

ЭФФЕКТИВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СЛОИСТОЙ СРЕДЫ
С ОБЪЕМНЫМИ ВОЗМУЩЕНИЯМИ

Анализ распространения волн в статистически нерегулярных слоистых средах в конечном счете сводится к нахождению эффективных параметров среды по отношению к статистически среднему волновому полю. В случае объемных возмущений основные исследования связаны с безграничными и однородными в среднем средами [1, 2], в которых отсутствуют направляемые (волноводные) волны. Значительно менее полно к настоящему времени изучены слоистые нерегулярные среды, обладающие волноводными свойствами, которые рассматриваются в этой статье.

Цель данной работы — построение эквивалентных операторов, представляющих эффективные параметры слоистой жидкой среды с объемными возмущениями. Среда, неограниченная по горизонтальным координатам x, y , в отсутствие возмущений характеризуется плотностью $\mu(z)$ и локальным волновым числом $k(z)$. По координате z среда может быть ограничена одной либо двумя импедансными или адмитансными поверхностями $z = \text{const}$, либо простирается вплоть до $z = \pm \infty$. Для дальнейшего это не является принципиальным, поэтому будем подразумевать именно последний случай.

В ситуации, когда параметры среды испытывают сплошные (непрерывные) флуктуации, плотность и волновое число среды с возмущениями равны соответственно

$$\mu(z) [1 + v(\vec{R})], \quad k(z) \sqrt{1 + \varepsilon(\vec{R})},$$

где v, ε — гауссовские случайные величины с нулевым средним значением, статистически однородные по горизонтальным координатам:

$$\langle \alpha(\vec{R}) \beta(\vec{R}') \rangle \equiv B_{\alpha\beta}(\vec{r} - \vec{r}', z, \xi), \quad \alpha, \beta = v, \varepsilon,$$

$$\vec{R} = (\vec{r}, z), \quad \vec{R}' = (\vec{r}', \xi), \quad \vec{r} = (x, y),$$

для которых с подавляющей вероятностью выполняются условия $|v| \ll 1$, $|\varepsilon| \ll 1$. Для каждой реализации v, ε случайное поле $u(\vec{R})$ удовлетворяет уравнению

$$\left[\mu(1 + v) \nabla \cdot \frac{1}{\mu(1 + v)} \nabla + k^2(1 + \varepsilon) \right] u = f(\vec{R}) \quad (1)$$

(f — источники) и соответствующим граничным условиям. Краевую задачу для волнового поля $\langle u(\vec{R}) \rangle$, усредненного по ансамблю реализаций величин v, ε , строим методом теории многократного рассеяния [1, с. 401]. Она состоит из тех же гранич-

ных условий и уравнения для $\langle u \rangle$; $[D_\mu + k^2(z) + \nabla_i^2 - \hat{Q}] \times \times \langle u \rangle = f$ (2), где $D_\mu \equiv (1/\mu) (\partial/\partial z) (1/\mu) \partial/\partial z$, $\nabla_i^2 \equiv \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$; $\hat{Q}v(\vec{R}) \equiv \int Q(\vec{r} - \vec{r}', z, \xi) v(\vec{R}') d\vec{R}'$ — массовый оператор. Здесь и далее интегрирование по пространственным координатам в тех случаях, когда пределы не указаны, производится по всей рассматриваемой области. Однородность ядра массового оператора по горизонтальным координатам, обусловленная статистической однородностью возмущений, позволяет сделать вывод о существовании пространственных гармоник $u(z, \vec{x}) \exp i\vec{x}\vec{r}$ среднего поля, $\vec{x} = (x_x, x_y)$ — волновой вектор. Уравнение для них получается из (2):

$$[D_\mu + k^2(z) - \hat{Q}] u(z, \vec{x}) = 0 \quad (3)$$

(источники для простоты записи опущены), где массовый оператор $\hat{Q}$ в $\vec{x}$ -представлении действует по правилу $\hat{Q}v(z, \vec{x}) \equiv \int Q(\vec{x}, z, \xi) v(\xi, \vec{x}) d\xi$. Приближение Бурре [1] для Q получается в виде

$$Q(\vec{x}, z, \xi) = \int (d\vec{x}'/\mu(\xi)) [\vec{x}' \cdot (\vec{x} - \vec{x}') H + (\partial H/\partial z) \partial/\partial z] a(\vec{x}, \vec{x}',$$

$$z, \xi) + (k^2(z)/\mu(\xi)) \int d\vec{x}' H b(\vec{x}, \vec{x}', z, \xi);$$

$$a(\vec{x}, \vec{x}', z, \xi) \equiv k^2(\xi) B_{ve} - \vec{x} \cdot (\vec{x} - \vec{x}') B_{vv} - (\partial B_{vv}/\partial \xi) \partial/\partial \xi,$$

$$b(\vec{x}, \vec{x}', z, \xi) \equiv k^2(\xi) B_{ee} - \vec{x} \cdot (\vec{x} - \vec{x}') B_{ev} - (\partial B_{ev}/\partial \xi) \partial/\partial \xi;$$

$$H \equiv H(z, \xi, \vec{x}'), B_{\alpha\beta} \equiv B_{\alpha\beta}(\vec{x} - \vec{x}', z, \xi), \alpha, \beta = v, e. \quad (4)$$

Здесь $B_{\alpha\beta}(\vec{x}, z, \xi) = (2\pi)^{-2} \int B_{\alpha\beta}(\vec{r}, z, \xi) \exp(-i\vec{x}\vec{r}) d\vec{r}$ — энергетический спектр возмущений; характеристическая функция Грина $H(z, \xi, \vec{x})$ невозмущенной задачи удовлетворяет уравнению (3)

с $\hat{Q} \equiv 0$ и функцией $\mu(z) \delta(z, \xi)$ в правой части, а также подчиняется соответствующим граничным условиям на концах интервала изменения z .

Если в описанную в начале статьи регулярную слоистую среду погружены расположенные случайным образом статистически независимые дискретные включения (рассеиватели), материальные параметры μ и k которых отличаются от параметров окружающей среды, краевая задача для среднего поля $\langle u(\vec{R}) \rangle$ при малой объемной концентрации рассеивателей строится методом работы [3]. Для слоистого распределения включений $\rho \equiv \rho(z)$, где ρ — число рассеивателей в единице объема, — в такой среде также существуют пространственные гармоники среднего поля, уравнение для которых имеет вид (3). Пусть, к примеру,

ориентация всех включений фиксирована и они получаются переносом в пространстве «эталонного» рассеивателя с центром в $\vec{R}_0 = (0, 0, z_0)$. Включения отличаются от окружающей среды только локальным волновым числом, причем среда включений слоистая, так что для эталонного рассеивателя $\tilde{k} \equiv \tilde{k}(z - z_0)$; оптические свойства включений и окружающей среды близки: $|\tilde{k}^2 - k^2|/k^2 \ll 1$. Ядро оператора $\hat{Q}$ в $\vec{x}$ -представлении дается для этого случая выражением

$$Q(\vec{x}, z, \xi) = (2\pi)^{-2} \int \rho(z_0) dz_0 \int v(\vec{x} - \vec{x}', z, z_0) v(\vec{x}' - \vec{x}, \xi, z_0) H(z, \xi, \vec{x}') d\vec{x}' / \mu(\xi); \quad (5)$$

$$v(\vec{x}, z, z_0) \equiv [\tilde{k}^2(z - z_0) - k^2(z)] \int d\vec{r} \exp(-i\vec{r}r) V(\vec{R}, z_0),$$

где функция $V(\vec{R}, z_0)$ равна 1 внутри эталонного рассеивателя и 0 — вне его.

Интегрирование по $\vec{x}'$ в выражениях (4), (5) ведется в бесконечных пределах, причем полюса $\pm x_n$, $\text{Im } x_n \geq +0$ функции H , отвечающие волновым числам дискретного спектра регулярного волновода, в отсутствие диссипативных потерь в среде регулярного волновода считаются смещенными с вещественной оси комплексной плоскости x' в силу обычного предположения $\text{Im } k = +0$.

Наличие возмущений (сплошных или дискретных) приводит к сдвигу $\delta x_n = \tilde{x}_n - x_n$ волновых чисел дискретного спектра $\tilde{x}_n$ нерегулярного волновода по сравнению с регулярным: $\delta x_n = - \int \Psi_n(z) Q \Psi_n(\xi) dz d\xi / \mu(z) 2x_n N_n^2$ (6), где $N_n^2 = \int \Psi_n^2(z) dz / \mu(z)$, а функция $\Psi_n(z)$ описывает моду регулярного волновода.

С помощью техники контурного интегрирования нетрудно показать, что в отсутствие диссипативных потерь затухание $\text{Im } \delta x_n$ n -й моды представляется в виде суммы вкладов из-за рассеяния в волны дискретного спектра и в распространяющиеся волны излучения. Нераспространяющиеся волны излучения не переносят энергию вдоль волновода и ослабления падающей волны не вызывают. На дополнительный набег фазы из-за $\text{Re } \delta x_n$ влияет рассеяние во все типы волн: распространяющиеся и нераспространяющиеся. Формулу для $\text{Re } \delta x_n$ находим из уравнения (6), если в ней заменить $Q(\vec{x}, z, \xi)$ значением, даваемым формулами (4), (5), в которых следует $H \rightarrow \text{Re } H$, и интегрировать по $\vec{x}'$ в смысле главного значения в полюсах подынтегрального выражения.

Заметим, что величина δx_n зависит от направления распространения волны, которое определяется волновым вектором $\vec{x}_n$.

Эта зависимость, очевидно, исчезает, если сплошные возмущения изотропны по горизонтальным направлениям, а форма дискретных включений — фигура вращения вокруг вертикальной оси z .

Список литературы: 1. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радифизику. Случайные поля. — М.: Наука, 1978. — 464 с. 2. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. — М.: Мир, 1981, 2. — 317 с. 3. Lang R. H. Electromagnetic backscattering from a sparse distribution of lossy dielectric scatterers. — Rev. Sci., 1981, 16, № 1, p. 15—30.

Поступила в редколлегию 21.01.83.

УДК 621.372.412/414

А. А. АЛЕКСАНДРОВ, В. П. ШЕЙКО, канд. физ.-мат. наук

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК СВЯЗАННЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ

При разработке СВЧ-варакторных умножителей возникла необходимость создания полосовых фильтров, позволяющих ослабить до нужного уровня не используемые гармоники основного сигнала. Принципиально этот фильтр мог быть реализован на основе объемных или коаксиальных резонаторов, но в данном случае это неприемлемо из-за громоздкости конструкции.

Применение в качестве резонансной системы диэлектрических резонаторов [1—4] позволило с успехом решить поставленную задачу.

К сожалению, имеющаяся теория диэлектрических резонаторов приближенная и не дает возможности выполнить строгий расчет свойств СВЧ-фильтров со связанными диэлектрическими резонаторами. Поэтому нами были проведены экспериментальные исследования таких резонаторов, выполненных из прессованного бромистого таллия с $\varepsilon = 16$. Геометрические размеры резонаторов следующие: диаметр 6 мм, высота 9,35 мм, резонансная частота 9365 МГц. Диэлектрическая проницаемость материала измерялась по методике, изложенной в работе [5].

Для исследования характеристик связанных диэлектрических резонаторов был использован автоматический измеритель КСВ и полных сопротивлений типа Р2-27Б. В металлический волновод на подставке из пенополистирола помещались диэлектрические резонаторы. Так как пенополистирол имеет близкую к 1 диэлектрическую проницаемость, он не вносит существенных искажений в распределение полей в волноводе и не оказывает влияния на резонансные частоты связанных резонаторов. Изменялись резонансные частоты, амплитуда каждого резонанса на экране индикатора и ширина резонансной кривой на уровне 0,7 — при фиксированных расстояниях между резонаторами.

Расстояние между диэлектрическими образцами изменялось от значения, близкого к нулю, до $7/4\lambda_b$.

Результаты измерений представлены на графиках. Как видно из рис. 1, при сильной связи между резонаторами (расстояние между резонаторами лежит в пределах от 0 до $\lambda_b/3$), резонансные частоты колебаний типа H_{102} имеют две частоты связи, появившиеся как следствие разного знака вносимых реактивных сопротивлений из одного резонатора в другой с учетом фазового сдвига волны при ее распространении по волноводу. При дальнейшем увеличении расстояния от $\lambda_b/4$ до $7/4\lambda_b$ из-за уменьшения связи между резонаторами раздвоения кривой резонансных колебаний типа H_{102} исчезают. Если расстояние между резонаторами изменяется от $\lambda_b/4$ до $3/4\lambda_b$, то появляются резонансные колебания типа E_{102} . Максимум коэффициента связи в этом случае наблюдается при расстоянии между резонаторами — $\lambda_b/4$. Следующий максимум колебаний этого типа появляется через $\lambda_b/2$. Большой сдвиг частот связи обусловлен сильной взаимодействием резонаторов между собой, когда один из них расположен в максимуме стоячей волны электрического поля. Если же один из резонаторов располагается в максимуме магнитного поля, что соответствует расстоянию между резонаторами $\lambda_b/2$, λ_b , $3/2\lambda_b$, то будет проявляться максимальная связь резонаторов с магнитным полем.

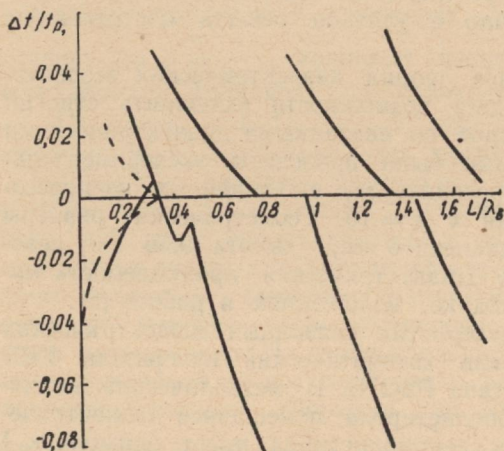


Рис. 1

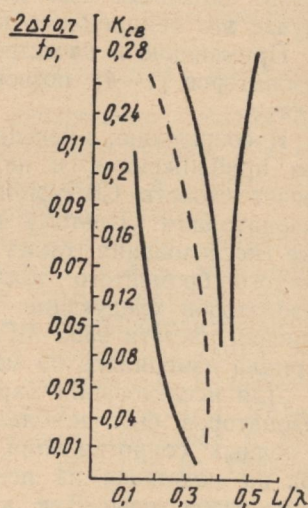


Рис. 2

На рис. 2 показана зависимость коэффициента связи двух резонаторов от расстояния между ними. При изменении расстояния от 0 до $\lambda_b/3$ коэффициент связи уменьшается от 0,28 до 0,011 вследствие уменьшения связи резонаторов с магнитным полем.

Приведенные графики позволяют определить характеристики двух связанных по полю диэлектрических резонаторов при реализации магнитной или электрической связи между ними и выбрать оптимальные условия для конкретного случая их применения.

В результате оказалось возможным с помощью двухконтурного СВЧ-полосового фильтра подавить ненужные гармоники варакторного умножителя не менее чем на 40 дБ при потерях полезного сигнала не более 2 дБ.

Список литературы: 1. *Взятых В. Ф.* Диэлектрические волноводы.— М.: Сов. радио, 1970.— 216 с. 2. *Фельдштейн А. Л., Явич Л. Р.* Синтез четырех- полюсников и восьмиполусников на СВЧ.— М.: Связь, 1971.— 388 с. 3. *Ильченко М. Е., Кудинов Е. В.* Ферритовые и диэлектрические резонаторы СВЧ.— К.: Наук. думка, 1973.— 211 с. 4. *Диэлектрические резонаторы в микроэлектронике* СВЧ/Ю. М. Безбородов, Л. Г. Гасанов, А. А. Липатов и др.— М.: Электротехника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1981, вып. 4, с. 82. 5. *Ксварь А. И., Хижняк Н. А.* К вопросу о точном измерении больших значений диэлектрической проницаемости сегнетоэлектриков.— Радиотехника, 1970, вып. 14, с. 118—128.

Поступила в редакцию 18.04.83.

УДК 621.372.413

В. А. БОРОДАЕВ, канд. физ.-мат. наук, С. И. НОСИЧ,
Ю. А. ПРОКОПЧУК

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАТОР, НАХОДЯЩИЙСЯ НА ЛИНИИ С ПОДВЕШЕННОЙ ПОДЛОЖКОЙ

В работе [1] рассмотрен цилиндрический диэлектрический резонатор (ДР), который помещен на линию с подвешенной подложкой.

Введены следующие обозначения: диаметр резонатора $D = 2R$, высота L , диэлектрическая проницаемость $\epsilon_p \gg 1$; диэлектрическая проницаемость подложки ϵ_n , толщина h_2 . Над ДР на расстоянии h_1 находится металлическая плоскость; под диэлектрической подложкой на расстоянии h_3 помещена металлическая поверхность. В одноволновом приближении для этой конструкции получена система двух уравнений:

$$\Gamma_2 (\Gamma_2 \operatorname{th} \Gamma_1 h_1 \cdot \operatorname{tg} \Gamma_2 L - \Gamma_1) (\Gamma_3 \operatorname{th} \Gamma_1 h_3 + \Gamma_1 \operatorname{th} \Gamma_3 h_2) - \Gamma_3 (\Gamma_1 + \Gamma_3 \operatorname{th} \Gamma_1 h_3 \cdot \operatorname{th} \Gamma_3 h_2) (\Gamma_1 \operatorname{tg} \Gamma_2 L + \Gamma_2 \cdot \operatorname{th} \Gamma_1 h_1) = 0; \quad (1)$$

$$\beta J_0(\beta R) \cdot K_1(gR) + gK_0(gR) \cdot J_1(\beta R) = 0, \quad (2)$$

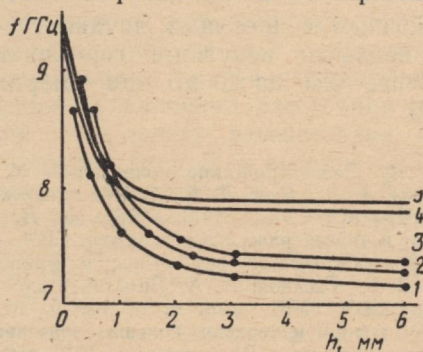
где

$$\Gamma_1 = \sqrt{\beta^2 - k^2}; \quad \Gamma_2 = \sqrt{k^2 \epsilon_p - \beta^2}; \quad \Gamma_3 = \sqrt{\beta^2 - k^2 \epsilon_n};$$

$$g = \sqrt{k^2 (\epsilon_p - 1) - \beta^2}; \quad k = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}.$$

Совместное решение этих уравнений позволяет определить резонансную частоту $\left(\frac{\omega}{2\pi}\right)$ описанной выше конструкции. Равен

ства (1) и (2) соответствуют $H_{01\delta}$ -типу колебаний. В данной работе теоретически и экспериментально был исследован ДР, находящийся на полостковой линии с подвешенной подложкой, с параметрами: $L = 1,65$ мм; $D = 5,5$ мм; $\epsilon_p = 80$; $\epsilon_n = 10$; $h_2 = 1$ мм.



