УДК 621.318

В.И. КРАВЧЕНКО, д-р техн. наук., профессор, НТУ «ХПИ»;
Ф.В. ЛОСЕВ, канд. техн. наук, науч. сотр., НТУ «ХПИ»;
И.В. ЯКОВЕНКО, д-р физ.-мат. наук; профессор, НТУ «ХПИ»

ВЛИЯНИЕ ПОТОКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ, НАВЕДЕННОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ, НА ВОЛНОВОДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КОМПЛЕКТУЮЩИХ ЭЛЕКТРОРАДИОИЗДЕЛИЙ

Показано.что воздействие импульсного электромагнитного излучения (ЭМИ) на электрорадиоизделия часто сопровождаются возникновением токов в проводящих элементах изделий и образованием внутронних полей. Определены энергетические потери потока заряженных частиц . обусловленных их взаимодействием с собственными полями на возбуждение поверхностных поляритонов в полупроводниковых структурах.

Ключевые слова: импульсное электромагнитное излучение, электрорадиоизделие, неустойчивость собственных колебаний.

Введение

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.

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.

1 Основные результаты

В данной работе построена кинетическая теория взаимодействия поверхностных плазмонов с электронным потоком, пересекающим границу раздела сред сформулированы граничные условия для функции распределения частиц в потоке, получены выражения для декремента колебаний и показано, что затухание плазмонов вызвано их преобразованием в волны Ван-Кампена.

Пусть область $y < 0$ занимает вакуум (среда 1), а область $y > 0$ – плазма полупроводника (среда 2). При этом границу раздела сред пересекает поток заряженных частиц, движущихся вдоль положительного направления оси y со скоростью v_0. Кинетическая энергия частицы значительно превосходит высоту потенциального барьера на границе. В случае, когда эффектом запаздывания можно пренебречь, свойства среды и электромагнитных колебаний описываются следующей системой уравнений:

$$\operatorname{rot}\vec{E}(x,y,t)=0; \quad \operatorname{div}\vec{D}=4\pi en; \quad e\frac{\partial n}{\partial t}+\operatorname{div}\vec{j}=0;$$
$$\vec{D}(x,y,t)=\int_{-\infty}^{t}\hat{\varepsilon}(t-t')\vec{E}(x,y,t)dt'; \tag{1}$$

$$\vec{J}(x,y,t)=e\int\vec{v}f(x,y,t,\vec{p})d\vec{p}\,; \tag{2}$$

$$\frac{\partial f}{\partial t}+\vec{v}\frac{\partial f}{\partial\vec{r}}+e\vec{E}\frac{\partial f_0}{\partial\vec{p}}=-\upsilon f\,, \tag{3}$$

где $\hat{\varepsilon}(t-t')$ – функция отклика, характеризующая электромагнитные свойства среды, $f_0(\vec{p})=n_0\delta(p_x)\delta(p_z)\delta(p_y-p_0)$ –- равновесная функция распределения электронов пучка с квадратичным законом дисперсии, f – малая добавка к функции распределения в возмущенном состоянии, υ – эффективная частота столкновения электронов, $n, \vec{v}$ – их концентрация и скорость, $\vec{E}$ – напряженность электрического поля.

В дальнейшем, зависимость всех переменных величин, входящих в уравнения (1)-(3), от координат и времени выбираем в виде

$$\vec{E}(x,y,t)=\vec{E}(\omega,q_x,y)\exp[i(q_x x-\omega t)],\ \omega>0, \qquad q_x>0\,.$$

Тогда $\vec{D}(\omega, q_x, y) = \varepsilon(\omega)\vec{E}(\omega, q_x, y)$, а $\varepsilon(\omega) = \int\limits_0^\infty \hat{\varepsilon}(t)\exp(i\omega t)dt$ – диэлектрическая проницаемость среды. Предполагая, что $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 - \dfrac{\omega_0^2}{\omega^2}$, где ε_0 – диэлектрическая постоянная решетки, ω_0 – ленгмюровская частота электронов проводимости среды, а $\omega > 0$; $q_x > 0$. Решение кинетического уравнения (3.4) можно представить в виде:

