

Стенд, аналогичный описанному, может быть собран и для других участков СВЧ диапазона.

Список литературы: 1. Гинзтон Э. Л. Измерения на сантиметровых волнах / Пер. с англ. под ред. Г. А. Ремеза— М. : Изд-во иностр. лит., 1960.— 620 с. 2. Измерители амплитудно-частотных характеристик и их применение / П. Адоменас, Я. Аронсон, Е. Бирманас и др. — М. : Связь, 1968.— 163 с.

Поступила в редколлегию 26.01.84.

УДК 621.372.852.1

Н. И. ЛЕСИК, канд. физ.-мат. наук, Б. В. КОНДРАТЬЕВ,  
канд. физ.-мат. наук, Л. В. ДМИТРИЕВА

### НЕСИММЕТРИЧНЫЕ ПОЛОСКОВЫЕ ЛИНИИ, СВЯЗАННЫЕ ЧЕРЕЗ ЩЕЛЬ В ОБЩЕЙ ЗАЕМЛЕННОЙ ПЛОСКОСТИ

При конструировании направленных ответвителей и фильтров на основе микрополосковых линий, чтобы устранить взаимосвязь и помехи между линиями передачи до и после этих устройств, прибегают к различным способам. Перспективны многослойные системы различного вида [1]: на основе их возможно создание направленных ответвителей и фильтров, предложенных еще Дьюком [2], где взаимные наводки сведены до нуля.

Нами получены формулы для расчета емкости и волнового сопротивления связанной несимметричной линии, поперечное сечение которой изображено на рис. 1, а. Расчеты проведены методом конформных отображений в предположении, что линия заполнена однородным диэлектриком (его проницаемость  $\epsilon$ ) и все проводники бесконечно тонкие.

В рассматриваемой линии возможно существование нечетного и четного типов колебаний. Геометрия системы, соответствующая этим типам, изображена на рис. 1, б, в. Все характеристики нечетного типа колебаний (емкость, волновое сопротивление, структура поля) совпадают с характеристиками обычной несимметричной полосковой линии. Для расчета характеристик четного типа колебаний нужно сделать конформное отображение поперечного сечения линии (рис. 1, в) на каноническую область — прямоугольник (рис. 1, г).

Если принять их (рис. 1, в) за плоскости комплексного переменного  $Z$  и  $U$  соответственно, то обратное отображение (соответствия точек указаны буквами на рисунках) выполняется функцией

$$\frac{\pi}{2h} Z(U) = -K(a') \cdot \frac{H'_1(iU, q^*)}{H_1(iU, q^*)}, \quad (1)$$

где  $K(x)$  — полный эллиптический интервал первого рода;  $H_1 \times \times(x, q)$  — дзета-функция Якоби [3], причем

$$q(a) = \exp\left(-\pi \frac{K(a')}{Ka}\right) < 1.$$

Здесь и ниже, как обычно, штрих над модулем обозначает переход к дополнительному модулю  $a' = \sqrt{1-a^2}$  и  $q' = q(a')$ .

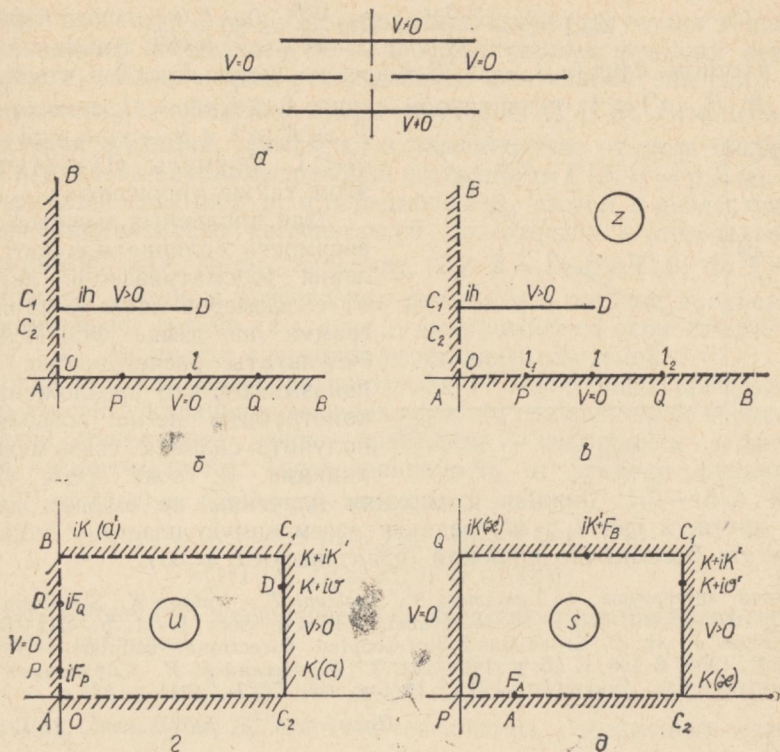


Рис. 1

Связь между отношениями размеров линии  $l, h, l_1, l_2$  и параметрами задачи  $a, v, F_1, F_2$  находится с помощью соотношений

$$\frac{\pi l}{2h} = K(a') \frac{\theta_1'(v, q')}{\theta_1(v, q')}; \quad \frac{\pi l_i}{2h} = K(a') \frac{H_1'(F_i, q')}{H_1(F_i, q')}, \quad (2)$$

где индекс  $i = 1$  и  $2$  соответствует точкам  $P$  и  $Q$ .

Затем выполняется отображение прямоугольника рис. 1,  $z$  на рис. 1,  $w$ , что соответствует переходу на плоскости  $S$  к сечению плоского конденсатора (соответствия точек указаны на рисунках); отображающая функция имеет вид

$$\operatorname{Sn}^2(S, \kappa) = \frac{1 + \operatorname{cn}^2(F_1, a') \operatorname{cn}^2(U, a)}{1 - \operatorname{cn}^2(F_2, a') \operatorname{cn}^2(U, a)}, \quad (3)$$

где

$$\kappa = \frac{\operatorname{dn}(F_2, a')}{\operatorname{dn}(F_1, a')} < 1;$$

использованные эллиптические функции определены, например, в работе [3].

В результате для расчета емкости  $C$  и волнового сопротивления  $Z_{\text{тем}}$  (Ом) рассматриваемой линии (рис. 1, в) получаем

$$Z_{0e} \sqrt{\varepsilon_r} = \frac{120\pi e}{C} = 60\pi \frac{C_2 P}{QP} = 60 \frac{K(\kappa)}{K(\kappa')}. \quad (4)$$

В частном случае  $l_1 = 0$ ,  $0 < l_2 < \infty$  имеем  $F_1 = 0$  и  $\kappa \rightarrow \kappa_0 = \operatorname{dn}(F_2, a') < 1$ ; в противном случае  $0 < l_1 < \infty$ ,  $l_2 = \infty$  имеем

$F_2 = K(a')$  и  $\kappa \rightarrow \kappa_p = a \operatorname{pd}(F_1, a) < 1$ . Формулы (1) — (4) при этом также упрощаются.

Для численных расчетов зависимости волнового сопротивления рассматриваемой линии от ее размеров составлена программа на языке ФОРТРАН. Результаты расчетов (рис. 2) показывают, что предложенная конструкция легко позволяет получить сильную связь между линиями. В то же время уже

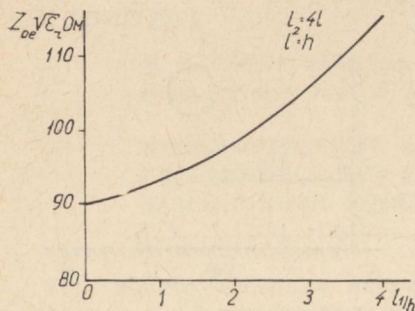


Рис. 2

при  $l_1/h \sim 0,1$  нижняя и верхняя пластины не влияют друг на друга, а при  $l_2 > 4l$  среднюю заземленную пластину можно считать бесконечно широкой (практически  $l_2 = \infty$ ).

Список литературы: 1. Yamamoto S., Azakami T., Itakura K. Slit-Coupled Strip transmission line. — IEEE Trans., MTT-14, 1966, N 11, p. 542—553. 2. Dukes J. M. C. Broad-Band Slot-Coupled Directional couplers. — Proc. IEEE, 1958, V 105, N 20, p. 147—154. 3. Журавский А. И. Справочник по эллиптическим функциям. — Л.: Изд-во АН СССР, 1941. — 235 с.

Поступила в редколлегию 21.12.83

УДК 534.6.534.24

В. Я. БЛУДОВ, Ю. А. ЛЕМЕНТА,  
В. Д. ХАДЖИНОВ, В. П. ШЕЙКО

### СПЕКТР ФЛУКТУАЦИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ СИГНАЛА, РАСSEЯННОГО МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Комплексная огибающая поля плоской волны, отраженной в обратном направлении от поверхности моря, может быть представлена в виде [1,361, формула (37)]:

$$E_{p_i}^{p_0}(\mathbf{r}, t) = \frac{E_0^{p_0}}{2\pi R_0} \int_{-\infty}^{\infty} f(\mathbf{r}) h_{p_i}^{p_0}[\Gamma \mathbf{r}, t] \xi(\mathbf{r}, t) e^{-i2k(\bar{\beta}_r - \bar{\beta}_z Z(\mathbf{r}, t))} d\mathbf{r}. \quad (1)$$

Рассмотрим отражение от реальной морской поверхности  $\xi(\mathbf{r}, t)$ , которую в двухмасштабной модели [1] запишем в виде сглаженной крупномасштабной поверхности  $Z(\mathbf{r}, t)$  и  $\xi(\mathbf{r}, t)$  — нормальных отклонений поверхности  $\xi(\mathbf{r}, t)$  от сглаженной поверхности  $Z(\mathbf{r}, t)$ , т. е. «мелкой» ряби. В выражении (1) обозначено:  $R_0$  — расстояние от источника излучения до текущей точки  $\mathbf{r}$  на средней плоскости  $Z = 0$ ;  $E_0^{p_0}$  — поле источника излучения вблизи рассеивающей площадки;  $f(\mathbf{r})$  — пространственная функция освещенности, описывающая распределение излученной энергии по поверхности;  $k$  — волновое число излучения;  $h_{p_i}^{p_0}[\Gamma(\mathbf{r}, t)]$  — модулирующая функция, зависящая в общем случае от угла облучения  $\Psi$ , наклона крупномасштабной поверхности  $\Gamma(\mathbf{r}, t) = \nabla_r Z(\mathbf{r}, t)$ , поляризации приемной  $p_i$  и передающей  $p_0$  систем и диэлектрической проницаемости рассеивающей поверхности  $\epsilon$  (определение функции  $h_{p_i}^{p_0}[\Gamma(\mathbf{r}, t)]$  см., например, [2]);  $\beta = \{-\cos \Psi; 0; \sin \Psi\}$  — единичный вектор в направлении рассеяния в системе координат с единичными ортами  $\{e_x; e_y; e_z\}$ , движущейся со скоростью  $V = \{V_x; V_y; 0\}$  вместе с приемно-передающей системой.

Если скорость движения источника  $V$  значительно превышает скорость распространения морских волн, то изменением во времени морской поверхности можно пренебречь — поверхность полагается «замороженной». Тогда зависимость от времени функции  $\xi(\mathbf{r}, t)$ ,  $Z(\mathbf{r}, t)$  и  $h_{p_i}^{p_0}[\Gamma(\mathbf{r}, t)]$  имеет вид

$$\begin{aligned} \xi(\mathbf{r}, t) &\equiv \xi(\mathbf{r} - Vt); \quad Z(\mathbf{r}, t) \equiv Z(\mathbf{r} - Vt); \\ h_{p_i}^{p_0}[\Gamma(\mathbf{r}, t)] &\equiv h_{p_i}^{p_0}[\Gamma(\mathbf{r} - Vt)]. \end{aligned} \quad (2)$$

Введем временную корреляционную функцию интенсивности отраженных сигналов

$$K^I(\tau) = \langle I_{p_i p_i}^{p_0}(t) I_{p_k p_k}^{p_0}(t + \tau) \rangle, \quad (3)$$

где  $I_{p_i p_i}^{p_0}(t) = E_{p_i}^{p_0}(t) E_{p_i}^{*p_0}(t)$  — интенсивность отраженных сигналов с поляризациями  $p_i$  и  $p_k$  в момент времени  $t$ . Черта сверху означает статистическое усреднение по ансамблю реализаций  $\xi(\mathbf{r})$ , угловые скобки — усреднение по всем реализациям крупной структуры  $Z(\mathbf{r})$ . Используя (1), (2) из (3) имеем

$$\begin{aligned} K^I(\tau) &= \left( \frac{I_0^{p_0}}{4\pi^2 R_0^2} \right)^2 \left\langle \int \int \int \int_{-\infty}^{\infty} F(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4, \tau) \xi(\mathbf{r}_1) \xi(\mathbf{r}_2) \times \right. \\ &\quad \left. \times \xi(\mathbf{r}_3 \tau) \xi(\mathbf{r}_4 \tau) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 d\mathbf{r}_3 d\mathbf{r}_4 \right\rangle, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $I_0^{p_0} = E_0^{p_0} E_0^{*p_0}$  — интенсивность поля источника излучения вблизи рассеивающей площадки;

$$\begin{aligned} F(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4, \tau) &= f(\mathbf{r}_1) f(\mathbf{r}_2) f(\mathbf{r}_3) f(\mathbf{r}_4) h_{p_i}^{p_0}[\Gamma(\mathbf{r}_1)] \times \\ &\quad \times h_{p_i}^{p_0}[\Gamma(\mathbf{r}_2)] h_{p_k}^{p_0}[\Gamma(\mathbf{r}_3 - V\tau)] h_{p_k}^{p_0}[\Gamma(\mathbf{r}_4 - V\tau)] \times \\ &\quad \times e^{-i2k\beta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 + \mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_4)} e^{i2k\beta_2(Z(\mathbf{r}_1) - Z(\mathbf{r}_2) + Z(\mathbf{r}_3) - Z(\mathbf{r}_4))}. \end{aligned} \quad (5)$$

Если положить, что  $\xi(\mathbf{r})$  — статистически однородная случайная функция, распределенная по закону Гаусса, и  $\xi(\mathbf{r}) = 0$ , то

$$\overline{\xi(\mathbf{r}_1)\xi(\mathbf{r}_2)\xi(\mathbf{r}_3 - V\tau)\xi(\mathbf{r}_4 - V\tau)} = \{W(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)W(\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_4) + W(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_3 + V\tau)W(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_4 + V\tau) + W(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_4 + V\tau) \times \\ \times W(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3 + V\tau)\}, \quad (6)$$

где  $W(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) = \overline{\xi(\mathbf{r}_1)\xi(\mathbf{r}_2)}$  — функция корреляции ряби. Тогда из выражения (4) с учетом (6) следует

$$K^l(\tau) = \left(\frac{I\rho_0}{4\pi^2 R_0^2}\right)^2 \left\langle \int \int \int \int_{-\infty}^{\infty} F(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4, \tau) \times \right. \\ \left. \times \{W(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)W(\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_4) + W(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_3 + V\tau)W(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_4 + V\tau) + \right. \\ \left. + W(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_4 + V\tau)W(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3 + V\tau)\} d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 d\mathbf{r}_3 d\mathbf{r}_4 \right\rangle. \quad (7)$$

Проведем замену переменных в  $K^l(\tau)$ :

$$\begin{cases} \mathbf{r}_1 = \mathbf{r} + \rho/2, & \mathbf{r}_3 = \mathbf{r}' + \rho'/2 \\ \mathbf{r}_2 = \mathbf{r} - \rho/2, & \mathbf{r}_4 = \mathbf{r}' - \rho'/2. \end{cases} \\ K^l(\tau) = K_1^l(\tau) + K_2^l(\tau) + K_3^l(\tau) + K_4^l(\tau).$$

Отметим, что функция освещенности  $f(\mathbf{r})$ , модулирующая функция  $h_{\rho_i}^{\rho_0}[\Gamma(\mathbf{r})]$  и сглаженная крупномасштабная поверхность  $Z(\mathbf{r})$  являются медленными функциями координат. Действительно, область существенного изменения функции освещенности  $f(\mathbf{r})$  является область  $r \sim L$  ( $L$  — характерный линейный размер освещенного участка на поверхности моря). Функции  $h_{\rho_i}^{\rho_0}[\Gamma(\mathbf{r})]$  и  $Z(\mathbf{r})$  значительно изменяются на расстояниях порядка характерного линейного размера крупномасштабных неровностей морской поверхности  $\Lambda$ . Поскольку  $L, \Lambda \gg l_p$  ( $l_p$  — характерное расстояние, на котором функция корреляции ряби  $W(\rho)$  существенно убывает), то произведение предэкспоненциальных членов  $F(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4, \tau)$ , определенное выражением (5), можно преобразовать так:

$$f(\mathbf{r} + \rho/2)f(\mathbf{r} - \rho/2)f(\mathbf{r}' + \rho'/2)f(\mathbf{r}' - \rho'/2) \times \\ \times h_{\rho_i}^{\rho_0}[\Gamma(\mathbf{r} + \rho/2)]h_{\rho_i}^{\rho_0}[\Gamma(\mathbf{r} - \rho/2)]h_{\rho_k}^{\rho_0}[\Gamma(\mathbf{r}' + \rho'/2 - V\tau)] \times \\ \times h_{\rho_k}^{\rho_0}[\Gamma(\mathbf{r}' - \rho'/2 - V\tau)] \approx f^2(\mathbf{r})f^2(\mathbf{r}') (h_{\rho_i}^{\rho_0}[\Gamma(\mathbf{r})])^2 \times \\ \times (h_{\rho_k}^{\rho_0}[\Gamma(\mathbf{r}' - V\tau)])^2. \quad (8)$$

Представим разность  $Z(\mathbf{r} + \rho/2) - Z(\mathbf{r} - \rho/2)$  в показателе экспоненты в виде

$$Z(\mathbf{r} + \rho/2) - Z(\mathbf{r} - \rho/2) \approx \rho\Gamma(\mathbf{r}). \quad (9)$$

При этом пренебрегаем в показателе экспоненты членами квадратичными по  $\rho$  и более высокого порядка, что возможно при

$$k\beta_z H \frac{l_p^2}{\Lambda^2} \ll 1, \quad (10)$$

где  $H$  — среднеквадратичная высота неровностей крупномасштабной структуры морской поверхности.

Используя замену переменных и приближения (8), (9), слагаемое  $K_1^I(\tau)$  временной корреляционной функции запишем следующим образом:

$$K_1^I(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f^2(\mathbf{r}) f^2(\mathbf{r}') \langle \sigma_{p_i p_i}^{p_0}[\Gamma(\mathbf{r})] \sigma_{p_k p_k}^{p_0}[\Gamma(\mathbf{r}' - V\tau)] \rangle d\mathbf{r} d\mathbf{r}', \quad (11)$$

где

$$\sigma_{p_i p_i}^{p_0}[\Gamma(\mathbf{r})] = h_{p_i}^{p_0}[\Gamma(\mathbf{r})] h_{p_i}^{*p_0}[\Gamma(\mathbf{r})] \int_{-\infty}^{\infty} W(\rho) e^{-i2k(\beta_{\perp} \bar{\rho} - \beta_z \Gamma(\mathbf{r}) \bar{\rho})} d\rho \quad (12)$$

— удельное дифференциальное сечение рассеяния на «мелкой» ряби, покрывающей плоскость, касательную к «крупной» волне в точке  $\mathbf{r}$  с наклоном  $\Gamma(\mathbf{r})$ .

Как следует из (12), значение  $\sigma_{p_i p_i}^{p_0}[\Gamma(\mathbf{r})]$  определяется спектральной плотностью «ряби»

$$\Phi(\mathbf{x}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} W(\rho) e^{-i\mathbf{x}\bar{\rho}} d\rho$$

при «резонансном» волновом векторе  $\mathbf{x} = 2k(\beta_{\perp} - \Gamma(\mathbf{r})\beta_z)$ .

В результате аналогичных преобразований слагаемые  $K_2^I$  и  $K_3^I$  могут быть рассчитаны по

$$K_2^I(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(\mathbf{r}) f(\mathbf{r} + V\tau) f(\mathbf{r}') f(\mathbf{r}' + V\tau) \times \\ \times \langle \sigma_{p_i p_i}^{p_0}[\Gamma(\mathbf{r})] \sigma_{p_k p_k}^{p_0}[\Gamma(\mathbf{r}')] \rangle d\mathbf{r} d\mathbf{r}',$$

$$K_3^I(\tau) = A^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(\mathbf{r}) f(\mathbf{r} + V\tau) f(\mathbf{r}') f(\mathbf{r}' + V\tau) e^{-i4k\beta_z(\mathbf{r} + \mathbf{r}') \cdot \mathbf{z}} \times \quad (13)$$

$$\times \langle h_{p_i}^{p_0}[\Gamma(\mathbf{r})] h_{p_k}^{p_0}[\Gamma(\mathbf{r})] h_{p_i}^{p_0}[\Gamma(\mathbf{r}')] h_{p_k}^{p_0}[\Gamma(\mathbf{r}')] \rangle e^{-i4k\beta_z(\mathbf{Z}(\mathbf{r}) + \mathbf{Z}(\mathbf{r}'))} d\mathbf{r} d\mathbf{r}', \quad (14)$$

где  $A = \pi l_p^2 = \int_{-\infty}^{\infty} W(\rho) d\rho$ .