Значения частоты рассматриваемой системы в зависимости от h_1 и h_3 показаны на рисунке. Кривые 1, 2 и 3 — экспериментальные, h_3 равно соответственно 2, 1 и 0,5 мм, а 4, 5 теоретические, h_3 равно соответственно 2 и 0,5 мм. Теоретическая линия

для $h_3 = 1$ мм расположена между кривыми 4 и 5 и не изображена на рисунке, чтобы не загромождать его. Теоретические значения частоты получены совместным решением уравнений (1), (2). Теоретические и экспериментальные кривые, соответствующие $h_3 = 0,5$ и 1 мм, пересекаются. В районах точек пересечения совпадение теории и эксперимента наилучшее. Максимальное различие между ними — при больших h_1 . Если $h_1 = 4$ мм для $h_3 = 0,5$ и 1 мм, то оно равно соответственно 6,4 % и 6,55 %. При $h_3 = 2$ мм теоретическая и экспериментальные кривые не пересекаются, по крайней мере, если $h_1 > 0,17$ мм. Минимальное различие между ними возникает при малых h_1 , максимальное — при больших h_1 . Если $h_1 = 0,17$ мм, то оно равно 2,68 %, а при $h_1 = 4$ мм — 8 %. Если расстояние h_1 между ДР и верхней металлической плоскостью больше 4 мм, то дальнейшее увеличение его не приводит к существенному уменьшению значений частоты, полученных теоретически и экспериментально.

В экспериментах в качестве верхней металлической поверхности использовались диски диаметром 30 и 70 мм. Результаты измерений для обоих дисков практически совпали, так как диаметры дисков значительно больше диаметра ДР, а электромагнитные поля быстро убывают при удалении от ДР (рисунок).

Взаимное расположение теоретических и экспериментальных кривых подобно расположению кривых на рис. 5 работы [2].

Нами было проведено теоретическое исследование влияния диэлектрической подложки на частоту ДР. Наличие диэлектрической подложки уменьшает резонансную частоту ДР по сравнению с частотой ДР в вакууме. Чем больше значение диэлектрической проницаемости подложки и ее толщины, тем сильнее уменьшение частоты ДР. С увеличением диэлектрической про-

нищаемости ДР подложка с фиксированными значениями ϵ_n и толщины оказывает меньшее влияние на частоту ДР.

В заключение приведем некоторые экспериментальные результаты, показывающие зависимость частоты ДР от параметров, находящихся вблизи диэлектрических тел: частота ДР изменяется на 100 МГц, если сверху на него положить слой диэлектрика ($\epsilon_n = 9,6$) с толщиной 0,5 мм, частота изменяется на 170 МГц, если на ДР находятся два слоя этого же диэлектрика с теми же толщинами, и на 240 МГц, если таких слоев три. Параметры исследуемой конструкции: $L = 1,7$ мм; $D = 4,72$ мм, $\epsilon_p = 80$, $\epsilon_n = 9,6$, $h_1 = \infty$, $h_2 = 1$ мм, $h_3 = 0,5$ мм. Резонансная частота находилась в районе 8,5 ГГц.

Список литературы: 1. Бородаев В. А., Носич С. И., Прокопчук Ю. А. Расчет частоты диэлектрического резонатора при наличии металлических и диэлектрических тел. — Вестн. Харьк. ун-та, 1983, № 248. Физика и техника сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн. 2. Pospieszalski M. W. Cylindrical resonators and their application in TEM line microwave theory and techniques, vol. MTT-27, № 3, 1979, p. 233—238.

Поступила в редколлегию 24.12.82.

УДК 621.372.85

В. А. БОРОДАЕВ, канд. физ.-мат. наук, В. И. ГЕТАЛО,
Л. Г. КОВАЛЕНКО, Е. Р. РУДАВИН

ДВУХЗВЕННЫЙ ПОЛОСНОПРОПУСКАЮЩИЙ ФИЛЬТР

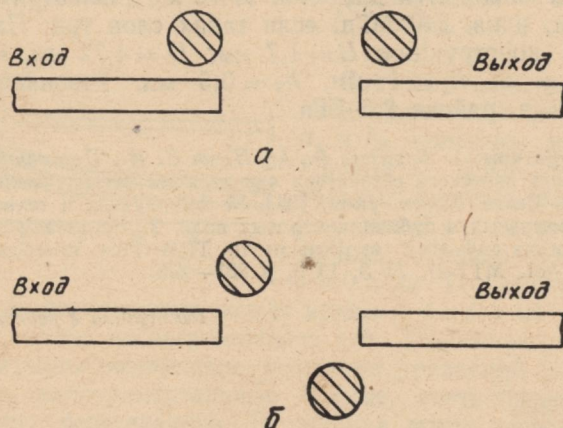
В микроэлектронике часто применяют фильтры на диэлектрических резонаторах (ДР), конструкция которых выглядит следующим образом. Входная и выходная полосковые линии находятся на одной оси, между ними зазор, определяемый числом ДР, входящих в фильтр. ДР расположены с одной стороны микрополосковых линий [1] (рисунок, а). Возможны и другие способы включения ДР в микрополосковые линии передачи [2], но первый — наиболее применяем.

При экспериментальной отработке двухзвенных полоснопропускающих фильтров был исследован еще один способ включения ДР в микрополосковую линию. Входная и выходная полосковые линии расположены на одной оси, а ДР — по разные стороны микрополосковой линии возле ее концов (рисунок, б). Зазор между концами микрополосковой линии, как при включении ДР традиционным образом. При включении ширина полосы пропускания существенно сужается (до 25 %), а затухание на резонансной частоте остается неизменным.

Объяснить это можно так. В обоих случаях для передачи электромагнитной энергии на резонансной частоте существуют два канала.

Первый канал (основной): входная линия передачи — входной ДР — выходной ДР — выходная линия передачи.

Второй канал (дополнительный): входная линия передачи — входной ДР (выходной ДР) — выходная линия передачи, т. е. электромагнитный сигнал распространяется по фильтру, минуя один из ДР.



Распространяясь по обоим каналам, сигнал на выходной линии передачи складывается в противофазе при традиционном способе включения и в фазе — в предлагаемом способе включения. Следовательно, для получения заданных прямых потерь во втором случае требуется меньшая связь линии передачи с соответствующими ДР и добротность системы здесь выше чем при включении ДР по одну сторону микрополосковой линии.

Отметим, что сужение полосы пропускания наблюдается тогда, когда связь между ДР меньше критической. Если связь равна или больше критической, относительный вклад энергии, распространяющейся по дополнительному каналу, становится незначительным. Поэтому сужение полосы пропускания незначительно и им можно пренебречь.

При помощи комплекта Р2-27Б снимались нормированные амплитудно-частотные характеристики фильтров обеих конструкций. Ширина полосы пропускания АЧХ-фильтров измерялась на различных уровнях. Результаты измерений приведены ниже.

С дБ	Δf_1 МГц	Δf_2 МГц	$\frac{\Delta f_2}{\Delta f_1}$	$\frac{\Delta f_1 - \Delta f_2}{\Delta f_1}, \%$
3	35	29	0,63	17
5	46	35	0,76	24
10	79	60	0,76	24
15	106	82	0,77	23
20	160	120	0,75	25

Сужение полосы пропускания для предлагаемого размещения ДР в фильтре составляет в среднем 22,4 %. При конструировании узкополосных фильтров это является существенной величиной. Остальные электрические параметры неизменны.

Список литературы: 1. Малорацкий Л. Г. Микроминиатюризация элементов и устройств СВЧ.— М.: Сов. радио, 1976.— 216 с. 2. Диэлектрические резонаторы в микроволновой СВЧ/ Ю. М. Безбородов, Л. Г. Гассанов, А. А. Липатов и др.— Электроника СВЧ, 1981, вып. 4 (786), с. 82.

Поступила в редколлегию 24.12.82.

УДК 621.396.67

Д. О. БАТРАКОВ, А. Г. ЮЩЕНКО, А. А. ЗВЯГИНЦЕВ, канд. физ.-мат. наук

ВОЗБУЖДЕНИЕ БЕСКОНЕЧНОГО ЭЛЛИПТИЧЕСКОГО ЦИЛИНДРА НИТЬЮ С ТОКОМ

В данной работе рассматривается рассеяние цилиндрической электромагнитной волны на бесконечном импедансном цилиндре эллиптического поперечного сечения. Источником первичного поля служит бесконечная тонкая нить электрического либо магнитного тока I_0 , расположенная параллельно оси цилиндра. Источник имеет координаты ξ_0, η_0 . Координата поверхности цилиндра ξ_c .

Полное поле, возбужденное нитью с электрическим током, представляется следующим разложением по волновым функциям эллиптической системы цилиндрических координат [1]:

$$E_z^i = -\omega \mu_0 I_0 \left[\sum_{m=0}^{\infty} A_m c e_m(\eta_0) c e_m(\eta) \left\{ \begin{array}{l} C e_m(\xi_0) \cdot M e_m(\xi) \\ C e_m(\xi) \cdot M e_m(\xi_0) \end{array} \right\} + \right. \\ \left. + \sum_{m=1}^{\infty} B_m s e_m(\eta_0) \cdot s e_m(\eta) \cdot \left\{ \begin{array}{l} S e_m(\xi_0) \cdot N e_m(\xi) \\ S e_m(\xi) \cdot N e_m(\xi_0) \end{array} \right\} \right] \begin{cases} \xi > \xi_0 \\ \xi < \xi_0 \end{cases}, \quad (1)$$

где ω — частота; μ_0 — магнитная проницаемость вакуума; $\bar{q} = \frac{k^2 d^2}{4}$; d — половина междуполосного расстояния; $k = \frac{\omega}{c}$; коэффициенты A_m^E и B_m^E определены в [2].

Рассеянное поле будем искать в виде ряда по функциям Маттье с неопределенными коэффициентами a_m^E, b_m^E для четных и нечетных функций:

$$E_z^{(s)} = -\omega \mu_0 I_0 \left[\sum_{m=0}^{\infty} a_m^E A_m c e_m(\eta_0) \cdot c e_m(\eta) M e_m(\xi) M e_m(\xi_0) + \right. \\ \left. + \sum_{m=1}^{\infty} b_m^E B_m s e_m(\eta_0) s e_m(\eta) N e_m(\xi) N e_m(\xi_0) \right]. \quad (2)$$

Импедансное граничное условие Леонтовича при выбранной геометрии имеет вид $E_z = z_s z_0 H_\eta$, (3), где $z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ — импеданс свободного пространства; z_s — поверхностный импеданс, зависимость которого от угловой координаты η имеет вид

$$A \sqrt{\text{ch}^2 \xi_c - \cos^2 \eta},$$

где A — комплексная постоянная. С учетом этого граничное условие (3) примет вид

$$E_z^i + E_z^s = i q^{-1/2} \sqrt{\text{ch}^2 \xi_c - 1} \frac{\partial (E_z^i + E_z^s)}{\partial \xi} \Big|_{\xi=\xi_0}. \quad (4)$$

Подставляя в уравнение (4) разложения (1) и (2), получим для a_m^E и b_m^E следующие выражения:

$$a_m^E = - \left[\frac{C e_m(\xi_c) - c C e'_m(\xi_c)}{M e_m(\xi_c) - c M e'_m(\xi_c)} \right]; \quad (5)$$

$$b_m^E = - \left[\frac{S e_m(\xi_c) - c S e'_m(\xi_c)}{N e_m(\xi_c) - c N e'_m(\xi_c)} \right], \quad (6)$$

где $c = i \sqrt{q}$, $A \sqrt{\text{ch}^2 \xi_c - 1}$.

Подставляя в соотношение (2) выражения для коэффициентов (5) и (6), а также асимптотические представления радиальных функций Матье при больших ξ

$$\left. \begin{matrix} A_m M e_m(\xi) \\ B_m N e_m(\xi) \end{matrix} \right\} \xrightarrow{\xi \rightarrow \infty} \sqrt{\frac{4}{\pi k d \exp(\xi)}} \exp \left(i \sqrt{q} \exp \xi - \frac{\pi}{4} \right), \quad (7)$$

приходим к окончательному выражению для поля в дальней зоне:

$$\begin{aligned} E_z^R = & -\omega \mu_0 I_0 \sqrt{\frac{4}{\pi k d \exp(\xi)}} \exp \left(i \sqrt{q} \exp(\xi) - \frac{\pi}{4} \right) \times \\ & \times \left\{ \sum_{m=0}^{\infty} c e_m(\eta_0) \cdot c e_m(\eta) [C e_m(\xi_0) + a_m^E M e_m(\xi_0)] + \right. \\ & \left. + \sum_{m=1}^{\infty} s e_m(\eta_0) s e_m(\eta) [S e_m(\xi_0) + b_m^E N e_m(\xi_0)] \right\}. \quad (8) \end{aligned}$$

Соотношение (8) дает возможность непосредственного численного расчета диаграммы направленности такой системы. Приведен пример диаграммы распределения интенсивности поля для различных значений A (рисунок). Все диаграммы нормированы к амплитуде падающего поля.

Данные результаты можно использовать при тестировании излучателей и рассеивателей в антенной технике.

Список литературы: 1. Мак-Лахлан Н. В. Теория и приложения функций Матье.— М.: Изд-во иностр. лит., 1953, с. 231. 2. Иванов Е. А. Дифракция электромагнитных волн на двух телах.— Минск.: Наука и техника, 1968, с. 323.

Поступила в редколлегию 21.01.83.

УДК 517.958

В. Н. КРЕПАК, канд. физ.-мат. наук, И. П. ПАНЧЕНКО, канд. физ.-мат. наук, В. И. ЯШИН, канд. физ.-мат. наук

РАСПРОСТРАНЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ

Изучение распространения нестационарных волн (волновых пакетов), как и распространение стационарных электромагнитных волн в однородных и изотропных средах, представляет большой интерес.

Как известно, в плазме возможно распространение волн различных типов (электромагнитных, плазменных и др.). Ранее исследовано распространение нестационарных плазменных волн, возникающих в результате некоторого возмущения плазмы¹.

Рассмотрим неограниченную однородную плазму, находящуюся во внешнем однородном магнитном поле $\vec{H} = H_0 \vec{e}_z$, направленном вдоль оси OZ . Распределение частиц плазмы по скоростям описывается релятивистской функцией распределения

$$F(p) = \frac{n_0}{4\pi} \cdot \frac{1}{(mc)^3} \frac{\mu}{K_2(\mu)} e^{-\frac{c}{T} \sqrt{m^2 c^2 + p^2}}, \quad (1)$$

где n_0 — плотность частиц; m , p — их масса и импульс; c — скорость света; T — температура плазмы в энергетических единицах; $K_2(\mu) = K_2\left(\frac{mc^2}{T}\right)$ — функция Ханкеля мнимого аргумента; $\mu = \frac{mc^2}{T}$. Предположим, что в начальный момент $t = 0$ в плоскости $z = 0$ произошло одно из двух рассмотренных ниже возмущений.

1. Возмущение, связанное с разделением зарядов на отдельные слои:

$$g_1(z, p) = \frac{2a\delta n_0}{n_0} F(p) \delta'(z), \quad (2)$$

где $2a$ — размер отклонения одного слоя от другого; e — заряд электрона; $e\delta n_0$ — поверхностная плотность зарядов на слоях; $\delta'(z)$ — производная от дельта-функции.

¹ Алексин В. Ф., Яшин В. И. О распространении нестационарных продольных волн в изотропной плазме. — Укр. физ. журн., 1964, 9, № 8, с. 839.

2. Возмущение, связанное с разделением зарядов на слои и их движением вдоль оси OX со скоростью v_x ,

$$g_2(z, v_x, p) = \frac{v_x}{u} g_1(z, p), \quad (3)$$

где $U^2 = 2T/m$ — квадрат тепловой скорости электронов.

