^3+D^3)\,, \qquad (11)$$

где $R=|\beta_k|^2$ – коэффициент отражения частиц от барьера, $D=|\alpha_k|^2$ – коэффициент прохождения частиц через барьер. Если подставить в формулу (11) значения R,D через k_0,χ и ввести обозначение $\frac{\chi^2}{k_0^2}=\eta$ получим $\gamma=\frac{\omega_b^2|q_x|v_0}{\Omega_s}Z$, где $Z=1-\frac{3}{2}\frac{\eta^2}{(1+\eta)^4}$.

В то же время при $\chi=\frac{2m_eU_0a}{\hbar^2}$ следует, что $\gamma=\frac{\omega_b^2|q_x|v_0}{\Omega_s}Y$, где $Y=\frac{1}{1+\eta}$.

Таким образом, потенциальный барьер проявляет себя совершенно различным способом в случаях, когда процесс взаимодействия плазмонов и электронов детерменирован или носит характер случайных столкновений.

При $\eta=0$ выражения для инкрементов совпадают: $Z=Y=1$. Далее с ростом η функция Y убывает и при $\eta\to\infty$ она обращается в нуль. Функция Z проходит через минимум при $\eta=1$, а при $\eta\to\infty$ она обращается в единицу, т.е оказывается менее чувствительной к потенциальному барьеру.

При нахождении инкрементов неустойчивости из кинетических уравнений в условиях $k_0^2>>\frac{\omega^2}{v_0^2}$, мы рассматривали только процесс рассеяния электронов на потенциале поверхностного плазмона только "вперед" по ходу движения частицы и пренебрегали процессом рассеяния "назад". Сравним величину матричных элементов для этих процессов.

Рассмотрим множитель $C=\frac{k'_y+k_y+i(k'_x+k_x)}{k'_y-k_y+i|q_x|}$.

Положим $k_y=k_0, k_x=0, k_x{}'=q_x$. Волновой вектор

k'_y рассеянного вперед электрона равен $k'_y = k_0 \pm \frac{\omega}{v_0}$.

Тогда имеем: $\left|C_1\right|^2 = \frac{4k_0^2 v_0^2}{\omega^2}$, так как $q_x^2 << \frac{\omega^2}{v_0^2}$; $k_0^2 >> q_x^2$.

Волновой вектор электрона рассеянного назад равен $k'_y = -\left(k_0 \pm \frac{\omega}{v_0}\right)$.

При этом получим: $\left|C_2\right|^2 = \frac{\omega^2}{4k_0^2 v_0^2}$.

Видно, что $\left|\frac{C_2}{C_1}\right|^2 = \frac{\omega^4}{16 k_0^4 v_0^4} << 1$. (12)

В заключение отметим, что если кинетическая энергия электрона меньше энергии поверхностного плазмона, то имеет место процесс поглощения энергии поверхностных колебаний. Оценим величину декремента плазмонов при их взаимодействии с моноэнергетическим потоком заряженных частиц, воспользовавшись выражениями (12) и пренебрегая влиянием потенциального барьера на границе раздела сред. Тогда ω_s определяется формулой (4), а кинетическое уравнение для плазмонов имеет вид

$$\frac{\partial N_q}{\partial t} = \frac{2\pi}{\hbar} N_q n_0 \sum_{k_y'} \left|W\right|^2 \delta(E_{k'} - \frac{\hbar^2 k_0^2}{2m} - \hbar\omega_s). \quad (13)$$

Здесь матричный элемент $\left|W\right| = \left|W_{k_0 \vec{q} \vec{k}}\right|^{(1)} + \left|W_{k_0 \vec{q} \vec{k}}\right|^{(2)}$ можно положить равным $2F$, т.к. волновой вектор рассеянного электрона $k'_y = \pm k_+$ является наибольшим слагаемым. Подставляя в (13) значение $\left|W\right|^2$ и заменяя суммирование интегрированием находим декремент

$$\gamma = -\frac{\omega_b^2 \left|q_x\right|}{\omega_s k_+ (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}, \quad (14)$$

где $k_+ = \sqrt{k_0^2 + \frac{2m\omega_s}{\hbar}}$.