$$f = -\frac{e}{v_y}\int\limits_C^y \vec{E}\,\frac{\partial f_0}{\partial \vec{p}}\exp\left[\frac{i\tilde{\omega}}{v_y}(y - y')\right]dy'; \quad \tilde{\omega} = \omega - q_x v_x + i\upsilon; \qquad (4)$$

$$v_y > 0.$$

Неопределенная константа C находится из граничных условий. Поскольку при $y \to -\infty$ функция распределения должна быть ограничена, то $C = -\infty$. Поэтому в области $y \le 0$ получим:

$$f_1 = -\frac{e}{v_y}\int\limits_{-\infty}^y \vec{E}_1\frac{\partial f_0}{\partial \vec{p}}\exp\left[\frac{i\tilde{\omega}}{v_y}(y - y')\right]dy'. \qquad (5)$$

В случае слабой пространственной дисперсии выражение (5) можно упростить, воспользовавшись неравенством $\omega >> q_x v_x$, $l\omega/v_0 >> 1$, l – глубина проникновения поля в среду. Произведя замену переменных $y' = y = z$ и разлагая $\vec{E}(y + z)$ в ряд по z, получим:

$$f_1(y) = \frac{e\vec{E}_1(y)}{i\omega}\frac{\partial f_0}{\partial \vec{p}}; \quad \omega >> \upsilon. \qquad (6)$$

Чтобы найти C в области $y > 0$, сформулируем условие на поверхности $y = 0$. Полагая, что число частиц, падающих на границу, равно числу частиц, прошедших в среду 2, можно записать:

$$f_1(y = 0) = f_2(y = 0). \qquad (7)$$

Отсюда находим:

$$f_2(y) = \frac{e}{i\omega}\frac{\partial f_0}{\partial \vec{p}}\left[\vec{E}_2(y) + \vec{F}(y)\exp\left(\frac{i\omega^*}{v_y}y\right)\right]; \quad \omega^* = \omega + i\upsilon, \qquad (8)$$

где $\vec{F}(y) = \vec{E}_1(0) - \vec{E}_2(y)$.

Второе слагаемое описывает волны Ван-Кампена, возбуждаемые вблизи границы в среде 2. Электрическая индукция

$$\vec{D}(\omega, q_x, y) = \varepsilon(\omega)\vec{E}(\omega, q_x, y) + \frac{4\pi i}{\omega}\vec{j}(\omega, q_x, y)$$

в средах 1, 2 приобретает следующий вид:

$$\vec{D}_1(\omega,q_x,y)=\varepsilon_1(\omega)\vec{E}_1(\omega,q_x,y)\,; \tag{9}$$

$$\vec{D}_2(\omega,q_x,y)=\varepsilon_2(\omega)\vec{E}_2(\omega,q_x,y)+\frac{4\pi e^2}{\omega^2}\int v\left(\frac{\partial f_0}{\partial\vec{p}}\vec{F}(y)\right)\exp\left(i\frac{\omega^*}{v_y}y\right)d\vec{p}\,, \tag{10}$$

где $\varepsilon_1(\omega)=1-\omega_b^2/\omega^2$, $\varepsilon_2(\omega)=\varepsilon(\omega)-\omega_0^2/\omega^2$, ω_b – ленгмюровская частота электронов пучка.

Система уравнений (1)-(3) для каждой из сред преобразуется к уравнениям:

$$\frac{\partial^2 E_{x1}}{\partial y^2}-q_x^2 E_{x1}=0\,; \tag{11}$$

$$\frac{\partial^2 E_{x2}}{\partial y^2}-q_x^2 E_{x2}=\frac{4\pi e^2 q_x F_y}{\omega\varepsilon_2(\omega)}\int\frac{\partial f_0}{\partial p_y}\exp\left(\frac{i\omega^*}{v_y}y\right)dp_y\,. \tag{12}$$

В среде 1 выражения для полей приобретают вид:

$$E_{x1}=A_1\exp(q_x y);\quad E_{y1}=-iE_{x1}\,. \tag{13}$$

Уравнение (12) решаем методом последовательных приближений, полагая, что концентрация электронов пучка много меньше концентрации электронов среды: $\omega_0 >> \omega_b$. Тогда E_{x2} принимает вид:

$$E_{x2}=A_2\exp(-q_x y)+$$
$$+\frac{4\pi e^2 q_x(A_1+A_2\exp(-q_x y))}{\omega^3\varepsilon_2(\omega)}\int v_y^2\frac{f_0}{\partial p_y}\exp\left(\frac{i\omega^*}{v_y}y\right)dp_y, \tag{14}$$

где $\varepsilon(\omega)\neq 0$.