Далее рассмотрим процесс распространения в плазме начальных возмущений первого или второго типов вдоль оси Z , т. е. вдоль внешнего магнитного поля. Воспользуемся замкнутой системой, состоящей из линеаризованного кинетического уравнения

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \nabla f + \bar{\omega}_0 \frac{\partial f}{\partial \gamma} + e \left\{ \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v} \vec{H}] \right\} \frac{\partial F}{\partial p} = 0 \quad (4)$$

и уравнения Максвелла

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}; \quad \text{rot } \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}; \quad \text{div } \vec{E} = 4\pi\rho. \quad (5)$$

Здесь $f = f(z, t)$ — отклонение возмущенной функции распределения от равновесной; $\vec{E}(z, t)$, $\vec{H}(z, t)$ — электромагнитные поля возмущения; ρ — плотность зарядов $\rho = e \int f(z, t, p) d\vec{p}$ (6); $\vec{j}$ — электрический ток: $\vec{j} = e \int \vec{v} \cdot f(z, t, p) d\vec{p}$ (7); γ — полярный угол в пространстве импульсов $p_x = p_\perp \cos \gamma$, $p_y = p_\perp \sin \gamma$; $p_z = p_\parallel$;

$$\bar{\omega}_0 = \frac{|e| \cdot H_0}{V m^2 c^2 + p^2}.$$

Компоненты скорости и импульса связаны соотношениями

$$v_x = \frac{p_x c}{V m^2 c^2 + p^2}, \quad v_y = \frac{p_y c}{V m^2 c^2 + p^2}, \quad v_z = \frac{p_z c}{V m^2 c^2 + p^2}.$$

Применив преобразование Фурье

$$\vec{E}(z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}(k, t) e^{ikz} dk \quad (8)$$

ко всем неизвестным функциям, получим

$$\frac{\partial f}{\partial t} + ikv_z f + \bar{\omega}_0 \frac{\partial f}{\partial \gamma} + e \vec{E} \frac{\partial F}{\partial p} = 0; \quad (9)$$

$$k^2 \vec{E}_\perp = -\frac{1}{c^2} \left(4\pi \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \right); \quad ikE_z = 4\pi\rho. \quad (10)$$

Воспользуемся преобразованием Лапласа. Для этого умножим уравнения системы (9), (10) на $e^{-\lambda t}$ и проинтегрируем по t в пределах от нуля до бесконечности. В результате система уравнений (9), (10) примет вид

$$-g_r(0, k) + (ikv_\parallel + \lambda) f + \bar{\omega}_0 \frac{\partial f}{\partial \gamma} + e \vec{E} \frac{\partial F}{\partial p} = 0; \quad (11)$$

$$(k^2 c^2 + \lambda^2) \vec{E}_\perp + 4\pi\lambda \vec{j}_\perp = 4\pi \vec{j}_\perp(0) + \lambda E_\perp(0) + \frac{\partial \vec{E}_\perp(0)}{\partial t}; \quad (12)$$

$ikE_{\parallel} = 4\pi\rho$, где $\vec{j}_{\perp}(0) = \vec{j}_{\perp}(0, k)$; $\vec{E}_{\perp}(0)$, $\frac{\partial \vec{E}_{\perp}(0)}{\partial t}$ — начальные возмущения соответствующих величин; $g_r[0, k]$ — начальное возмущение функции распределения ($r = 1, 2$). У остальных неизвестных величин в формулах (11), (12) зависимость от переменных t и z в результате двойного преобразования заменилась зависимостью от величин λ и k .

Рассмотрим вначале возмущения первого типа ($r = 1$):

$$g_1(0, k) = \frac{ika\delta n_0}{\pi n_0} F(p). \quad (13)$$

Из уравнения (11) получим

$$f = -i \left\{ v_0 \left(g_1 + \frac{e}{T} E_{\parallel} v_{\parallel} F \right) + \frac{ev_{\perp}}{2T} F (v_1 \bar{W} e^{i\gamma} + v_2 W e^{-i\gamma}) \right\}, \quad (14)$$

где

$$W = E_x + iE_y; \quad \bar{W} = E_x - iE_y; \quad v_0 = \frac{1}{kv_{\parallel} - i\lambda};$$

$$v_1 = \frac{1}{kv_{\parallel} - i\lambda + \omega_0}; \quad v_2 = \frac{1}{kv_{\parallel} - i\lambda - \omega_0}.$$

Из формулы для определения тока следует $\vec{j}_{\perp}(0) = e \int \vec{v}_{\perp} g_1 d\vec{p} = 0$.

Равны нулю и начальные возмущения поперечных электромагнитных полей. Следовательно, при таком возмущении вынужденными являются только продольные колебания ($E_z \neq 0$). Но в этом случае из формулы (6), определяющей ρ , выпадает внешнее магнитное поле H_0 и задача сводится к уже решенной в названной ранее работе.

Для возмущений второго типа ($r = 2$)

$$g_2(0, k) = \frac{v_x}{u} g_1 = \frac{v_x}{u} \frac{ika\delta n_0}{\pi n_0} F(p) \quad (15)$$

замкнутая система уравнений (11), (12) имеет вид

$$f = -i \left\{ \frac{e}{T} v_0 v_{\parallel} E_{\parallel} F + \frac{1}{2} \frac{v_{\perp}}{u} g_1 (v_1 e^{i\gamma} + v_2 e^{-i\gamma}) + \frac{ev_{\perp}}{2T} F (v_1 \bar{W} e^{i\gamma} + v_2 W e^{-i\gamma}) \right\}; \quad (16)$$

$$(k^2 c^2 + \lambda^2) W + 4\pi\lambda (j_x + ij_y) = 4\pi [j_x(0) + ij_y(0)] + \lambda W(0) + \frac{\partial W(0)}{\partial t}; \quad (17)$$

$$(k^2 c^2 + \lambda^2) \bar{W} + 4\pi\lambda (j_x - ij_y) = 4\pi [j_x(0) - ij_y(0)] + \lambda \bar{W}(0) + \frac{\partial \bar{W}(0)}{\partial t}.$$

Дальнейший анализ показывает, что начальные значения величин $W(0)$, $\bar{W}(0)$ можно положить равными нулю. Тогда

$$\begin{aligned} j_x(0) + ij_y(0) + \frac{\partial W(0)}{\partial t} &= 0; \\ j_x(0) - ij_y(0) + \frac{\partial \bar{W}(0)}{\partial t} &= 0. \end{aligned} \quad (18)$$

Найденные из системы (16), (17) выражения для полей:

$$\begin{aligned} W(\lambda, k) &= \frac{ikA}{D(\lambda, k)} \cdot \frac{i\lambda c}{m^3 u^3 K_2(\mu)} \int \frac{v_2 p_\perp^3 e^{-\frac{c}{T} \sqrt{m^2 c^2 + p^2}} dp_\parallel dp_\perp, \\ D(\lambda, k) &= k^2 c^2 + \lambda^2 - \frac{i\lambda c \Omega^2}{m^3 u^4 K_2(\mu)} \int \frac{v_2 p_\perp^3 e^{-\frac{c}{T} \sqrt{m^2 c^2 + p^2}} dp_\parallel dp_\perp, \\ \Omega^2 &= \frac{4\pi e^2 n_0}{m}, \quad A = 2ea\delta n_0. \end{aligned} \quad (19)$$

Формула для $\bar{W}(\lambda, k)$ имеет такой же вид, только значение v_2 заменено v_1 .

Применим к $W(\lambda, k)$ [и $\bar{W}(\lambda, k)$] обратные преобразования Фурье и Лапласа:

$$W(t, z) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} dk \int_{-i\infty + \sigma}^{i\infty + \sigma} W(\lambda, k) e^{\lambda t + ikz} d\lambda. \quad (20)$$

Перейдя затем к переменной $\omega = i\lambda$ и стянув контур интегрирования по ω к действительной оси ($\sigma \rightarrow 0$), получим

$$W(t, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dk \int_{-\infty}^{\infty} W(\omega, k) e^{i(kz - \omega t)} d\omega. \quad (21)$$

В верхней полуплоскости ω функции $W(\omega, k)$ и $\bar{W}(\omega, k)$ не имеют особенностей. После несложных преобразований найдем

$$\begin{aligned} E_x(z, t) &= -2cA \operatorname{Im} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} k^2 dk \int_{-\infty}^{\infty} [W_0(\theta, k) + \right. \\ &\quad \left. + \bar{W}_0(\theta, k)] e^{-ik(\theta ct - z)} d\theta \right\}; \end{aligned} \quad (22)$$

$$E_y(z, t) = 2cA \operatorname{Re} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} k^2 dk \int_{-\infty}^{\infty} [W_0(\theta, k) - \bar{W}_0(\theta, k)] e^{-ik(\theta ct - z)} d\theta \right\}, \quad (23)$$

где $W_0(\theta, k)$ определяется формулой

$$W_0(\theta, k) = \frac{1}{D_0} \cdot \frac{u\theta}{4\pi K_2(\mu)} (-2\theta K_1(\mu) + I);$$

$$D_0 = k^2 c^2 (1 - \theta^2) + \frac{\Omega^2 \theta}{K_2(\mu)} [2\theta K_1(\mu) - I]; \quad (24)$$

$$I = \int_{-1}^1 \frac{(1 - \theta x) \left[(1 - \theta^2) \left(\frac{1}{\sqrt{1-x^2}} + \frac{1}{\mu} \right) - \theta \frac{\omega_0}{kc} \right]}{(1 - x^2) \left(x - \theta - \frac{\omega_0}{kc} \sqrt{1-x^2} \right)} e^{-\frac{\mu}{\sqrt{1-x^2}}} dx;$$

$$\omega_0 = \frac{|e| \cdot H_0}{mc}.$$

Значение $\bar{W}_0(\theta, k)$ определяется выражением (24), но нужно изменить знак перед ω_0 . В интеграле I обход возможного полюса следует производить сверху.

Формулы (22), (23) определяют поля возмущения в точке z в зависимости от времени t .

Знаменатели подынтегральных выражений (22) и (23) — сложные многочлены третьей степени относительно переменной k . Поэтому выполнить интегрирование по этой переменной сложно.

Ограничимся пока простым анализом.

Если внешнее магнитное поле велико ($\omega_0/kc \rightarrow \infty$), то из формул (22)–(24) следует $E_x(z, t) = E_y(z, t) = 0$ (25). Это говорит о том, что сильное магнитное поле препятствует распространению поперечных волн.

Далее рассмотрим случай, когда внешнее магнитное поле очень мало ($H_0 \rightarrow 0$). Тогда из уравнений (22)–(24) найдем $W_0(\theta, k) = \bar{W}_0(\theta, k)$. Значит, $E_y(z, t) = 0$;

$$E_x(z, t) = -\frac{A\mu}{\pi K_2(\mu)} \operatorname{Im} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \theta G(\theta) d\theta \int_{-\infty}^{\infty} \frac{k^2 e^{-ik(\theta ct - z)} dk}{k^2 c^2 (1 - \theta^2) - \frac{\Omega^2}{K_2(\mu)} \theta G(\theta)} \right\};$$

$$G(\theta) = -2\theta K_1(\mu) + (1 - \theta^2)^2 \int_{-1}^1 \frac{\left(1 + \frac{1}{\mu} \sqrt{1-x^2}\right) e^{-\frac{\mu}{\sqrt{1-x^2}}}}{(1-x^2)^{3/2} (x - \theta)} dx +$$

$$+ \frac{\pi i}{4} \sqrt{1-\theta^2} \left(1 + \frac{1}{\mu} \sqrt{1-\theta^2}\right) e^{-\frac{\mu}{\sqrt{1-\theta^2}}} \left(1 - \frac{|\theta| - 1}{|\theta| + 1}\right). \quad (26)$$

Интеграл в формуле для $G(\theta)$ нужно понимать в смысле главного значения. После интегрирования (26) по переменной k имеем

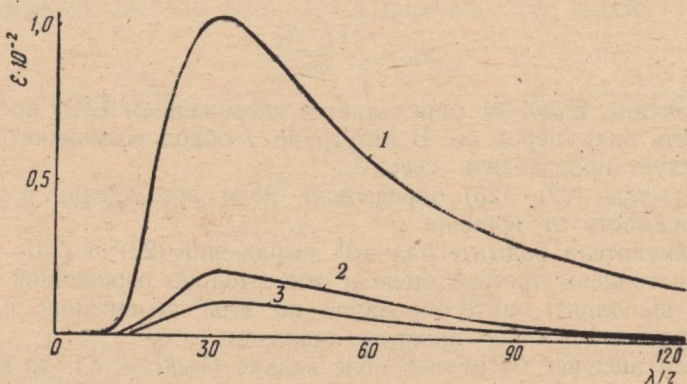
$$E_x(z, t) = -\frac{E_0 v \lambda}{4\tau^2 K_2(\mu)} \left(\frac{\tau}{\sqrt{\tau^2 - \lambda^2}} + \frac{1}{\mu} \right) e^{-\frac{\mu \tau}{\sqrt{\tau^2 - \lambda^2}}} -$$

$$- \frac{E_0 v}{4\pi K_2^{3/2}(\mu)} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{[\theta G(\theta)]^{3/2} e^{-ik_0|\theta \tau - \lambda|} d\theta}{(1 - \theta^2)^{3/2}}, \quad (27)$$

где

$$E_0 = \frac{8\pi a e \delta n_0 \Omega}{c}; \quad v = \frac{u}{c}; \quad \lambda = \frac{z\Omega}{c}; \quad \tau = \Omega t;$$

$$k_0 = \sqrt{\frac{\theta G(\theta)}{(1-\theta^2) K_2(\mu)}}, \quad \text{Im } k_0 < 0.$$



Для конкретных значений параметров плазмы ($n_0 \sim 10^{20} - 10^{24} \text{ 1/м}^3$; $z \sim 1 - 100 \text{ м}$; $T \sim 10^5 - 10^7 \text{ град}$) были проведены численные вычисления правой части формулы (27). Построен график зависимости амплитуды поля от отношения $\lambda/\tau = z/ct$ (рисунок). Поле в точке z появляется только при $z/ct \leq 1$, т. е. со скоростью, не превышающей скорость света. Основной сигнал приходит с тепловой скоростью электронов.

Величина амплитуды поля, как оказалось, определяется в основном первым слагаемым правой части формулы (27).

Поступила в редколлегию 28.12.82.

УДК 537.525

В. А. ТИМАНЮК, В. М. ТКАЧЕНКО, канд. физ.-мат. наук

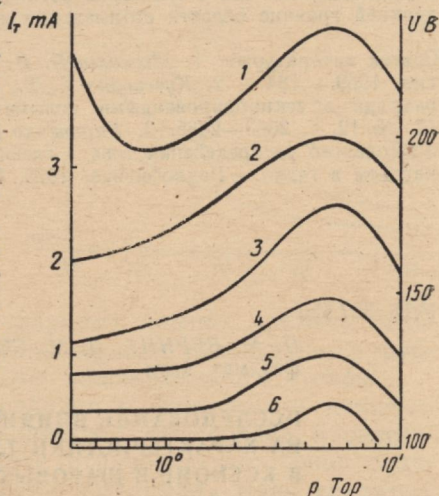
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТОКА В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ СО СТАКАНООБРАЗНЫМ ПОЛЫМ КАТОДОМ

Высокая эффективность разряда с полым катодом проявляется в определенном интервале давлений и существенно зависит от конфигурации разрядной полости [1, 2]. При конструировании приборов с полым катодом необходимо учитывать характеристики продольного распределения тока по катоду, которые определяют выбор размеров и оптимального режима его работы.

Ранее нами исследовалось продольное распределение тока в открытом с обоих концов цилиндрическом полым катоде диаметром 30 мм [3], область оптимальных давлений которого лежит в пределах от 0,1 до 2 Тор. Со снижением скорости катодного распыления рабочее давление целесообразно выбирать более высоким. Чтобы сохранить при этом оптимальные условия работы полого катода, необходимо уменьшить его диаметр. Поэтому в данной работе исследовано распределение тока в разряде с секционированным стаканообразным полым катодом диаметром 10 мм. Торцовая поверхность катода имела отдельный вывод и перемещалась с помощью фторопластового вакуумного уплотнения. Это позволяло изменять глубину рабочей полости катода от 10 до 50 мм. Разряд возбуждали в гелии высокой чистоты в диапазоне давлений от 0,4 до 10 Тор.

На рисунке представлены зависимость напряжения горения разряда для катода длиной 50 мм (кривая 1) и зависимости тока с торца катода при различной глубине катодной полости: 10, 20, 30, 40 и 50 мм (кривые 2, 3, 4, 5 и 6 соответственно) от давления гелия для фиксированного разрядного тока 20 мА. Наблюдается корреляция между кривыми тока с торца катода и зависимостью напряжения горения разряда от давления. Ток с торца катода достигает наибольшего значения при давлении гелия 5 Тор, при котором напряжение горения разряда также максимально. Отношение плотности тока торца катода к плотности тока боковой поверхности стаканообразного катода максимально при длине катода, равной утроенному диаметру, и при давлении гелия 5 Тор равно 2,8. Следует также отметить, что при подключении торца катода напряжение горения разряда снижается на величину 15—20 В.

Исследование продольного распределения тока по цилиндрической поверхности катода показало, что оно неравномерно и немонотонно зависит от давления газа. При высоких давлениях наибольший ток отбирается от ближайшей к аноду секции и с удалением от него ток секций монотонно убывает. С понижением давления максимум отбираемого тока удаляется от анода, что обусловлено уменьшением эффективности ионизации у открытого торца катодной полости в результате ухода быстрых электронов к аноду. Изменение длины полого



катода не приводит к качественному изменению продольного распределения разрядного тока, если отношение длины поло- го катода к его диаметру не менее 3.

Таким образом, в стаканообразном полом катоде глубина проникновения плазмы в катодную полость немонотонно зависит от давления газа и плотность тока с торца катода может превышать плотность тока с боковой поверхности в 2—3 раза. Максимальная глубина проникновения плазмы в полость катода и максимальный ток с его торца наблюдаются при давлении, соответствующем верхней границе области оптимальных давлений.

Список литературы: 1. Москалев Б. И. Разряд с полым катодом.— М.: Энергия, 1969.— 184 с. 2. Кучеренко Е. Т., Зыкова Е. В. Исследование тлеющего разряда с секционированными полыми катодами.— Укр. физ. журн., 1972, 17, № 12, с. 2063—2065. 3. Кириченко В. И., Ткаченко В. М. Исследование продольного распределения тока в тлеющем разряде с цилиндрическим полым катодом в гелии.— Радиофизика, 1975, 18, № 8, с. 1206—1210.

Поступила в редколлегию 28.01.83.

УДК 537.525

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

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПРИМЕСИ ВОДОРОДА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В КСЕНОНЕ В ШАРОВЫХ ЛАМПАХ

Характеристики и параметры газовых разрядов значительно зависят от состава рабочего газа. Добавление небольшого количества примеси электроотрицательных газов к инертным, которыми обычно наполняются газоразрядные приборы, может существенно изменить все электрические характеристики разряда. В большинстве работ изучается влияние примеси на напряжение пробоя промежутка [1]. Исследования такого влияния на характеристики разряда в инертных газах в основном проведены для низких давлений. Практически отсутствуют данные о влиянии примеси на параметры стационарного разряда при высоких давлениях газа, в частности, на характеристики разряда в ксеноне.

