

столкновений и описывается методом вторичного квантования системы (представление чисел заполнения).

**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 svyazi 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 svyazi. 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 S.* Fizika poluprovodnikovyh priborov. Moscow: Mir, 1984. 456 Print.

*Поступила (received) 03.04.2015*

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»

### **ВОЛНОВОДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КОМПЛЕКТУЮЩИХ ЭЛЕКТРОРАДИОИЗДЕЛИЙ ПРИ НАЛИЧИИ ПОТОКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ**

Разработан новый механизм появления поверхностных электронных состояний на неровной поверхности проводящих твердых тел. Определены механизмы возникновения неустойчивостей собственных колебаний полупроводниковых сверхрешеток, обусловленных их взаимодействием с потоками заряженных частиц в условиях влияния внешнего электромагнитного излучения. Показано, что влияние импульсного электромагнитного излучения сопровождается возникновением токов в проводящих элементах изделий и возникновением их внутренних полей. Исследовано влияние неоднородных свойств поверхностей проводящих твердых тел в излучающих

© В.И. Кравченко, А.А. Серков, В.С. Бреславец, И. В. Яковенко, 2015

структурах на спектральные характеристики переходного и черенковского излучения Разработана теория бесстолкновительного затухания поверхностных поляритонов в квантовом и классическом приближениях.

**Ключевые слова:** электромагнитные поля, колебания, плазма, полупроводник, сверхрешетка, кинетическая и гидродинамическая неустойчивости, генерирование, черенковские 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.

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

В дальнейшем, зависимость всех переменных величин, входящих в уравнения (1)-(4), от координат и времени выбираем в виде  $\vec{E}(x, y, t) = \vec{E}(\omega, q_x, y) \exp[i(q_x x - \omega t)]$ ,  $\omega > 0$ ;  $q_x > 0$ . 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:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + e\vec{E} \frac{\partial f_0}{\partial \vec{p}} = -\nu f; \quad (1)$$

$$\text{rot } \vec{E}(x, y, t) = 0; \quad \text{div } \vec{D} = 4\pi en; \quad e \frac{\partial n}{\partial t} + \text{div } \vec{j} = 0; \quad (2)$$

$$\vec{D}(x, y, t) = \int_{-\infty}^t \hat{\varepsilon}(t-t') \vec{E}(x, y, t') dt';$$

$$\vec{J}(x, y, t) = e \int \vec{v} f(x, y, t, \vec{p}) d\vec{p}, \quad (3)$$

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,  $\nu$  – эффективная частота столкновения электронов,  $n, \vec{v}$  – их концентрация и скорость,  $\vec{E}$  – напряженность электрического поля.

Тогда

$$\vec{D}(\omega, q_x, y) = \varepsilon(\omega) \vec{E}(\omega, q_x, y), \quad (4)$$

$\varepsilon(\omega) = \int_0^\infty \hat{\varepsilon}(t) \exp(i\omega t) dt$  – диэлектрическая проницаемость среды. Предпола-

гая, что  $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}$ , где  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая постоянная решетки,  $\omega_0$  – ленгмюровская частота электронов проводимости среды, а  $\omega > 0$ ,  $q_x > 0$ . Решение кинетического уравнения (1) можно представить в виде:

$$f = -\frac{e}{v_y} \int_C^y \vec{E} \frac{\partial f_0}{\partial \vec{p}} \exp\left[\frac{i\tilde{\omega}}{v_y}(y-y')\right] dy'; \quad \tilde{\omega} = \omega - q_x v_x + i\nu, \quad v_y > 0. \quad (5)$$

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

$$f_1 = -\frac{e}{v_y} \int_{-\infty}^y \vec{E}_1 \frac{\partial f_0}{\partial \vec{p}} \exp\left[\frac{i\tilde{\omega}}{v_y}(y-y')\right] dy'. \quad (6)$$

В случае слабой пространственной дисперсии выражение (6) можно упростить, воспользовавшись неравенством  $\omega \gg q_x v_x$ ,  $l\omega/v_0 \gg 1$ ,  $l$  – глубина проникновения поля в среду. Произведя замену переменных  $y' = y = z$  и

разлагая  $\vec{E}(y+z)$  в ряд по  $z$ , получим:

$$f_1(y) = \frac{e\vec{E}_1(y)}{i\omega} \frac{\partial f_0}{\partial \vec{p}}; \quad \omega \gg \nu. \quad (7)$$

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:

$$f_1(y=0) = f_2(y=0). \quad (8)$$

Отсюда находим:

$$f_2(y) = \frac{e}{i\omega} \frac{\partial f_0}{\partial \vec{p}} \left[ \vec{E}_2(y) + \vec{F}(y) \exp\left(\frac{i\omega^*}{\nu_y} y\right) \right], \quad \omega^* = \omega + i\nu, \quad (9)$$

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:

$$\vec{D}_1(\omega, q_x, y) = \varepsilon_1(\omega)\vec{E}_1(\omega, q_x, y); \quad (10)$$

$$\vec{D}_2(\omega, q_x, y) = \varepsilon_2(\omega)\vec{E}_2(\omega, q_x, y) + \frac{4\pi e^2}{\omega^2} \int v \left( \frac{\partial f_0}{\partial \vec{p}} \vec{F}(y) \right) \exp\left(\frac{i\omega^*}{\nu_y} y\right) d\vec{p}, \quad (11)$$