При выполнении условий

$$L^2 k^2 \beta_{\perp}^2 \gg 1; \quad \langle \Gamma^2(\mathbf{r}) \rangle \ll 1 \quad (15)$$

вкладом слагаемого  $K_3^I$  во временную корреляционную функцию можно пренебречь. В неравенстве (15)  $\langle \Gamma^2(\mathbf{r}) \rangle$  — дисперсия наклонов крупномасштабной поверхности  $Z(\mathbf{r})$ .

Таким образом,

$$K^I(\tau) = K_1^I(\tau) + K_2^I(\tau) = \\ = \int_{-\infty}^{\infty} f(\mathbf{r}) f(\mathbf{r}') \{ \langle \sigma_{p_i p_i}^{p_0} [\Gamma(\mathbf{r})] \sigma_{p_k p_k}^{p_0} [\Gamma(\mathbf{r}' - V\tau)] \rangle f(\mathbf{r}) f(\mathbf{r}') + \\ + f(\mathbf{r} + V\tau) f(\mathbf{r}' + V\tau) \langle \sigma_{p_i p_i}^{p_0} [\Gamma(\mathbf{r})] \sigma_{p_k p_k}^{p_0} [\Gamma(\mathbf{r}')] \rangle \} d\mathbf{r} d\mathbf{r}'. \quad (16)$$

Введем энергетический спектр флуктуаций интенсивности рассеянного поля:

$$S^I(\nu) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} K^I(\tau) e^{-i\nu\tau} d\tau. \quad (17)$$

С учетом выражения (16) из (17) следует

$$S^I(\nu) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\nu\tau} d\tau \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(\mathbf{r}) f(\mathbf{r}') \{ f(\mathbf{r}) f(\mathbf{r}') \langle \sigma_{p_i p_i}^{p_0} [\Gamma(\mathbf{r})] \times \\ \times \sigma_{p_k p_k}^{p_0} [\Gamma(\mathbf{r}' - V\tau)] \rangle + f(\mathbf{r} + V\tau) f(\mathbf{r}' + V\tau) \times \\ \times \langle \sigma_{p_i p_i}^{p_0} [\Gamma(\mathbf{r})] \sigma_{p_k p_k}^{p_0} [\Gamma(\mathbf{r}')] \rangle \} d\mathbf{r} d\mathbf{r}'. \quad (18)$$

В общем случае, когда поляризации  $p_0, p_i, p_k$  приемно-передающей системы выбраны произвольно, а рассеивающая поверхность имеет конечную проводимость, удельное дифференциальное сечение рассеяния зависит от  $\Gamma_x(\mathbf{r})$  — наклонов крупномасштабной поверхности, которые перпендикулярны плоскости падения. Поскольку для реальной морской поверхности  $|\Gamma(\mathbf{r})| \ll 1$ , воспользуемся разложением  $\sigma[\Gamma(\mathbf{r})]$  (индексы  $p_0, p_i, p_k$ , учитывающие поляризации приемно-передающей системы, опускаем) в ряд по наклонам  $\Gamma(\mathbf{r}) = \{\Gamma_x(\mathbf{r}), \Gamma_y(\mathbf{r})\}$  крупномасштабной поверхности, ограничиваясь при этом квадратичными членами разложения:

$$\sigma[\Gamma_x(\mathbf{r}), \Gamma_y(\mathbf{r})] = \sigma_0 + \sum_l \sigma_l \Gamma_l(\mathbf{r}) + \sum_{l,m} \sigma_{l,m} \Gamma_l(\mathbf{r}) \Gamma_m(\mathbf{r}), \quad (19)$$

где

$$\sigma_0 = \sigma[\Gamma_x(\mathbf{r}), \Gamma_y(\mathbf{r})]_{|\Gamma(\mathbf{r})=0}; \quad l, m = x, y \\ \sigma_l = \left. \frac{\partial \sigma[\Gamma_x(\mathbf{r}), \Gamma_y(\mathbf{r})]}{\partial \Gamma_l(\mathbf{r})} \right|_{|\Gamma(\mathbf{r})=0}; \\ \sigma_{l,m} = \left. \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \sigma[\Gamma_x(\mathbf{r}), \Gamma_y(\mathbf{r})]}{\partial \Gamma_l(\mathbf{r}) \partial \Gamma_m(\mathbf{r})} \right|_{|\Gamma(\mathbf{r})=0}.$$

Отметим, что коэффициенты разложения в (19)  $\sigma_0, \sigma_l, \sigma_{lm}$ , так же как и удельное дифференциальное сечение рассеяния  $\sigma[\Gamma(\mathbf{r})]$ , зависят от длины волны излучения  $\lambda$ , поляризаций  $p_i, p_k$  и  $p_0$  — передающей системы и угла облучения  $\psi$ .

Исходя из (19)  $\langle \sigma [\Gamma(\mathbf{r})] \sigma [\Gamma(\mathbf{r}')] \rangle$  представим в виде:

$$\langle \sigma [\Gamma(\mathbf{r})] \sigma [\Gamma(\mathbf{r}')] \rangle = \sigma_0^2 + \sum_{l, m} \{ \sigma_0 \sigma_{l, m} \langle \Gamma_l(\mathbf{r}) \Gamma_m(\mathbf{r}) \rangle + \sigma_l \sigma_m W_{\Gamma_l \Gamma_m}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \}, \quad (20)$$

где  $W_{\Gamma_l \Gamma_m}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \langle \Gamma_l(\mathbf{r}) \Gamma_m(\mathbf{r}') \rangle$  — пространственная функция корреляции наклонов крупномасштабной морской поверхности.

Используя выражение (20), из (18) получаем выражение для энергетического спектра флуктуаций интенсивности отраженного сигнала в виде суммы спектров:

$$S^I(\nu) = S_1^I(\nu) + S_2^I(\nu) + S_3^I(\nu) + S_4^I(\nu), \quad (21)$$

где

$$S_1^I(\nu) = Q_1 \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\nu\tau} d\tau \left( \int_{-\infty}^{\infty} f^2(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \right)^2, \quad (22)$$

$$S_2^I(\nu) = Q_1 \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\nu\tau} d\tau \int_{-\infty}^{\infty} f(\mathbf{r}) f(\mathbf{r}') f(\mathbf{r} + \mathbf{V}\tau) f(\mathbf{r}' + \mathbf{V}\tau) d\mathbf{r} d\mathbf{r}', \quad (23)$$

$$S_3^I(\nu) = \sum_{l, m} \frac{\sigma_l \sigma_m}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\nu\tau} d\tau \int_{-\infty}^{\infty} f(\mathbf{r}) f(\mathbf{r}') f(\mathbf{r} + \mathbf{V}\tau) f(\mathbf{r}' + \mathbf{V}\tau) \times \\ \times W_{\Gamma_l \Gamma_m}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') d\mathbf{r} d\mathbf{r}', \quad (24)$$

$$S_4^I(\nu) = \sum_{l, m} \frac{\sigma_l \sigma_m}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\nu\tau} d\tau \int_{-\infty}^{\infty} f^2(\mathbf{r}) f^2(\mathbf{r}') W_{\Gamma_l \Gamma_m}(\mathbf{r} - \\ - \mathbf{r}' + \mathbf{V}\tau) d\mathbf{r} d\mathbf{r}', \quad (25)$$

где

$$Q_1 = \frac{1}{2\pi} \left( \sigma_0^2 + \sum_{l, m} \sigma_0 \sigma_{l, m} \langle \Gamma_l(\mathbf{r}) \Gamma_m(\mathbf{r}) \rangle \right).$$

Как следует из выражений (22) и (23)  $S_1^I(\nu) \sim \delta(\nu)$ , а эффективная ширина спектра  $S_2^I(\nu) - \Delta\nu_0$  обратно пропорциональна  $\tau = \frac{L}{V}$  — времени пролета характерного размера освещенного участка на поверхности моря и не зависит от статистических параметров рассеивающей поверхности. Оценим теперь вклад спектров  $S_3^I(\nu)$  и  $S_4^I(\nu)$  в энергетический спектр флуктуаций интенсивности  $S^I(\nu)$  в двух предельных случаях  $-L \gg l_{\max}$  и  $L \ll l_{\min}$ . Здесь  $l_{\max}$ ,  $l_{\min}$  — максимальный и минимальный радиусы корреляции наклонов трехмерной анизотропной поверх-

ности  $Z(\mathbf{r})$ , которые зависят от азимутального угла  $\varphi'$  в плоскости  $\{x, y\}$  и определяются соотношением

$$I_{l,m}(\varphi') = \int_{-\infty}^{\infty} W_{\Gamma_l \Gamma_m}(t \cos \varphi', t \sin \varphi') dt. \quad (26)$$

Учитывая, что функция освещенности  $f(\mathbf{r})$  является медленной функцией координат по сравнению с  $W_{\Gamma_l \Gamma_m}(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ , в случае, когда характерный линейный размер освещенного участка  $L$  много больше пространственного радиуса корреляции наклонов крупномасштабной поверхности  $l_{\max}$ , выражения (24) и (25) преобразуются к виду

$$S_3^I(\nu) = S_4^I(\nu) \simeq \sum_{l,m} \frac{\sigma_l \sigma_m}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\nu\tau} d\tau \int_{-\infty}^{\infty} f^2(\mathbf{r}) f^2(\mathbf{r} + \mathbf{V}\tau) d\mathbf{r} \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} W_{\Gamma_l \Gamma_m}(\rho) d\rho. \quad (27)$$

В обратном предельном случае  $L \ll l_{\min}$ , рассуждая аналогично, можно показать, что

$$S_3^I(\nu) \simeq Q_2 \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\nu\tau} d\tau Y(\tau); \quad Y(\tau) = \left( \int_{-\infty}^{\infty} f(\mathbf{r}) f(\mathbf{r} + \mathbf{V}\tau) d\mathbf{r} \right)^2; \quad (28)$$

$$S_4^I(\nu) \simeq Q_3 \sum_{l,m} \frac{\sigma_l \sigma_m}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} W_{\Gamma_l \Gamma_m}(\mathbf{V}\tau) e^{-i\nu\tau} d\tau, \quad (29)$$

где

$$Q_2 = \sum_{l,m} \frac{\sigma_l \sigma_m}{2\pi} W_{\Gamma_l \Gamma_m}(0); \quad Q_3 = Y(0).$$

Из выражений (27) и (28) следует, что независимо от соотношения  $L$  и  $l$  ширина спектра  $S_3^I(\nu)$ , так же как ширина спектра  $S_2^I(\nu)$ , не зависит от статистических параметров рассеивающей поверхности, а определяется только временем пролета характерного размера освещенного участка поверхности. Как видно из выражения (27), при  $L \gg l_{\max}$  слагаемое  $S_4^I(\nu)$  совпадает со спектром  $S_3^I(\nu)$ . В обратном предельном случае  $L \ll l_{\min}$  из (29) следует, что спектр  $S_4^I(\nu)$  определяется суммой пространственных спектров наклонов крупномасштабной поверхности моря, спроектированных на направление движения летательного аппарата:

$$S_4^I(\nu) = Q_3 \sum_{l,m} \sigma_l \sigma_m \int_{-\infty}^{\infty} S_{\Gamma_l \Gamma_m}(\mathbf{x}) \delta(\nu - \mathbf{x} \cdot \mathbf{V}) d^2 \mathbf{x} =$$

$$= Q_3 \sum_{l, m} \frac{\sigma_l \sigma_m}{|V|} \int_{-\infty}^{\infty} S_{\Gamma_l \Gamma_m}(\kappa_{\parallel}, \kappa_{\perp}) d\kappa_{\perp} = Q_3 \sum_{l, m} \frac{\sigma_l \sigma_m}{|V|} \times \\ \times S_{\Gamma_l \Gamma_m} \left( \kappa_{\parallel} = \frac{v}{|V|} \right), \quad (30)$$

где  $S_{\Gamma_l \Gamma_m}(\kappa) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} W_{\Gamma_l \Gamma_m}(\rho) t^{-i\kappa \rho} d\rho$  — пространственный спектр наклонов  $\Gamma_l(\mathbf{r})$ ,  $\bar{\Gamma}_m(\mathbf{r})$  крупномасштабной морской поверхности;  $\kappa_{\parallel} = \frac{v}{|V|}$  и  $\kappa_{\perp}$  — продольная и поперечная (по отношению к вектору скорости  $V$ ) составляющие вектора  $\kappa$ .

Таким образом, при облучении взволнованной поверхности моря движущимся источником излучения характер спектра флуктуаций интенсивности отраженного сигнала  $S^I(v)$  зависит от соотношения линейных размеров освещенного участка на поверхности моря и пространственного радиуса корреляции наклонов крупномасштабной поверхности. Из анализа (22)—(25) следует: а) при  $L \gg l_{\max}$  ширина спектра флуктуаций интенсивности отраженного сигнала  $S^I(v)$  вообще не зависит от статистических параметров морского волнения, а определяется лишь скоростью полета, шириной диаграммы направленности и длительностью импульса; б) при  $L \ll l_{\min}$  флуктуации интенсивности отраженного сигнала обусловлены сменой реализаций элементов крупномасштабной поверхности моря вследствие движения источника излучения, а энергетический спектр флуктуаций отраженного сигнала  $S^I(v)$  несет информацию о пространственных спектрах  $S_{xx} \left( \frac{v}{|V|} \right)$ ,  $S_{xy} \left( \frac{v}{|V|} \right)$ ,  $S_{yy} \left( \frac{v}{|V|} \right)$ , которые являются проекциями пространственных спектров наклонов крупномасштабной морской поверхности  $S_{xx}(\kappa)$ ,  $S_{xy}(\kappa)$ ,  $S_{yy}(\kappa)$  на направление движения источника излучения.

Список литературы: 1. Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. — М.: Наука, 1972. — 276 с. 2. Курьянов Б. Ф. Рассеяние звука на шероховатой поверхности с двумя типами неровностей. — Акуст. журн., 1962, 8, № 3, с. 325—333.

Поступила в редакцию 13.12.83.

В. И. ЧЕБОТАРЕВ, канд. физ.-мат. наук,  
В. М. БАКУМЕНКО, канд. физ.-мат. наук

### СОПРЯЖЕННЫЕ БАЗИСНЫЕ ФУНКЦИИ РАЗЛОЖЕНИЙ СИГНАЛОВ В НЕОРТОГОНАЛЬНЫХ БАЗИСАХ

В современной теории сигналов используют такие их представления, которые на основе скалярного произведения образуют пару преобразований [1]. В дискретном случае это выражения вида

$$s(t) = \sum_n C_n \varphi_n(t), \quad C_n = \int_t s(t) \theta_n(t) dt, \quad (1)$$

в непрерывном —

$$s(t) = \int_v C(v) \varphi(t, v) dv; \quad C(v) = \int_t s(t) \theta(v, t) dt. \quad (2)$$

Здесь  $s(t)$  — колебание ( $t$  — время);  $C_n$ ,  $C(v)$  — обобщенный спектр ( $n$ ,  $v$  — обобщенная частота);  $\varphi_n(t)$ ,  $\varphi(t, v)$  — базисные функции (базисные ядра);  $\theta_n(t)$ ,  $\theta(v, t)$  — сопряженные базисные функции (ядра). Базисные и сопряженные базисные функции должны удовлетворять условиям [1]:

$$\int_t \varphi_m(t) \theta_n(t) dt = \delta_{mn} \quad (3)$$

— в дискретном случае и

$$\int_v \varphi(t, v) \theta(v, \tau) dv = \delta(t - \tau); \quad \int_t \varphi(t, v) \theta(\mu, t) dt = \delta(v - \mu) \quad (4)$$

— в непрерывном случае, где  $\delta_{mn}$  — символ Кронекера;  $\delta(x)$  — обобщенная функция Дирака.

Обычно в качестве базисных функций используют ортонормированные функции, так как при исследовании процессов в линейных инвариантных во времени системах это существенно упрощает задачу анализа. В случае параметрических и особенно нелинейных систем ортогональность базисных функций перестает играть положительную роль, и при исследовании сигналов в таких системах нередко более удобными оказываются неортогональные базисные функции.

Например, построение решений уравнений в виде ряда Тейлора можно рассматривать как разложение сигнала по неортогональным функциям вида  $\varphi_n(t) = t^n$ . Г. Е. Пухов [2] ввел термин «преобразования Тейлора», описал алгоритм построения решений на основе

этих преобразований, а выражение, определяющее «Тейлоровский спектр», использовал в виде

$$C_n = \frac{1}{n!} \left. \frac{d^n s(t)}{dt^n} \right|_{t=0}. \quad (5)$$

Преобразования Тейлора можно привести к виду (1), если для базисных функций  $t^n$  построить сопряженный базис. Сопряженные базисные функции  $\Theta_n(t)$  в силу условия (3) являются обобщенными функциями и с учетом свойств функции  $\delta(t)$  и ее производных  $\delta^{(n)}(t)$  получим

$$\Theta_n(t) = \frac{(-1)^n}{n!} \delta^{(n)}(t). \quad (6)$$

Таким образом, преобразования Тейлора в форме (1) представляются в виде

$$s(t) = \sum_{n=0}^{\infty} C_n t^n; \quad C_n = \frac{(-1)^n}{n!} \int_{-\infty}^{\infty} s(t) \delta^{(n)}(t) dt. \quad (7)$$

Сопоставляя второе выражение в (7) и (5), видим, что они эквивалентны.

Другим примером распространенного разложения сигналов по неортогональным функциям, сопряженный базис которых не используется в форме скалярного произведения, является разложение по обобщенным функциям Хевисайда  $\sigma(t)$ , называемое иногда интегралом Дюамеля. В этом случае  $\varphi(t, \nu) = \sigma(t - \nu)$  и

$$s(t) = \int_{-\infty}^{\infty} C(\nu) \sigma(t - \nu) d\nu, \quad (8)$$

где  $C(\nu) = ds(t)/dt$ ,  $t = \nu$ .

Учитывая (4) и используя свойства дельта-функции  $\delta(t)$  и ее производной  $\delta^{(1)}(t)$ , находим сопряженный базис

$$\theta(\nu, t) = (-1) \delta^{(1)}(\nu - t). \quad (9)$$

Тогда искомая пара преобразований примет вид

$$s(t) = \int_{-\infty}^{\infty} C(\nu) \sigma(t - \nu) d\nu; \quad C(\nu) = - \int_{-\infty}^{\infty} \rho(t) \delta^{(1)}(\nu - t) dt. \quad (10)$$

Список литературы: 1. Френкс Л. Теория сигналов.— М.: Сов. радио, 1974.— 344 с. 2. Пухов Г. Е. Преобразования Тейлора и их применение в электротехнике и электронике.— К.: Наук. думка, 1978.— 260 с.

Поступила в редколлегию 16. 12.83.

Э. Д. ПРОХОРОВ, д-р физ.-мат. наук,  
Н. Е. ПОЛЯНСКИЙ, А. А. ДРОГАЧЕНКО

### Пороговые напряженности электрического поля в коротких диодах Ганна с $m-n^+-n$ -катодом

По мере укорочения длины диодов Ганна (до 1—2 мкм и менее) с контактом металл—полупроводник возрастают пороговые напряженности электрического поля  $E_n$  [1]. Как показали исследования, аналогичный эффект имеет место и в диодах Ганна с  $m-n^+$ -катодным контактом.

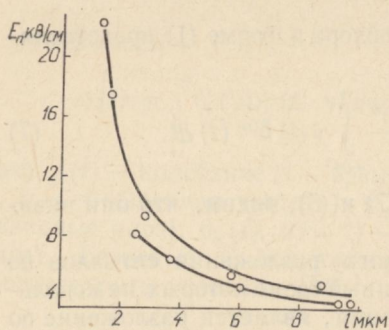


Рис. 1

Для экспериментального изучения этого эффекта изготавливали диоды Ганна на эпитаксиальном арсениде галлия  $n$ -типа, выращенном на  $n^+$ -подложке (далее обозначена как  $n_n^+$ ) с концентрацией примеси  $\sim 5 \cdot 10^{17}$  —  $10^{18}$  см $^{-3}$ . Условия выбора параметров  $n$ -области были такими же, как и в работе [1]. Используемый арсенид галлия имел контактный  $n^+$ -слой (обозначим его как  $n_k^+$ -слой), выращенный на  $n$ -слое. Концентрация примесей в контактном слое составляла  $\sim 5 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$ , а толщина этого слоя  $\sim 1$  мкм. Для создания катодного контакта и контакта со стороны подложки использовали сплав  $(AuGe)_{эвт} + Ni$ . Диоды изготавливали по технологии, описанной в работе [2]. Готовая структура диода ( $m-n_k^+-n-n_n^+-m$ ) включалась в цепь постоянного смещения так, что  $m-n_k^+$ -область являлась катодом, а  $n_n^+$ -анодом. Металлический контакт со стороны анода на вольт-амперную характеристику (ВАХ) не оказывал заметного действия из-за большой протяженности  $n_n^+$ -области (ее длина была  $\sim 50$ — $80$  мкм). Длина активной области диодов — от 10 до 2,5 мкм.