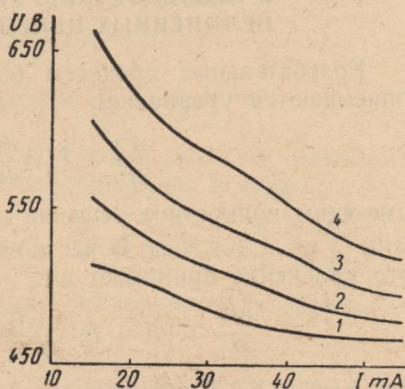
Ранее исследовали влияние примеси водорода на напряжение горения тлеющего разряда в ксеноне в трубчатых лампах [2]. В шаровых лампах стенки стеклянного баллона удалены от канала разряда на большое расстояние и диффузными потерями частиц в разряде можно пренебречь.

Исследовали в лампе со сферическим баллоном диаметром 49 мм и расстоянием между электродами 4 мм. Лампа подпаивалась к откачному посту для откачки и наполнения ее ксеноном и смесью последнего с водородом. Измерения осуществлены при давлениях газа 1200—1600 мм рт. ст. Водород

перед наполнением лампы очищался с помощью палладиевого фильтра.

При наполнении лампы чистым ксеноном шнур разряда хаотически перемещается по баллону лампы, а его начало — по катоду. Примесь водорода достаточно большой концентрации стабилизирует разряд. С введением примеси водорода напряжение горения разряда увеличивается, в то время как давление газа практически не влияет на напряжение горения.

На рисунке — вольт-амперные характеристики, снятые для давления 1520 мм рт. ст., и концентрации примеси водорода 6%, 8, 10, 12% (кривые 1, 2, 3, 4 соответственно).



Сравнение с результатами работы [2] показывает, что в шаровых лампах примесь водорода меньше изменяет напряжение горения разряда, чем в трубчатых лампах из-за малой длины положительного столба.

Рост напряжения горения разряда с увеличением концентрации примеси водорода, по-видимому, обусловлен процессами прилипания [3]. Образование отрицательных ионов водорода в области катодного падения потенциала мало вероятно, поэтому влияние примеси водорода на эту область несущественно.

Таким образом, при высоких давлениях ксенона примесь водорода стабилизирует канал разряда в шаровых лампах. Кроме того, напряжение горения тлеющего разряда в исследуемом диапазоне давлений слабо зависит от давления газа и определяется концентрацией примеси водорода. Это свидетельствует о резком увеличении в смеси ксенон — водород рекомбинационных процессов.

Список литературы: 1. *Импульсные источники света* / Под ред. И. С. Маршака. — М.: Энергия, 1978. — 472 с. 2. *Влияние примеси водорода на контрагированный тлеющий разряд в ксеноне* / П. М. Берник, Ю. Н. Егоров, В. А. Малеев и др. — Вестн. Харьк. ун-та, 1982, № 227. Внутр. и внешн. задачи электродинамики, вып. 10, с. 65—66. 3. *Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда*. — М.: Атомиздат, 1961. — 323 с.

Поступила в редколлегию 28.01.83.

ПРИМЕНЕНИЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ТЕЙЛОРА К ИССЛЕДОВАНИЮ УРАВНЕНИЙ НЕЛИНЕЙНЫХ ЦЕПЕЙ

Колебательные процессы большого класса нелинейных цепей описываются уравнением

$$\frac{d^2x}{dt^2} + f(x) \frac{dx}{dt} + g(x) = 0, \quad (1)$$

имеющим конкретное решение при заданных начальных условиях $x(0) = x_0$; $x'(0) = x'_0$. В частном случае для ряда автогенераторов это уравнение принимает вид

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \left(A + B \frac{d\varphi(x)}{dx} \right) \frac{dx}{dt} + C\varphi(x) + x = 0, \quad (2)$$

где $\varphi(x)$ — ВАХ нелинейного элемента, а A, B , и C , — постоянные коэффициенты. При полиномиальной аппроксимации ВАХ $\varphi(x) =$

$\sum_{n=0}^N a_n x^n$ уравнение (2) преобразуется к виду

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \left(A + B \sum_{n=1}^N n a_n x^{n-1} \right) \frac{dx}{dt} + C \sum_{n=1}^N a_n x^n + x = 0. \quad (3)$$

Если ограничиться аппроксимацией полиномом третьей степени, $\varphi(x) = -k_1x + k_2x^3$ (N -образная ВАХ электронного прибора), тогда уравнение (3) упрощается:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + (A - Bk_1 + 3Bk_2x^2) \frac{dx}{dt} + (1Ck_1 + Ck_2x^2)x = 0. \quad (4)$$

Частным случаем последнего уравнения (4) является известное уравнение Ван-дер-Поля, описывающее процессы в автогенераторах в режиме мягкого возбуждения

$$\frac{d^2x}{dt^2} - \varepsilon(1 - x^2) \frac{dx}{dt} + x = 0. \quad (5)$$

Для численного решения уравнений (1) — (5) можно использовать преобразование Тейлора¹, приводящее к рекуррентным выражениям, позволяющим при заданных начальных условиях рассчитать $x(t)$ для промежутка времени, охватывающего начальные периоды колебаний.

Наибольшие трудности при отыскании тейлоровских изображений возникают при преобразовании уравнения (1), поскольку

¹ Пухов Г. Е. Преобразования Тейлора и их применения в электротехнике и электронике. — К.: Наук. думка, 1978. — 260 с.

$f(x)$ и $g(x)$ являются сложными функциями ($f(x(t))$, $g(x(t))$).
Запишем тейлоровские изображения по x этих функций:

$$F_x(l) = \frac{H^l}{l!} \left[\frac{d^l f}{dx^l} \right]_{x=0}, \quad G_x(l) = \frac{H^l}{l!} \left[\frac{d^l g}{dx^l} \right]_{x=0}, \quad (6)$$

где H — постоянная преобразования. Тогда

$$f(x) = \sum_{l=0}^{\infty} F_x(l) H^{-l} x^l, \quad g(x) = \sum_{l=0}^{\infty} G_x(l) H^{-l} x^l. \quad (7)$$

Обозначим тейлоровское изображение x^l как $x^{(l)}(k)$, и на основании свойств преобразования Тейлора представим его в виде

$$X^{(l)}(k) = \sum_{s=0}^k X^{(l-1)}(s) X^{(1)}(k-s), \quad \text{где } X^{(0)}(k) = \begin{cases} 1; & k=0 \\ 0; & k \neq 0. \end{cases} \quad (8)$$

С учетом выражения (8) запишем тейлоровские изображения по t функций уравнения (7):

$$F_t(k) = \sum_{l=0}^{\infty} F_x(l) H^{-l} X^{(l)}(k); \quad G_t(k) = \sum_{l=0}^{\infty} G_x(l) H^{-l} X^{(l)}(k). \quad (9)$$

Используя последние выражения и свойства преобразования, находим тейлоровское изображение уравнения (1):

$$\begin{aligned} & \frac{(k+1)(k+2)}{H^2} X(k+2) + \sum_{r=0}^k \frac{(k-r+1)}{H} X(k-r+1) \times \\ & \times \left(\sum_{l=0}^{\infty} F_x(l) H^{-l} X^{(l)}(r) \right) + \sum_{l=0}^{\infty} G_x(l) H^{-l} X^{(l)}(k) = 0. \end{aligned} \quad (10)$$

С учетом изображений начальных условий $X(0) = x_0$; $X(1) = X_0'$ выражение (10) является рекуррентной формулой, позволяющей, задавая последовательность значений $k = 0, 1, 2, \dots$, вычислить значения $X(2)$, $X(3) \dots$

Искомая функция $x(t)$ (тейлоровский оригинал) определяется рядом

$$x(t) = \sum_{m=0}^{\infty} X(m) H^{-m} t^m. \quad (11)$$

Количество удержанных членов ряда определяет промежуток времени, в пределах которого осуществляется приближенное вычисление $x(t)$.

Для уравнений (4) и (5) рекуррентные формулы, полученные с помощью преобразования Тейлора, имеют вид

$$\begin{aligned} & \frac{(m+1)(m+2)}{H^2} X(m+2) + (A - Bk_1) \frac{(m+1)}{H} X(m+1) + \\ & + \frac{3Bk_2}{H} \sum_{l=0}^m \sum_{s=0}^l X(s) X(l-s) X(m+1-l) (m+1-l) + \dots \end{aligned} \quad (12)$$

$$+ (1 - Ck_1) X(m) + Ck_2 \sum_{l=0}^m \sum_{s=0}^l X(s) X(l-s) X(m-l) = 0;$$

$$\frac{(m+1)(m+2)}{H^2} X(m+2) - \frac{2}{H} l(m+1) X(m+1) +$$

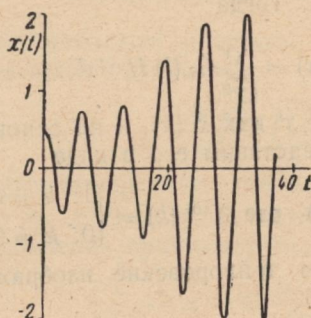


Рис. 1

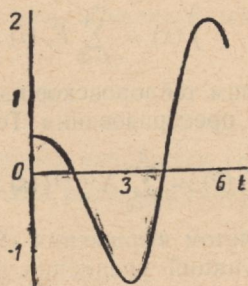


Рис. 2

$$+ \sum_{l=0}^m \sum_{s=0}^l X(s) X(l-s) (m+1-l) X(m+1-l) + X(m) = 0. \quad (13)$$

Изложенный алгоритм решения нелинейных уравнений был реализован на ЭВМ для уравнения Ван-дер-Поля при различных ε . При численном счете использовали метод припасовывания. Графики решений уравнения Ван-дер-Поля для случаев $\varepsilon = 0,1$ и $\varepsilon = 1$ приведены соответственно на рис. 1 и 2.

Поступила в редколлегию 04.01.82.

УДК 535.621:627.089.6

В. М. КУЗЬМИЧЕВ, канд. физ.-мат. наук, Н. И. ЗИНЧЕНКО,
Б. В. САФРОНОВ

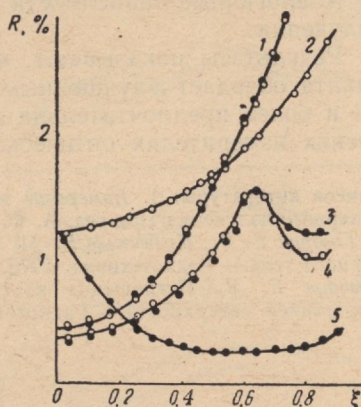
ОТРАЖАТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗЕРКАЛЬНО-ДИФФУЗНОГО КОНУСА

Конусные нагрузки с зеркальным и диффузным коэффициентом отражения внутренней поверхности широко используются в калориметрических измерителях энергии оптического излучения [1]. К недостаткам первых следует отнести концентрацию поглощенной энергии вблизи вершины [2], а вторых — резкое повышение отражения при перемещении оптического пучка к краю входной апертуры [3].

Если часть внутренней поверхности у основания конуса обладает зеркальным коэффициентом отражения, а остальная —

диффузным, то такая нагрузка будет иметь отражательные характеристики, близкие к зеркальному конусу, а распределение поглощенной энергии — более равномерным вдоль длины образующей.

Основные отражательные характеристики конусных нагрузок — зависимости коэффициента отражения конуса $R_p\xi$ и $R_s\xi$ от перемещения оптического пучка, у которого диаметр значительно меньше диаметра основания конуса, вдоль относительно его радиуса ξ в раскрые входной апертуры. Пучок перемещается параллельно оси конуса. Индекс p соответствует линейной поляризации излучения с электрическим вектором, параллельным перемещению пучка, а s — с взаимно перпендикулярным направлением электрического вектора. Зная основные отражательные характеристики, получаем интегрированием по входной апертуре коэффициент отражения конусной нагрузки для аксиального пучка с произвольным распределением энергии вдоль радиуса и состоянием поляризации излучения.



Экспериментально были сняты основные отражательные характеристики трех вариантов никелевых конусов с диаметром основания 60 и высотой 250 мм. Первый и второй варианты конусов имели соответственно зеркальный и диффузный коэффициенты отражения внутренней поверхности. Для третьего варианта конуса характерен у основания на $1/3$ части высоты зеркальный, а на остальной — диффузный коэффициенты отражения внутренней поверхности. Измерения проводили с использованием интегрирующей сферы на излучении с длинами волн $\lambda=0,628$ и $\lambda=1,15$ мкм и диаметром оптического пучка около 3 мм. Результаты измерений для $\lambda=1,15$ мкм приведены на рисунке (а, б — отражательные характеристики конусных калориметрических нагрузок; 1 — диффузный конус; 2, 5 — зеркальный; 3, 4 — зеркально-диффузный конус). При перемещении пучка от основания к центру входной апертуры для зеркального конуса отмечен возрастающий ход $R_p\xi$ и спадающий — для $R_s\xi$, что объясняется конечным диаметром оптического пучка и появлением второй составляющей поляризации излучения. Диффузный конус обладает возрастающими и не зависящими от поляризации излучения отражательными характеристиками при перемещении пучка к краю входной апертуры. В третьем варианте конуса с возрастанием ξ наблюдаются зависимости, близкие с диффузным конусом. В области перехода состояния внутренней поверхности от диффузного

к зеркальному максимумы коэффициентов отражения и спад для p -составляющей поляризации более быстрый, чем для s -составляющей поляризации излучения. У максимумов коэффициента отражения — меньшие значения, чем у максимумов зеркального и диффузного конусов.

Аналогичные зависимости получены и для второй длины волны излучения.

Результаты показывают, что конусная нагрузка третьего варианта обладает улучшенными отражательными характеристиками и более предпочтительна для использования в калориметрических измерителях оптической энергии.

Список литературы: 1. Измерение энергетических параметров и характеристики лазерного излучения/Под ред. А. Ф. Котюка.—М.: Радио и связь, 1971.—288 с. 2. Говорун Е. Я., Кузьмичев В. М. Зеркальная коническая полость как модель черного тела.—Радиотехника, 1976, вып. 36, с. 125—138. 3. Кузьмичев В. М., Говорун Е. Я. Поглощение конусной нагрузки с диффузным отражением внутренней поверхности.—Радиотехника, 1982, вып. 61, с. 82—88.

Поступила в редколлегию 25.02.83.

УДК 621.382.2

С. Н. СКОРОБОГАТОВА, Е. С. ПЕСКОВАЦКАЯ, С. П. ШЕНИНА

О ПРОЛЕТНОМ ЭФФЕКТЕ В ДИОДЕ С КАТОДНЫМ СТАТИЧЕСКИМ ДОМЕНОМ

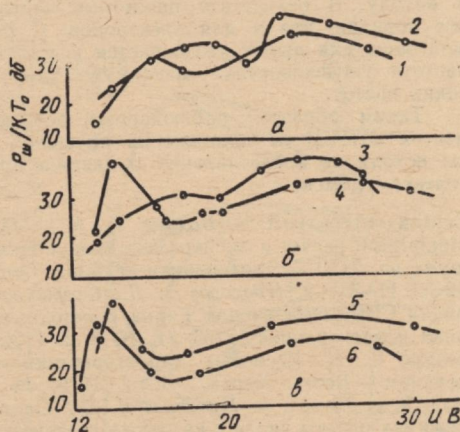
Полупроводниковые приборы с лавинным умножением тока имеют высокий уровень шумов, что позволило использовать их в качестве источника шума [1]. Один из таких источников СВЧ-шума — диод с катодным статическим доменом в условиях развитой ударной ионизации [2]. Согласно теоретическим расчетам, проведенным для диода [3], можно ожидать генерации шума в широком диапазоне частот, что представляет практический интерес. Проведенные в работе [4] исследования показали, что в полосе 12—16 ГГц уровень шума экспериментальных диодов достаточно высок и постоянен во всем диапазоне. В настоящей работе были расширены исследования шумовых характеристик вплоть до частот 25,5 ГГц. При этом отметили особенности, свидетельствующие о наличии лавинно-пролетного эффекта в домене.

Экспериментальные образцы изготавливались по методике, описанной в работе [2], из эпитаксиального n -GaAs, выращенного на полуизолирующей подложке. Тонкий слой полуизолирующей подложки (2—3 мкм) использовался в качестве прикатодной области диода, благодаря чему обеспечивалась локализация области сильного поля вблизи катода. Вольт-амперные характеристики образцов имели тенденцию к насыщению.

нию. При определенных напряжениях на структуре наблюдался рост тока, обусловленный ударной ионизацией в домене, сопровождавшейся генерацией СВЧ-шума.

Для изучения шумовых характеристик диод помещался в прямоугольный волновод между широкой стенкой волновода и штырем. Напряжение смещения подавалось от стандартного источника питания УИП-2 через балластное сопротивление в несколько килоом. СВЧ-сигнал регистрировался измерительным приемником П5-14А (16,6—19,8 ГГц, 19,6—23,2; 23—25,8 ГГц) с эффективной полосой пропускания $10 \pm 0,5$ МГц.

В работе исследовали зависимость спектральной плотности мощности шума (СПМШ), т. е. мощности шума, отнесенной к единичному частотному интервалу (1 Гц), от напряжения смещения при различных частотах. На рисунке (а, б, в) показаны характерные для исследуемых диодов зависимости при частотах (ГГц): 1—16,8; 2—18,6; 3—19,8; 4—22,4; 5—23; 6—25. Здесь СПМШ выражена в децибелах по отношению к уровню теплового шума при комнатной температуре — кТ0.



При анализе кривых отмечаем, что уровень шума у исследуемого образца достаточно высок и составляет 10^3 — 10^4 кТ0; на всех частотах в исследуемом диапазоне наблюдаются два неодинаковых по величине максимума генерации, причем на более низких частотах (16—19 ГГц) большая генерация — при больших напряжениях, а на более высоких частотах (20—25 ГГц) — наоборот.