Нормальная составляющая вектора электрической индукции оказывается равной:

$$D_y=i\varepsilon_2(\omega)A_2\exp(-q_x y)\,. \tag{15}$$

Воспользовавшись далее условием непрерывности нормальных составляющих $\vec{D}$ и тангенциальных составляющих $\vec{E}$ на границе раздела сред $y=0$, находим следующее дисперсионное уравнение для поверхностных плазмонов:

$$\frac{1+\varepsilon(\omega)}{1-\varepsilon(\omega)}=\frac{2i\omega_b^2 q_x v_0}{\omega^3\varepsilon(\omega)}\,. \tag{16}$$

Принимая во внимание малость правой части выражения (16), определим собственную частоту поверхностных плазмонов и их декремент:

$$\omega_3=\frac{\omega_0}{\sqrt{\varepsilon_0+1}}-\frac{2i\omega_b^2}{\omega_0^2}q_x v_0\,. \tag{17}$$

Таким образом, затухание поверхностных плазмонов обусловлено их преобразованием в волны малой плотности частиц - волны Ван-Кампена, возбуждаемые вблизи границы раздела. Сравнение формулы (16) с результатами [3], показывают: что в гидродинамическом приближении для получения величины декремента необходимо в среде 2 учитывать в потоке частиц две волны пространственного заряда, убывающие и нарастающие при $y \to \infty$. При этом на границе, кроме обычных электродинамических условий для полей, должны выполняться два дополнительные условия: непрерывность потока частиц и потока импульса частицы через границу.

Если же в гидродинамическом приближении учитывать только убывающие от границы волны пространственного заряда с условием непрерывности нормальной составляющей потока частиц на границе (поток импульса частиц разрывен), то декремент плазмонов оказывается в два раза меньше, чем в формуле (17).

Ясно, что кинетическое описание взаимодействия плазмонов с потоком частиц через волны Ван-Кампена является более рациональным и корректным, поскольку все величины являются конечными при $y \to \infty$ и используется только одно дополнительное граничное условие.

В заключение рассмотрим взаимодействие поверхностных плазмонов с потоком частиц при их упругом отражении от границы (бесконечно высокий потенциальный барьер).

Обозначим через $f_0^{\pm}(\vec{p}) = n_0\delta(p_x)\delta(p_y \mp p_0)\delta(p_z)$ функции распределения частиц, падающих ($p_y > 0$) и отраженных ($p_y < 0$) от границы раздела и соответственно через $f^{\pm}$ возмущенные добавки к ним. Каждая из этих функций, естественно, удовлетворяет кинетическому уравнению (3.4). В результате решения этих уравнений в приближении слабой пространственной дисперсии и выполнения граничных условий

$$f^{+}(p_x, p_y, p_z, y=0) = f^{-}(p_x, -p_y, p_z, y=0) \tag{18}$$

получим:

$$f^{+}(\vec{p}, y) = \frac{e\vec{E}_1(y)}{i\omega}\frac{\partial f_0^{+}(\vec{p})}{\partial \vec{p}}; \tag{19}$$

$$\begin{aligned} f^{-}(\vec{p}, y) &= \frac{e}{i\omega}\vec{E}_1(y)\frac{\partial f_0^{-}(\vec{p})}{\partial \vec{p}} - C(\vec{p}, y)\exp\left(\frac{i\omega^*}{v_y}y\right); \\ C(\vec{p}, y) &= \frac{e}{i\omega}\times\left[\vec{E}_1(y)\frac{\partial f_0^{-}(\vec{p})}{\partial \vec{p}} + E_{y1}(0)\frac{\partial f_0^{-}(-p_y)}{\partial p_y} - E_{x1}(0)\frac{\partial f_0^{-}(-p_y)}{\partial p_x}\right]. \end{aligned} \tag{20}$$