Как показал эксперимент, значение пороговых напряженностей электрического поля исследуемых диодов в случае длинной активной области, равной  $\sim 10$  мкм, составляет 3,5 кВ/см (рис. 1). Это полностью соответствует известным теоретическим расчетам и свидетельствует о низком сопротивлении контактов. С уменьшением длины активной области наблюдается значительный рост пороговой напряженности электрического поля. Для длины активной области, равной 2,5 мкм,  $E_n$  составляет  $\sim 8$  кВ/см. Такой сильный рост пороговой напряженности электрического поля, по-видимому, определяется (как и в случае  $m-n$ -контакта) увеличивающимся

падением напряжения на катодном контакте, сказывающимся на общем падении напряжения на диоде. Зависимости  $E_n(l)$  для длинных диодов с  $m-n^+-n$ - (рис. 1, кривая 2) и  $m-n$ - (рис. 1, кривая 1) контактами примерно совпадают. Короткие диоды с  $m-n^+-n$ -контактом имеют несколько меньшие значения  $E_n$ , чем диоды с  $m-n$ -контактом.

Поскольку в  $n^+$ -катодной области создается контакт, аналогичный контакту  $m-n$  (описанному в [1]), то в рассматриваемой структуре диода необходимо учитывать катод не в виде  $n^+-n$ , а в виде  $m-n^+-n$ . Катодный контакт  $n^+-n$  в чистом виде не должен вносить дополнительный вклад в падение напряжения, а контакт  $m-n^+-n$  вносит его за счет обедненной  $m-n^+$ -области, причем вклад этого падения напряжения с уменьшением длины диода должен увеличиваться.  $m-n^+-n$ -катод есть реальный вариант идеализированного двухзонного катода (о преимуществах которого неоднократно сообщалось). Вклад падения напряжения на таком катоде в общее падение напряжения на структуре зависит от высоты потенциального барьера  $m-n^+$ -контакта, толщины  $n^+$ -области, концентрации примесей в  $n^+$ -области, концентрации примесей в  $n$ -области и ее длины.

Детальные экспериментальные и теоретические исследования этих зависимостей отсутствуют. Качественное объяснение зависимости рис. 1 дано ниже. Заметим, что  $m-n^+-n$ -катод с тонкой  $n^+$ -областью (такой длиной  $n^+$ -области, при которой напряженности электрических полей  $m-n^+$  и  $n^+-n$  перекрываются) может оказаться предпочтительнее  $m-n$ -контакта (о достоинствах его сказано в [1]).

Во-первых, на таком контакте будет меньше падение напряжения, чем на  $m-n$ -контакте. Действительно, при одной и той же высоте барьера степень обеднения электронами на границе с металлом у  $m-n^+$ -контакта меньше, чем у  $m-n$ -контакта (концентрация электронов в  $n^+$ -области у металла больше концентрации электронов у металла в  $n$ -области). Следовательно, и сопротивление  $R_{m-n^+} < R_{m-n}$ , и падение напряжения  $U_{m-n^+} < U_{m-n}$  при одинаковых токах. Это подтверждают зависимости  $E_n(l)$  для приборов с  $m-n$ - и  $m-n^+-n$ -катодами (рис. 1). Средняя пороговая напряженность в приборах с выращенным  $n^+$ -катодным слоем с уменьшением  $l$  возрастает меньше, чем в приборах с  $m-n$ -катодным контактом.

Во-вторых,  $m-n^+-n$ -катод, представляющий собой двухзонный катод, может повысить эффективность генерации приборов с междолинным переносом электронов и увеличить частотный диапазон работы. Это возможно при оптимальной длине  $n^+$ -области и концентрации электронов (примесей) в ней. Отметим, что  $m-n^+-n$ -катод инжектирует в активную  $n$ -область электроны с повышенной энергией. Особенности  $m-n^+-n$ -катода иллюстрируют распределение концентрации (рис. 2, а), поля (б) и энергетическая диаграмма (б) в состоянии равновесия (кривая 1) и с приложенным электриче-

ским полем (кривая 2). При приложении внешнего электрического поля электроны с высокой энергией из металла инжектируются через  $n^+$ -область в  $n$ -область посредством туннельного эффекта и термоэлектронной эмиссии. Обладая высокой энергией, они способны сразу же попадать в верхние долины и вызывать образование заряженного слоя или дипольного домена, и это происходит при относительно низких напряженностях электрического поля у катода (на рис. 2 — поле у катода везде низкое). Таким образом,  $m-n^+-n$ -катод при оптимальных параметрах  $n^+$ -слоя устраняет

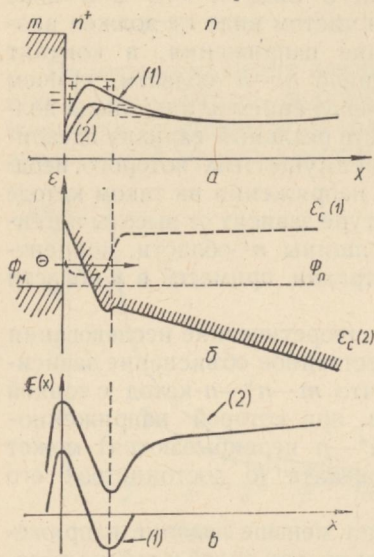


Рис. 2

мертвую зону у катода в приборах с междолинным переносом электронов (так же, как это происходит у  $m-n$ -катода), приводит в соответствие частоту генерируемых колебаний с длиной  $n$ -области, позволяет получать более высокочастотные колебания в приборах с междолинным переносом электронов по сравнению с приборами с  $n^+-n$ -катодом.

Из сказанного выше следует: наличие эпитаксиального  $n^+$ -слоя, выращенного на катоде с толщиной доли — единицы мкм, желательно в высокочастотных приборах с междолинным переносом электронов;

особенности создания металлического контакта к катодному  $n^+$ -слою (так же, как и в случае  $m-n$ -контакта) будут в большой

мере определять характеристики приборов, их эффективность генерации и частотный диапазон работы, т. е. высота потенциального барьера  $m-n^+$ -контакта столь же важна, как и в случае  $m-n$ -контакта;

наличие тонкого  $n^+$ -слоя на катоде не означает, что прибор имеет катодный контакт  $n^+-n$ ;

ВАХ приборов с междолинным переносом электронов (в частности  $E_n(l)$ ) для  $m-n$ ,  $m-n^+-n$  и  $n^+-n$  катодных контактов должны различаться, по-видимому, наибольшие  $E_n(l)$  у  $m-n$ -контактов, наименьшие — у  $n^+-n$ -контактов, контакты  $m-n^+-n$ , по этому параметру должны занимать промежуточное значение.

Соответствующие энергетические характеристики приборов для разных типов контактов необходимо еще исследовать и сравнивать.

Список литературы: 1. Прохоров Э. Д., Полянский Н. Е., Дрогаченко А. А. Влияние контактов на вольтамперные характеристики и частотные возможности приборов с междолинным переносом электронов. — Вестн. Харьк. ун-та, 1984, № 255. Прикл. задачи радиофизики, с. 98—101. 2. Полян-

ский Н. Е., Дрогаченко А. А., Золотарев Е. С. и др. Экспериментальное исследование частотных возможностей диодов Ганна на основе GaAs. — Вестн. Харьк. ун-та, 1979, № 180. Радиофизика и электроника, вып. 8, с. 84—87.

Поступила в редколлегию 28.01.84.

УДК 621.382.2

Ю. В. АРКУША, А. А. ДРОГАЧЕНКО,  
Э. Д. ПРОХОРОВ, д-р физ.-мат. наук

### ВЛИЯНИЕ ИНЕРЦИОННОСТИ МЕХАНИЗМОВ ПЕРЕНОСА НА ЧАСТОТНЫЕ СВОЙСТВА ДИОДА ГАННА

---

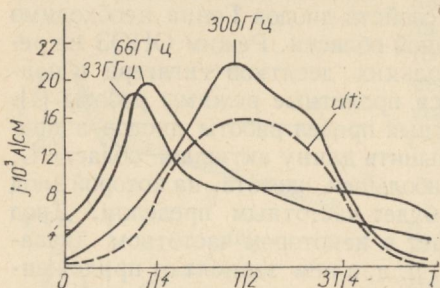
При исследовании частотных свойств диодов Ганна необходимо учитывать конечную длину активной области. Режим ОНОЗ не реализуется на частотах выше нескольких десятков гигагерц и наиболее высокочастотными являются пролетные режимы работы [1]. Для того чтобы установить частотный предел работы диодов в пролетном режиме, необходимо уменьшить длину активной области  $l_a$ , увеличивая концентрацию  $n$ . Наибольшая частота, на которой диод проявляет активные свойства, и будет частотным пределом. Диод каждой конкретной длины работает в некотором частотном диапазоне. Этот диапазон и значения к. п. д. в нем зависят от приложенного постоянного напряжения, амплитуды приложенного переменного напряжения, концентрации электронов в активной области и др. Рассмотрим, как влияет инерционность процессов переноса электронов на частотные свойства и эффективность диодов Ганна.

Теоретически исследовали образцы GaAs с длиной активной области  $l_a = 2,5$  мк и концентрацией  $n = 5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>. Методами численного моделирования с помощью двухтемпературной модели [2] рассматривали зависимость формы тока через диод от частоты (рис. 1). При расчетах принимали, что к диоду приложено помимо постоянного переменное напряжение  $u(t) = u_0 - u_1 \cos \omega t$ . К активной области с двух сторон примыкали области с концентрацией ( $n^+$ -области) приблизительно на порядок выше, чем в активной  $n$ -области. У катода располагался слой пониженного легирования длиной  $\sim 0,1 l_a$  с концентрацией на порядок меньшей, чем  $n$ . Этот слой позволяет создать высокое поле у катода, которое сокращает так называемую «мертвую зону» (часть полупроводника, на которой электроны набирают энергию, необходимую для перехода в более высокую долину) и в конечном счете улучшает эффективность диода. Принято, что температура кристаллической решетки  $T_0 = 300$  К. При напряжении  $u_0$ , превышающем пороговое, в образце возникают высокочастотные колебания.

Обращение к двухтемпературной модели для данных расчетов обусловлено тем, что в случае приборов миллиметрового диапазона учитываются инерционные эффекты, связанные с конечностью вре-

мен разогрева и установлением средней дрейфовой скорости электронов. Недостаток удобной локальной полевой модели состоит в том, что для расчетов применяется установившаяся зависимость средней дрейфовой скорости электронов от поля. Когда время формирования неоднородности и ее пролета от катода к аноду становится сравнимым с временем установления зависимости  $V(E)$ , такая модель может привести к неверным результатам. Кроме того, выбранная двухтемпературная модель пригодна для расчета структур с большими градиентами электрических полей, поскольку при решении кинетического уравнения Больцмана была учтена пространственная неоднородность.

Рассчитанные зависимости плотности тока через диод длиной 2,5 мк для различных частот приложенного СВЧ напряжения и



форма СВЧ напряжения (рисунок) свидетельствуют о том, что с увеличением частоты максимум формы тока смещается, уменьшая сдвиг фаз между током и приложенным напряжением. Такой сдвиг связан с все большим влиянием инерционных эффектов при повышении частоты. Амплитуда первой гармоники, взятой в противофазе с при-

ложенным напряжением (оптимальные условия для генератора), уменьшается, и на определенной частоте диод теряет свои активные свойства  $\eta = 0$ . Таким образом, на высокочастотном краю диапазона частот, в котором работает диод конкретной длины, эффективность снижается из-за ухудшения фазовых соотношений между током, протекающим через диод, и приложенным напряжением. При низких частотах эффективность уменьшается по другой причине. Фазовые соотношения улучшаются, но зато уменьшается максимальное значение тока и отношение максимального значения тока к минимальному (см. рисунок), следовательно, уменьшается амплитуда первой гармоники тока и к. п. д. Зависимость эффективности от частоты имеет оптимум для каждой конкретной длины диода.

Эффекты инерционности играют важную принципиальную роль в приборах с междолинным переносом электронов. В некоторых случаях, как, например, в нашем, они ограничивают работу приборов, иногда улучшают ее (всплеск скорости при достаточно быстром изменении электрического поля). Описанные эффекты необходимо изучать с целью оптимизации данных приборов.

Список литературы: 1. Jones D., Rees H. D. Electron-relaxation effects in transferreol-electron devices reveled by new simylation method.— Electron. Lett., 1972, N 8, p. 363. 2. Моделирование на ЭВМ диодов Ганна миллиметро-

УДК 621.382.2

Н. А. ШЕХОВЦОВ, канд. физ.-мат. наук,  
А. А. МИШНЕВ, Н. А. ШЕХОВЦОВА

### ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ ИНЖЕКТИРУЮЩЕГО ЗАПОРНОГО $m-p$ -КОНТАКТА ДЛИННОЙ $m-p-m$ -СТРУКТУРЫ

В теории  $p-n-n^+$  диодов [1] решение системы уравнений, описывающих поведение носителей заряда в областях объемного заряда  $p-n$  и  $n^+-n$ -переходов, связано с математическими трудностями. Так, система уравнений для квазинейтральной области полупроводника решается с помощью приближений.

При этом выбирают граничные условия для концентраций носителей заряда обоих знаков и их токов, отражающие поведение носителей заряда в области объемного заряда  $p-n$  и  $n^+-n$ -переходов. На границах областей объемного заряда  $p-n$  и  $n^+-n$ -переходов задается зависимость концентраций электронов и дырок от падения напряжения на переходе, исходя из распределения их концентраций в области объемного заряда по закону Больцмана. Однако при динамическом равновесии  $p-n$  и  $n^+-n$ -переходов распределение концентрации электронов и дырок в области объемного заряда отличается от распределения Больцмана. Электронный и дырочный токи на границах области объемного заряда  $p-n$  и  $n^+-n$ -переходов выражаются через коэффициенты инжекции неосновных и основных носителей заряда и суммарный ток. Причем зависимость коэффициентов инжекции от тока остается неизвестной.

Эти зависимости установлены путем рассмотрения токов неосновных носителей заряда в средней и крайних областях  $p-n-n^+$ -диода. Однако в работе [2] полагали, что зависимость коэффициента инжекции  $p-n$ -перехода от тока обусловлена в основном процессами в области объемного заряда.

При выведении уравнений для вольт-амперной характеристики длинной  $m-p-m$ -структуры с запирающими  $m-p$ -контактами в работе [3] основывались на следующих положениях. Зависимость коэффициента инжекции  $m-p$ -контакта  $\gamma_n$  от тока  $j$  обусловлена процессами в области объемного заряда контакта и задана. Концентрации неравновесных электронов у инжектирующего  $m-p$ -контакта  $\Delta n(0)$  и разность концентраций неравновесных электронов и дырок вдоль  $p$ -области  $\delta(x) = \Delta n(x) - \Delta p(x)$ , т. е. квазинейтральность  $p$ -области, обусловлены зависимостью  $\gamma_n = f(j)$ .

Зависимость  $\Delta n(0) = f(j)$  характеризуется следующей особенностью: при  $\gamma_n = 0, j \neq 0$ , что соответствует омическому контакту,

$\Delta n(0) \neq 0$ , а должно быть  $\Delta n(0) = 0$ . Покажем, что этот результат получен вследствие описания процессов в квазинейтральной  $p$ -области с помощью коэффициента инжекции  $m$ - $p$ -контакта в виде  $\gamma_n = j_n(0)/j$ , характеризующего процессы в области объемного заряда  $m$ - $p$ -контакта.

Токи инжекции  $m$ - $p$ -контакта и токи в квазинейтральной  $p$ -области  $m$ - $p$ - $m$ -структуры электронный  $j_n(x)$  и дырочный  $j_p(x)$  описываются одинаковыми уравнениями:

$$j_n(x) = q\mu_n n(x) E(x) + qD_n \frac{dn}{dx}; \quad (1)$$

$$j_p(x) = q\mu_p p(x) E(x) - qD_p \frac{dp}{dx}; \quad (2)$$

$$j = j_n(x) + j_p(x). \quad (3)$$

Нами приняты те же обозначения, что в работе [3].

В области объемного заряда  $m$ - $p$ -контакта при термодинамическом равновесии, т. е. при  $\Delta n(x) = 0$  и  $E(x) \neq 0$  токи  $j_n = j_p = j = 0$  и  $\gamma_n = 0$ . При динамическом равновесии  $m$ - $p$ -контакта  $j_n \neq 0$ ,  $j_p \neq 0$ ,  $j \neq 0$  и  $\gamma_n \neq 0$ .

Однако в  $p$ -области в случае  $\gamma_n = 0$  может быть  $j \neq 0$ , что соответствует омическому, а не запиорному  $m$ - $p$ -контакту. Учитывая, что при  $\gamma_n = 0$  и  $j \neq 0$  должно быть  $\Delta n(x) = 0$ , из (1) — (3) формально получаем  $\gamma_n = j_n(0)/j = bn_p/p_p + bn_p \neq 0$ . Выражение для  $E(x)$ , определяемое из (1) — (3), не содержит функциональной зависимости  $\Delta n(x)$  от  $j$ . Следовательно, нет оснований считать, что при  $\Delta n(x) = 0$  должно быть  $j = 0$ , хотя справедливость этого очевидна.

Чтобы при  $\gamma_n = 0$  в  $p$ -области было  $j_n = 0$ , соотношение суммарного и максимального электронного токов в  $p$ -области необходимо характеризовать коэффициентом инжекции неравновесных электронов, который записывается в виде

$$\gamma_{nh} = \frac{j_n(0) - j_{no}(0)}{j}, \quad (4)$$

где

$$j_{no}(0) = q\mu_n n_p E(0). \quad (5)$$

При  $E(0) = 0$  из (4), (5) получаем  $\gamma_{nh} = j_n(0)/j = \gamma_n$ . Таким образом, при диффузионном переносе носителей заряда в  $p$ -области  $m$ - $p$ - $m$ -структуры коэффициенты инжекции электронов  $\gamma_n$  и неравновесных электронов  $\gamma_{nh}$  одинаковые.

Используя коэффициент  $\gamma_{nh}$ , зависимость  $\Delta n(0) = f(j)$  запишем в виде

$$\begin{aligned} \Delta n(0) = & -\frac{1}{4} \left[ (b - (b + 1) \gamma_{nh}) \frac{jL_n}{qD_n} + p_p + bn_p \right] \pm \\ & \pm \frac{1}{4} \left\{ \left[ (b - (b + 1) \gamma_{nh}) \frac{jL_n}{qD_n} + p_p + bn_p \right]^2 + (p_p + bn_p) \frac{8\gamma_{nh} jL_n}{qD_n} \right\}^{1/2}. \end{aligned} \quad (6)$$

Из выражения (6) при  $\gamma_{nn} = 0$  и  $j = 0$  или  $j \neq 0$  имеем  $\Delta n(0) = 0$ . Таким образом, зависимость  $\Delta n(0) = f(j)$  в виде (6) справедлива для различных значений  $\gamma_{nn}$ , включая  $\gamma_{nn} = 0$ , т. е. случай омического контакта вместо запорного.

Получить зависимость  $\gamma_{nn} = f(j)$  в аналитическом виде из рассмотрения процессов в области объемного заряда  $m-p$ -контакта сложно. Экспериментальная методика нахождения этой зависимости отсутствует. Однако экспериментально можно выснить зависимость  $\gamma_n = f(j)$ , поэтому установим связь между коэффициентами  $\gamma_{nn}$  и  $\gamma_n$ .

Связь между коэффициентами  $\gamma_{nn}$  и  $\gamma_n$  из (4) получаем в виде

$$\gamma_{nn} = \gamma_n - \frac{j_{no}(0)}{j}. \quad (7)$$

Для длинной  $m-p-m$ -структуры, рассмотренной в [3], с учетом влияния коэффициента  $\gamma_n$  на  $\Delta n(0)$  и  $\delta(x) = \Delta n(x) - \Delta p(x)$  уравнение (7) преобразуется к виду

$$\gamma_{nn} = \frac{\Delta n(0)}{\Delta n(0) - n_p} \left( \gamma_n - \frac{qD_n n_p}{jL_n} \right). \quad (8)$$

Из выражения (8) видно, что при  $\Delta n(0) = 0$ , когда  $\gamma_n = bn_p/p_p + + bn_p$ , получается  $\gamma_{nn} = 0$ .