Эти особенности объясняются в рамках двухпролетной модели диода, если предположить, что каждый из максимумов на зависимости СПМШ от напряжения связан с пролетом одного сорта носителей — электронов или дырок, генерируемых в зоне умножения. Для них оптимальные углы пролета достигаются при разных напряжениях. Можно допустить, что больший максимум связан с пролетом основных носителей — электронов, меньший с пролетом неосновных носителей — дырок. В эксперименте больший максимум с ростом напряжения смещается в сторону более низких частот, свидетельствуя о расширении пролетной зоны для электронов. Последнее возможно, если пролетная зона задается размерами домена, т. е. областью высоких полей. В этой области дрейфовая скорость электронов достигает насыщения. С ростом напряжения эта область расширяется. Область вне домена (~20 мкм) играет только пассивную роль балластного сопротивления: ее пролетная частота лежит далеко за пределами исследуемого диапазона, так как дрейфовые скорости электронов в слабых полях существенно ниже, чем в домене.

Меньший максимум обуславливается пролетом дырок. Объемный заряд дырок инжектируется из области сильного поля в пространство шириной менее 1 мкм между стенкой домена и катодом, где он взаимодействует с высокочастотным полем. Пролетное пространство для дырок оказывается меньше, чем для электронов. Скорости дырок также меньше, во-первых, из-за избыточного легирования прикатодной области (полупроводниковый слой), во-вторых, в связи с резким уменьшением поля по направлению к катоду. В результате пролетные частоты для дырок оказываются того же порядка, что и для электронов. С ростом напряжения размер пролетной зоны для дырок уменьшается вследствие уширения домена, а пролетная частота увеличивается — максимум $P_{ш}(U)$ смещается в сторону более высоких частот.

Таким образом, наблюдаемые особенности экспериментальных зависимостей СПМШ от напряжения смещения могут быть качественно объяснены исходя из представлений о лавинно-пролетном эффекте в катодном статическом домене.

Список литературы: 1. Балыко А. К., Мельников А. И., Спиричева Т. И. Машинный расчет и экспериментальная проверка широкополосных генераторов шума на ЛПД. — Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1976, вып. 12, с. 11—20. 2. Прохоров Э. Д., Скоробогатова С. Н., Золотарев Е. С. Генерация СВЧ-шума диодом Ганна с катодным статическим доменом. — Радиотехника и электроника, 1976, 21, № 8, с. 1732—1739. 3. Прохоров Э. Д., Скоробогатова С. Н. Шумовые характеристики структур с катодным статическим доменом. — Вестн. Харьк. ун-та, 1979, № 180. Радиопизика и электроника, вып. 8, с. 79—81. 4. Прохоров Э. Д., Скоробогатова С. Н. Об оптимальных режимах работы диода с катодным статическим доменом. — Вестн. Харьк. ун-та, 1982, № 227. Внутр. и внешн. задачи электродинамики, с. 59—61.

Поступила в редколлегию 26.01.83.

УДК 621.382

Л. В. ГОЛОВКО, А. И. СТАРИКОВ, В. М. СВЕТИЧНЫЙ,
канд. физ.-мат. наук, А. И. САТЮКОВ, канд. физ.-мат. наук

ПРОБОЙ ДИОДОВ С ГОРЯЧИМИ НОСИТЕЛЯМИ ЗАРЯДА

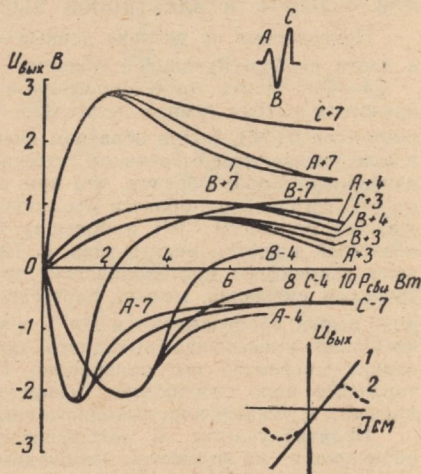
В работах [1, 2] установлено, что постоянное смещение оказывает сильное влияние на значение вольваттной чувствительности диодов с горячими носителями заряда (ДГНЗ), поскольку в этом случае складываются термоэлектрический и болометрический эффекты. Расчеты показали, что в ДГНЗ на основе германия p -типа чувствительность при подаче обратного смещения непрерывно увеличивается с ростом тока смещения. При прямом смещении чувствительность сначала уменьшается, так что выходное напряжение проходит через нуль, затем после перемены полярности непрерывно увеличивается (рисунок). Под положительным смещением понимается такое, при котором ток смещения протекает от контакта малой площади в объем полупроводникового кристалла. В диодах на основе n -Ge выходное напряжение имеет противоположную полярность, и влияние постоянного смещения также противоположно по знаку.

Эксперименты показали, что при больших уровнях импульсной мощности СВЧ зависимость $U_{\text{вых}} = f(I_{\text{км}})$ при $P_{\text{свч}} = \text{const}$ отличается от указанной выше: при прямом и обратном смещениях в ней появляются участки, где $U_{\text{вых}}$ уменьшается с ростом $P_{\text{свч}}$. Аналогичные падающие участки наблюдаются при снятии зависимостей $U_{\text{вых}} = \varphi(P_{\text{свч}})$ при $I_{\text{см}} = \text{const}$. Следует отметить, что все эти явления наблюдаются, когда средний уровень мощности СВЧ и мощность, поступающая от источника смещения, столь малы, что возможным тепловым разогревом контакта малой площади и кристалла можно пренебречь. В описанных экспериментах выходное напряжение ДГНЗ измерялось импульсным вольтметром [1,2].

Непосредственное наблюдение формы импульсов на выходе диодов на экране осциллографа показало, что указанные участки падения выходного напряжения связаны с искажениями формы этих импульсов. Оказалось, что в импульсе наблюдаются три характерных участка А, В, С (см. рисунок), положение которых меняется с изменением мощности СВЧ, если $I_{\text{см}} = \text{const}$, или с изменением тока смещения, если $P_{\text{свч}} = \text{const}$.

На рисунке — экспериментальные результаты, полученные на ДГНЗ с $p^+ - p$ -переходом, изготовленным импульсным вплавлением тонкой золотой проволоочки в германий p -типа с удельным сопротивлением $2 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Диоды при малом токе смещения имели сопротивление $R_0 \approx 350 \text{ Ом}$ при радиусе контакта $r_k \approx 10 \text{ мкм}$. На графиках изображено положение участков А, В, С выходного импульса диода при изменении мощности СВЧ в импульсе при $I_{\text{см}} = \text{const}$. Возле кривых — полярность и значение тока смещения.

Выделим определенные закономерности в поведении формы импульсов: 1) при малых уровнях импульсной мощности СВЧ и малых токах смещения искажения формы незначительны и обнаруживаются в появлении провала в центральной части импульса; 2) при обратном смещении с ростом тока и мощности СВЧ-провал в выходном импульсе увеличивается и полярность этой части импульса меняет знак; 3) при прямом смещении наблюдается то же, но при больших токах и уровнях мощности СВЧ-форма выходного импульса снова приближается к прямоугольной. Очень сложно изменение формы импульсов вблизи точки, где происходит перемена полярности выходных импульсов.



Нечто аналогичное наблюдалось в $p^+ - p$ -переходах, если их освещать светом с энергией квантов, достаточной для генерации пар электрон — дырка [3]. Авторы этой работы объяснили результаты экспериментов переменной полярности термо-э. д. с. горячих носителей в случае, когда концентрации носителей — дырок и электронов выравниваются.

Приведенные на рисунке данные — результат развития лавинного пробоя в части слаболегированной области, прилегающей к $p^+ - p$ -переходу.

1. При малых токах смещения и малых уровнях мощности СВЧ-развивающаяся слабая лавина неспособна заметно повлиять на форму выходных импульсов ДГНЗ. 2. При обратном смещении внутреннее поле $p^+ - p$ -перехода и поле, создаваемое источником смещения, складываются. Результирующее поле направлено таким образом, что при развитии лавинного пробоя оно способствует обогащению p -области неосновными носителями. Поэтому при больших уровнях мощности СВЧ и больших токах смещения термо-э. д. с. горячих носителей может поменять знак. 3. При прямом смещении указанные в п. 2 поля направлены противоположно друг другу. Пока поле, создаваемое источником смещения, меньше внутреннего поля перехода, генерируемые в лавине дырки пробрасываются в p^+ , а электроны — в p -область. Следовательно, возможно уменьшение выходного сигнала диода или далее, при развитой лавине — перемена его полярности. При больших токах смещения результирующее поле способствует накоплению дырок в p -области, т. е. может привести к уменьшению выходного сигнала.

Наличие участка A , положение которого слабо зависит от $P_{свч}$ и $I_{см}$ объясняется, по-видимому, необходимостью конечного времени для развития лавинного пробоя.

Таким образом, приведенные соображения позволяют объяснить наличие участков A и B на выходных импульсах диодов. Наличие и поведение участка C пока не находит объяснения и требует дополнительных экспериментов.

Список литературы: 1. Сатюков А. И., Светличный В. М. Смесительные свойства германиевых термоэлектрических индикаторов СВЧ-излучения с горячими носителями заряда. — Радиоэлектроника, 1972, 15, № 10, с. 1238—1243. 2. Сатюков А. И., Светличный В. М., Плаксий В. Т. Влияние смещения на чувствительность германиевых индикаторов СВЧ-излучения с горячими носителями заряда. — Радиоэлектроника, 1973, 16, № 10, с. 35—40. 3. Вейнгер А. И., Гварджаладзе Л. К., Саргоян М. П. Влияние горячих неосновных носителей заряда на свойства антизапорного контакта. — Физика и техника полупроводников, 1976, 10, № 6, с. 1104—1107.

Поступила в редколлегию 04.02.83.

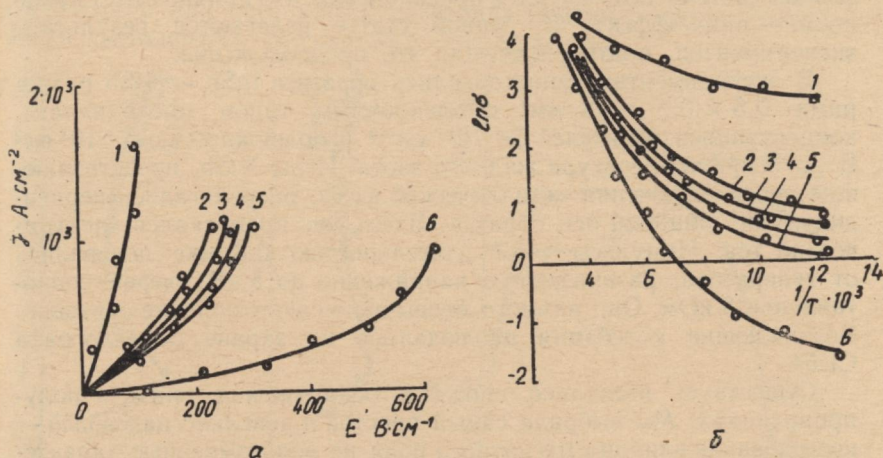
УДК 621.315.592

А. И. КОСТИН, Ю. И. СНИГИРЕВ, В. М. СВЕТИЧНЫЙ,
канд. физ.-мат. наук

АНИЗОТРОПИЯ ЛАВИННОГО ПРОБОЯ В ДВУХФАЗНОЙ СИСТЕМЕ InSb—NiSb

В ряде работ [1—3] указывалось на то, что образцы InSb—NiSb могут иметь ВАХ с ярко выраженным, слабо выраженным участком ОДС и без него. Однако объяснение этому факту не давалось. Отмечалось также, что образцы имеют и несколько различных температурный ход удельной электропроводности [3].

Дело в том, что слиток InSn — NiSb не монокристалл. Он состоит из мелких блоков, в каждом из которых ориентация игл NiSb относительно оси роста кристалла незначительно, но менялась. Мы предположили, что у образцов, через объем которых проходит граница блоков, электропроводность иная, чем у однородных. Для проверки предположения был проведен следующий



эксперимент. Из пластины сплава InSb — NiSb с заведомо известной ориентацией игл вырезались полоски, у которых иглы NiSb расположены относительно длинной оси образца под различным углом. Затем снимались ВАХ тех образцов, которые представлены на рисунке (а, б) в виде зависимости $j = f(E)$. Здесь кривая 1 снята с образца, угол его $\alpha = 0^\circ$; 2 — $\alpha = 18^\circ$; 3 = 36; 4 = 54; 5 = 72; 6 = 90° . Из графиков видно, что напряженность электрического поля, при которой наблюдается пробой, чувствительна к ориентации игл NiSb: незначительное отклонение угла между иглами и направлением протекания тока от прямого существенно изменяет ход ВАХ. Малое отклонение также резко изменяет температурный ход удельной электропроводности.

Таким образом, наличие двух видов ВАХ, а также различный ход температурной зависимости удельной электропроводности образцов InSb — NiSb объясняется различием во взаимной ориентации игл и направлении протекания тока.

Список литературы: 1. Костин А. И., Сатюков А. И., Светличный В. М. Низкочастотная нестабильность в InSb — NiSb. — Укр. физ. журн., 1981, 26, вып. 12, с. 2054—2055. 2. Костин А. И., Сатюков А. И., Светличный В. М. Лавинный пробой в InSb — NiSb. — Вестн. Харьк. ун-та, 1980, № 203, Радиофизика и электроника, вып. 9, с. 63—65. 3. Костин А. И., Светличный В. М. О механизме рассеяния электронов в InSb — NiSb. — Укр. физ. журн., 1977, 22, вып. 10, с. 1723—1725

Поступила в редколлегию 04.02.83.

ПИНЧ-ЭФФЕКТ в InSb—NiSb

В работе [1] сообщали о низкочастотной неустойчивости в двухфазной системе InSb—NiSb и предполагали, что причина неустойчивости — пинч-эффект. В данной статье излагаются результаты экспериментов, подтверждающих это предположение.

В экспериментах использовались образцы InSb—NiSb размерами $0,6 \times 0,7 \times 1,8$ мм³ с электронным типом проводимости, концентрацией носителей $2 \cdot 10^{14}$ см⁻³ и подвижностью $5 \cdot 10^4$ см² В⁻¹с⁻¹ при температуре жидкого азота. Иглы NiSb, представляющие собой включения металлической фазы, располагались перпендикулярно длинной оси образца. Вдоль нее пропускался электрический ток. Импульсы тока длительностью 0,8 мкс подавались от генератора, развивающего напряжение до 5 кВ, через сопротивление 3 кОм. Оно намного превышало сопротивление образцов. Возникающие колебания наблюдались на экране осциллографа С1-54.

Существует несколько способов обнаружения пинча в полупроводниках. Мы выбрали самый простой и довольно надежный — исследование влияния магнитного поля на вольтамперные характеристики (ВАХ) образцов в области лавинного пробоя [2]. Внешнее продольное магнитное поле оказывает существенное влияние на пинч-эффект [3]. Если оно меньше внутреннего собственного магнитного поля, то стремится разрушить пинч, пока протекающий ток не станет столь большим, что будет способен собственным магнитным полем преодолеть действие внешнего магнитного поля.

Как и в работе [1], экспериментально наблюдались два типа ВАХ — с ярко выраженной S-образностью и без нее или со слабо выраженной. У второй группы образцов амплитуда колебаний и интервал напряжений были меньше, чем у первой группы.

Показана типичная ВАХ образцов, у которых лавинных пробой начинается при полях $E > 650$ В·см⁻¹ и при этом ярко выражена S-образность (рис. 1, кривые: 1 — $B = 0$ Гс; 2-210; 3-580). При включении продольного внешнего магнитного поля с индукцией 210 и 580 Гс увеличивается сопротивление — магнитное поле способствует собиранию плазмы в шнур, т. е. в этих образцах значение собственного магнитного поля тока меньше значения внешнего магнитного поля. На рисунке показана типичная ВАХ образцов, у которых S-образность выражена слабо или отсутствует (кривые: 4 — $B = 0$ Гс; 5-210; 6-580). Влияние продольного внешнего магнитного поля проявляется иначе. При значении внешнего магнитного поля $B = 210$ Гс уменьшается сопротивление образца, что сказывается в более крутом ходе ВАХ. Если $B = 580$ Гс, изменение ВАХ усиливается. После того как ток через образец достигает значения $\sim 4,5$ А, ВАХ в маг-

нитном поле приближается к ходу ВАХ без магнитного поля. Токи, при которых начинается лавинный пробой и пинчевание, отмечены на графике. В образцах с такими ВАХ после лавинного пробоя плазма стягивается в шнур. Продольное магнитное поле разрушает пинч, что приводит к росту проводимости. Когда собственное магнитное поле тока в образце достигает величины, достаточной для повторного стягивания плазмы в шнур, проводимость уменьшается до прежнего значения.

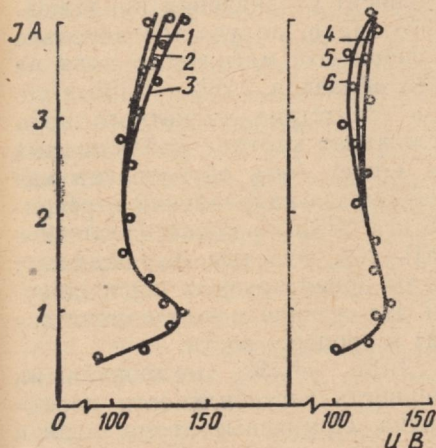


Рис. 1

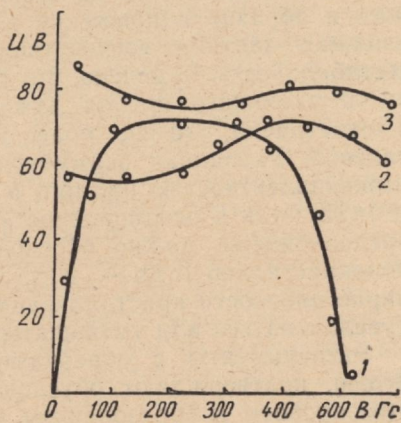


Рис. 2

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о том, что пинч-эффект возникает в образцах с обоими типами ВАХ. Наблюдаемая в $\text{InSb} - \text{NiSb}$ низкочастотная неустойчивость объясняется неустойчивостью пинча в начальной стадии его возникновения [3].

