УДК 621.318

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПОТОКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ, НАВЕДЕННЫХ ЭМИ, С ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ КОЛЕБАНИЯМИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КОМПЛЕКТУЮЩИХ ЭЛЕКТРОРАДИОИЗДЕЛИЙ

Кравченко В.И., д.т.н., проф., Яковенко И.В., к.ф.-м.н., с.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. (0572) 707-61-33, факс (0572) 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 енергетичні втрати потоку заряджених частинок, що обумовлені взаємодією такого роду, на 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. Определены потери энергии потоков заряженных частиц, обусловленные взаимодействием такого рода, на возбуждение колебаний в субмиллиметровом диапазоне.

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.

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. 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

Объектом исследования является структура, состоящая из полупроводниковой пластины, окруженной полубесконечными средами, одна из которых является диэлектриком, а другая металлом. Предполагается, что в результате воздействия ЭМИ, вдоль границы металл полупроводник возникает поток заряженных частиц, который теряет часть своей энергии на возбуждение собственных электромагнитных колебаний такой структуры. В статье исследуются дисперсионные характеристики данной структуры и механизмы взаимодействия потока заряженных частиц с электростатическими колебаниями. Получены выражения для собственных частот и определены энергетические потери наведенных ЭМИ токов на их возбуждение в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах электромагнитных волн.

Исследуемая модель взаимодействия наведенных токов и колебаний в полупроводниковых комплектующих электрорадиоизделий (ЭРИ) является достаточно универсальной и позволяет рассмотреть ряд частных случаев наиболее интересных при проведении экспериментов по определению критериев стойкости в области обратимых отказов.

Для нахождения спектра электростатических колебаний подобной структуры воспользуемся следующими уравнениями электростатики:

$$\begin{aligned} rot\vec{E} &= 0 \\ div\vec{D} &= 0. \end{aligned} \qquad (1)$$

Вектор электрической индукции $\vec{D}(r,t)$ связан с электрическим полем $\vec{E}(\vec{r},t)$ материальным уравнением:

$$\vec{D}(r,t) = \int\limits_{-\infty}^{t} \varepsilon(t-t')\vec{E}(\vec{r},t')dt' \quad .$$

Выбираем систему отсчета таким образом, что ось y направлена перпендикулярно границам раздела, а оси x, z параллельны им. Вдоль оси x, z система предполагается безграничной.

Пусть пластина с $\varepsilon = \varepsilon_1$ занимают область $-d \le y \le d$; полупространство $-\infty \le y \le -d$ - среда "2" с $\varepsilon = \varepsilon_2$, полупространство $d \le y \le +\infty$ - среда "3" с $\varepsilon = \varepsilon_3$.

На границах раздела сред $y=\pm d$ выполняются условия непрерывности тангенциальных составляющих электрического поля и непрерывности нормальных составляющих вектора индукции.

При $y=\pm\infty$ все переменные величины, входящие в уравнения (1) обращаются в нуль.

Поле $\vec{E}(\vec{r},t)$ представим в виде:

$$\vec{E}(\vec{r},t)=\vec{E}(y)\exp(i(q\rho-\omega t)),$$

где q - волновой вектор, ω - частота колебаний, $\rho=\rho(x,z)$. Поскольку среда предполагается изотропной, то ось x можно направить вдоль волнового вектора q. При этом

$$\vec{E}(\vec{r},t)=\vec{E}(x,y,t);\quad \vec{E}=(E_x,E_y).$$

Решение системы (1) принимает следующий вид:

$$\begin{gathered}E_x(y)=E_2\exp(qy),\ -\infty<y<-d\\ E_x(y)=E_1\exp(qy)+E_0\exp(-qy),\ -d<y<d\\ E_x(y)=E_3\exp(-qy),\ d<y<\infty\\ E_y=\frac{1}{iq}\frac{\partial E_x}{\partial t}\quad ;q>0.\end{gathered}\tag{2}$$

Воспользовавшись граничными условиями при $y=\pm d$, получим следующий закон дисперсии собственных колебаний системы:

$$(\varepsilon_1+\varepsilon_2)(\varepsilon_1+\varepsilon_3)=(\varepsilon_1-\varepsilon_2)(\varepsilon_1-\varepsilon_3)\exp(-4qd),\tag{3}$$

где $\varepsilon_i(\omega)=\int\limits_{-\infty}^{t}\varepsilon_i(\tau)\exp(i\omega\tau)d\tau$ - диэлектрическая проницаемость i-ой среды. В дальнейшем для плазмоподобных сред предполагается, что

$$\varepsilon_i(\omega)=\varepsilon_{0i}-\frac{\omega_{0i}^2}{\omega^2};\ \omega_{0i}^2=\frac{4\pi e^2 n_{0i}}{m_i},$$

n_{0i}, m_i – концентрация, эффективная масса электронов проводимости среды, ε_{0i} – диэлектрическая постоянная кристаллической решетки. Эти выражения для ε_i получаются из уравнения движения электронов проводимости.