Уравнение (11) преобразуется к виду:

$$\frac{\partial^2 E_{x1}}{\partial y^2} - q_x^2 E_{x1} = \frac{4\pi i e q_x}{\varepsilon_1(\omega)}\int\limits_{v_y > 0} C(\vec{p}, y)\exp\left(\frac{i\omega^* y}{v_y}\right)d\vec{p}\ . \tag{21}$$

Из уравнений (20)-(21) следует:

$$E_{x1}(\omega,q_x,y)=A_1\left[\exp(q_x,y)+\frac{8\pi ie^2q_x}{\omega^3\varepsilon_1(\omega)}\int v_y^2\frac{\partial f_0^-(\vec{p})}{\partial p_y}\exp\left(\frac{i\omega^* y}{v_y}\right)dp_y\right]. \qquad (22)$$

Электрическая индукция в среде 1: $D_{y1}(\omega,q_x,y)=\varepsilon_1(\omega)\times E_{y1}(\omega,q_x,y)+$ $+\frac{4\pi ie}{\omega}\int v_y f^-(\vec{p},y)d\vec{p}$ при $\omega^2>>\omega_b^2$ оказалась равной $-iA_1\exp(q_x,y)$. Правая часть уравнения (12) в этом случае равна нулю и поле в среде 2 запишется:

$$E_{x2}=A_2\exp(-q_x,y);\quad E_{y2}=iE_{x2}. \qquad (23)$$

Воспользовавшись граничными условиями для поля и электрической индукции, находим:

$$1+\varepsilon(\omega)=-\frac{4i\omega_b^2q_xv}{\omega^3}. \qquad (24)$$

Видно, что декремент поверхностных плазмонов остается одним и тем же, как при бесконечно большом потенциальном барьере, так и бесконечно малом по сравнению с кинетической энергией частицы.

При воздействии стороннего ЭМИ над границей диэлектрик – полупроводник движется поток заряженных частиц, распределение которых в импульсном пространстве описывается функцией:

$$f(\vec{p})=n_{0b}\delta(p_x-p_0)\delta(p_z)\delta(p_y);\quad p_0=mv_0. \qquad (25)$$

Чтобы оценить величину потерь энергии потока частиц на возбуждение поверхностных колебаний необходимо провести суммирование по всем скоростям частиц.

Выводы

Предложена модель взаимодействия наведенных внешним ЭМИ токов с электростатическими колебаниями структуры металл – диэлектрик – полупроводник (МДП), 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 величину декремента (инкремента) неустойчивости поверхностных колебаний в полупроводниковых структурах обусловленные наличием наведенных сторонним электромагнитным излучением токов с параметрами МДП-структур: концентрацией свободных носителей, диэлектрической проницаемостью, размерами структуры.

Приведенные количественные оценки показывают, что величина энергии излучения лежит в пределах чувствительности современных приемников излучения субмиллиметрового диапазона $\left(\frac{\partial W}{\partial t}\approx 10^{-11}\,\text{Вт}\right)$.

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.

Поступила в редколлегию 13.05.2013.

УДК 621.318

Влияние потока заряженных частиц, наведенного электромагнитным излучением, на волноводные характеристики полупроводниковых комплектующих электрорадиоизделий / В.И. Кравченко, Ф.В Лосев, И.В Яковенко // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Техніка та електрофізика високих напруг. – Х.: НТУ «ХПІ», 2013. – № 27 (1000). – С. 83-89. – Бібліогр.: 5 назв

Показано, що дія імпульсного електромагнітного випромінювання (ЕМВ) на електровироби часто супроводжується виникненням струмів у провідних елементах виробів і утворенням їх внутрішніх полів. Визначено енергетичні втрати потоку заряджених частинок, обумовлених їх взаємодією з власними полями на збудження поверхневих полярітонів у напівпровідникових структурах.

Ключові слова: імпульсне електромагнітне випромінювання, електрорадіовиріб, нестійкість власних коливань.

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.

Keywords: pulsed electromagnetic radiation, electroradioitem, the instability of natural oscillations.