Таким образом, при рассмотрении процессов квазинейтральной области диодной структуры необходимо использовать коэффициент инжекции неосновных неравновесных носителей заряда.

**Список литературы:** 1. Адирович Э. И., Карагеоргий-Алкалаев П. М., Лейдерман А. Ю. Токи двойной инжекции в полупроводниках. — М.: Сов. радио, 1978. — 269 с. 2. *The forward biased, abrupt p-n function* / Н. Guckel, А. Demirkol, D. С. Tomas e. a. — *Solid State Electron*, 1982, 25, N 2, p. 105—113. 3. Шеховцов Н. А., Мишнев А. А., Комарь В. К. Вольт-амперная характеристика длинной  $m-p-m$ -структуры с учетом квазинейтральной  $p$ -области. — Опт. и сцинтилляц. материалы, 1982, вып. 9, с. 58—64.

Поступила в редколлегию 24.01.84.

УДК 621.315.592

А. И. КОСТИН, В. М. СВЕТЛИЧНЫЙ, канд. физ.-мат. наук

#### РАССЕЯНИЕ ИМПУЛЬСА И ЭНЕРГИИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В $\text{InSb} - \text{NiSb}$

В двухфазной системе  $\text{InSb} - \text{NiSb}$  полупроводниковая матрица из  $\text{InSb}$  содержит определенным образом ориентированные иглообразные включения металлической фазы —  $\text{NiSb}$ . На основе измерений зависимости температуры и удельной электропроводности, а также анализа данных о разогреве носителей в области тепловых электронов нами были высказаны соображения о характере рассея-

ния импульса и энергии электронов в этом материале [1]. Ниже приведены расчеты времен релаксации импульса и энергии электронов на границе раздела фаз, которые служат для оценок качественного характера. В связи с этим в них использовано представление об эффективной электронной температуре  $T$ , отличной от температуры кристаллической решетки  $T_0$ .

Будем рассматривать иглообразные включения в виде системы длинных тонких цилиндров, образующие которых параллельны оси  $Oz$ . Среднее расстояние между осями цилиндров  $l$  в плоскости  $xOy$  принимается равным  $N^{-1/2}$ . При такой ориентации игл  $z$ -компонента скорости носителей не влияет на расстояние импульса и задачу можно свести к двумерной, рассматривая движение электронов в плоскости  $xOy$  со средней скоростью  $v_{xy} = \sqrt{2/3}v$  ( $v$  — их средняя тепловая скорость), поскольку при малой дрейфовой скорости  $v_x^2 \approx v_y^2 \approx v_z^2$ . Подсчет числа соударений носителя с иглами в единицу времени дает

$$v_N = v'_N \cdot \frac{\pi d^2}{4l^2} = \frac{\pi d}{4l^2} v_{xy}, \quad (1)$$

откуда время релаксации импульса на иглах для носителя, движущегося со скоростью  $v$ :

$$\tau_N = \frac{4\sqrt{2}}{\pi\sqrt{2}Nvd} = \frac{2\sqrt{3}m^*}{\pi Nd} \mathcal{E}^{-1/2}, \quad (2)$$

где  $\mathcal{E} = m^*v^2/2$  — энергия носителя,  $m^*$  — его эффективная масса. Как видно из (2), время релаксации импульса при рассеянии носителей на иглах зависит от энергии в соответствии со стандартной формулой  $\tau(\mathcal{E}) = a(T_0)\mathcal{E}^{-s}$ . Зависимость от энергии в этом случае получается такой же, как и при рассеянии на акустических колебаниях решетки, т. е.  $s = 1/2$ , однако в отличие от указанного случая, где  $a(T_0) \sim T_0^{-1}$ , при рассеянии на иглах  $a(T_0) \sim T_0^0$ .

Выражение (2) с точностью до постоянного множителя  $8\sqrt{2}/\pi\sqrt{3} \approx 2,08$  совпадает с формулой, полученной Ридом для рассеяния импульса на дислокациях [2], хотя Рид использовал другую технику вычислений, рассматривая дислокации как тонкие длинные заряженные цилиндры, с которыми взаимодействуют носители.

Оценки показывают, что вплоть до температуры жидкого азота рассеяние на иглах существенно не влияет на время релаксации импульса. Следовательно, наблюдаемое экспериментально уменьшение подвижности электронов в InSb—NiSb по сравнению с InSb связано с иными механизмами рассеяния импульса, в частности с загрязнением материала матрицы примесями, возникновением дислокаций вследствие механических напряжений вблизи поверхности раздела фаз и т. п. Оценить вклад рассеяния на иглах при более низких температурах не представляется возможным из-за отсутст-

вия надежных сведений о подвижности электронов в InSb в этом интервале температур.

Определение времени релаксации импульса носит качественный характер, так как длина свободного пробега электронов в InSb—NiSb оказывается меньше диаметра игл и расстояния между иглами.

Температурная зависимость подвижности, обусловленной рассеянием на иглах, отличается от температурной зависимости подвижности при рассеянии на акустических колебаниях:

$$\langle \tau_N \rangle = \frac{8}{Nd} \sqrt{\frac{m^*}{3\pi^3 k T_0}}, \quad (3)$$

т. е.  $\mu_N \sim T_0^{-1/2}$ , если не учитывать температурной зависимости эффективной массы. Зависимость подвижности носителей от эффективной температуры электронного газа, согласно выражению (3), остается той же, что и при рассеянии на акустических колебаниях решетки:

$$\frac{\mu_N(T)}{\mu_{N_0}} = \left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/2}, \quad (4)$$

где  $\mu_{N_0}$  — подвижность носителей в слабых полях, когда разогрев не пренебрежимо мал.

Иглообразные включения металлической фазы в InSb—NiSb относятся к статическим дефектам, поэтому потери энергии при рассеянии на них должны быть равными нулю. Своеобразие дефектов заключается в том, что они, по-видимому, являются эффективными центрами рекомбинации: в этом материале отмечена эффективная генерация шумового СВЧ излучения [2, 3]. Носители, попадая на границу раздела фаз, полностью теряют свою энергию. Вместо рекомбинирующих носителей вследствие тепловой генерации в материале появляются носители, у которых распределение по энергиям соответствует температуре решетки. Если электронный газ в InSb—NiSb разогрев электрическим полем, то рекомбинирующие носители уносят из электронной системы больше энергии, чем привносят в нее вновь генерируемые носители.

Рассчитаем энергию, привносимую носителями на единицу поверхности раздела фаз в единицу времени. Если рассматривать электроны, компоненты скоростей которых заключены в интервалах  $v_x - v_x + dv_x$ ,  $v_y - v_y + dv_y$ ,  $v_z - v_z + dv_z$ , то на единичную площадку, перпендикулярную оси  $Ox$ , в единицу времени попадают  $dn_x = v_x dn_{\rightarrow}$  носителей [4], где  $dn_{\rightarrow}$  для невырожденного электронного газа определяется известным выражением:

$$dn_{\rightarrow} = \left(\frac{m^*}{2\pi k T}\right)^{3/2} n e^{-\frac{m^*(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2kT}} dv_x dv_y dv_z, \quad (5)$$

$n$  — концентрация электронов. Эта группа электронов приносит на указанную единичную площадку энергию со скоростью

$$\left(\frac{d\mathcal{E}}{dt}\right)_{x_{\text{пад}}}^0 = \mathcal{E} dn_x. \quad (6)$$

Чтобы определить полную энергию, приносимую всеми электронами на рассматриваемую площадку в единицу времени, проинтегрируем выражение (6) по всем возможным значениям компонент  $v_x$ ,  $v_y$  и  $v_z$ :

$$\left(\frac{d\mathcal{E}}{dt}\right)_{x_{\text{пад}}} = \frac{n(kT)^{3/2}}{\sqrt{2\pi m^*}}. \quad (7)$$

Площадь проекции всех игл, находящихся в единице объема, на плоскость, перпендикулярную оси  $Ox$ , равна  $2Nd$ , поэтому за счет компоненты  $v_x$  в единице объема в единицу времени на поверхность игл привносится энергия

$$\left(\frac{d\mathcal{E}}{dt}\right)_{x_{\text{пад}}} = \frac{2nNd(kT)^{3/2}}{\sqrt{2\pi m^*}}. \quad (8)$$

Поскольку при выбранной ориентации игл  $y$ -компонента скорости носителей равноправна с  $x$ -компонентой, для полной скорости потерь энергии на поверхности игл в единице объема запишем удвоенный результат:

$$\left(\frac{d\mathcal{E}}{dt}\right)_{\text{пад}} = \frac{4nNd(kT)^{3/2}}{\sqrt{2\pi m^*}}. \quad (9)$$

В соответствии с изложенным, попавшие на поверхность иглы и прорекомбинировавшие носители замещаются в объеме полупроводника за счет тепловой генерации носителями, подчиняющимися максвелловскому распределению с температурой решетки  $T_0$ . Эти носители приносят в электронную систему энергию со скоростью

$$\left(\frac{d\mathcal{E}}{dt}\right)_{\text{ген}} = \frac{4nNd(kT)^{3/2}}{\sqrt{2\pi m^*}}. \quad (10)$$

Баланс энергии в единице объема для электронной системы получается в виде

$$\left(\frac{d\mathcal{E}}{dt}\right)_N = \left(\frac{d\mathcal{E}}{dt}\right)_{\text{ген}} - \left(\frac{d\mathcal{E}}{dt}\right)_{\text{пад}} = -4nNd \sqrt{\frac{k^3 T_0^3}{2\pi m^*}} \left[ \left(\frac{T}{T_0}\right)^{3/2} - 1 \right]. \quad (11)$$

Если электронный газ разогрет слабо ( $T - T_0 \ll T_0$ ), то

$$\left(\frac{d\mathcal{E}}{dt}\right)_N = -6Nnd \sqrt{\frac{k^3 T_0^3}{2\pi m^*}} T \left(1 - \frac{T_0}{T}\right). \quad (12)$$

Определим характеристическое время релаксации избыточной энергии носителей на иглах из выражения

$$\tau_3 = \left[ \frac{3}{2} nk \left/ \frac{\partial P(T, T_0)}{\partial T} \right]_{T=T_0}, \quad (13)$$

в котором  $P(T, T_0)$  — мощность, передаваемая носителями решетки в единице объема. Поскольку в условиях, близких к равновесным,  $P_N(T, T_0) = -(d\mathcal{E}/dt)_N$ , получаем

$$\tau_{\text{эН}} = \frac{1}{2Nd} \sqrt{\frac{\pi m^*}{2kT_0}}. \quad (14)$$

Из выражения (14) при температуре жидкого азота получаем значение  $\tau_{\text{эН}}$ , равное  $\sim 10^{-10}$  с, что почти на порядок меньше, чем в InSb при этой температуре. Следовательно, рассеяние на иглах в InSb—NiSb при низких температурах является доминирующим, так что эффективность разогрева носителей в InSb—NiSb должна быть меньше, чем в InSb. Это подтверждается экспериментально [5]. Отметим, что метод эффективной электронной температуры для InSb—NiSb имеет ограниченное применение, так как времена релаксации импульса и энергии в нем отличаются всего в несколько раз.

Аналогичные вычисления могут быть проведены и для других типов статических дефектов, если они являются центрами рекомбинации или захвата носителей заряда, например для примесей, контактных поверхностей и т. п.

**Список литературы:** 1. Костин А. И., Светличный В. М. О механизме рассеяния электронов в InSb — NiSb. — Укр. физ. журн., 1977, 22, № 10, с. 1723—1725. 2. Эванс А., Уолли Д. СВЧ-излучение из эвтектического сплава InSb—NiSb. — Тр. Ин-та инж. по электротехнике и радиоэлектронике, 1968, 56, № 3, с. 111. 3. Костин А. И., Сатюков А. И., Светличный В. М. Генерация шума в InSb—NiSb. — Укр. физ. журн., 1978, 23, № 2, с. 335—336. 4. Калцов Н. А. Электроника. — М.: Гостехиздат, 1956. — 459 с. 5. Костин А. И., Сатюков А. И., Светличный В. М. Разогрев электронного газа в InSb—NiSb. — Вестн. Харьк. ун-та, 1979, № 180. Радиофизика и электроника, вып. 9, с. 81—83.

*Поступила в редколлегию 04.02.83.*

УДК 621.382

*И. И. БАРКОВА, А. И. КОСТИН,  
О. А. МЕЩЕРЯКОВА, П. А. КУЗЬМЕНКО*

#### **РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК ДЕТЕКТОРОВ НЕРНСТА НА ОСНОВЕ InSb — NiSb**

Согласно теоретическим расчетам и экспериментальным данным [1—3] на основе эффекта Нернста могут быть созданы эффективные детекторы ИК-излучения. Одним из лучших материалов для детекторов Нернста считается сплав висмут—сурьма, однако двухфазная система InSb—NiSb по своим параметрам может оказаться более перспективной. Нами проведен расчет у чувствительности и инерционности детекторов Нернста на основе InSb—NiSb для случая, когда пластина находилась на подложке с большой теплопроизводительностью и большой теплоемкостью. Причем ее температура при воздействии излучения остается равной температуре окружающей среды  $T_0$ .

Чувствительность детектора Нернста определяется как отношение напряжения Нернста  $U_N$  к мощности излучения  $P$ , падающего на детектор:

$$S = \frac{U_N}{P}, \quad (1)$$

где  $P = ps$ ,  $s = Lb$ ,  $p$  — плотность мощности излучения;  $b$  — ширина пластины вдоль магнитного поля;  $L$  — расстояние между электродами;  $s$  — площадь облучаемой грани. Напряжение Нернста  $U_N = E_z L$ , где

$$E_z = Q_N B \frac{dT}{dx} - \quad (2)$$

напряженность поля Нернста;  $Q_N$  — коэффициент Нернста. Другими словами, чувствительность детектора определяется средним градиентом температуры по толщине пластины, который находили из уравнения теплопроводности

$$\frac{d^2 T}{dx^2} + \frac{F(x)}{\kappa} = 0, \quad (3)$$

где  $F(x) = \frac{(1-R)P}{\delta}$ ;  $\kappa$  — теплопроводность;  $R$  — коэффициент отражения;  $\delta$  — толщина скин-слоя. Толщину пластины, являющейся чувствительным элементом детектора, разбивали на две области: в первой идет поглощение излучения, во второй — теплопередача (взаимодействие с массивной подложкой). Граничные условия в соответствии с законом Ньютона запишутся так:

$$Q_1 = -\gamma(T_1 - T_0); \quad Q_2 = -\kappa \frac{dT}{dx} \Big|_{x=l}.$$

В результате решения уравнения (3) градиент температуры

$$\frac{dT}{dx} = \frac{T_1 - T_0}{l} = \frac{(1-R)P}{\kappa + \gamma l}.$$

Как видно, при  $\kappa \gg \gamma l$  ( $\gamma$  — коэффициент теплообмена) чувствительность детектора не зависит от толщины образца. Это выгодно отличает детекторы Нернста от других типов тепловых детекторов. Таким образом, чувствительность в нашем случае

$$S = \frac{Q_N B (1-R)}{(\kappa + \gamma l) b}.$$

Очевидно, что максимальная чувствительность будет у материалов с наибольшим отношением  $Q_N/\kappa$  [4]. Подсчитанное нами значение отношения  $Q_N/\kappa$  для материала InSb—NiSb выше в 3 раза, чем для ферромагнитных металлов и полуметаллов Bi, Sb и сплавов на их основе, используемых для изготовления детекторов Нернста. После подстановки численных значений  $\kappa$ ,  $\gamma$ ,  $Q_N$  для данного образца толщиной 100 мк, помещенного в магнитное поле напряженностью

0,5 Тл при температуре 300 К, получим численное значение чувствительности  $S = 7,5 \cdot 10^{-3}$  В/Вт (для BiSb  $S = 0,2 \cdot 10^{-2}$  В/Вт).

Для расчета инерционности предполагаем, что плотность мощности излучения, падающего на переднюю грань пластины, распределена равномерно. Пластина располагается так, чтобы облучаемая сторона была параллельна плоскости YOZ. Внешнее магнитное поле направлено вдоль оси OY. Тогда вдоль оси OZ возникает электрическое поле, обусловленное потоком тепла, который вызван поглощаемым излучением

$$E_z = Q_N B (\text{grad } T) x,$$

где  $E_z$  — напряженность электрического поля.

Будем считать, что  $Q_N$ ,  $B$  и теплофизические константы материала не зависят от температуры и координат. В этом случае значение  $E_z$  и временную зависимость  $E_z$  определяет средний по толщине градиент температуры. Его оценивали по одномерному уравнению теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\kappa}{cd} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad (4)$$

где  $c$  — удельная теплоемкость;  $d$  — плотность материала. Уравнение теплопроводности (4) решалось общеизвестным методом Фурье (метод разделения переменных). Граничные условия в этом случае в соответствии с законом Ньютона имеют вид

$$\begin{aligned} Q_1 &= -\gamma [T_1(0, t) - T_0]; \\ Q_2 &= \gamma [T_2(l, t) - T_0]. \end{aligned}$$

Начальное распределение температуры задано

$$\varphi(x) = T(x, 0) = T_{10} - \frac{T_{10} - T_0}{l} x.$$

Предполагаем, что облучаемая грань конвектирует с воздухом, а отвод тепла от второй грани происходит мгновенно, т. е.  $T(0, 0) = T_1$ ;  $T(l, 0) = T_2 = T_0$ . Решение задачи не изменится, если положить  $T_0 = 0$ . В результате решения уравнения (4) общее решение запишется следующим образом:

$$T(x, t) = \frac{2}{l} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\left(\frac{\mu_n a}{l}\right)^2 t} \int_0^l \varphi(x) \sin \lambda_n (l - x) dx.$$

Решение представляется в виде бесконечной суммы экспонент, в которой наибольшее влияние на инерционность оказывают первые члены. По формулам численных приближений выражение для инерционности детектора

$$\tau \approx \frac{4cdl^2}{\pi^2 \kappa}.$$

Оценим численное значение инерционности детектора Нернста на основе InSb—NiSb. После подстановки численных значений  $d$ ,  $c$  и  $\kappa$ , входящих в формулу для определения  $\tau$  для образца толщиной 100 мк, получим  $\tau = 1,3 \cdot 10^{-4}$  с (для BiSb это значение равно  $0,8 \cdot 10^{-3}$  с).

Нами проведен аналогичный расчет характеристик детекторов Нернста на основе InSb—NiSb для случая, когда свободная пластина подвешена на бесконечно тонких проводниках, теплоотводом через которые можно пренебречь. Теплообмен с окружающей средой происходит за счет конвекции. В данном случае выражения для  $S$  и  $\tau$  запишутся так:

$$S = \frac{Q_{NB}(1-R)}{(2\kappa + \gamma l) b}; \quad \tau = \frac{ldc}{2\gamma},$$

численные значения  $S = 3 \cdot 10^{-3}$  В/Вт,  $\tau \approx 3$  с.

Расчет характеристик показал, что при креплении кристалла на теплопроводящей подложке по сравнению со свободной пластиной чувствительность возрастает вдвое, а инерционность снижается на несколько порядков.

Как мы и предполагали, характеристики эвтектического сплава InSb—NiSb оказались лучше характеристик на основе BiSb, ныне используемого для датчиков Нернста.

**Список литературы:** 1. Washwell E. R., Cuff K. F., Howkins S. R. The Nernst detector: fast thermal radiation detection.— Appl. Phys. Lett., 1970, 17, N 4, p. 164—166. 2. Катрич В. А., Кузьмичев В. М. Приемники излучения на основе эффекта Нернста—Эттинггаузена.— Квантовая электроника, 1978, № 9, с. 192—194. 3. Weiss H., Paul B. Anisotropic InSb—NiSb as an infra-red detector.— Sd. St. Electr., 1967, 2, p. 979—983. 4. Muller A., Wilhelm W. Uber den gerichteten Einbau von schwermetallphasen in  $A^{III} B^V$  Verbindungen.— J. Phys. Chem. Sol., 1965, 26, p. 2021—2023.

Поступила в редколлегию 10.01.84

УДК 533.9.01 : 99

В. В. КУЛИК, А. П. МОТОРНИЧЕНКО, кад. физ.-мат. наук,  
В. А. ТИМАНЮК, В. М. ТКАЧЕНКО, канд. физ.-мат. наук

#### ОБ ЭФФЕКТИВНОСТИ СОЗДАНИЯ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ В ХОЛОДНОМ ПОЛОМ КАТОДЕ И СВЧ РАЗРЯДЕ

Разряд с холодным полым катодом и СВЧ разряд обладают следующими свойствами: высокой интенсивностью оптического излучения, большой концентрацией плазмы и низкой температурой газа [1—2]. Эти свойства обусловлены в обоих видах разряда общими особенностями функции распределения электронов по энергиям — избытком электронов с высокой энергией. Сравним в обоих видах

разряда затраты мощности, необходимой для получения одинаковых значений концентрации плотной плазмы.