Константы E_i связаны между собой следующими соотношениями:

$$\begin{gathered}E_2=\frac{2\varepsilon_1E_1}{\varepsilon_1+\varepsilon_2};\ E_0=\frac{\varepsilon_1+\varepsilon_2E_1}{\varepsilon_1+\varepsilon_2}\cdot\exp(-2qd);\\ E_2=\frac{2\varepsilon_1E_1}{\varepsilon_1-\varepsilon_3}\cdot\exp(2qd)\end{gathered}\tag{4}$$

При больших волновых числах (qd>>1) получаем два независимых решения: $\varepsilon_1+\varepsilon_2=0$ и $\varepsilon_1+\varepsilon_3=0$ описывающих поверхностные плазменные колебания на уединенных границах $y=\pm d$ сред "1-2" и "1-3". В противоположном предельном случае ($d\to 0$) имеем плазменные поверхностные колебания на границе сред "2" и "3" $\varepsilon_3+\varepsilon_2=0$. При малых, но конечных qd, возникают также плазменные колебания в слое $\varepsilon_1(\omega)=0$. Нетрудно убедиться, что добавки к собственным частотам

$$\omega_1=\frac{\omega_{01}}{\sqrt{\varepsilon_{01}}},\ \omega_2^2=\sqrt{\frac{\omega_{02}^2+\omega_{03}^2}{\varepsilon_{02}+\varepsilon_{03}}}$$

пропорциональны волновому числу. Зависимость $\omega=\omega(q)$ при произвольных qd легко получить, поскольку уравнение (3) относительно ω является биквадратным (в отсутствие столкновений).

Из уравнения (3) следует:

$$\begin{gathered}\omega_{1,2}^2=\frac{\Omega_1^2}{2}\cdot\left\{1+\frac{\alpha+\beta}{2}\pm\right.\\ \left.\pm\sqrt{1+\frac{\alpha+\beta}{2}-2\cdot\frac{\alpha+\beta+(1+\alpha\beta)\cdot th(2qd)}{1+th(2qd)}}\right\}.\end{gathered}\tag{5}$$

Здесь мы для упрощения формул предположили:

$$\varepsilon_{01}=\varepsilon_{02}=\varepsilon_{03}=\varepsilon_0;\quad \Omega_i^2=\frac{\omega_{0i}^2}{\varepsilon_0};\ \Omega_2^2=\alpha\Omega_1^2;\ \Omega_3^2=\beta\Omega_1^2$$

α и β - действительные числа, выражающие связь между концентрациями носителей заряда в различных средах. Примером такой системы являются, например, "p-n" переходы при $y=\pm d$ (очевидно, что такое предположение не ограничивает общности полученных результатов).

Интересно отметить одно обстоятельство, связанное с симметрией системы. Если в выражении (3) положить $\varepsilon_2=\varepsilon_3$, то оно распадается на два независимых уравнения:

$$\varepsilon_2+\varepsilon_1=(\varepsilon_1-\varepsilon_2)\exp(-2qd)\tag{6}$$

Уравнение со знаком "+" описывает колебания с симметричным распределением тангенциальной составляющей поля в слое $E_x(-d)=E_x(d)$, второе – с антисимметричным распределением $E_x(-d)=-E_x(d)$.

Далее, если среда "1" является диэлектриком с $\varepsilon_1=\varepsilon_d$, а вторая – полупроводниковом, представляющим собой полупроводниковую плазму с $\varepsilon_2=\varepsilon(\omega)$, где $\varepsilon(\omega)=\varepsilon_0-\frac{\omega_0^2}{\omega^2}$, то спектры симметричных и антисимметричных колебаний имеют следующий вид:

$$\omega_1(q)=\frac{\omega_0}{\sqrt{\varepsilon_0+\varepsilon_d th(qd)}}\tag{7}$$

$$\omega_2(q)=\frac{\omega_0}{\sqrt{\varepsilon_0+\varepsilon_d cth(qd)}}\tag{8}$$

Напротив, в случае $\varepsilon_1=\varepsilon(\omega)$ и $\varepsilon_2=\varepsilon_d$ спектр симметричных колебаний описывается формулой (8), а антисимметричных – формулой (7).

Для структуры металл-диэлектрик-полупроводник $\varepsilon_2\to\infty;\ \varepsilon_1=\varepsilon_d;\ \varepsilon_3=\varepsilon(\omega)$ существует лишь одна ветвь с законом дисперсии (8):

$$\omega_2(q)=\frac{\omega_0}{\sqrt{\varepsilon_0+\varepsilon_d cth(qd)}}$$

Рассмотрим теперь взаимодействие тока, наведенного внешним ЭМИ, с электростатическими колебаниями в структуре металл-диэлектрик-полупроводник. Этот ток локализован на поверхности металла ($y=-d$) и имеет вид:

$$J(x,y,t)=J_0\delta(y+d)\delta(x-v_0t).\tag{9}$$

Здесь $J_0=ev_0n_{0b}$; e, v_0, n_{0b} - соответственно заряд, постоянная скорость и концентрация электронов пучка. Спектр электромагнитных колебаний, возбуждаемых в диэлектрике движущимся вдоль оси OX зарядом, для потенциальных возмущений имеет вид:

$$rot\vec{E} = 0$$
$$div\vec{D} = 4\pi e\delta(y+d)\delta(x - v_0 t)\ . \qquad (10)$$