На рис. 2 показана зависимость амплитуды колебаний от значения внешнего магнитного поля при различных напряжениях смещения (1 — $U = 140$ В; 2 — 130 ; 3 — 120). Эта зависимость снималась на участке ВАХ с отрицательным дифференциальным сопротивлением (ОДС). Если $U = 140$ В и $B = 0$, пинч еще отсутствует. Наложение внешнего магнитного поля способствует возникновению пинча, проходящего через стадию неустойчивости. Максимальные колебания наблюдаются при $B = 200$ Гс. Дальнейшее увеличение магнитного поля приводит к стабилизации пинча и исчезновению неустойчивости. При $U = 130$ и $U = 120$ В пинч существует неустойчиво и в отсутствие внешнего магнитного поля, о чем говорят колебания, наблюдаемые при $B = 0$. При наложении внешнего магнитного поля пинч начинает разрушаться, а амплитуда неустойчивости — уменьшаться. Дальнейшее увеличение внешнего магнитного поля вновь способствует возникновению пинча и увеличению амплитуды неустойчивости. По мере стабилизации пинча амплитуда колебаний уменьшается и,

по-видимому, становится равной нулю. С таким характером влияния магнитного поля связано наличие минимумов амплитуды колебаний при $B \approx 100$ Гс ($U = 130$ В) и $B \approx 180$ Гс ($U = 120$ В).

Отметим, что влияние внешнего магнитного поля на ВАХ InSb — NiSb более слабое, чем в случае InSb. Сильнее действие магнитного поля проявляется в изменении величины напряжения, при котором возникают и исчезают колебания. Вследствие того что имеются образцы с ВАХ двух типов, а влияние магнитного поля на пинч зависит от значения приложенного к образцу напряжения и его знака, получается довольно сложная картина воздействия внешнего магнитного поля на нестабильность. Замечено, что ВАХ образцов InSb — NiSb в области лавинного пробоя даже в отсутствие магнитного поля асимметрична, что еще более усложняет картину наблюдаемых явлений. Указанная асимметрия может быть обусловлена как неэквивалентностью прямого и обратного направлений в решетке InSb, так и неоднородностью игл NiSb по длине. Последнее предположение можно обосновать тем, что при выращивании монокристаллов InSb — NiSb иглы ориентируются перпендикулярно плоскости кристаллизации. Их сечение может изменяться (увеличиваться или уменьшаться) в процессе роста.

Эксперименты с образцами InSb — NiSb, легированными медью, подтверждают обусловленность нестабильности лавинным пробоем и образованием пинча. Примесные атомы меди в InSb, как и в других полупроводниках, служат эффективными центрами рекомбинации и препятствуют развитию лавинного пробоя. В экспериментах использовались образцы InSb — NiSb, легированные медью из напыленных на поверхность кристаллов слоев. Диффузия проводилась при 400°C в течение 15 ч. ВАХ образцов из легированного медью материала в отличие от образцов из нелегированного материала не имеют участка ОДС. Нестабильность на таких образцах не наблюдалась. Более того, в них даже при напряженностях электрического поля $E \approx 700\text{--}750$ В·см $^{-1}$ лавинный пробой не развивается, а в нелегированных образцах при данных полях уже существует развитой лавинный пробой.

Таким образом, эксперименты позволяют сделать следующие выводы. Низкочастотная нестабильность в InSb — NiSb обусловлена лавинным пробоем и неустойчивостью пинча на его начальной стадии образования. Сложный характер воздействия внешнего магнитного поля на нестабильность определяется наличием двух видов ВАХ образцов, их асимметрией в области лавинного пробоя и неодинаковым характером воздействия магнитного поля на пинч на различных участках ВАХ.

Список литературы: 1. Костин А. И., Сатюков А. И., Светличный В. М., Низкочастотная нестабильность в InSb — NiSb — Укр. физ. журн., 1981, 26. вып. 12, с. 2054—2066. 2. Glicksman M., Steele M. Plasma effects in indium antimonide. — Phys. Rev. Lett., 1959, 2, N 3, p. 461—467. 3. Chynoweth A. G., Myrrey A. A. Pinch-effect in indium antimonide. — Phys. Rev., 1961, 123, № 2, p. 515—519.

Поступила в редколлегию 04.02.83.

ПОЛУЧЕНИЕ И СВОЙСТВА ГЕРМАНИЯ, ЛЕГИРОВАННОГО МЕДЬЮ

Медь в германии — многозарядный примесный центр, создающий ряд акцепторных уровней. Некоторые из них имеют энергию ионизации 0,04 эВ [1], что делает германий, легированный медью (Ge:Cu), пригодным для использования в детекторах длинноволнового ИК излучения. Выпуск такого материала промышленностью ограничен. При изготовлении детекторов на основе Ge:Cu его получают самостоятельно. В статье сообщается о способе изготовления германия и его характеристиках.

Для Ge:Cu предпочтительным является метод диффузии, а не выращивание кристаллов из расплава. Последний метод не только требует сложной технологической аппаратуры, но имеет одно существенное ограничение. При выращивании из расплава растущий кристалл охлаждается медленно, поэтому медь имеет тенденцию накапливаться в местах дефектов в виде нейтральных атомов, т. е. при этом дезактивируются примесные центры. В процессе диффузии можно резко охладить кристалл. Результат — большинство атомов меди остается в кристаллической решетке как электрически активные примеси. Диффузия меди в германии происходит аномально быстро [2], и этот процесс оказывается непродолжительным.

При любой диффузии в кристалл толщиной l , ограниченный поверхностями $x = 0$ и $x = l$, концентрация атомов меди в центре кристалла $N(l/2, t)$ меньше концентрации ее на поверхности $N(0, t) = N(l, t) \equiv N_0$, где N_0 — предельная растворимость меди при данной температуре. Поскольку для изготовления детекторов используют материал с равномерным распределением примесей, необходимо решить вопрос о продолжительности диффузии, чтобы $N(l/2, t)$ составляла определенную, наперед заданную часть N_0 . Из-за низкого давления паров диффузию меди целесообразно проводить из тонких слоев, нанесенных на поверхность кристалла электролитическим осаждением либо напылением в вакууме. Последний способ более технологичен, так как наносимый слой меди меньше загрязняется посторонними примесями.

Поскольку растворимость меди в германии [3] ограничена, диффузия осуществляется следующим образом. При нагреве кристалла тонкий поверхностный слой его $h \ll l$ насыщается медью до концентрации N_0 и в дальнейшем из этого слоя происходит диффузия в кристалл германия, причем концентрация атомов меди непрерывно пополняется вследствие проникновения в него атомов из напыленного слоя. Таким образом, имеем диффузию из

постоянного источника в кристалл конечных размеров. Решение уравнения диффузии представляется бесконечной суммой:

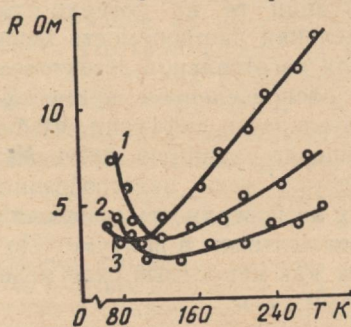
$$N(x, t) = N_0 \left[1 - \frac{4}{\pi} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{2k+1} e^{-\frac{(2k+1)^2 \pi^2 D t}{l^2}} \sin \frac{(2k+1) \pi x}{l} \right], \quad (1)$$

в которой при $t \gg l^2/D$ можно оставить только первый член суммы:

$$N(x, t) = N_0 \left(1 - \frac{4}{\pi} e^{-\frac{\pi^2 D t}{l^2}} \sin \frac{\pi x}{l} \right). \quad (2)$$

Для коэффициента диффузии меди в германии в источниках приводятся различные значения. Наибольшего доверия заслуживают данные в работе [2], согласно которым среднее значение D в интервале $750-900^\circ\text{C}$ составляет $(2,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-5} \text{ см}^2/\text{с}$ и слабо зависит от температуры. Принимая во внимание указанное значение коэффициента диффузии и полагая $l=0,1 \text{ см}$ (типичное значение толщины пластин германия, в которые проводилась диффузия), получим, что укороченным решением (2) можно пользоваться при $t \gg 3,5 \cdot 10^2 \text{ с}$. Подсчет показывает, что при диффузии в течение нескольких часов концентрация атомов меди у поверхности кристалла отличается от концентрации в его центре толщиной в несколько миллиметров на величину, много меньшую одного процента. Получается практически равномерно легированный кристалл.

Эксперименты показали, что диффузию целесообразно проводить при 750°C , когда растворимость меди $N_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ близка к предельной, равной $N_{\text{опр}} = 3,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при 900°C . Температура выше 750°C нежелательна из-за сильного испарения германия с поверхности кристалла.



Диффузия проводилась в германии n -типа с различным удельным сопротивлением ($\rho=50,5$ и $1 \text{ Ом}\cdot\text{см}$). Учитывая растворимость меди при 750°C , отметим, что удельное сопротивление получаемого дырочного германия при комнатной температуре будет близко к $0,3 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. Эксперименты показали, что удельное сопротивление материала в результате диффузии составляет $0,4-0,6 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ независимо от удельного сопротивления исходного n -Ge (рисунок). Температурный ход сопротивления образцов германия, легированного медью: 1 — исходный германий n -типа с $\rho=1 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, размеры образца $4 \times 4 \times 1 \text{ мм}^3$; 2 — $\rho=5 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, $4 \times 4 \times 1 \text{ мм}^3$; 3 — $\rho=50 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, $10 \times 4 \times 1 \text{ мм}^3$. Насыщенность германия медью близка к ее предельной растворимости. Несколько большее значение удельного сопротивления, полученного из германия n -типа с $\rho=1 \text{ Ом}\cdot\text{см}$,

объясняется частичной компенсацией меди имеющимися в исходном материале донорными центрами.

С понижением температуры удельное сопротивление $\text{Ge} : \text{Cu}$ уменьшается, что связано с увеличением подвижности дырок. Минимальное значение ρ получаем при 100—120 К, а затем удельное сопротивление увеличивается, что может быть связано с усилением примесного рассеяния и с вымораживанием носителей на уровнях меди с энергией ионизации 0,33 эВ. При гелиевых температурах сопротивление образцов, изготовленных из $n - \text{Ge}$ с удельным сопротивлением $\rho \geq 50 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, увеличивается до нескольких МОм, так как вымораживаются носители на обоих примесных уровнях. При этом сопротивление образцов имело значительный разброс, связанный, по-видимому, с влиянием контактов.

Таким образом, характеристики германия, легированного медью с помощью диффузии из напыленных слоев, приемлемы для изготовления детекторов длинноволнового ИК излучения.

Список литературы: 1. Полупроводник/Под ред. Н. Б. Хеннея.— М.: Инostr. лит., 1962—667 с. 2. Болтакс Б. И. Диффузия в полупроводниках.— М.: ГИФМЛ, 1961.— 462 с. 3. Глазов В. М., Земсков В. С. Физико-химические основы легирования полупроводников.— М.: Наука, 1967.—371 с.

Поступила в редколлегию 04.02.83.

УДК 621.315.592

Н. И. ИВАНОВ, канд. физ.-мат. наук, Н. П. РАЗОВСКИЙ

ХАРАКТЕРИСТИКИ ДЕТЕКТОРОВ ИК-ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ $\text{Ge} : \text{Cu}$

В связи с тем что ИК излучение находит широкое применение в физике и технике, необходимы высокоэффективные детекторы этого диапазона. В последнее время наметилась тенденция к созданию многоэлементных приемников ИК излучения, в которых малые габариты и повышение рабочей температуры достигаются вследствие некоторых потерь в чувствительности [1]. Вместе с тем не снимается вопрос об одиночных элементах, обладающих предельно достижимой чувствительностью. Наиболее перспективное направление в разработке детекторов — использование примесной фотопроводимости в полупроводниках. Известны в основном спектральные характеристики детекторов, причем их предельную чувствительность оценивали расчетным путем [2]. В литературе кратко описаны характеристики детекторов на основе германия, легированного золотом ($\text{Ge} : \text{Au}$), цинком ($\text{Ge} : \text{Zn}$), ртутью ($\text{Ge} : \text{Hg}$) и некоторыми другими примесями [3].

Значительный интерес представляют детекторы на основе германия, легированного медью ($\text{Ge} : \text{Cu}$), поскольку такие

детекторы обеспечивают прием ИК излучения в интервале длин волн 5—27 мкм, а получение монокристаллов Ge : Si несложно. В настоящей статье приведены результаты исследования характеристик детекторов на основе этого материала.

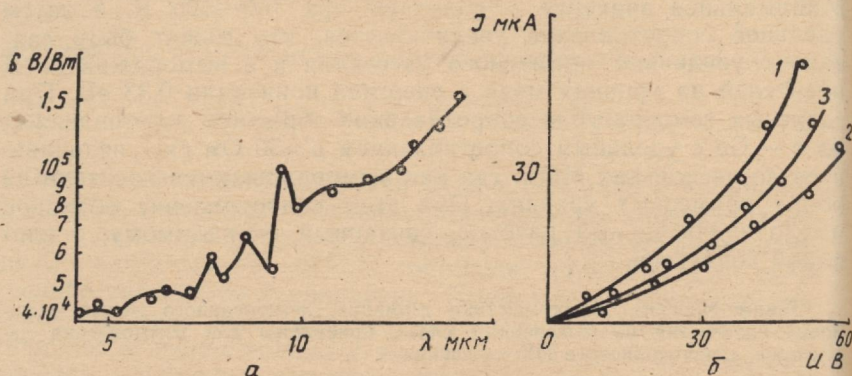


Рис. 1

Детекторы были сделаны из Ge : Si диффузией меди из тонких напыленных слоев. Кристаллы обрабатывались механическими и химическими методами для изготовления зеркальной поверхности. Контакты получались сплавлением индия в вакууме при 350—450 °С. Измерения удельного сопротивления Ge : Si при комнатной температуре показали, что в процессе диффузии производились кристаллы с концентрацией меди 10^{16} см⁻³. Детекторы имели вид квадратных пластин толщиной 1—1,5 мм со стороной квадрата 2—5 мм.

Вольт-амперные (ВАХ) и спектральные характеристики детекторов при 4, 2 К показаны на рис. 1 (а, б). Цифры возле кривых 1, 2, 3 здесь и далее — номера образцов. Как видно из рисунка, ВАХ детекторов нелинейны, что проявляется при напряжениях свыше 30—40 В. Эта нелинейность может быть связана со свойствами контактов и с ионизацией примесных центров приложенным электрическим полем. При этом поля в кристалле достаточны для возникновения примесного пробоя [4].

Спектральная характеристика чувствительности детекторов снималась в интервале длин волн 5—15 мкм. Источником излучения служил макет абсолютно черного тела, нагретого до 400 К. Чтобы выделить полосы частот, при измерениях использовались интерференционные фильтры с полосой пропускания 20 % от центральной длины волны. Из рис. 1 видно, что спектральная характеристика типична для фотонных приемников, т. е. чувствительность по мощности поглощаемого излучения линейно возрастает с увеличением длины волны. Фотоотклик детектора как функция приложенного напряжения в общих чер-

тах повторяет ход ВАХ. Отметим, что понижение до 1,7 К не всегда приводило к увеличению фотоотклика. Чувствительность детекторов изменялась от $5 \cdot 10^3$ — $3 \cdot 10^4$ В/Вт⁻¹ на длине волны 5 мкм до 10^4 — $2 \cdot 10^5$ В/Вт⁻¹ на длине — 15 мкм.

Важнейшая характеристика детектора, определяющая минимальную регистрируемую мощность — его шумы. Для видеодетекторов

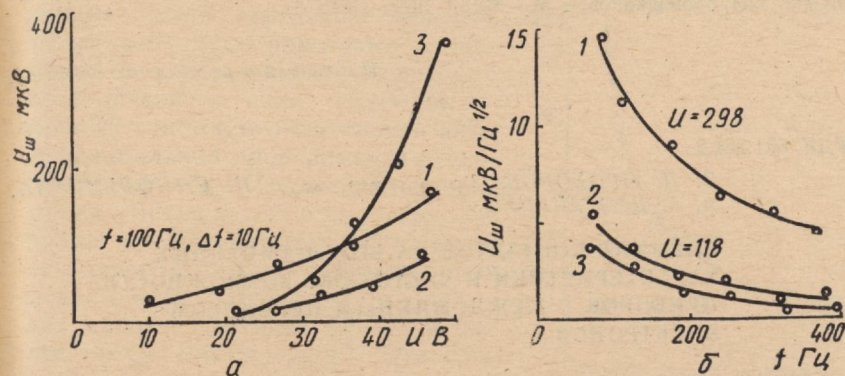


Рис. 2

текторов большое значение имеют низкочастотные шумы на частотах, сравнимых с частотой модуляции излучения. Основной вклад дают тепловые, генерационно-рекомбинационные и токовые шумы, причем на самых низких частотах преобладают последние. При увеличении частоты они уступают главенствующую роль генерационно-рекомбинационным шумам, а на еще более высоких частотах главными являются тепловые шумы с равномерной спектральной плотностью мощности [2].

Типичная зависимость шумового напряжения от частоты приведена на рис. 2, б. Из графика видно, что в исследованных детекторах большую роль играют токовые шумы, для которых частотная зависимость имеет вид $U_{ш}^{-2} \sim f^{-\alpha}$, где $\alpha = 1$ — 1,5. Об этом также свидетельствует увеличение значения шумового напряжения с ростом тока через образец. Наиболее вероятная причина возникновения токовых шумов в детекторах на основе Ge : Si — контактные явления, поскольку процесс создания контактов в технологическом отношении был наименее отработанным. Поэтому шумовые напряжения на частотах 0—1000 Гц от образца к образцу изменялось более чем на порядок. Заметной корреляции между чувствительностью детекторов и их шумовыми свойствами не обнаружено, что подтверждает контактную, а не объемную природу низкочастотных шумов.