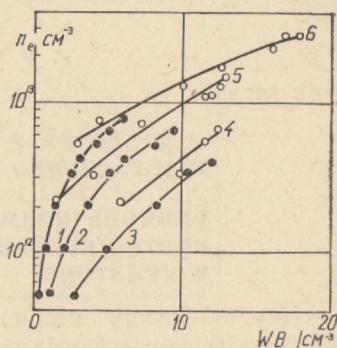
Разряд с полым катодом возбуждался в разрядной трубке, содержащей цилиндрический полый катод (диаметр 8 мм, длина 50 мм) и 2 кольцевых анода того же диаметра, расположенных по обе стороны катода. Охлаждали катод проточной водой, условия разряда позволяли предотвратить интенсивное распыление катода и таким образом исключали влияние распыленных атомов на процессы образования плазмы. Концентрацию плазмы в полости катода измеряли по сдвигу фазы электромагнитной волны 8-мм диапазона, распространяющейся в полости разрядной трубки.

Для СВЧ разряда использовалось ионизирующее действие непрерывных электромагнитных колебаний 3-см диапазона. Разряд возбуждался в кварцевой трубке (диаметр 3 мм, длина 10 мм), помещенной в прямоугольный волновод в максимум электрического поля волны. Концентрацию плазмы определяли по параметрам прошедшей и отраженной волны, возбуждающей разряд.

В качестве рабочего газа в обоих случаях брали аргон высокой чистоты. Зависимость концентрации плазмы от удельной мощности, затрачиваемой на создание плазмы при различных давлениях газа, отражена на рисунке (значения  $n_e$  усреднены по объему разрядных трубок). Удельную мощность определяли в полном катоде как отношение мощности, вкладываемой в разряд, к полному объему полого катода, в СВЧ разряде — по значению поглощенной мощности, отнесенной к объему разрядной трубки, который занимает плазма. На рисунке кривые 1—3 относятся к полному катоду при давлениях 0,8; 3 и 6 Тор соответственно; 4—6 — к СВЧ разряду при давлениях газа 1,7; 5 и 12,2 Тор.

Как видно, зависимость  $n_e$  от удельной мощности в обоих разрядах примерно одинакова. На достижение равных концентраций плазмы расходуются примерно равные удельные мощности. Однако в разряде с полым катодом с ростом давления газа  $n_e$  уменьшается, а в СВЧ разряде возрастает. Это обусловлено тем, что в полном катоде при низких давлениях газа развиваются осцилляции быстрых электронов в поперечном сечении катодной полости и эффективность использования энергии на ионизацию атомов газа возрастает [3]. В СВЧ разряде повышение концентрации плазмы с увеличением давления газа определяется снижением диффузионных потерь заряженных частиц [4].

В обоих видах разряда для получения плазмы с концентрацией порядка  $10^{12}$ — $10^{14}$  см<sup>-3</sup> требуются примерно одинаковые затраты энергии. Благодаря специфике разряда с полым катодом высокие



значения концентрации достигаются в нем при более низких давлениях газа, чем в СВЧ разряде. Поэтому полый катод можно рекомендовать для использования в лазерах, плазменных фазовращателях и других СВЧ устройствах, требующих малого затухания. СВЧ разряд целесообразно использовать для предварительной ионизации рабочего вещества в МГД генераторах и других источниках плазмы, в которых необходимо получение плотной плазмы при больших давлениях газа.

**Список литературы:** 1. *Толанский С.* Спектроскопия высокой разрешающей силы.— М.; Л.: Изд-во иностр. лит., 1955. — 325 с. 2. *Голант В. Е.* Газовый разряд на СВЧ.— *Успехи физ. наук*, 1958, 65, вып. 1, с. 39—86. 3. *Москалев Б. И.* Разряд с полым катодом.— М.: Энергия, 1969. — 184 с. 4. *Мак-Доналд А.* Сверхвысокочастотный пробой в газах.— М.: Мир, 1969. — 302 с.

*Поступила в редколлегию 10.01.84.*

УДК 537.525

*П. М. БЕРНИК, В. М. СОРОКИНА,  
В. М. ТКАЧЕНКО*, канд. физ.-мат. наук

#### **ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСИ ВОЗДУХА НА УСЛОВИЯ КОНТРАГИРОВАНИЯ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В КРИПТОНЕ**

Неустойчивость стационарного тлеющего разряда в газах, в частности неустойчивость к контрагированию разряда, представляет значительный интерес. Анализ работ, посвященных выяснению природы контракции [1—4], свидетельствует о том, что причина многообразных случаев ее возникновения неясна. Достаточно хорошо изучены разряды в инертных газах аргоне и неоне, в молекулярных газах и смеси газов  $N_2$ ,  $CO_2$ , воздухе, в меньшей степени или почти не исследовано явление контракции в тяжелых инертных газах Kr, Xe и их смесях с более легкими газами.

Рассмотрим условия и особенности контракции положительного столба тлеющего разряда в криптоне и его смеси с воздухом при давлениях 100—700 Тор. Разряд возбуждался в стеклянной трубке диаметром 22 мм между коническими вольфрамовыми электродами. Один из электродов был подвижным, что позволяло менять межэлектродное расстояние от 30 до 150 мм и по изменению при этом напряжения горения определять напряженность поля в столбе разряда. Состав наполняющего газа контролировали масс-спектрометром РОМС-4. Измерения проводили при разрядном токе 10—50 мА и содержании примеси воздуха от 0,05 до 1 %.

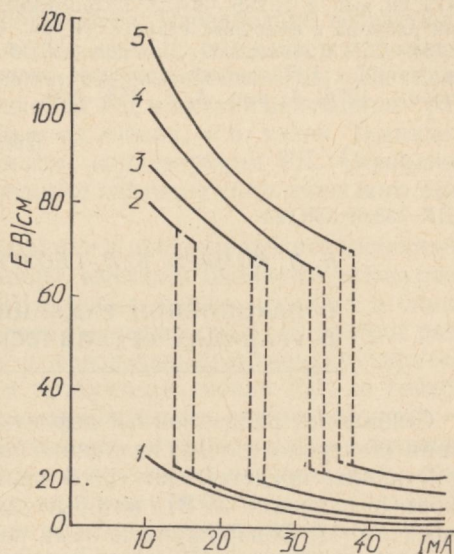
В чистом криптоне столб разряда оказался контрагированным во всем диапазоне исследованных давлений и токов, а вольт-амперная характеристика представляла собой слабо падающую кривую. Наблюдали светящуюся катодную пленку, которая при давлении выше 200 Тор не полностью покрывает поверхность катода. Таким

образом, основные измерения проведены в режиме нормального тлеющего разряда. Переход к дуговому разряду, сопровождающийся образованием типичного катодного пятна и резким снижением напряжения, происходил при токе разряда 150—200 мА.

Из зависимостей напряженности поля в столбе от разрядного тока при фиксированных давлениях криптона 100, 300, 500, 700 Тор (рисунок) видно, что при переходе от меньших давлений газа к большим ход вольт-амперной характеристики разряда несколько изменяется. Причина этого — расположение столба разряда относительно оси разрядной трубки: при 100 Тор столб разряда находится на ней, с повышением давления поднимается вверх, при более 400 Тор прилипает к стенке разрядной трубки.

Примесь воздуха к криптону приводит к появлению в области малых токов диффузной стадии разряда, наблюдающейся вплоть до давления 500 Тор. Для примера на рисунке приведены зависимости поля в столбе от разрядного тока при давлении 300 Тор и различном содержании воздуха 0,05 % (кривая 1), 0,1 % (2), 0,2 % (3), 0,5 % (4) и 1 % (5). При содержании воздуха 0,1 % (кривая 2) разряд начинается с диффузной стадии. При токе разряда около 15 мА столб разряда становится контрагированным, и поле в столбе скачком снижается от 36 до 11 В/см. С ростом содержания примеси воздуха диффузная стадия разряда удлиняется, примесь воздуха увеличивает поле в столбе как в диффузном, так и в контрагированном режиме. Катодное падение потенциала, которое также позволяла измерить конструкция разрядной трубки, увеличивается значительно слабее в случае примеси воздуха, чем поле в столбе разряда.

Особенность исследованного разряда — плавное контрагирование столба разряда. При достижении определенного тока часть столба, прилегающая к аноду, отшнуровывается, а оставшая часть существует в диффузном состоянии. С увеличением тока длина «шнура» плавно растет, напряжение горения почти не изменяется. Только при достижении «шнуром» катода резко снижается напряжение горения, и столб разряда становится полностью контрагированным. Однако такое явление наблюдается при содержании воздуха не менее 0,2 % и достаточно большом межэлектродном расстоянии.



В результате исследования установлено, что при разряде в смеси криптона с воздухом могут одновременно существовать и диффузная и контрагированная стадия положительного столба тлеющего разряда. Отшнуровывание начинается на аноде, и с увеличением тока разряда шнур плавно «прорастает» к катоду. Примесь воздуха значительно увеличивает область существования диффузного разряда по диапазону токов и давлений газа.

**Список литературы:** 1. Райзер Ю. М. Основы современной физики газоразрядных процессов.— М.: Наука, 1980.— 416 с. 2. Голубовский Ю. Б., Зонненберг Р. О контракции разряда в инертных газах.— Журн. техн. физики, 1979, 49, вып. 2, с. 295—301. 3. Голубовский Ю. Б., Зонненберг Р. О контракции разряда в инертных газах.— Журн. техн. физики, 1979, 49, вып. 4, с. 754—757. 4. Акишев Ю. С., Пашкин С. В., Соколов Н. А. Динамика контрагирования стационарного тлеющего разряда в потоке воздуха.— Физика плазмы, 1978, 4, вып. 4, с. 858—860.

*Поступила в редколлегию 10.01.84.*

УДК 538.69:538.124

*И. Н. КОМАРЬ, Б. П. ГЕОРГИЕВ*

#### **О НАКОПЛЕНИИ РАДИАЦИОННЫХ ВАКАНСИЙ В ГРАНИЦАХ ОРГАНИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ**

---

Стабильные радиационные дефекты (РД), возникающие при действии электромагнитных излучений высокой энергии в органических кристаллах, представляют собой неравновесные атомарные радиационные вакансии (РВ), которые диффундируют к плоскостным дефектам [1]. Обнаруженные нами начальные горизонтальные участки (н. г. у.) кривых отжига (к. о.), РД [1] и явление радиационно-стимулированной поверхностной карбонизации [2, 3] позволили утверждать, что значительные стерические ограничения в анизотропных органических кристаллах не дают взаимодействовать РВ в регулярной части и что они могут гибнуть в основном за счет процесса димеризации, только в квазиаморфных областях границ [4].

На начальных этапах отжиг кристаллов, облученных сравнительно небольшими дозами, тормозится границами блоков: начинается тем позже, чем больше блочность кристаллов [5]. В процессе отжига спин-спиновое взаимодействие РД сначала быстро уменьшается, а затем (в области активного отжига) стабилизируется и лишь в конце отжига начинает опять снижаться. В работе [6] указано, что такая зависимость является признаком неоднородности отжига в среде.

Экспериментальные результаты позволили нам сделать вывод о том, что квазиаморфные области границ анизотропных органических кристаллов тормозят диффузию РВ и представляют для них не стоки, как у кристаллов металлов и полупроводников, а «ловуш-

ки» [7]. На основе изложенного можно определить специфическую роль границ анизотропных органических кристаллов в процессах радиационного постдействия. Гибель РД в таких кристаллах начинается при их достаточных локальных концентрациях в квазиаморфных областях — границах кристаллов. В естественных условиях при сравнительно малых дозах облучения в границах хороших кристаллов накапливается относительно мало РД. Их молекулярная подвижность здесь ограничена, но в основном за счет реориентационной компоненты совместно с заторможенной диффузией РВ создаются условия для медленной гибели близлежащих РД. С повышением температуры населенность достаточно развитых границ и скорость этого процесса увеличиваются. Параллельно возрастают степень разупорядоченности и объем границ, уменьшается суммарная концентрация и спин-спиновое взаимодействие РД. На определенном этапе скорость накопления РД в активизированных границах сравнивается со скоростью их гибели, и в таких границах образуется равновесная локальная концентрация РД. Очевидно, это обуславливает стабилизированное значение спин-спинового взаимодействия [6].

Если границы сильно развиты или в процессе отжига активизируются все новые и новые границы, имеющие близкую степень разупорядоченности, то приток РВ в конце концов иссякает и спин-спиновое взаимодействие начинает уменьшаться. Если разброс разупорядоченности границ велик, а первоначально активизирующиеся границы быстро блокируются продуктами гибели РД, то гибель их приостанавливается, а общая концентрация стабилизируется — ступенька на к. о. [1, 6]. Процесс вновь активизируется с повышением температуры. Атомарные и молекулярные перемещения в границах происходят (хотя и медленно) и при естественных условиях, а накопление РВ в границах практически отсутствует (в этих условиях диффундирующие в регулярной части РВ в основном отражаются от границ). Поэтому при длительном хранении облученных кристаллов основная масса РД, захваченных при облучении в границах, гибнет и границы опустошаются. Отжигаемые через некоторое время после облучения кристаллы дают на к. о. н. г. у. [1, 5], определяющиеся временем, необходимым для достаточного заселения границ РВ. Если имеет место остаточная населенность границ (определяющаяся их развитостью [5]), наблюдается еще и начальный спад н. г. у. [5].

Справедливость приведенных представлений подтверждают расчеты отжига РД для простейшей модели идеального кристалла с единственной областью разупорядоченности у поверхности [8]. Населенность границ РД в области их активного отжига носит квазиравновесный характер, а в случае отсутствия начальной населенности границы к. о. имеет н. г. у. Таким образом, собственно рациональное разрушение происходит только в границах анизотропных органических кристаллов и является завершением так называемой свободнорадикальной фазы радиационного поражения вещества.

Степень поражения тем больше, чем хуже кристалл (в идеальном кристалле регулярная часть в процессе отжига полностью залечивается и разрушается только его поверхность). Из сказанного понятно, почему при достаточно больших дозах облучения области гибели РД карбонизируются и кристаллы текстурируются [2, 3].

Список литературы: 1. *Комарь И. Н., Николов О. Т.* Некоторые результаты применения метода ЭПР для исследования процессов отжига радиационных дефектов в молекулярных кристаллах. — Вестн. Харьк. ун-та, 1975, № 130. Радиофизика и электроника, вып. 4, с. 124—132. 2. *Комарь И. М., Николов О. Т., Ангелов С. С.* Вивчення методом ЕПР «низькотемпературної» карбонізації в  $\gamma$ -опромінених молекулярних кристалах деяких амінокислот. — В кн.: Радіоспектроскопія молекулярних кристалів і клітин. Х., 1973, с. 38—50. 3. *Николов О. Т., Комарь И. Н., Орлов В. Д., Невилько В. И.* Исследование процессов карбонизации молекулярных кристаллов аминокислот методом ЭПР и ИК-спектроскопии. — Биофизика, 1975, 20, № 5, с. 762—766. 4. *Комарь И. Н.* О первичных механизмах радиационных поражений кристаллических аминокислот и белков. — В кн.: Междунар. конф. по квантовой химии, биологии и фармакологии: Тез. стендовых докл., К., 1978, вып. 4, с. 57—58. 5. *Комарь И. Н.* Зависимость скорости отжига радиационных дефектов в молекулярных кристаллах от качества кристаллов. — Вестн. Харьк. ун-та, 1980, № 203. Радиофизика и электроника, вып. 9, с. 100—101. 6. *Воеводский В. В.* Физика и химия элементарных химических процессов. — М.: Наука, 1969. — 416 с. 7. *Комарь И. Н., Николов О. Т.* Особенности диффузии и стабилизации радиационных дефектов в молекулярных кристаллах биологически важных соединений и белков. — В кн.: Трета нац. конф. по биомедицинска физика и техника с междунар. участие: Резюм., София, 1980, с. 35. 8. *Николов О. Т., Гаташ С. В., Сердюк А. Д.* Диффузно-кинетическая модель отжига радиационных дефектов в идеальном молекулярном кристалле. — Укр. физ. журн., 1980, 25, № 10, с. 1604—1610.

Поступила в редколлегию 17.02.83.

УДК 538.69:538.124

*И. Н. КОМАРЬ, Т. СЕГНОУТКА*

#### **О НЕКОТОРЫХ РАДИАЦИОННО-СТИМУЛИРОВАННЫХ ЭФФЕКТАХ В КОНДЕНСИРОВАННОЙ СРЕДЕ**

Поскольку радиационные дефекты (РД) в органических кристаллах и полимерах представляют собой радиационные атомарные вакансии (РВ) [1—3], механизмы образования их и тождественных РД в металлах и полупроводниковых должны быть сходными. В конденсированных средах при электромагнитных излучениях высоких энергий могут происходить радиационные атомарные смещения только при вторичных актах взаимодействия по косвенным механизмам [4, 5]. В случае полупроводников и диэлектриков (к которым относятся органические кристаллы и полимеры) — это преимущественно ионный механизм Варли и электронный механизм Винецкого [4, 5]. Последний сводится к тому, что захваченные кристаллом «лишние» электроны при определенных условиях образуют термоди-

намически более выгодное состояние с точечными дефектами решетки при обычных температурах. В сложных структурах органических кристаллов и полимеров имеется множество потенциальных «ловушек» для электронов, которые в соответствии со сказанным при захвате медленных вторичных электронов могут превращаться в термодинамически неустойчивые области. При достаточной температуре в них возможно вторичное селективное смещение определенных атомов. Вероятность такого эффекта, очевидно, тем выше, чем «глубже» потенциальная ловушка.

Таким образом, роль ионизирующего излучения в образовании стационарных РД типа РВ в данных средах сводится лишь к образованию медленных электронов. Очевидно, с этим связано и более эффективное радиационное поражение диэлектриков по сравнению с металлами и неожиданное на первый взгляд активное образование РД обычного радиационного типа при воздействии на полупроводники [5] и органические кристаллы [6] медленных электронов. Для полупроводников этот эффект надежно интерпретирован [5]. Имеются прямые экспериментальные подтверждения такой интерпретации. Так, во многих органических соединениях и полимерах (в частности, в белках) [7—9] при низких температурах наблюдаемые спектры ЭПР РД отличны от высокотемпературных спектров РД типа РВ и надежно интерпретируются как спектры ЭПР захваченных ловушками вторичных электронов, расположенных вблизи смещаемых впоследствии атомов. Кроме того, согласно работе [7] при разогреве образцов переход спектров ЭПР низкотемпературных РД в спектры РД типа РВ происходит без изменения их суммарной интенсивности.

Известно [4], что медленно перемещающиеся в кристаллах атомы имеют тенденцию к захвату электронов. Поэтому надо полагать, что смещаемые в результате электронного механизма в органических кристаллах атомы забирают с собой электрон, превращаясь в химически нейтральные ионы. За счет этого, видимо, повышается эффективность данного механизма, так как исключается «эффект клетки», т. е. резко падает вероятность рекомбинации дефекта. В этом заключается отличие рассматриваемого варианта электронного механизма Винецкого от реализуемого в случае полупроводников [5].

Изложенные представления позволяют понятие допорогового смещения атомов, используемое при изучении воздействия низкоэнергетических факторов на полупроводники [5], распространить на рассматриваемые объекты. Становятся понятными причины практически полной идентичности воздействия на подобные среды высокоэнергетических частиц и медленных электронов,  $\gamma$ -, рентгеновского и УФ-излучения, высокочастотного разряда и т. д. Здесь важна не природа воздействующего фактора, а концентрация создаваемых им низкоэнергетических электронов. Поэтому мощный поток тепловых электронов при достаточно высоких температурах может привести к большим разрушениям среды, чем поток высокоэнерге-

тических частиц и  $\gamma$ -квантов. Вместе с тем активно поглощающие электроны и легко релаксирующие в областях ионизации компоненты могут надежно защитить среду от разрушения

Механизм электронного смещения в той или иной его форме должен проявляться в любых диэлектрических хотя бы в какой-то степени упорядоченных средах. Следовательно, он и несет ответственность за радиационное поражение и прочие процессы (в частности, химические), связанные с наличием в среде электронов для чрезвычайно широкого круга диэлектрических сред — от простых органических кристаллов до сложных биологических структур. Таким образом, ранее малопонятная роль фотосенсибилизаторов в обычных фотопроцессах и процессах биологического фотосинтеза прежде всего сводится к образованию достаточного количества тепловых электронов, которые затем активизируют необходимый процесс атомарного смещения. Аналогично происходит процесс химической активации молекул в твердом теле и в комплексах с образованием свободных радикалов. По-видимому, с этим эффектом связана и проводимость ионных каналов биомембран, активируемая образованием атомарных вакансий в соответствующей части канала. Неизбежно возникает ранее отмечавшаяся [3, 10] возможность образования в таких средах тепловых атомарных вакансий, очевидно, ответственных за процессы деструкции и старения органических и биологических систем. Естественно, все эти процессы могут стимулироваться излучением. Наконец, следует ожидать зависимости таких процессов от давления в среде.