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

Система уравнений (1) – (4) для каждой из сред преобразуется к уравнениям:

$$\frac{\partial^2 E_{x1}}{\partial y^2} - q_x^2 E_{x1} = 0; \quad (12)$$

$$\frac{\partial^2 E_{x2}}{\partial y^2} - q_x^2 E_{x2} = \frac{4\pi e^2 q_x F_y}{\omega \varepsilon_2(\omega)} \int \frac{\partial f_0}{\partial p_y} \exp\left(\frac{i\omega^*}{\nu_y} y\right) dp_y. \quad (13)$$

В среде 1 выражения для полей приобретают вид:

$$E_{x1} = A_1 \exp(q_x y); \quad E_{y1} = -iE_{x1}. \quad (14)$$

Уравнение (13) решаем методом последовательных приближений, полагая, что концентрация электронов пучка много меньше концентрации электронов среды:  $\omega_0 \gg \omega_b$ . Тогда  $E_{x2}$  принимает вид:

$$E_{x2} = A_2 \exp(-q_x y) + \frac{4\pi e^2 q_x (A_1 + A_2 \exp(-q_x y))}{\omega^3 \varepsilon_2(\omega)} \int v_y^2 \frac{f_0}{\partial p_y} \exp\left(\frac{i\omega^*}{v_y} y\right) dp_y, \quad (15)$$

где  $\varepsilon(\omega) \neq 0$ .

Нормальная составляющая вектора электрической индукции оказывается равной:

$$D_y = i\varepsilon_2(\omega) A_2 \exp(-q_x y). \quad (16)$$

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:

$$\frac{1 + \varepsilon(\omega)}{1 - \varepsilon(\omega)} = \frac{2i\omega_b^2 q_x v_0}{\omega^3 \varepsilon(\omega)}. \quad (17)$$

Принимая во внимание малость правой части выражения (17), определим собственную частоту поверхностных плазмонов и их декремент:

$$\omega_3 = \frac{\omega_0}{\sqrt{\varepsilon_0 + 1}} - \frac{2i\omega_b^2}{\omega_0^2} q_x v_0. \quad (18)$$

Таким образом, затухание поверхностных плазмонов обусловлено их преобразованием в волны малой плотности частиц – волны Ван-Кампена, возбуждаемые вблизи границы раздела. Сравнение формулы (17) 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  $y \rightarrow \infty$ . При этом на границе, кроме обычных электродинамических условий для полей, должны выполняться два дополнительных 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 (18).

Ясно, что кинетическое описание взаимодействия плазмонов с потоком частиц через волны Ван-Кампена является более рациональным и корректным, поскольку все величины являются конечными при  $y \rightarrow \infty$  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 распределе-

ния 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

$$f^+(p_x, p_y, p_z, y=0) = f^-(p_x, -p_y, p_z, y=0) \quad (19)$$

получим:

$$f^+(\bar{p}, y) = \frac{e\bar{E}_1(y)}{i\omega} \frac{\partial f_0^+(\bar{p})}{\partial \bar{p}}; \quad (20)$$

$$f^-(\bar{p}, y) = \frac{e}{i\omega} \bar{E}_1(y) \frac{\partial f_0^-(\bar{p})}{\partial \bar{p}} - C(\bar{p}, y) \exp\left(\frac{i\omega^* y}{v_y}\right); \quad (21)$$

$$C(\bar{p}, y) = \frac{e}{i\omega} \times \left[ \bar{E}_1(y) \frac{\partial f_0^-(\bar{p})}{\partial \bar{p}} + E_{y1}(0) \frac{\partial f_0^-(-p_y)}{\partial p_y} - E_{x1}(0) \frac{\partial f_0^-(-p_y)}{\partial p_x} \right].$$

Уравнение (12) преобразуется к виду:

$$\frac{\partial^2 E_{x1}}{\partial y^2} - q_x^2 E_{x1} = \frac{4\pi e q_x}{\varepsilon_1(\omega)} \int_{v_y > 0} C(\bar{p}, y) \exp\left(\frac{i\omega^* y}{v_y}\right) d\bar{p}. \quad (22)$$

Из уравнений (21)-(22) следует:

$$E_{x1}(\omega, q_x, y) = A_1 \left[ \exp(q_x y) + \frac{8\pi e^2 q_x}{\omega^3 \varepsilon_1(\omega)} \int v_y^2 \frac{\partial f_0^-(\bar{p})}{\partial p_y} \exp\left(\frac{i\omega^* y}{v_y}\right) dp_y \right]. \quad (23)$$

Электрическая индукция в среде 1:  $D_{y1}(\omega, q_x, y) = \varepsilon_1(\omega) \times E_{y1}(\omega, q_x, y) + \frac{4\pi e}{\omega} \int v_y f^-(\bar{p}, y) d\bar{p}$  при  $\omega^2 \gg \omega_b^2$  оказалась равной  $-iA_1 \exp(q_x y)$ . Правая часть уравнения (13) в этом случае равна нулю и поле в среде 2 запишется:

$$E_{x2} = A_2 \exp(-q_x y); \quad E_{y2} = iE_{x2}. \quad (24)$$

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:

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

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

Воспользовавшись граничными условиями для поля и электрической

индукции, находим:

$$1 + \varepsilon(\omega) = -\frac{4i\omega_b^2 q_x v}{\omega^3}. \quad (26)$$

**Выводы.** 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.

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.

**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 svyazi 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 svyazi. 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 S.* Fizika poluprovodnikovyh priborov. Moscow: Mir, 1984. 456 Print.

*Поступила (received) 10.04.2015*