Видно, что с ростом k_0 абсолютное значение декремента уменьшается и вблизи некоторого порогового значения $k_0^2 > \frac{2m\omega_s}{\hbar}$ обращается в нуль. Дальнейшее увеличение k_0 приводит к изменению знака γ.

Инкремент при

$$k_0^2 >> \frac{2m\omega_s}{\hbar}$$

приобретает вид

$$\gamma \approx \frac{\omega_b^2 \left|q_x\right| v_0}{\Omega_s}.$$

Для развития неустойчивости необходимо, чтобы величина γ превосходила затухание плазмонов, обусловленное процессами рассеяния электронов на различных объектах: примесях, фононах и др. Затухание плазмонов, вызванное этими процессами, равно $\nu/2$, где ν – наибольшая характерная частота релаксации импульса электронов. Кроме того, необходимо, чтобы длина свободного пробега электронов в потоке превосходила глубину проникновения поверхностного плазмона.

Приведем численные оценки для гетероструктуры $Al_x Ga_{1-x} As - GaAs - Al_x Ga_{1-x} As$ с двумерным электронным газом на границе раздела сред при $k_0^2 >> \frac{2m\omega_s}{\hbar}$. При $\Omega_s = 10^{12} c^{-1}$, $d \sim 2 \cdot 10^{-7}$ см $q_x \approx 10^5 см$, $v_0 \sim 10^7 см$, $\frac{\omega_b^2}{\Omega_s^2} \approx 0{,}1$ инкремент достигает величины $0{,}1\Omega_s$, что превосходит $\nu \le 10^{11}$ с$^{-1}$.

ВЫВОДЫ

1. Получено кинетическое уравнение, описывающее изменение числа поверхностных плазмонов при их взаимодействии с потоком заряженных частиц, наведенных внешним ЭМИ и пересекающих границу раздела сред с неоднородным потенциалом. Приведено его решение, позволяющее определять влияние величины барьера на инкремент неустойчивости поверхностных колебаний; вклад в величину инкремента прошедшей и отраженной компонент потока частиц.

2. Исследованы механизмы взаимодействия потока заряженных частиц с собственными электромагнитными колебаниями двумерного электронного газа, возникновение которого обусловлено наличием потенциального барьера на границе раздела сред. Получено кинетическое уравнение, описывающее изменение числа электромагнитных колебаний такой системы, приведено выражение для инкремента их неустойчивости.

3. Определены механизмы влияния границы на взаимодействие поверхностных электромагнитных колебаний и электронов при наличии потенциального барьера. В качестве объектов исследований рассмотрены поверхностные плазмоны и собственные электромагнитные колебаний двумерного электронного слоя.

4. Проведен сравнительный анализ неустойчивостей данных типов колебаний в условиях, когда взаимодействие волн и частиц носит случайный и детерминированный характер. Показано, что различия в выражениях для инкрементов связаны с изменением размеров области взаимодействия волн и частиц. Установлены различия влияния потенциального барьера на величину инкремента в случаях, когда процесс взаимодействие поверхностных плазмонов и заряженных частиц детерминирован или носит характер случайных столкновений.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Стил М., Вюраль Б. Взаимодействие волн в плазме твердого тела. – М. ; Атомиздат – 1973. – 312 с.

[2] Мырова Л.О., Чепиженко А.З. Обеспечение стойкости аппаратуры связи к ионизирующим электромагнитным излучениям. – М.:Радио и связь, 1988 , 235 с.

[3] Михайлов М.И., Разумов Л.Д., Соколов С.А. Электромагнитные влияния на сооружения связи. – М. :Радио и связь. – 1979. – 225 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 27.02.2006