Список литературы: 1. *Комарь И. Н.* О первичных механизмах радиационных поражений кристаллических аминокислот и белков.— В кн.: Междунар. конф. по квантовой химии, биологии и фармакологии: Тез. стенод. докл. К.: Наук. думка, 1978, вып. 4, с. 57—58. 2. *Комарь И. Н.* Механизмы образования радиационных атомарных вакансий в кристаллических аминокислотах и белках.— В кн.: Магнитный резонанс в биологии и медицине: Тез. докл. Всесоюз. симпозиум. М.: Наука, 1981, с. 277—278. 3. *Комарь И. Н., Николов О. Т.* Некоторые результаты применения метода ЭПР для исследования процессов отжига радиационных дефектов в молекулярных кристаллах.— Вестн. Харьк. ун-та, 1975, № 130. Радиофизика и электроника, вып. 4, с. 124—132. 4. *Динс Дж., Виньярд Дж.* Радиационные эффекты в твердых телах.— М.: Изд-во иностр. лит., 1960.— 244 с. 5. *Вавилов В. С., Кив А. Е., Ниязова О. Р.* Механизмы образования и миграции дефектов в полупроводниках.— М.: Наука, 1981.— 368 с. 6. *Slifkin M. A., Jiakoumakis E.* The radioprotection of amino acids by quinones.— Radiation effects, 1976, 29, p. 241—243. 7. *Каюшин Л. П., Львов К. М., Пулатова М. К.* Исследование парамагнитных центров облученных белков.— М.: Наука, 1970.— 264 с. 8. *ЭПР свободных радикалов в радиационной химии.*— М.: Химия, 1972.— 480 с. 9. *Каюшин Л. П., Пулатова М. К., Кривенко В. Г.* Свободные радикалы и их превращения в облученных белках.— М.: Атомиздат, 1976.— 270 с. 10. *Комарь И. Н.* Об атомарных тепловых точечных дефектах в органических кристаллах, полимерах и биоструктурах и их роли в биологических процессах.— В кн.: I Всесоюз. биофиз. съезд: Тез. докл. М., 1982, 2, с. 331.

Поступила в редколлегию 11.01.84.

А. В. ШЕСТОПАЛОВА, А. И. ГАСАН, канд. физ.-мат. наук,  
В. Я. МАЛЕЕВ, д-р физ.-мат. наук

### ТЕРМОУСТОЙЧИВОСТЬ ДВОЙНОЙ СПИРАЛИ ДНК В ПРИСУТСТВИИ КОФЕИНА

Кофеин — известный и достаточно изученный ингибитор репарации ДНК на клеточном уровне, исследована и его мутагенная активность, интерес представляет изучение влияния кофеина на вторичную структуру нуклеиновых кислот.

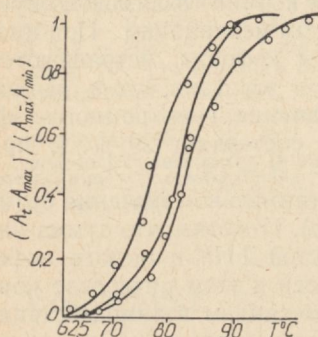


Рис. 1

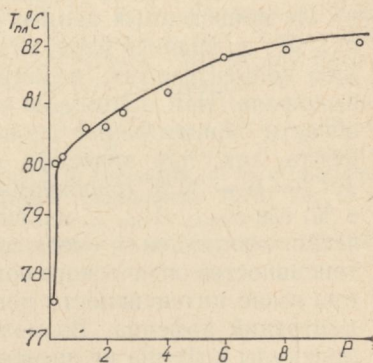


Рис. 2

Термическую устойчивость двойной спирали ДНК в водных растворах кофеина определяли с помощью спектрофотометрических исследований в широком температурном интервале. Измерения выполняли в термостатированных герметически закрытых кварцевых кюветах с длиной оптического пути 1 мм. Температуру в кюветах регистрировали термодатчиками с точностью  $0,1^\circ$ . В экспериментах использовали препараты тимусной ДНК, полученной по методу Кея [3], и кофеин марки ч. д. а.; рН растворов — 6,8 (фосфатный буфер), ионная сила —  $0,2 \text{ MNa}^+$ . Спектры поглощения регистрировали на двухлучевом двухволновом спектрофотометре марки «Хитачи», модель 356. Концентрация кофеина в пересчете на пару оснований изменялась от 0,2 до 10 молекул (или в интервале значений  $P/Cf = 10 \div 0,2$ , где  $P$  — концентрация ДНК по фосфору).

Рассчитанные на основе полученных данных кривые плавления (рис. 1) позволяют определить некоторые особенности процесса плавления ДНК в присутствии кофеина. При отношении  $P/Cf = 0,2$  отмечено понижение температуры плавления примерно на  $3^\circ$  по сравнению с температурой плавления чистой ДНК (рис. 1, кривые 1 и 2 соответственно). С ростом концентрации кофеина до зна-

чений  $P/Cf = 10$  температура плавления системы повышается на  $1,5^\circ$  (рис. 1, кривая 3). Помимо изменения температуры плавления в присутствии кофеина наблюдается расширение интервала структурного перехода.

Установлена зависимость температуры перехода ДНК от концентрации кофеина (рис. 2). В области низких концентраций кофеина при  $P/Cf > 2,5$  стабилизируется вторичная структура ДНК, что проявляется в повышении температуры структурного перехода. Рост концентрации кофеина от значений  $P/Cf \approx 1$  до  $P/Cf \approx 0,2$ , напротив, приводит к дестабилизации вторичной структуры ДНК, что проявляется в уменьшении температуры плавления. В интервале  $P/Cf = 1 \div 2,5$  температура перехода сохраняется, но изменяется интервал структурного перехода.

Из приведенных данных следует, что кофеин взаимодействует с ДНК, по крайней мере, по двум различным механизмам. При низких концентрациях, вероятно, молекулы кофеина встраиваются в спираль ДНК. Этому не противоречит и тот факт, что в данной области концентраций происходит увеличение гипохромного эффекта, так, при значении  $P/Cf = 2$  он составляет 29 %, а при  $P/Cf = 6$  — 39 % (гипохромный эффект —  $H = (A_{\max} - A_{\min})/A_{\min}$ , в %; где  $A_{\max}$ ,  $A_{\min}$  — максимальное и минимальное значения оптического поглощения смеси соответственно). Отметим, что сумма интенсивностей оптического поглощения чистой ДНК и чистого кофеина выше интенсивности поглощения смеси в этом интервале концентраций кофеина. Возможен и иной механизм взаимодействия: молекулы кофеина не внедряются в спираль, а образуют комплекс с ДНК по модели внешнего связывания. При этом усиливаются стэкинг-взаимодействия оснований в цепи, что приводит к стабилизации двойной спирали [6].

Дестабилизирующее действие кофеина на вторичную структуру ДНК при относительно высоких концентрациях может быть вызвано нарушением гидратной оболочки ДНК [4, 5]. Вероятно, при повышении концентраций растворов кофеина его молекулы лучше взаимодействуют друг с другом, чем с ДНК, и образуют ассоциаты. Такой вывод был сделан на основе анализа результатов спектрофотометрического изучения водных растворов кофеина в диапазоне концентраций  $1,54 \cdot 10^{-3}$  —  $1,26 \cdot 10^{-5}$  моль, что соответствует концентрациям, применяемым при исследовании взаимодействия кофеина с ДНК. Уменьшение интенсивности в максимумах спектров поглощения и температурная зависимость спектров поглощения позволяет предположить, что при рассмотренных концентрациях имеется тенденция к образованию ассоциатов молекул кофеина. Результаты исследования водных растворов кофеина более высоких концентраций  $\sim 10^{-2}$  моль приводят к аналогичным видам [1, 2].

Очевидно, при повышении концентрации растворов кофеина образуются димеры (или ассоциаты более высокого порядка в случае больших концентраций растворов). Такие молекулярные ассоциа-

ты, взаимодействуя с ДНК, связываются с ней внешним образом. В отличие от случая связывания мономеров кофеина, ассоциаты, по-видимому, нарушают гидратную оболочку нуклеиновой кислоты и тем самым дестабилизируют ее вторичную структуру.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что при взаимодействии кофеина с молекулой ДНК проявляются два противоположных эффекта влияния кофеина в зависимости от его концентрации в растворе.

**Список литературы:** 1. Шестопалова А. В., Николов О. Т., Малеев В. Я. Диэлектрические свойства водных растворов компонентов нуклеиновых кислот и их производных. — В кн.: I Всесоюз. биофиз. съезд : Тез докл., М., 1982, т. I, с. 83. 2.  $^1\text{H}$ - and  $^{13}\text{C}$ -NMR studies on caffeine and its interaction with nucleic acids / L.-S. Kan, Ph. N. Borer, D. M. Cheng, P. O. P. Ts'o. — Biopolymers, 1980, 19, N 9, p. 1641—1654. 3. Key E. R., Simmons J., Dounce A. L. Eduction of DNA from mammalian thymus. — J. mol. biol., 1961, 3, N 2, p. 208—216. 4. Lang H. On the interaction between caffeine and nucleic acids. IV: The influence of caffeine on the photodi merization in DNA. — Studia biophysica, 1974, 45, p. 145—155. 5. Lang H. On the interaction between caffeine on the secondary structure of native DNA and RNA. — Studia biophysica, 1976, 55, N 2, p. 137—156. 6. Sprinz H., Jritzsche H. Denetron spin-lattice relaxaiton in caffeine: an approach to the study of rotational motions in the caffeine-DNA complexes. — Studia biophysica, 1978, 70, N 2, p. 159—160.

Поступила в редколлегию 17.02.83.

УДК 536.7:576.3

Б. Г. ЕМЕЦ, канд. физ.-мат. наук

### ВОДНЫЙ ТРАНСПОРТ ЧЕРЕЗ БИОМЕМБРАНЫ

---

Скорость протекания обмена веществ в живом организме лимитируется обменом в системе клетка — межклеточная среда. Ионный транспорт обеспечивается функционированием ионных каналов в цитоплазматической мембране. Вместе с тем немаловажен транспорт молекул воды, которая, по-видимому, может увлекать растворенные вещества.

Принято считать, что перенос воды через биомембрану обусловлен тепловыми флуктуациями, т. е. самодиффузией молекул воды. Существует один фактор, способствующий водному обмену в системе клетка — межклеточная среда. Это разность значений химических потенциалов воды по обе стороны мембраны. Имеется в виду, что осмотическое давление давно установилось, т. е. градиент осмотического давления на клеточной мембране отсутствует.

Фактор неравновесности обусловлен неодинаковыми концентрациями разных веществ в биологических клетках и межклеточной среде. Например, в эритроцитах человека концентрация калия примерно в 30 раз выше, чем в плазме крови, а концентрация же натрия в 10 раз меньше [1].

Статистический аналог свободной энергии (изотермического потенциала)  $F = F_{\text{ид}} + F_{\text{п}}$  [2].

Здесь  $F_{\text{ид}}$  — кинетическая энергия системы, в которой отсутствует молекулярное взаимодействие;  $F_{\text{п}}$  — потенциальная энергия, зависящая от межмолекулярного взаимодействия. Конкретнее

$$F = F_{\text{ид}} + RT \ln e^{\frac{\bar{u}_{\text{п}}}{kT}},$$

где  $\bar{u}_{\text{п}}$  — средняя потенциальная энергия одного моля. Выражение для  $F$  записано здесь в виде суммы, первый член которой относится к идеальной системе, а второй характеризует ее отклонение от идеальности. (Под идеальной системой понимается жидкая система при предельном, бесконечном разведении). Абсолютным коэффициентом активности системы называют величину под знаком логарифма

$$\gamma = e^{\frac{\bar{u}_{\text{п}}}{RT}}. \text{ Тогда}$$

$$F = F_{\text{ид}} + RT \ln \gamma,$$

а химический потенциал реальной системы

$$\mu_{\text{реальн}} = \left( \frac{\partial F}{\partial N} \right)_{T, V} = \mu_{\text{ид}} + RT \ln \gamma = \mu_{\text{ид}} + \bar{u}_{\text{п}}.$$

Если в клетке и в межклеточной среде растворены различные вещества, то в общем случае потенциальная энергия водных молекул в этих двух частях раствора неодинакова. Причем отличие больше, когда в растворе преобладают ионы, по-разному меняющие состояние воды — гидратацию. Как известно [3], ионы калия в водном растворе повышают подвижность воды, т. е. уменьшают  $\bar{u}_{\text{п}}$  (отрицательная гидратация), а ионы натрия — водную подвижность (положительная гидратация). Выравнивание химических потенциалов внутриклеточной и межклеточной воды происходит при встречном водном транспорте через мембрану. Этот обмен должен быть постоянным, поскольку концентрации ионов стабилизированы (в эритроцитах, например, многократное превышение концентрации калия, а в плазме — натрия).

Высказанные соображения подтверждены экспериментально. Время водного обмена измеряли с помощью ядерного магнитного резонанса методом парамагнитного допинга [4]. В образцах крови кардиологических больных с относительно замедленным водным обменом плазма крови поглощает больше электромагнитных колебаний миллиметрового диапазона, чем в среднем плазма у доноров. Это указывает на большую подвижность воды в плазме, а следовательно, на меньшую разность химических потенциалов воды в эритроцитах и в плазме исследуемых образцов крови. (Высокая подвижность молекул воды в эритроцитах обеспечена достаточной концентрацией калия).

Полученные результаты интересны в связи с мнением о том [5], что кардиологические заболевания обусловлены, помимо других

причин, дисфункцией эритроцитарных мембран. Это позволяет подойти к проблеме патологии на клеточном и молекулярном уровне.

Список литературы: 1. Черницкий Е. А., Воробей А. В. Структура и функции эритроцитарных мембран. — Минск: Наука и техника, 1981. — 216 с. 2. Измайлов Н. А. Электрохимия растворов. — М.: Химия, 1966. — 575 с. 3. Самойлов О. Я. Структура водных растворов электролитов и гидратация ионов. — М.: Изд-во АН СССР, 1957. — 142 с. 4. Conlon T., Outhred R. Water diffusion permeability of erythrocytes using an NMR technique. — ВВА, 1972, 288, р. 354—361. 5. Постнов Ю. В. Патогенетическое значение нарушения функции клеточных мембран при гипертонической болезни. — Кардиология 1981, 21, № 7, с. 5—12.

Поступила в редколлегию 11.01.84

УДК 535.317.1

В. А. ЕПИШНЫЙ, канд. физ.-мат. наук, М. В. НЕОФИТНЫЙ

### К ВОПРОСУ ОБ ИССЛЕДОВАНИИ ДИФРАКЦИОННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ТРАНСПАРАНТОВ

Одной из актуальных проблем радиофизики является развитие методов измерения характеристик пучков излучения. Для ее решения перспективно использование дифракционных изображений периодических транспарантов [1—5]. Настоящая работа является продолжением исследований [1—3]. В ней на длине волны  $\lambda = 0,6328$  мкм получено экспериментальное подтверждение явления отображения диаграммы направленности пучка излучения в изображениях Френеля двумерного транспаранта, исследовано влияние кривизны фронта пучка на мультиплицированные изображения этого транспаранта.

Транспарант в виде сетки с периодом расположения лент  $T$ , равным 1 мм, и шириной лент  $d$ , равной 50 мкм, был изготовлен методом фотолитографии. Разброс периода транспаранта составлял не более 2 мкм. Пучок излучения диаметром 4 мм разводился системой Кассегрена до 40 мм и ограничивался ирисовой диафрагмой так, что на транспарант падала наиболее равномерная по интенсивности его часть, имеющая диаметр от 9 мм до 16 мм. Дифракционные картины поля за транспарантом регистрировались на фотопленку. Вся оптическая система располагалась на голографическом стенде УИГ-22. Фотометрирование дифракционных изображений производилось на самопишущем микроденситометре. Разрешающая способность микроденситометра составляла 10 мкм, что обеспечивало воспроизведение профилей распределения интенсивности излучения в дифракционных полосах шириной 200—400 мкм.

Результаты сравнения угловых распределений интенсивности дифрагированных порядков с номерами  $l = 9, 11$  в плоскости, удаленной от транспаранта на расстояние  $L = \frac{T^2}{\lambda}$ , и пучка в дальней

зоне показаны на рис. 1. Сплошная кривая соответствует угловому распределению интенсивности в плоскости изображения Френеля, пунктирная — в дальней зоне. Дифракционное изображение пучка в дальней зоне получено при помощи линзы с фокусным расстоянием 2 м. Сфокусированное линзой излучение ослаблялось при помощи калиброванных светофильтров.

Видно хорошее совпадение сравниваемых угловых распределений. Угол расходимости пучка излучения  $\Theta$ , определенный по уровню 0,5 от максимального значения интенсивности, составляет  $10^{-4}$  радиан, а по уровню  $0,1-1,9 \times 10^{-4}$  рад. Наилучшее совпадение угловых распределений дифрагированного поля и диаграммы на-

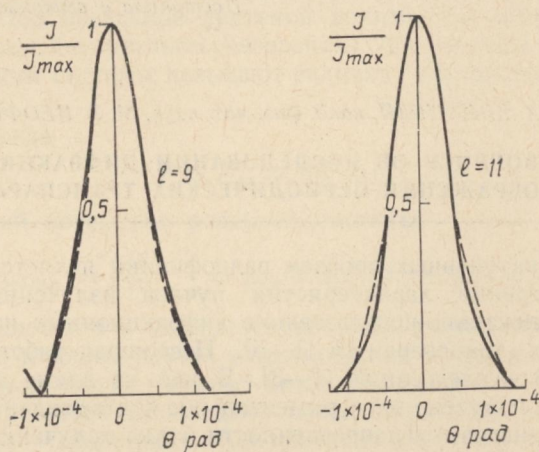


Рис. 1

правленности пучка наблюдалось для первых порядков за пределами основного пучка (в данном случае 8, 9, 10 порядки), худшее — для 13, 14, 15 порядков. Искажение формы высших дифракционных порядков по сравнению с диаграммой направленности пучка вызвано ограничением на диаграмму направленности одиночного рассеивающего элемента сетки [2, 3]. Между соседними главными дифракционными максимумами в плоскостях  $L = \frac{T^2}{\lambda}$ ,  $L = \frac{T^2}{2\lambda}$  наблюдались вторичные максимумы, число которых совпадало с числом периодов транспаранта, перекрывающих поперечное сечение пучка.

Светлые дифракционные полосы, в которых отображается диаграмма направленности пучка излучения, пересекают темные полосы, расположенные с периодом, равным  $T$ , в плоскости изображения Фурье и с периодом, равным  $\frac{T}{2}$ , в плоскости мультипликации ( $L = \frac{T^2}{2\lambda}$ ). В плоскости мультипликации при падении пучка излучения с плоским волновым фронтом контраст изображения в точках

пересечения светлых и темных дифракционных полос одинаковый. Искривление волнового фронта приводит к уменьшению контраста через одну точку пересечения дифракционных полос. На дифракционную картину в виде светлых полос накладывалась картина в виде периодически расположенных светлых точек, обусловленная наличием узлов сетки. В каждой из периодически расположенных точек при выбранной геометрии транспаранта отображается диаграмма направленности пучка. С увеличением номера дифракционного порядка картина, обусловленная наличием узлов сетки, становится неразличимой от спекл — структуры излучения.

Значительная зависимость дифракционного изображения в той же плоскости мультипликации от кривизны волнового фронта наблюдается также в полном поле. При этом в изображении перегородок транспаранта через одну появляются светлые полосы в средних частях темных дифракционных полос и еще более увеличивается контраст соседних с ними полос. Микроденситограмма распределения оптической плотности излучения в мультиплицированном изображении транспаранта показана на рис. 2. Количественным критерием, позволяющим

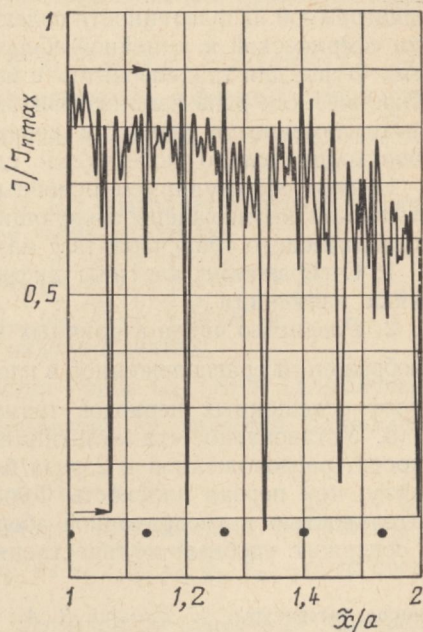


Рис. 2

определять радиус кривизны фронта, является отношение  $\eta$  экстремальных интенсивностей поля в упомянутых светлой полосе и соседней темной полосе (на микроденситограмме указанные экстремальные точки обозначены стрелками, точками показано расположение перегородок транспаранта,  $\tilde{x}$  — координата в плоскости наблюдения,  $2a$  — диаметр пучка излучения). Пучок в эксперименте был расходящимся, поэтому контрастные темные полосы в изображении смещены относительно перегородок транспаранта на расстояние  $\frac{T}{2}$ . В случае сходящегося пучка темные дифракционные полосы располагаются напротив перегородок транспаранта. Зависимость  $\eta$  при заданном значении радиуса кривизны фронта от параметра  $\frac{d}{T}$  имеет оптимум. Визуально при этом наблюдалась трансформация мультиплицированного изображения в саморепродуцированное.