Внешние источники (наведенные ЭМИ токи) изменяют энергию электромагнитного поля в структуре полупроводник-диэлектрик. Энергетические потери движущегося заряда на возбуждение этих полей описывается выражением [3]:

$$\frac{\partial W}{\partial t} = ev_0 E_x^{(св)}(z=0, y=-d, x=v_0 t)\ . \qquad (11)$$

где $E_x^{(св)}(z,y,x,t)$ – свободное поле в структуре диэлектрик-полупроводник, представляющее собой решение однородных уравнений Максвелла (1).

Величины $\vec{E}(z,y,x,t)$ для неоднородных уравнений Максвелла (10) имеют вид:

$$E_x(q,y,t) = \frac{ie\omega \cdot \exp i(q(d+y) - i\omega t)}{2\pi v_0 \cdot \sqrt{k_z^2 + \omega^2 / v_0^2}}$$
$$E_y(q,y,t) = \frac{ie\omega}{2\pi} \exp i(q(d+y) - i\omega t). \qquad (12)$$

Используя граничные условия непрерывности тангенциальных составляющих $\vec{E}$ и нормальных составляющих вектора индукции электрического поля $\vec{D}$ на границе раздела сред диэлектрик полупроводник $(y=0)$, можно выразить неопределенные константы $E_1; E_3$ (решения однородных уравнений Максвелла(2)) через электрическое поле движущегося заряда (решения неоднородных уравнений Максвелла (12)). В результате, переходя к интегрированию формулы (11) в фазовом пространстве волновых векторов и частот, определим величину потерь энергии заряда на возбуждение антисимметричной моды в структуре металл-диэлектрик-полупроводник:

$$\frac{\partial W}{\partial t} = -\frac{e^2}{v_0} \cdot \frac{\omega_0{}^2}{(\varepsilon_0 + \varepsilon_d cth(qd))^{3/2}} \ln(L/d). \qquad (13)$$

Наличие множителя $\ln(L/a)$ связано с тем, что пределы интегрирования в фазовом пространстве q_z определяются размерами системы L в направлении оси $0Z$ и расстоянием от поверхности металла (области локализации наведенного ЭМИ тока) до границы диэлектрик-полупроводник d .

Вклад в выражение для потерь энергии (11) по частоте дают полюса подинтегральной функции. Их наличие связано с черенковским взаимодействием движущегося заряда и электростатическими колебаниями структуры ($\omega = q_x v_0$) [4].

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

$$f(\vec{p}) = n_{0b}\delta(p_x - p_0)\delta(p_z)\delta(p_y); \quad p_0 = mv_0 \qquad (14)$$

то, чтобы оценить величину потерь необходимо в формуле (13) провести суммирование по всем скоростям частиц. Это приведет к появлению в правой части выражения (13) множителя $n_{0b}V$, где V - объем, занимаемый наведенным током.

ЧИСЛЕННЫЕ ОЦЕНКИ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

В табл. 1 приведены численные оценки потерь энергии наведенных ЭМИ токов на возбуждение электростатических колебаний для ряда полупроводниковых структур [5], используемых в современной СВЧ-электронике.

Амплитуда тока $J \approx 100$ мка, длительность импульса прямоугольной формы 1 мкс.

Таблица 1

Структура МДП	Концентрация носителей n_0 (см)$^{-3}$ Толщина диэлектрика d (см)	Потери энергии W (Дж)
Au-Si_3N_4-GaAs	$n_0 = 5\times10^{14}$ $d = 3\times10^{-4}$	$W = 2\times10^{-7}$
Au-Al_2O_3-AlGaAL	$n_0 = 1{,}3\times10^{15}$ $d = 2\times10^{-4}$	$W = 3\times10^{-7}$
Au-SiO_2-CuInAs	$n_0 = 3{,}6\times10^{14}$ $d = 9\times10^{-5}$	$W = 2\times10^{-8}$
Au-Si_3N_4-AlGaAL	$n_0 = 1{,}2\times10^{15}$ $d = 3\times10^{-3}$	$W = 4\times10^{-8}$
Au-Si_3N_4-Si	$n_0 = 3\times10^{15}$ $d = 1{,}6\times10^{-4}$	$W = 7\times10^{-8}$
Au-Al_3O_2-Si	$n_0 = 3\times10^{15}$ $d = 3{,}6\times10^{-5}$	$W = 4\times10^{-8}$
Au-SiO_2-Si	$n_0 = 3\times10^{15}$ $d = 3\times10^{-4}$	$W = 3\times10^{-8}$

ВЫВОДЫ

1. 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.

2. Получены расчетные соотношения, связывающие величину энергетических потерь наведенных токов с параметрами МДП-структур: концентрацией свободных носителей, диэлектрической проницаемостью, размерами структуры.

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

ЛИТЕРАТУРА

[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 11.01.2006