Таким образом, экспериментальные данные свидетельствуют о том, что характеристики изготовленных и исследованных нами детекторов на основе Ge—Si приближаются к характеристикам идеальных детекторов этого типа,

ограниченных по минимальной обнаруживаемой мощности вследствие увеличения чувствительности и уменьшения собственных шумов детекторов.

Список литературы: 1. Аугина Ч. Р., Богомолов П. А., Сидоров В. И. Новое поколение фотоприемных устройств ИК диапазона.— Заруб. электрон. техника, 1982, № 5 (251), с. 3—80. 2. Круз П., Макглоулин Л., Макквистан Р. Основы инфракрасной техники.— М.: Воениздат, 1964,— 463 с. 3. Марков М. Н. Приемники инфракрасного излучения.— М.: Наука, 1968.— 168 с. 4. Зеегер К. Физика полупроводников.— М.: Мир, 1977.— 615 с.

Поступила в редколлегию 04.02.83.

УДК 621.382.2

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

ВЛИЯНИЕ КОНТАКТОВ НА ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ЧАСТОТНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПРИБОРОВ С МЕЖДОЛИННЫМ ПЕРЕНОСОМ ЭЛЕКТРОНОВ

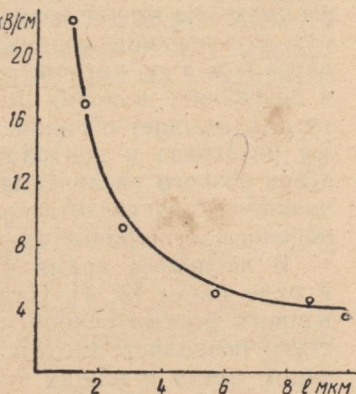
Продвижение в коротковолновую область мм-диапазона приборов с междолинным переносом электронов (МПЭ) потребовало особого внимания к созданию катодного контакта и определения его роли в работе прибора. Большую информацию о катодном контакте можно получить, экспериментально исследуя вольт-амперные характеристики (ВАХ) приборов с МПЭ. Ниже описаны некоторые результаты таких исследований и приведены их качественные сравнения и объяснения.

Для изготовления катодного контакта используется сплав $\text{Au} - \text{Ge} - \text{Ni}$. Сплав наносится вакуумным распылением на золотую прокладку. При сборке диода золотая прокладка укладывается напыленной стороной к пленке GaAs . Сплавление структуры и вплавление катодного контакта производится в атмосфере водорода при 500°C в течение 30—60 с. Особенности технологии описаны в работе [1]. Структуры диодов на частоты свыше 60 ГГц имеют диаметр катодного контакта 10—30 мкм. В данной работе исследовались вольт-амперные характеристики диодов с активной областью от 10 до 1 мкм. Во всех случаях контактный сплав и условия изготовления катодного контакта были неизменными, что позволяет для диодов разных длин катодный контакт считать одинаковым.

К материалу, из которого изготавливаются диоды, и самому диоду предъявляются следующие основные требования: а) пленка GaAs должна соответствовать рабочей частоте или диапазону частот по длине — пролетная частота определяется через длину пленки; б) концентрация электронов в GaAs выбирается из условия $n_0 l \sim 2 - 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Это означает, что с увеличением частоты растет концентрация; в) поскольку с увели-

чением частоты уменьшается длина активной области и растет концентрация электронов, необходимо уменьшение диаметра контакта для создания необходимого сопротивления диода и возможности хорошего отвода тепла. В связи с этим при изготовлении диодов с малой длиной активной области возникают технологические трудности. Экспериментальные ВАХ диодов для различных длин активной области E_n , кВ/см

имеют различные пороговые напряжения и напряженности порогового электрического поля, слабо выраженный участок отрицательной дифференциальной проводимости по постоянному току. Пороговые напряжения уменьшаются с уменьшением длины диодов, однако напряженности порогового электрического поля существенно возрастают в коротких диодах, достигая 12—20 и более кВ/см (см. рисунок). Это свидетельствует о том, что в приконтактной области имеется высокоом-



ная область: изменяется общее напряжение на диоде и, по-видимому, большая часть распределяется на контакте высокоомной области у катода, обедненной носителями заряда. Пороговые напряжения в диодах с длиной активной области 1 мкм $\sim 1-2$ В, хотя должны быть намного ниже ($\sim 0,35$ В). В длинных диодах и пороговые напряжения, и пороговые напряженности поля приближаются к норме. В коротких образцах прикатодная область занимает значительную часть образца, а с увеличением его длины влияние контактной области сказывается меньше. В нашем случае контакта металл-полупроводник $m-n$ работа выхода $\varphi_m > \varphi_n$. Следовательно, на границе образуется запирающий слой с обедненным приконтактным слоем (находящимся в области пространственного заряда) и высокой напряженностью электрического поля на границе металл-полупроводник. В сильном электрическом поле в области полупроводника на границе с металлом образуется узкий потенциальный барьер, который высокоэнергетические электроны металла могут преодолевать туннельным образом и вследствие термоэлектронной эмиссии. Для достаточного туннельного тока барьер должен быть узким (150—200 Å). Простые расчеты ширины потенциального барьера при напряженностях электрического поля выше порогового при $l \sim 1$ мкм показывают реальность такой ситуации.

Наличие катодного контакта металл-полупроводник видоизменяет физические процессы в приборе и выходные характеристики. В отличие от модели контакта с виртуальным катодом,

где поле медленно увеличивается до порогового и поэтому образуется протяженная мертвая зона, у контакта металл-полупроводник электрическое поле резко возрастает до значений, превышающих поле в объеме. Это приводит к быстрому, бесстолкновительному (баллистическому) разогреву электронов на длине свободного пробега электронов, что намного меньше мертвой зоны в обычном $n^+ - n$ контакте. Таким образом электроны сразу же имеют возможность перейти в верхние долины. Переход в верхние долины обусловлен временем междолинных переходов $\tau_{гх}$, которое сильно зависит от электрического поля и составляет в полях $10 - 20$ кВ/см $10^{-13} - 10^{-14}$ с. Время $\tau_{гх, гл}$ не накладывает ограничений на верхний частотный предел. Время разогрева в центральной долине можно уменьшить вследствие резкого увеличения поля у катода. Тогда реальным ограничением для частотного предела оказывается время $\tau_{гх, гл}$ — переноса электронов из верхних долин в нижние [2].

В последнее время эти вопросы теоретически исследованы в ряде работ [3, 4]. Наличие сильного поля у катода, образованного рассмотренной в них обедненной приконтактной областью, позволяет диодам работать на высоких частотах. Имеющий место в наших экспериментах сильный рост порогового поля с уменьшением длины диода свидетельствует также о наличии неоднородности у катодного контакта, которая и создает условия, необходимые для работы диодов на высоких частотах.

Список литературы: 1. Экспериментальное исследование частотных возможностей диодов Ганна на основе GaAs / Н. Е. Полянский, А. А. Дрогаченко, Е. С. Золотарев и др. — Вестн. Харьк. ун-та, 1979, № 180. Радиофизика и электроника, вып. 8, с. 84—87. 2. Белецкий Н. И., Прохоров Э. Д. Новая высокочастотная мода колебаний в приборах с междолинным переносом электронов. — Вест. Харьк. ун-та, 1980, № 203. Радиофизика и электроника, вып. 9, Харьков, с. 57—60. 3. Приконтактный разогрев электронов и динамика доменов в коротких диодах Ганна / А. А. Кальфа, С. Н. Коноплянников, С. Б. Пореш и др. — Физика и техника полупроводников, 1981, 15, вып. 7, с. 1359—1362. 4. Кальфа А. А., Пореш С. Б., Тагер А. С. О высокочастотном пределе эффекта Ганна варсениде галлия. — Физика и техника полупроводников, 1981, 15, вып. 12, с. 2309—2312.

Поступила в редколлегию 15.02.83.

УДК 535.568.1(088.8)

А. П. КЛИМКО, Л. Д. СТЕПИН, канд. физ.-мат. наук

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ОПТИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИИ МОЛЕКУЛ ПО ДАННЫМ СВЕТОРАССЕЯНИЯ

Поляризуемость анизотропных молекул характеризуется тензором второго ранга с компонентами α_{ik} . Если исключить из рассмотрения оптически активные молекулы, то тензор поляризуемости при преобразовании координат сводится к диагональ-

ному виду [1]. В качестве параметра вводится оптическая анизотропия, определяемая выражением $\gamma^2 = \frac{1}{2} \{ (\alpha_1 - \alpha_2)^2 + (\alpha_1 - \alpha_3)^2 + (\alpha_2 - \alpha_3)^2 \}$ (1), где $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ — поляризуемости вдоль главных осей; γ^2 обращается в 0 при $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3$. Значение γ^2 получают, измеряя деполяризацию рассеянного света под углом 90° с помощью поляроида. Если вектор напряженности электрического поля падающего света параллелен оси z , свет распространяется вдоль оси x , а наблюдение производится по оси y , то компоненты рассеянного света с поляризацией вдоль оси z и x соответственно равны:

$$R_x^z = \frac{16\pi^4}{\lambda^4} \frac{3}{45} N_0 \left(\frac{n^2 + 2}{3} \right)^2 \gamma^2; \quad (2)$$

$$R_z^z = \frac{\pi^2}{\lambda^4} k t \beta_t \left(\rho \frac{d\varepsilon}{d\rho} \right)^2 + \frac{16\pi^4}{\lambda^4} \cdot \frac{4}{45} N_0 \left(\frac{n^2 + 2}{3} \right)^2 \gamma^2. \quad (3)$$

Если направления вектора поляризации падающего луча и наблюдения совпадают с осью y , то для соответствующих компонент имеем

$$R_x^y = R_z^y = \frac{16\pi^4}{\lambda^4} N_0 \frac{3}{45} \left(\frac{n^2 + 2}{3} \right)^2 \gamma^2. \quad (4)$$

Здесь использованы выражения, приведенные в работе [2] с учетом множителя $\left(\frac{n^2 + 2}{3} \right)^2$ для анизотропного рассеяния в жидкостях. Измерив значения R_x^z и R_z^z , а также среднюю поляризуемость через коэффициент преломления, можно вычислить значения коэффициента деполяризации, определяемого как отношение: $\Delta_v = \frac{R_x^z}{R_z^z}$ и оптической анизотропии γ^2 . При этом нужно знать ве-

личины $\left(\rho \frac{d\varepsilon}{d\rho} \right)$ и β_T (изотермическую сжимаемость) для жидкостей.

Хотя этот способ прост и удобен, он имеет ряд недостатков, приводящих к значительным погрешностям измерений. Один из них — конечная входная апертура измерительной системы, вследствие которой измерение производится не строго под углом 90° . Уменьшение апертуры приводит к уменьшению чувствительности системы. Кроме того, для измерения используется небольшая часть рассеянного света. Зависимость параметров поляроида от длины волны дает дополнительную погрешность при измерении Δ_v и γ^2 в различных участках спектра. Нами предложен способ измерения, в котором указанные недостатки в значительной степени могут быть устранены.

Если на образец подавать поляризованное излучение и сканировать распределение интенсивности рассеянного света в плоскости, перпендикулярной направлению падающего луча в работе

[3], то получим сигнал, состоящий из суммы переменной $y_{\sim}$ и постоянной u_{-} -составляющих. Как видно из выражений (2)–(4), отношение минимального значения сигнала к максимальному будет равно

$$\Delta' = \frac{u_{-} - u_{\sim}}{u_{-} + u_{\sim}} = \frac{\left(\frac{n^2 + 2}{3}\right)^2 \cdot \frac{16\pi^4}{\lambda^4} N_0 \cdot \frac{6}{45} \gamma^2}{\frac{16\pi^4}{\lambda^4} \frac{7}{45} N_0 \left(\frac{n^2 + 2}{3}\right)^2 \gamma^2 + \frac{\pi^2}{\lambda^4} kT^3_T \left(\rho \frac{dz}{d\rho}\right)^2} \quad (5)$$

Таким образом, можно получить значение γ^2 , не используя в оптической схеме установки поляроида. В отличие от применяемого ранее способа, в котором фактически измеряется компонента света, рассеянная объемом, ограниченным входной апертурой измерительной системы, в нашем случае интенсивность измеряемой компоненты света зависит от размеров образца. Можно показать, что введенное значение Δ' связано с общепринятым параметром Δ_v , употребляемым для характеристики деполяризации рассеянного света в случае поляризованного падающего излучения. Воспользуемся тем, что коэффициент деполяризации анизотропной компоненты рассеянного света при наблюдении вдоль осей y и z равен соответственно: $\rho_v = 3/4$ и $\rho_h = 1$ [2]. Это позволяет учитывать анизотропное рассеяние через коэффициент деполяризации с помощью поправки Кабанна. Компоненты коэффициента рассеяния с учетом ρ_v и ρ_h будут выражаться соотношениями

$$R_x^z = \frac{3}{7} R_{\text{ан}}; R_z^z = R_{\text{из}} + \frac{4}{7} R_{\text{ан}}, \quad (6)$$

где $R_{\text{из}}$ и $R_{\text{ан}}$ — изотропная и анизотропная компоненты рассеянного света. Отсюда

$$\Delta_v = \frac{3/7 R_{\text{ан}}}{R_{\text{из}} + 4/7 R_{\text{ан}}}; R_{\text{ан}} = \frac{7\Delta_v}{3 - 4\Delta_v}. \quad (7)$$

Если сканирующее устройство направлено вдоль оси y , имеем сумму $(R_x^z + R_z^z)$, что соответствует максимальному значению сигнала. При направлении наблюдения вдоль оси z имеем $2R_x^z$, отвечающее минимальному значению сигнала (поворот сканирующего устройства на угол $\pi/2$ эквивалентен повороту плоскости поляризации падающего излучения на этот же угол в противоположном направлении). Используя выражение (6), получаем

$$\Delta' = \frac{6/7 R_{\text{ан}}}{R_{\text{из}} + R_{\text{ан}}} \quad (8), \text{ откуда } R_{\text{ан}} = \frac{\Delta' R_{\text{из}}}{6/7 - \Delta'} \quad (9).$$

Сравнив выражения (7) и (9), можно вывести простое соотношение между значениями Δ и Δ' :

$$\Delta' = \frac{2\Delta_v}{1 + \Delta_v}.$$

Необходимо отметить, что соотношения (1) — (4) справедливы только при рассмотрении молекул с симметричным тензором поляризуемости. Здесь распределение интенсивности рассеянного света симметрично относительно оси координат, совпадающей с направлением вектора напряженности электрического поля падающего луча и значение $\rho_v = 1$. В общем случае параметр Δ_v неполностью характеризует деполяризационное соотношение в рассеянном свете и выражение (7), связывающее анизотропную компоненту рассеянного света с Δ_v , теряет смысл. В отличие от Δ_v параметр Δ' , как видно из уравнения (5), определяется отношением чисто анизотропного рассеяния к сумме его изотропной и анизотропной компонент. При этом учитывается картина распределения интенсивности под углом наблюдения 90° по отношению к волновому вектору падающего луча. Таким образом, параметр Δ' — более полная характеристика деполяризации рассеянного света.

Список литературы: 1. Волькенштейн М. В. Молекулярная оптика. — М.; Л.: ГИТТЛ, 1951. — 743 с. 2. Вукс М. Ф. Рассеяние света в газах, жидкостях и растворах. — Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1977. — 320 с. 3. А. с. 819593 /СССР/. Способ измерения коэффициента деполяризации рассеянного в жидкостях света/А. П. Климо, Л. Д. Степин, А. А. Тананыхин и др. — Оpubл. в Б. И. 1981, № 13.

Поступила в редколлегию 10.02.83.

УДК 577.34:612.11

Г. В. ГОЛУБНИЧАЯ, ФАМ КУАНГ ВИНЬ, С. В. ГАТАШ

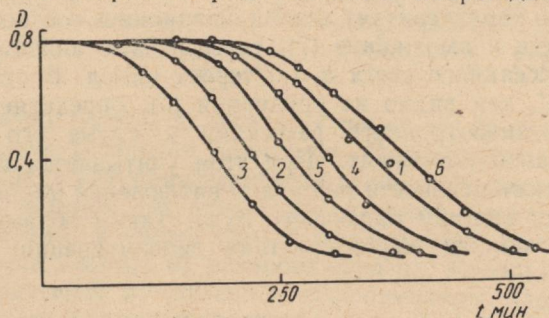
ОПТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДЕЙСТВИЯ γ -ОБЛУЧЕНИЯ И РАДИОТОКСИНОВ НА ЭРИТРОЦИТЫ

Один из этапов действия ионизирующих излучений на биологические объекты — образование радиотоксинов и последующие взаимодействия с клеточными структурами [1]. В рамках структурно-метаболической гипотезы [2] взаимодействие радиотоксинов с клеточными мембранами приводит к изменению их проницаемости и нарушению обмена вещества, что может быть причиной гибели клетки.

В настоящей работе представлены результаты исследования влияния радиотоксинов и ионизирующего излучения на резистентность эритроцитов по данным изменения оптической плотности взвеси эритроцитов при индуцированном гемолизе.

Исследования проводились на эритроцитах человека, суспендированных в физиологическом растворе (0,3:1). Кинетику гемолиза регистрировали на фотоэлектроколориметре ФЭК-1М с приставкой ЭПП-09М3 по изменению оптической плотности взвеси эритроцитов в диапазоне 510—580 нм (с максимумом коэффициента пропускания в области 540 нм), в котором

интенсивность светового потока в направлении падающего луча определяется рассеянием света на эритроцитах и линейно зависит от их концентрации. Сравнительное исследование осмотического, кислотного и щелочного гемолиза эритроцитов при действии γ -облучения показало, что последний — наиболее чувствительный для определения скрытых радиационных повреждений клеток



крови. Исследовали щелочной гемолиз по методике К. С. Тринчера [3]. Эритроциты облучались γ -квантами CO^{60} в диапазоне доз 15—45 кр на установке типа «Исследователь».