Остановимся на влиянии кривизны фронта пучка на Фурье изображения ( $L = \frac{mT^2}{\lambda}$ ,  $m = 1, 2, 3 \dots$ ). Как теоретически показано в [3] и наблюдалось экспериментально в настоящей работе, эти картины для транспаранта с  $\frac{d}{T} \ll 1$  не являются его самоизображениями. Отличие состоит в том, что светлые полосы дифрагированного и темные — полного поля имеют структуру, совпадающую с диаграммой направленности падающего пучка. В то же время влияние сферической и линейной aberrаций на изображения в плоскостях Фурье для транспарантов с малым коэффициентом заполнения такое же, как и на самоизображения [4]: при сферическом фронте пучка изменяется период и контраст картины, при линейном — происходит только поперечный сдвиг полос изображения.

Кратко сформулируем основные результаты работы. Экспериментально подтверждены следующие свойства изображений Френеля периодического транспаранта с малым коэффициентом заполнения:

1. Отображение картины дифракции Фраунгофера падающего пучка излучения.

2. Равенство числа вторичных максимумов на периоде картины изображения, расположенной в плоскостях  $L = \frac{T^2}{p\lambda}$ , где  $p = 1, 2$ , числу освещенных периодов транспаранта.

3. Установлено, что мультиплицированное изображение в плоскости, расположенной в 2 раза ближе по отношению к транспаранту, чем первая плоскость Фурье, обладает повышенной чувствительностью к квадратичной aberrации фронта падающего пучка и содержит удобный количественный критерий кривизны фронта.

Список литературы: 1. Епишин В. А., Неофитный М. В. Дифракционный ответитель для измерения характеристик лазерного излучения. — Квантовая электроника, 1982, 9, № 4, с. 718—725. 2. Епишин В. А., Неофитный М. В. Восстановление диаграммы направленности пучка излучения по дифрагированному на редкой решетке излучению в зоне Френеля. — Импульсная фотометрия, 1984, вып. 8, с. 33—35. 3. Епишин В. А., Неофитный М. В. О некоторых явлениях при дифракции Френеля на периодических и непериодических структурах. — Вестн. Харьк. ун-та, 1984, № 255. Прикладные задачи радиофизики. 4. Коряковский А. С., Марченко В. М. Датчик волнового фронта на основе эффекта Тальбота. — Журн. техн. физики, 1981, 51, № 7, с. 1432—1438. 5. Patorski K. Measurement of the wavefront curvature of small diameter laser beams using the Fourier imaging phenomenon. — Opt. and Laser Technology, 1979, 11, N 2, p. 91—94.

Поступила в редколлегию 18.01.85.

Н. М. БОГОМОЛОВ, С. Б. ДАНИЛЕВИЧ, Н. П. ЖУК  
 ФУНКЦИИ ГРИНА УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА  
 В ПРОСТРАНСТВЕННО НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

1. Рассмотрим краевую задачу для монохроматического ( $\sim e^{-i\omega t}$ ) электромагнитного поля  $\vec{E}(\vec{R})$ ,  $\vec{H}(\vec{R})$ ,  $\vec{R} = (x, y, z)$  в среде с материальными параметрами  $\hat{\epsilon}(\vec{R})$ ,  $\hat{\mu}(\vec{R})$ . Она включает уравнения Максвелла

$$\nabla \times \vec{E} - ik_0 \hat{\mu} \cdot \vec{H} = -(4\pi/c) \vec{M}, \quad \nabla \times \vec{H} + ik_0 \hat{\epsilon} \cdot \vec{E} = (4\pi/c) \vec{J} \quad (1)$$

и надлежащие граничные условия, например, в форме условий предельного поглощения в бесконечности. Здесь  $k_0 = \omega/c$ ;  $\vec{M}$ ,  $\vec{J}$  — заданные источники поля.

Аппарат функций Грина  $\hat{G}_{\alpha\beta}(\vec{R}, \vec{R}')$  позволяет получить в замкнутой форме выражение для поля через источники

$$\begin{bmatrix} \vec{E}(\vec{R}) \\ \vec{H}(\vec{R}) \end{bmatrix} = \int \begin{bmatrix} \hat{G}_{ee}(\vec{R}, \vec{R}') & \hat{G}_{em}(\vec{R}, \vec{R}') \\ \hat{G}_{me}(\vec{R}, \vec{R}') & \hat{G}_{mm}(\vec{R}, \vec{R}') \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \vec{J}(\vec{R}') \\ \vec{M}(\vec{R}') \end{bmatrix} d\vec{R}' \quad (2)$$

безотносительно к конкретному виду последних.

Построим в явном виде функции Грина  $\hat{G}_{\alpha\beta}(\vec{R}, \vec{R}')$  для случая, когда среда занимает все пространство  $\vec{R}$ , является одноосной с оптической осью вдоль  $z$ :

$$\hat{\eta} = \eta_x \hat{I}_x + \eta_z \hat{I}_z, \quad \eta = \epsilon, \mu, \quad (3)$$

и неоднородной только в поперечном направлении:  $\hat{\eta}(\vec{R}) \equiv \hat{\eta}(\vec{\rho})$ ,  $\vec{\rho} = (x, y)$ . Здесь  $\hat{I}_x = \vec{x}_0 \vec{x}_0 + \vec{y}_0 \vec{y}_0$ ,  $\hat{I}_z = \vec{z}_0 \vec{z}_0$ ;  $\vec{x}_0, \vec{y}_0, \vec{z}_0$  — орты соответствующих осей.

2. С этой целью, следуя [1], перейдем от уравнений Максвелла (1) к уравнениям для поперечных (относительно оси  $z$ ) компонент электромагнитного поля. Продольные компоненты выражаются при этом через поперечные прямыми формулами.

Решая затем краевую задачу для поперечного электромагнитного поля методом разложения по собственным функциям «поперечного» оператора [1, 2], находим коэффициенты этого разложения в виде «скалярных произведений» — интегралов от источников, умноженных на эти собственные функции. Тем самым мы получаем некоторое интегральное представление для поля через источники. Сравнение его с (2) позволяет найти искомые функции Грина в явном виде.

Окончательный результат таков:

$$\begin{aligned} \hat{G}_{ee}(\vec{R}, \vec{R}') &= \frac{4\pi I_z}{ik_0 c \epsilon_z(\vec{\rho})} \delta(\vec{R} - \vec{R}') - \frac{2\pi}{c} \sum_{\nu} \frac{e^{i\nu v|\zeta|}}{P_{\nu}} [e_{\nu t}(\vec{\rho}) + \\ &+ e_{\nu z}(\vec{\rho}) \operatorname{sgn} \zeta] [e_{\nu t}(\vec{\rho}') - e_{\nu z}(\vec{\rho}') \operatorname{sgn} \zeta]; \\ \hat{G}_{em}(\vec{R}, \vec{R}') &= -\frac{2\pi}{c} \sum_{\nu} \frac{e^{i\nu v|\zeta|}}{P_{\nu}} [e_{\nu t}(\vec{\rho}) + \end{aligned} \quad (4)$$

$$+ \vec{e}_{vz}(\rho) \operatorname{sgn} \zeta] [\vec{h}_{vt}(\rho') - \vec{h}_{vz}(\rho') \operatorname{sgn} \zeta];$$

$$\hat{G}_{ee}(\vec{R}, \vec{R}') \rightarrow \hat{G}_{mm}(\vec{R}, \vec{R}'), \hat{G}_{em}(\vec{R}, \vec{R}') \rightarrow \hat{G}_{me}(\vec{R}, \vec{R}')$$

при формальной замене справа в (4)  $\varepsilon \rightarrow \mu$ ,  $\vec{e}_v \leftrightarrow \vec{h}_v$ ,  $\zeta \equiv z - z'$ .

3. В этих формулах  $\vec{e}_v(\rho)$ ,  $\vec{h}_v(\rho)$  — собственные функции, порожденные следующей краевой задачей [1, 2]:

$$\nabla_t \varepsilon^{-1}(\rho) \nabla_t \cdot \vec{z}_0 \times \vec{h}_{vt}(\rho) = -k_0 \kappa_0 \vec{e}_{vt}(\rho) - k_0^2 \mu(\rho) \vec{z}_0 \times \vec{h}_{vt}(\rho); \quad (5)$$

$$\nabla_t \mu^{-1}(\rho) \nabla_t \cdot \vec{z}_0 \times \vec{e}_{vt}(\rho) = k_0 \lambda_0 \vec{h}_{vt}(\rho) -$$

$$- k_0^2 \varepsilon(\rho) \vec{z}_0 \times \vec{e}_{vt}(\rho), \quad |\vec{e}_{vt}(\rho), \vec{h}_{vt}(\rho)| < +\infty.$$

Продольные компоненты  $\vec{e}_{vz}$ ,  $\vec{h}_{vz}$  выражаются через поперечные по формулам

$$\vec{e}_{vz}(\rho) = -[ik_0 \varepsilon_z(\rho)]^{-1} \nabla_t \times \vec{h}_{vt}(\rho),$$

$$\vec{h}_{vz}(\rho) = [ik_0 \mu_z(\rho)]^{-1} \nabla_t \times \vec{e}_{vt}(\rho). \quad (6)$$

Здесь  $\nabla_t \equiv x_0 \partial / \partial x + y_0 \partial / \partial y$  — собственное волновое число  $\kappa_v$ , на комплексной плоскости  $\kappa$  считается принадлежащим множеству  $r = \{\operatorname{Re} \kappa > 0\} \cup \{\operatorname{Re} \kappa = 0, \operatorname{Im} \kappa > 0\}$ ; вид функциональной связи  $\kappa_v = \kappa(\nu)$  со спектральным параметром  $\nu$  мы не конкретизируем.

Собственные функции  $\vec{e}_v(\rho)$ ,  $\vec{h}_v(\rho)$  при интегрировании по поперечному сечению среды в бесконечных пределах удовлетворяют соотношению ортогональности

$$\vec{z}_0 \cdot \int \vec{e}_v(\rho) \times \vec{h}_{v'}(\rho) d\rho = P_v \delta_{vv'},$$

$P_v$  — нормировочный коэффициент;  $\delta_{vv'}$  — дельта-функция Кронекера или Дирака. В (4) «суммирование» проводится по всем спектральным точкам  $\nu$ :  $\sum \equiv \sum_{\nu_k} + \int d\nu \dots$ , для которых  $\kappa_\nu$  принадлежат указанному множеству  $\Gamma$ .

Для среды без омических потерь, не умаляя общности, можно положить, что для вещественных  $\kappa_\nu$ , величины  $\vec{e}_{vt}$ ,  $\vec{h}_{vt}$ ,  $P_\nu$  являются вещественными, а  $\vec{e}_{vz}$ ,  $\vec{h}_{vz}$  — мнимыми; для мнимых  $\kappa_\nu$   $\vec{h}_{vt}$ ,  $\vec{h}_{vz}$  — вещественные, а  $\vec{e}_{vt}$ ,  $\vec{e}_{vz}$ ,  $P_\nu$  — мнимые. При этом спектральные точки  $\kappa_\nu$  лежат на отрезках осей  $\operatorname{Im} \kappa = 0$  и  $\operatorname{Re} \kappa$ , принадлежащих  $\Gamma$ .

Строгая теория краевой задачи вида (5) изложена в [2].

4. Усложним строение рассмотренной выше среды, поместив в нее включение с материальными параметрами  $\hat{\varepsilon}_p(\vec{R})$ ,  $\hat{\mu}_p(\vec{R})$  краевую задачу для электромагнитного поля в такой нерегулярной среде можно сформулировать в классической форме интегральных соотношений [3]:

$$\begin{aligned} \vec{E}(\vec{R}) &= \vec{E}_0(\vec{R}) - \hat{I}_z \left[ \vec{\varepsilon}(\vec{R}) \cdot \vec{E}(\vec{R}) / \varepsilon_z(\rho) \right] + \\ \vec{H}(\vec{R}) &= \vec{H}_0(\vec{R}) - \hat{I}_z \left[ \vec{\mu}(\vec{R}) \cdot \vec{H}(\vec{R}) / \mu_z(\rho) \right] + \\ &+ \frac{ik_0}{2} \sum_v \int dz' q_v(\zeta) \frac{e^{i\kappa v |\zeta|}}{P_v} \left[ \begin{aligned} &\vec{e}_{vt}(\rho) + \vec{e}_{vz}(\rho) \operatorname{sgn} \zeta \\ &\vec{h}_{vt}(\rho) \operatorname{sgn} \zeta + \vec{h}_{vz}(\rho) \end{aligned} \right]; \\ q_v(\zeta) &\equiv \int d\rho' \{ \vec{e}_{vt}(\rho') - \vec{e}_{vz}(\rho') \operatorname{sgn} \zeta \cdot \vec{\varepsilon}(\vec{R}') \cdot \vec{E}(\vec{R}') + \\ &+ [\vec{h}_{vt}(\rho') \operatorname{sgn} \zeta - \vec{h}_{vz}(\rho') \cdot \vec{\mu}(\vec{R}') \cdot \vec{H}(\vec{R}') \}; \\ \tilde{\eta}(\vec{R}) &\equiv \begin{cases} \hat{\eta}_p(\vec{R}) - \eta(\rho), & \vec{R} \in V_p; \\ 0, & \vec{R} \in \bar{V}_p, \quad \eta = \varepsilon, \mu. \end{cases} \end{aligned}$$

$V_p$  — область, занятая включением;  $\vec{E}_0, \vec{H}_0$  — первичное поле, создаваемое теми же источниками в регулярной среде.

Список литературы: 1. Фелсен Л., Маркувиц Н. Излучение и рассеяние волн. — М.: Мир, 1978, т. 2, гл. 7, § 2, с. 235—238. 2. Шевченко В. В. Поперечная краевая задача для собственных волн круглого диэлектрического волновода (строгая теория). — Радиотехника и электроника, 1982, 27, № 1, с. 1—10. 3. Хижняк Н. А. Функции Грина уравнений Максвелла для неоднородных сред. — Журн. техн. физики, 1983, 28, № 7, с. 1597—1609.

Поступила в редколлегию 20.02.83.

## СОДЕРЖАНИЕ

Голынкин А. А. Об особенностях нагрева ионосферной плазмы в режимах с обострением . . . . .	3
• Горобец Н. Н., Давидчевский Ю. И., Чекалин Г. М. Собственные поляризации как критерий в фазорной эллипсомеррии . . . . .	5
• Нестеренко М. В., Петленко В. А. Тонкий импедансный вибратор в поглощающей среде . . . . .	11
Львова О. В. Задача о дифракции Е-поляризованной плоской волны на неидеально отражающем экране . . . . .	14
— Гончаренко И. В., Хорошун В. В. Дифракция плоской электромагнитной волны на решетке из лент в плоскости раздела вакуум-феррит . . . . .	19
• Хижняк Н. А., Хижняк С. Н. Распространение электромагнитных волн в среде, образованной частицами со случайными параметрами . . . . .	21
— Богомолов Н. М., Жук Н. П. Тензоры Грина электромагнитного поля в слоистой среде . . . . .	26
• Богомолов Н. М., Данилевич С. Б., Жук Н. П. Интегральные уравнения для задачи о рассеянии волн в неоднородной среде с шероховатой границей . . . . .	28
— Прокопчук Ю. А. Излучение электромагнитных волн пучком заряженных частиц, пересекающих дифракционную решетку . . . . .	33
— Курбаров С. Г., Шматько А. А. К учету пространственного заряда в теории флуктуационных явлений ГДИ . . . . .	38
— Васильев Д. М., Романцов Ю. А., Третьяков О. А. Анализ модуляторов на основе колебательных систем ГДИ . . . . .	40
— Тарасов М. М. Принцип максимума Понтрягина в задаче об оптимальном рассинхронизме СВЧ автогенератора . . . . .	43
• Тарасов М. М. Прямой метод оптимизации СВЧ автогенератора с распределенным взаимодействием О-типа . . . . .	45
• Яцук К. П., Гребенюк Ю. И. Экспериментальные исследования несимметричных полей плоской логарифмической спирали . . . . .	46
• Звягинцев А. А., Батраков Д. О. Вычисление мощности потерь при возбуждении эллиптического цилиндра с заданным распределением поверхностного импеданса . . . . .	48
• Чумаченко Н. А. Распространение электромагнитных импульсов в Н-образном волноводе . . . . .	49
— Бородаев В. А., Прокопчук Ю. А. Влияние диэлектрического слоя на частоту цилиндрического диэлектрического резонатора . . . . .	51
— Великоцкий В. Н., Двадненко В. Я., Екимов С. В., Ярмак И. Н. Стенд для измерения параметров высокооборотных резонаторов . . . . .	54
Лесик Н. И., Кондратьев Б. В., Дмитриева Л. В. Несимметричные полосковые линии, связанные через щель в общей заземленной плоскости . . . . .	56
• Блаудов В. Я., Лементя Ю. А., Хаджинов В. Д., Шейко В. П. Спектр флуктуаций интенсивности сигнала, рассеянного морской поверхностью . . . . .	58
• Чеботарев В. И., Баскуменко В. М. Сопряженные базисные функции разложений сигналов в неортогональных базисах . . . . .	66
— Прохоров Э. Д., Полянский Н. Е., Дрогаченко А. А. Пороговые напряженности электрического поля в коротких диодах Ганна с $t - n^+n$ -катодом . . . . .	68
— Аркуша Ю. В., Дрогаченко А. А., Прохоров Э. Д. Влияние инерционности механизмов переноса на частотные свойства диода Ганна . . . . .	71
— Шеховцов Н. А., Мишнев А. А., Шеховцова Н. А. Граничные условия инжектируемого запорного м-р-контакта длинной м-р-м-структуры . . . . .	73

— Костин А. И., Светличный В. М. Рассеяние импульса и энергии носителей заряда в InSb—NiSb . . . . .	75
— Баркова И. И., Костин А. И., Мещерякова О. А., Кузьменко П. А. Расчет характеристик детекторов Нернста на основе InSb—NiSb . . . . .	79
— Кулик В. В., Моторненко А. П., Тиманюк В. А., Ткаченко В. М. Об эффективности создания плотной плазмы в холодном полом катоде и СВЧ разряде . . . . .	82
— Берник П. М., Сорокина В. М., Ткаченко В. М. Влияние примеси воздуха на условия контрагирования тлеющего разряда в криптоне . . . . .	84
✓ Комарь И. Н., Георгиев Б. П. О накоплении радиационных вакансий в границах органических кристаллов . . . . .	86
✓ Комарь И. Н., Сегноутка Т. О некоторых радиационно-стимулированных эффектах в конденсированной среде . . . . .	88
— Шестопалова А. В., Гасан А. И., Малеев В. Я. Термоустойчивость двойной спирали ДНК в присутствии кофеина . . . . .	91
— Емец Б. Г. Водный транспорт через биомембраны . . . . .	93
• Епишин В. А., Неофитный М. В. К вопросу об исследовании дифракционных изображений периодических транспарантов . . . . .	95
• Богомолов Н. М., Данилевич С. Б., Жук Н. П. Функции Грина уравнений Максвелла в пространственно неоднородной среде . . . . .	99

**ВЕСТНИК  
ХАРЬКОВСКОГО  
УНИВЕРСИТЕТА**  
№ 273

**Электромагнитные волны в средах**

Редактор *З. Н. Щегельская*  
Художественный редактор *Т. П. Короленко*  
Технический редактор *Л. Т. Ена*  
Корректор *Л. В. Варавина*

Н/К

Сдано в набор 15.04.85. Подп. в печать 05.07.85. БИ 21681. Формат 60×90/16. Бумага типогр. № 2. Лит. гарн. Выс. печать. 7 печ. л. 7,25 кр.-отт. 7 уч.-изд. л. Тираж 500 экз. Изд. № 1308. Зак. 5-1161. Цена 1 р.

Издательство при Харьковском государственном университете издательского объединения «Вища школа», 310003, Харьков-3, ул. Университетская, 16

Отпечатано с матриц книжной фабрики им. М. В. Фрунзе в Харьковской городской типографии № 16, 310003, Харьков-3, ул. Университетская, 16

Зак. 1264.

## РЕФЕРАТЫ

УДК 550.388

**Об особенностях нагрева ионосферной плазмы в режимах с обострением.** Г о л ы н к и н А. А.— Вестн. Харьк. ун-та, 1985, № 273. Электромагнит. волны в средах, с. 3—5.

Рассмотрена возможность локализации тепла в ионосфере вблизи уровня отражения мощной радиоволны. Для закона модуляции волны, обеспечивающего нагрев в режиме с обострением, можно ограничить глубину прогрева электронной составляющей плазмы в области  $F$  ионосферы.

Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 535.+543.47

**Собственные поляризации как критерий в фазорной эллипсомерии.** Г о р о б е ц Н. Н., Д а в и д ч е в с к и й Ю. И., Ч е к а л и н Г. М.— Вестн. Харьк. ун-та, 1985, № 273. Электромагнит. волны в средах, с. 5—11.

Выведены формулы для основных параметров эллипсомерии — отношений коэффициентов взаимодействия, выраженных через комплексные параметры поляризации волны — фазоры. В выражения входят фазоры падающей волны, волны отклика и собственных поляризаций (не изменяющихся при взаимодействиях). Показано, что априорное знание собственных поляризаций и принадлежности их к определенным группам служит методологическим критерием — приводит к упрощению методики эксперимента и расчета основных параметров эллипсомерии.

Библиогр.: 7 назв.

УДК 621.396.67

**Тонкий импедансный вибратор в поглощающей среде.** Н е с т е р е н к о М. В. П е т л е н к о В. А.— Вестн. Харьк. ун-та, 1985, № 273. Электромагнитные волны в средах, с. 11—13.

Решена задача о токораспределении в тонкой вибраторной антенне, на поверхности которой заданы импедансные граничные условия, в поглощающей среде. Получено асимптотическое выражение для тока, справедливое для вибратора любой длины при произвольном возбуждении.

Библиогр. 7 назв.

УДК 621.39

**Задача дифракции E-поляризованной плоской волны на неидеально отражающем экране.** Л ь в о в а О. В.— Вестн. Харьк. ун-та, 1985, № 273. Электромагнит. волны в средах, с. 14—19.

Построена математическая модель бесконечно тонкого, хорошо проводящего экрана, граничные свойства которого описываются полученными в работе условиями линейного сопряжения.

Методом факторизации получено точное решение задачи дифракции E-поляризованной плоской волны на экране-полуплоскости, описываемой этой математической моделью. Проведен анализ полученного решения с точки зрения взаимодействия падающей, отраженной и краевой волн.

Ил. 3. Библиогр.: 3 назв.

УДК 538.574.6

**Дифракция плоской электромагнитной волны на решетке из лент в плоскости раздела вакуум-феррит.** Гончаренко И. В., Хорошун В. В.— Вестн. Харьк. ун-та, 1985, № 273. Электромагнит. волны в средах, с. 19—21.

В строгой постановке решена задача о дифракции  $E$ -поляризованной электромагнитной волны на ленточной решетке, расположенной на границе раздела свободное пространство — поперечно-намагниченный феррит.

Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.371

**Распространение электромагнитных волн в среде, образованной частицами со случайными параметрами.** Хижняк Н. А., Хижняк С. Н.— Вестн. Харьк. ун-та, 1985, № 273. Электромагнит. волны в средах, с. 21—25.

Получены выражения для эффективных диэлектрической и магнитной проницаемостей искусственного диэлектрика, образованного хаотически распределенными частицами со случайно распределенными параметрами. Выражения для эффективных проницаемостей полностью описывают распространение электромагнитных волн в рассматриваемом искусственном диэлектрике.

УДК 517.511

**Тензоры Грина электромагнитного поля в слоистой среде.** Богомолов Н. М., Жуков Н. П.— Вестн. Харьк. ун-та, 1985, № 273. Электромагнит. волны в средах, с. 26—28.

Предложены новые представления для тензорных функций Грина уравнений Максвелла в случае слоистой одноосной среды через скалярные потенциалы. В отличие от известных ранее результатов, полученные соотношения справедливы при любом положении точки источника и точки наблюдения.

Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.372

**Интегральные уравнения для задачи о рассеянии волн в неоднородной среде с шероховатой границей.** Богомолов Н. М., Данилевич С. Б., Жуков Н. П.— Вестн. Харьк. ун-та, 1985, № 273. Электромагнит. волны в средах, с. 28—33.

Сформулированы интегродифференциальные уравнения для статистически среднего и флуктуационного полей применительно к задаче о рассеянии волн на включении, погруженном в плоскостойкую среду, ограниченную шероховатой поверхностью.

Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.385.6

**Излучение электромагнитных волн пучком заряженных частиц, пересекающих дифракционную решетку.** П р о к о п ч у к Ю. А.— Вестн. Харьк. ун-та, 1985, № 273. Электромагнит. волны в средах, с. 33—38.

Рассмотрено ранее полученное в длинноволновом приближении и в дальней зоне выражение для поля излучения пучка заряженных частиц, пересекающих дифракционную решетку. Это выражение представляет собой бесконечную сумму полиномов и функций Лежандра. Выведены формулы для этой суммы. Исследованы полученные результаты.

Табл. 1. Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.385.6

**К учету пространственного заряда в теории флуктуационных процессов ГДИ.** К у р б а р о в С. Г., Ш м а т ь к о А. А.— Вестн. Харьк. ун-та, 1985, № 273. Электромагнит. волны в средах, с. 38—40.

Предложена методика учета поля пространственного заряда в задаче о влиянии низкочастотных шумов электронного потока на амплитуду и частоту колебания ГДИ.

Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.385

**Анализ модуляторов на основе колебательных систем ГДИ.** В а в р и в Д. М., Р о м а н ц о в Ю. А., Т р е т ь я к о в О. А.— Вестн. Харьк. ун-та, 1985, № 273. Электромагнит. волны в средах, с. 40—43.

Теоретически исследованы физические процессы в модуляторах на основе колебательных систем ГДИ. Получены выражения для коэффициентов модуляции частиц по скорости и по плотности.

Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.385.6

**Принцип максимума Понтрягина в задаче об оптимальном рассинхронизме СВЧ автогенератора.** Т а р а с о в М. М.— Вестн. Харьк. ун-та, 1985, № 273. Электромагнит. волны в средах, с. 43—45.

На основе принципа максимума Понтрягина решается задача о повышении электронного к. п. д. резонатора с распределенным взаимодействием О-типа оптимальным изменением рассинхронизма электронов и поверхностной волны по длине прибора.

Табл. 1. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.385.6

**Прямой метод оптимизации СВЧ автогенератора с распределенным взаимодействием О-типа.** Т а р а с о в М. М.— Вестн. Харьк. ун-та, 1985, № 273. Электромагнит. волны в средах, с. 45—46.

Представлен численный метод определения функциональной зависимости рассинхронизма электронов и поверхностной волны от текущей длины прибора при непосредственном повышении к. п. д. резонатора.

Табл. 1. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.385.632

**Экспериментальные исследования несимметричных полей плоской логарифмической спирали.** Я ц у к К. П., Г р е б е н ю к Ю. И.— Вестн. Харьк. ун-та, 1985, № 273. Электромагнит. волны в средах, с. 46—48.

Проведены экспериментальные исследования несимметричных полей плоских однозаходной и двухзаходной спиралей в области первого пространственного резонанса. Установлено существование несимметричных поверхностных волн с нормальной дисперсией. Обнаружен участок с аномальной дисперсией.

Ил. 1. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.396.67.001.5:621.372.8

**Вычисление мощности потерь при возбуждении эллиптического цилиндра с заданным распределением поверхностного импеданса.** Звягинцев А. А., Батраков Д. О.—Вестн. Харьк. ун-та, 1985, № 273. Электромагнит. волны в средах, с. 48—49.

На основе методов эквивалентных граничных условий и разделения переменных получены выражения для определения мощности тепловых потерь во внешних задачах электродинамики. Получены решения для различных поляризацій падающего поля.

Библиогр.: 2 назв.

УДК 537.877

**Распространение электромагнитных импульсов в Н-образном волноводе.** Чумаченко Н. А.—Вестн. Харьк. ун-та, 1985, № 273. Электромагнит. волны в средах, с. 49—51.

С использованием преобразования Фурье находится комплексная огибающая выходного сигнала, зависящая от геометрических размеров, функции передачи волновода и спектра огибающей входного сигнала. Численные результаты получены с применением ЭВМ.

Ил. 1. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.372.413

**Влияние диэлектрического слоя на частоту цилиндрического диэлектрического резонатора.** Бородаев В. А., Прокочук Ю. А.—Вестн. Харьк. ун-та, 1985, № 273. Электромагнит. волны в средах, с. 51—54.

В одноволновом приближении решена задача о влиянии диэлектрического слоя на частоту цилиндрического диэлектрического резонатора, находящегося на линии с подвешенной подложкой. Приведены некоторые предельные переходы и результаты сравнения теоретических и экспериментальных данных.

Ил. 1. Библиогр.: 1 назв.

УДК 621.372.852.1

**Стенд для измерения параметров высокодобротных резонаторов.** Величкий В. Н., Двадненко В. Я., Екимов С. В., Ярмак И. Н.—Вестн. Харьк. ун-та, 1985, № 273. Электромагнит. волны в средах, с. 54—56.

Описан стенд для оперативного измерения амплитудно-частотных характеристик высокодобротных резонаторов (их нагруженных и собственных добротностей).

Погрешность измерения затуханий на стенде  $\pm 0,05$  дБ. Погрешность измерения частоты при измерении  $1,5 \cdot 10^{-3}$  % в широкой и  $1,5 \cdot 10^{-4}$  % в узкой полосе, погрешность измерения собственной добротности, равной  $(25 \div 50) \cdot 10^3$ , около 4—5 %.

Ил. 1. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.372.852.1

**Несимметричные полосковые линии, связанные через щель в общей заземленной плоскости.** Лесик Н. И., Кондратьев Б. В., Дмитриев А. В.—Вестн. Харьк. ун-та, 1985, № 273. Электромагнит. волны в средах, с. 56—58.

Методом конформных отображений для ТЕМ-волны получены расчетные формулы для поля, емкости и волнового сопротивления в рассматриваемой двухслойной линии. Все пластины бесконечно тонкие, остальные размеры системы произвольные. Составлены программы для расчета характеристик линии. На основе рассматриваемой линии может быть создана аппаратура, размеры которой на порядок меньше, чем у традиционных конструкций.

Ил. 2. Библиогр.: 3 назв.

УДК 534.6.534.24

**Спектр флуктуаций интенсивности сигнала, рассеянного морской поверхностью.** Б л у д о в В. Я., Л е м е н т а Ю. А., Х а д ж и н о в В. Д., Ш е й к о В. П. — Вестн. Харьк. ун-та, 1985, № 273. Электромагнит. волны в средах с. 58—65.

На основе двухмасштабной модели исследован спектр флуктуаций интенсивности сигнала, рассеянного морской поверхностью в обратном направлении при облучении морской поверхности движущимся источником. Определена связь между пространственным спектром углов наклона морской поверхности и спектром рассеянного сигнала.

Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.391.14

**Сопряженные базисные функции разложений сигналов в неортогональных базисах.** Ч е б о т а р е в В. И., Б а к у м е н к о В. М. — Вестн. Харьк. ун-та, 1985, № 273. Электромагнит. волны в средах, с. 66—67.

Разложение сигналов в ряд Тейлора и представление сигналов совокупностью ступенчатых функций рассмотрены как разложения в неортогональных базисах. Найдены выражения, определяющие сопряженный базис. Разложения представлены в виде пар преобразований.

Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.382.2

**Пороговые напряженности электрического поля в коротких диодах Ганна с  $m-n^+-n$ -катодом.** П р о х о р о в Э. Д., П о л я н с к и й Н. Е., Д р о г а ч е н к о А. А. — Вестн. Харьк. ун-та, 1985, № 273. Электромагнит. волны в средах, с. 68—71.

Описаны результаты экспериментального исследования влияния  $m-n^+-n$ -катодного контакта на пороговую напряженность электрического поля диодов Ганна. Приведена зависимость пороговой напряженности электрического поля от длины активной области диода. Проведен анализ и сравнение свойств  $m-n^+-n$ ,  $m-n$  и  $n^+-n$  катодных контактов. На основе экспериментальных данных и качественного анализа сделаны некоторые практические выводы.

Ил. 2. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.382.2

**Влияние инерционности механизмов переноса на частотные свойства диода Ганна.** А р к у ш а Ю. В., Д р о г а ч е н к о А. А., П р о х о р о в Э. Д. — Вестн. Харьк. ун-та, 1985, № 273. Электромагнит. волны в средах, с. 71—73.

Методами численного моделирования с помощью двухтемпературной модели рассчитывали зависимости формы тока через диод длиной 2,5 мк и концентрацией  $n = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  для различных частот. Показано, что с увеличением частоты максимум формы тока сдвигается. Объяснены причины уменьшения эффективности на высокочастотном и низкочастотном краях диапазона частот, в котором работает диод конкретной длины.

Отмечено влияние инерционных эффектов на частотные свойства и эффективность диода конкретной длины.

Ил. 1. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.382.2

**Граничные условия инжектирующего запорного  $m$ - $p$ -контакта длинной  $m$ - $p$ - $m$ -структуры.** Шеховцов Н. А., Мишнев А. А., Шеховцова Н. А. — Вестн. Харьк. ун-та, 1985, № 273. Электромагнит. волны в средах, с. 73—75.

Показано, что при рассмотрении процессов в квазинейтральной области полупроводника диодной структуры необходимо использовать коэффициенты инжекции неосновных неравновесных носителей заряда. Получена концентрация носителей заряда у инжектирующего  $m$ - $p$ -контакта длинной  $m$ - $p$ - $m$ -структуры как функция тока  $j$  и коэффициента инжекции неравновесных электронов  $\gamma_{\text{пн}}$  при условии, что зависимость  $\gamma_{\text{пн}} = f(j)$  определяется процессами в области объемного заряда  $m$ - $p$ -контакта и задана. Установлена связь между коэффициентом  $\gamma_{\text{пн}}$  и коэффициентом инжекции электронов  $\gamma_n$ , характеризующим процессы в области объемного заряда  $m$ - $p$ -контакта.

Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.315.592

**Рассеяние импульса и энергии носителей заряда в  $\text{InSb}$ — $\text{NiSb}$ .** Костин А. И., Светличный В. М. — Вестн. Харьк. ун-та, 1985, № 273. Электромагнит. волны в средах, с. 75—79.

Проведен расчет характеристических времен релаксации импульса и избыточной энергии носителей заряда в двухфазной системе  $\text{InSb}$ — $\text{NiSb}$  в предположении, что рассеяние носителей происходит на границе раздела фаз. Показано, что при определенных условиях потери энергии носителей при этом механизме рассеяния могут доминировать над остальными механизмами, что объясняет малую эффективность разогрева носителей в  $\text{InSb}$ — $\text{NiSb}$  по сравнению с чистым  $\text{InSb}$ .

Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.382

**Расчет характеристик детекторов Нернста на основе  $\text{InSb}$ — $\text{NiSb}$ .** Баркова И. И., Костин А. И., Мещерякова О. А., Кузьменко П. А. — Вестн. Харьк. ун-та, 1985, № 273. Электромагнит. волны в средах, с. 79—82.

Приведен расчет характеристик детекторов Нернста на основе  $\text{InSb}$ — $\text{NiSb}$  — чувствительности и инерционности для 2-х случаев: для пластины на идеально отводящей тепло подложке и без подложки.

Показано, что в первом случае чувствительность вдвое выше, а инерционность на несколько порядков меньше. Эти характеристики для сплава  $\text{InSb}$ — $\text{NiSb}$  оказались лучше характеристик детекторов на основе  $\text{BiSb}$ .

Библиогр.: 4 назв.

УДК 533.9.01:99

**Об эффективности создания плотной плазмы в холодном полом катоде и СВЧ разряде.** Кулик В. В., Моторненко А. П., Тиманюк В. А., Ткаченко В. М. — Вестн. Харьк. ун-та, 1985, № . Электромагнит. волны в средах, с. 82—84.

Исследованы зависимости концентрации плазмы от удельной мощности, затрачиваемой в СВЧ разряде и разряде с полым катодом. Показано, что в обоих видах разряда для получения плазмы с концентрацией  $10^{12}$ — $10^{14}$  см<sup>-3</sup> требуются примерно одинаковые удельные мощности. Отмечается различный характер зависимости концентрации плазмы от давления газа.

Ил. 1, Библиогр.: 3 назв.

УДК 537.525

**Влияние примеси воздуха на условия контрагирования тлеющего разряда в криптоне.** Берник П. М., Сорокина В. М., Каченко В. М. — Вестн. Харьк. ун-та, 1985, № 273. Электромагнит. волны в средах, с. 84—86.

Исследованы условия и особенности контракции положительного столба тлеющего разряда в криптоне и его смеси с воздухом при давлении 100—700 Тор. Установлено, что при разряде в смеси криптона с воздухом могут одновременно существовать и диффузная и контрагированная стадии положительного столба тлеющего разряда. Примесь воздуха значительно увеличивает область существования диффузного разряда как по диапазону токов, так и давлений газа.

Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 538.69;538.124

**О накоплении радиационных вакансий в границах органических кристаллов.** Комарь И. Н., Георгиев Б. П. — Вестн. Харьк. ун-та, 1985, № 273. Электромагнит. волны в средах, с. 86—88.

Изложены общие представления о роли границ реальных анизотропных органических кристаллов при их радиационном разрушении электромагнитным излучением.

Библиогр.: 8 назв.

УДК 538.69;538.124

**О некоторых радиационно-стимулированных эффектах в конденсированной среде.** Комарь И. Н., Сегнютка Т. — Вестн. Харьк. ун-та, 1985, № 273. Электромагнит. волны в средах, с. 88—90.

Обосновывается универсальный механизм радиационного поражения диэлектрических сред любой сложности (от простых органических кристаллов и полимеров до реальных биологических структур), основанный на самых общих представлениях радиационной физики. Показана его применимость для описания ряда ранее непонятных процессов в конденсированных средах.

Библиогр.: 10 назв.

УДК 535.34;539.194

**Термоустойчивость двойной спирали ДНК в присутствии кофеина.** Шестопалова А. В., Гасан А. И., Малеев В. Я. — Вестн. Харьк. ун-та, 1985, № 273. Электромагнит. волны в средах, с. 91—93.

Представлены результаты спектрофотометрического изучения влияния кофеина на термоустойчивость двойной спирали ДНК в растворе. На основе полученных данных сделан вывод о наличии двух механизмов взаимодействия ДНК с кофеином, определяемые концентрацией последнего.

Ил. 2. Библиогр.: 6 назв.

УДК 536.7:576.3

**Водный транспорт через биомембраны.** Емец Б. Г. — Вестн. Харьк. ун-та, 1985, № 273. Электромагнит. волны в средах, с.93—95.

Показано, что перенос воды через биомембраны помимо самодиффузии стимулируется неравенством химических потенциалов молекул воды в клетке и в межклеточной среде.

Библиогр.: 5 назв.

УДК 535.317.1

**К вопросу об исследовании дифракционных изображений периодических транспарантов.** Епишин В. А., Неофитный М. Б. — Вестн. Харьк. ун-та, 1985, № 273. Электромагнит. волны в средах, с. 95—98.

Исследованы дифракционные изображения периодических транспарантов, освещаемых когерентным пучком излучения на длине волны  $\lambda = 0,6328$  мкм. Получено экспериментальное подтверждение явления отображения диаграммы направленности пучка излучения в изображениях Френеля двумерного транспаранта. Установлено, что мультиплицированное изображение в плоскости, расположенной в два раза ближе по отношению к транспаранту, чем первая плоскость Фурье, обладает повышенной чувствительностью к квадратичной аберрации фронта падающего пучка и содержит удобный количественный критерий радиуса кривизны фронта.

Ил. 2. Библиогр.: 5 назв.

УДК 537.874

**Функции Грина уравнений Максвелла в пространственно неоднородной среде.** Богомолов Н. М., Давилевич С. Б., Жук Н. П. — Вестн. Харьк. ун-та, 1985, № 273. Электромагнит. волны в средах, с. 99—101.

Методом собственных вектор-функций найдены явные выражения для функций Грина уравнений Максвелла в безграничной среде, пространственно неоднородной в поперечном направлении, и одноосной с оптической осью в продольном направлении. Построены интегральные соотношения для электромагнитного поля в такой среде при наличии магнитоэлектрического включения.

Библиогр.: 3 назв.

УИБ-14

15