В экспериментах использовались радиотоксины 3,4-ДОФА и 3,4-ДОФА-хинон, которые получали γ -облучением раствора тирозина дозой 180 кр (конечная концентрация продуктов γ -радиолиза тирозина составляла $2,5 \cdot 10^{-4}$ М). Образование радиотоксинов при облучении тирозина контролировали по появлению характерных полос поглощения в областях 280 и 305 нм в работе [4] на спектрофотометре Spesord.

Резистентность эритроцитов определяли по характерному времени (t_{50}), соответствующему 50 % гемолизу, когда оптическая плотность взвеси эритроцитов уменьшается в два раза.

После воздействия γ -облучения резистентность эритроцитов уменьшается и кривая доза — эффект для t_{50} в диапазоне доз 0—45 кр описывается экспонентной. Чтобы выяснить характер совместного влияния γ -облучения и радиотоксинов, часть образцов эритроцитов (из одной порции крови) подвергали γ -облучению. После отдельные образцы (облученные и необлученные) инкубировались в течение 30 мин в присутствии радиотоксинов. Затем производилась одновременная регистрация кинетики щелочного гемолиза необлученных эритроцитов (контроль), эритроцитов после воздействия γ -облучения, радиотоксинов и совместно γ -облучения и радиотоксинов. На рисунке представлены кривые изменения оптической плотности взвеси эритроцитов при индуцированном гемолизе после воздействия 1 — продуктами окисления тирозина; 2 — γ -облучением (30 кр); 3 — γ -облучением + продуктами окисления тирозина; 4 — серотонином + γ -облучением; 5 — серотонином + γ -облучением + продуктами окисления тирозина; 6 — контроль. Если принять изменение времени t_{50} после γ -облучения эритроцитов за 100 %, то среднеста-

тистическое относительное изменение t_{50} при воздействии продуктов облученного тирозина составляет $11 \pm 2\%$, а при совместном действии γ -облучения и радиотоксинов — $29 \pm 5\%$.

Таким образом, продукты окисления тирозина 3,4-ДОФА и 3,4-ДОФА-хинон действуют на эритроциты человека как радиомиметики. При совместном воздействии радиотоксина и γ -облучения суммарный эффект увеличивается, причем наблюдается отсутствие аддитивности. Это свидетельствует о проявлении синергизма действия указанных факторов. Последнее обстоятельство можно объяснить активизацией процесса окисления тирозина тирозиназой в присутствии 3,4-ДОФА и 3,4-ДОФА-хинон.

Тирозиназа высвобождается при облучении и окисляет тирозин-остатки мембранных белков, что изменяет их структуру, увеличивает радиационные повреждения клетки. Аналогичное явление синергизма действия ионизирующего излучения и 3,4-ДОФА наблюдалось ранее другими авторами [5] на образцах корешков кукурузы. Предположим, что природная радиочувствительность в какой-то мере определяется продуктами окисления эндогенного тирозина, образующимися при облучении биобъектов.

Некоторые радиопротекторы блокируют действие радиотоксинов, содержащихся в тканях живых организмов. Например, серотонин вызывает значительное уменьшение гидроперекисей липидов [6]. Чтобы выяснить влияние серотонина на действие радиотоксинов, образующихся при окислении тирозина, провели исследования кинетики гемолиза эритроцитов, предварительно инкубированных с серотином и подвергавшихся действию γ -облучения и радиотоксинов.

Воздействие радиотоксинов после γ -облучения уменьшает t_{50} на $30 \pm 4\%$. Такое же воздействие в присутствии серотонина относительно действия только серотонина и облучения уменьшает t_{50} на $32 \pm 6\%$. Следовательно, повреждающий эффект 3,4-ДОФА и 3,4-ДОФА-хинона в условиях радиозащиты серотином не уменьшается, что, вероятно, обусловлено отсутствием взаимодействия серотонина с радиотоксинами.

Синергизм действия γ -облучения и 3,4-ДОФА и 3,4-ДОФА-хинона может иметь прикладное значение для практической медицины, например при проведении лучевой терапии.

Список литературы: 1. Кузин А. М., Иваницкая Е. А., Коломийцева Н. К. Радиационная активация ферментативного окисления и возможная роль этого процесса в образовании радиотоксинов хиноидной природы. — В кн.: Радиотоксины. М.: Атомиздат, 1966, с. 43—48. 2. Кузин А. М. Структурно-метаболическая гипотеза в радиобиологии. — М.: Наука, 1970. — 222 с. 3. Тринчер К. С. О понижении устойчивости облученных эритроцитов в щелочной среде и о зависимости латентного периода щелочного гемолиза от дозы облучения. — Биофизика, 1959, 4, вып. 1, с. 78—83. 4. Mason S. N. Mechanism of the oxidation of dihydrophenyl-alanine by tyrosinase. — J. Biol. Chem., 1948, 172, N 1, p. 83—95. 5. Кузин К. М., Выгабова М. Э. Синергизм действия γ -радиации

и радиотоксинов. Сообщение 1. Действие радиотоксинов на рост нативных и облученных корешков кукурузы.—Радиобиология, 1981, 21, вып. 1, с. 173—175. 6. Роль эндогенных веществ в создании фона повышенной радиорезистентности / А. В. Гурович, А. Г. Платонов, Л. И. Деев и др.—Радиобиология, 1982, 22, вып. 4, с. 548—551.

Поступила в редколлегию 10.02.83.

УДК 539.194.:546.212

А. В. ШЕСТОПАЛОВА, В. И. ДАНИЛОВ, канд. физ.-мат. наук

ОСОБЕННОСТИ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ТОЧЕК ГИДРАТАЦИИ УОТСОН-КРИКОВСКИХ ПАР

Теоретическое изучение точек гидратации позволяет получить информацию о энергетических и структурных характеристиках взаимодействия биологических молекул с растворителем, о роли его в стабильности и поддержании конформационной подвижности биополимера. Так, для выяснения структуры гидратной оболочки нуклеиновых кислот необходимо исследование гидратации их компонентов, в частности нуклеотидных оснований и уотсон-криковских пар.

Задача настоящей работы — изучение комплексов молекулы воды и пары оснований, у которых атом кислорода молекулы воды находится в плоскости оснований и вне ее (плоские и пространственные конфигурации). Ранее не исследовались пространственные конфигурации таких комплексов.

Наиболее вероятные области и точки моногидратации были найдены с помощью адаптивной процедуры случайного поиска, описанной в работе [1]. Для этого проводился глобальный поиск вероятных областей гидратации, а затем в каждой из них — локальный при ТОК. В результате достаточно быстро определили положения молекулы воды в пространстве, в которых она имеет минимальную энергию взаимодействия с основанием. В расчетах применялась система «ab initio» атом-атомных потенциальных функций, полученных в работе [2].

Исследовались уотсон-криковские пары нуклеотидных оснований аденин-тимин (А. Т) и гуанин-цитозин (Г. Ц) с молекулой воды в случае плоских и пространственных конфигураций.

На рисунке приведены энергетически наиболее выгодные точки моногидратации пары А. Т, энергии взаимодействия молекулы воды с парой даны в ккал/моль, точки моногидратации в плоскости изображения сплошной линией, пространственные точки — пунктиром. В скобках — отклонения атома кислорода молекулы воды (в Å) от плоскости оснований, знаки «+» и «—» означают существование двух точек гидратации — над и под плоскостью пары соответственно.

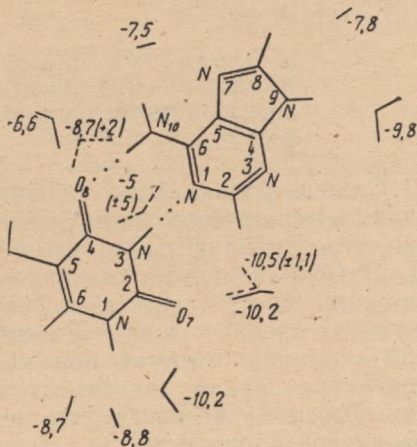
Анализ результатов позволил сделать следующие выводы.

Энергетически наиболее выгодное расположение молекулы воды для плоских и пространственных конфигураций — мостиковые положения между двумя группами оснований. Эти группы являются либо донорами, либо (или и) акцепторами протона. Для пары А. Т такие положения молекула воды занимает в области между группами C_2O_7 и N_1H тимина, N_9H и N_3 аденина. Энергетически менее выгодно образование комплекса молекулы воды — пара оснований с помощью одной донорно-акцепторной связи. В случае пары А. Т такие связи образуются вблизи группы N_1H тимина или в области у группы C_8H аденина. Энергия взаимодействия молекулы воды с основаниями в таком положении уменьшается (по абсолютной величине) на 1—1,5 ккал/моль. Эти данные согласуются с результатами, приведенными в работах [1, 3, 4] и полученные для плоских комплексов.

В случае образования пары оснований появляются точки гидратации (характеристические), общие для двух оснований. Они расположены между группами C_4O_8 тимина и $N_{10}H$ аденина, C_2O_7 тимина и C_2H аденина и занимают мостиковое положение. При рассмотрении пространственных конфигураций обнаружены энергетически более выгодные характеристические точки гидратации. Энергия взаимодействия молекулы воды с парой А. Т при этом увеличилась на 0,3—2,1 ккал/моль (по абсолютной величине), атом кислорода смещается из плоскости до 2,0 Å. Кроме того, обнаружены новые характеристические точки гидратации, расположенные вблизи водородной связи, образованной группами N_3H тимина и N_1 аденина. Молекула воды занимает мостиковое положение между двумя группами оснований. Аналогичные данные получены и для точек гидратации пары Г. Ц.

Таким образом, при рассмотрении пространственных конфигураций комплексов молекулы воды с уотсон-криковскими парами нуклеотидных оснований найдены энергетически более выгодные, чем в случае плоских комплексов, области и точки моногидратации. Значение полученных результатов состоит в том, что пространственные точки моногидратации позволяют определить места расположения молекул воды при гидратации нуклеиновых кислот в растворе.

Список литературы: 1. Данилов В. И., Шварцман А. З. Об одном эффективном методе определения точек гидратации молекул: нуклеотидные основания. — Молекуляр. генетика и биофизика, К.: Вища школа. Головное изд-во, 1982, вып. 7, с. 28—35. 2. Scordamaglia R. Cavallone F., Clementi E. Analytical



potentials from «ab initio» computations for interaction between biomolecules. p. Water with the four bases of DNA.— J. Am. Chem. Soc., 1977, 99, N 17, p. 5545—5550. 3. Данилов В. И., Шварцман А. З. Теоретическое изучение точек гидратации уотсон-криковских пар оснований.— ДАН УССР, сер. Б, 1981, № 12, с. 38—40. 4. Simulation of the interaction of water molecules with nucleic acid bases using atom-atom potential functions / V. I. Poltev, N. V. Shulyupina L. P. D'yakonova et al. Studia biophysica, 1981, 82, N 2, p. 27—35.

Поступила в редколлегию 17.02.83.

УДК 539.16.04:577

Л. А. ЧАЙКИНА, М. МОКОШОВА
ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ГАММАФОСА НА РАЗМНОЖЕ-
НИЕ γ -ОБЛУЧЕННЫХ КЛЕТОК ДРОЖЖЕЙ *Sh. ellipsoideus*
РАС *P* И *S*.

Степень радиационного поражения клеток зависит от их физиологического состояния. Существует прямая корреляция между скоростью пролиферации клеток и их радиочувствительностью [1, 2]. Сохраняется ли указанная взаимосвязь в условиях действия радиопротекторов, в особенности для случаев, когда один и тот же препарат в зависимости от концентрации протектирует или усиливает лучевое поражение? Для этого исследовалась концентрационная зависимость радиобиологического действия гаммафоса на выживаемость и размножение клеток дрожжей различной плоидности.

В качестве объекта исследования использовались 48-часовые (стационарная фаза роста) клетки дрожжей *Sh. ellipsoideus* гаплоидной расы *P* и диплоидной расы *S*, культивируемых на сусло-агаре 4° Балл при 27°C. Чтобы получить концентрационные кривые доза — эффект, клетки подвергали γ -облучению на установке «Исследователь» в дозах 1,4; 6,0; 10,6; 19,8; 24,4 кР (мощность источника 4,6 кР/мин). Проверка выживаемости проводилась методом счета колоний. Профилактическая обработка клеток гаммафосом в диапазоне концентраций 0—10 мг/мл осуществлялась добавлением вещества в среду выращивания. Интенсивность пролиферации микроорганизмов, культивируемых в жидком сусле, регистрировалась визуально под микроскопом подсчетом доли почкующихся клеток в 30-минутных интервалах.

Исследования показали, что в диапазоне 0—0,01 мг/мл гаммафоса наблюдается усиление радиационного поражения гаплоидных клеток расы *P*. Например, под влиянием 0,005 мг/мл гаммафоса D_0 клеток уменьшалась по сравнению с контролем на 1,4 кР. Увеличение содержания препарата в среде выращивания повышало радиоустойчивость популяции. Максимальное защитное действие наблюдали в узкой области — 5,0—10,0 мг/мл. D_0 расы возрастала на 7,1 кР. На клетки расы *S* гаммафос во всем диапазоне исследованных концентраций оказывал защитное действие. D_0 увеличивалась на 3,8 и 10,7 кР при обработке организмов гаммафосом соответственно 0,005 и 5,0 мг/мл. Изучение влияния протектора на размножение необлученных клеток

показало, что химически измененному уровню радиочувствительности отвечает новый более высокий уровень митотической активности. Степень отклонения показателя размножения от контроля пропорциональна концентрации гаммафоса и количественно более выражена у расы *S*, имеющей более высокий по сравнению с расой *P* уровень размножения в контроле. Например, под влиянием 0,005 мг/мл гаммафоса к моменту облучения доля клеток расы *S*, имеющих почки, увеличилась на 30 %. Для ряда штаммов показано [3], что почка и материнская клетка начинают независимо реагировать на облучение только по достижении почкой примерно одной трети размера породившей ее особи. Предположим, что после облучения продолжительность первого клеточного цикла молодых почек расы *S* увеличится на время их дорастания до взрослого состояния. Любая комбинация условий, задерживающая осуществление первого клеточного деления и интенсифицирующая репарационные процессы, приводит к возрастанию выживаемости. Предположим, что защитное действие малых концентраций гаммафоса в отношении расы *S* связано с изменением под влиянием препарата клеточной пролиферации.

Для медленно размножающейся гаплоидной расы *P*, выращенной на среде, содержащей 0,005 мг/мл гаммафоса, отмечено незначительное статистически достоверное увеличение доли клеток с почками. Это свидетельствует о нахождении клеток в ранней радиочувствительной логарифмической фазе цикла, для которой характерно усиление лучевого поражения под влиянием гаммафоса, что установлено в опыте.

Протектирующему действию больших концентраций гаммафоса соответствовал высокий уровень клеток с почками у обеих рас (28 и 43 % — у *P* и *S*).

Таким образом, экспериментально установлено наличие связи между направленностью химической модификации клеточной радиочувствительности и изменением их митотической активности, что позволяет рекомендовать данный функциональный показатель в качестве критерия оценки радиобиологической эффективности препарата.

Список литературы: 1. Керкис Ю. Я. Современное состояние проблемы радиочувствительности и некоторые направления исследований в этой области. — Радиобиология, 1967, 7, вып. 2, с. 251—257. 2. Карабаев Э. М. Зависимость радиационного поражения дрожжей от их функционального состояния. — Радиобиология, 1982, 2, вып. 3, с. 414—417. 3. Корогодин В. И. О сроках ранней реализации потенциальных лучевых повреждений у диплоидных дрожжевых клеток. — Радиобиология, 1964, 4, вып. 1, с. 83—91.

Поступила в редколлегию 17.02.83.

О ВОЗМОЖНОСТЯХ ЭПР-ИССЛЕДОВАНИЙ
ХРУСТАЛИКА ГЛАЗА ЧЕЛОВЕКА И ЖИВОТНЫХ

Своеобразие строения (морфологии) и структуры хрусталика глаза делает этот объект биофизических исследований одним из интереснейших и перспективнейших. Его относительная «простота» позволяет надеяться на достаточно надежную биофизическую интерпретацию некоторых патологических процессов. Практически важными для офтальмологии являются процессы помутнения хрусталика. Клиника и биохимия их сравнительно хорошо изучены, но механизмы остаются непонятными [1]. Значительно повысился интерес к ЭПР-исследованиям названных выше процессов в замороженных и лиофилизированных образцах [2—5]. Провели предварительные ЭПР-исследования в естественных условиях, чтобы уточнить природу образующихся в лиофилизированных образцах парамагнитных центров. Работа осуществлялась на модернизированном ЭПР-спектрометре типа РЭ-1301. В качестве вторичного стандарта при количественных измерениях использовался калиброванный монокристалл рубина, помещавшийся в измерительный резонатор одновременно с исследуемым веществом. Оказалось, что форма спектров отлична от опубликованной и содержит ярко выраженные боковые «крылья». Кроме того, интенсивность сигнала возрастает с увеличением степени дисперсности образца, составляя около 10^{17} — 10^{18} спин/г. Результаты находятся в определенном согласии с результатами, полученными ранее при изучении природы спектров ЭПР нативных семян растений [6]. В этих исследованиях было обнаружено, что измельчение покровных тканей приводит к росту сигналов ЭПР, связанному со стабилизацией свободных радикалов, образующихся в процессе механической деструкции биополимеров.

Таким образом, при ЭПР-исследованиях лиофилизированных хрусталиков необходимо проявлять осторожность в толковании результатов и дополнительно исследовать природу образующихся в его тканях парамагнитных центров. Неоспорима перспективность комплексных ЭПР-исследований природы помутнения хрусталика с привлечением диэлектрических и ЯМР-методов оценки гидратации оптических полимерных структур хрусталика и с использованием ионизирующих излучений для моделирования происходящих в них нарушений.

Список литературы: 1. Офтальмогериятрия / Под ред. Н. А. Пучковской. — М.: Медицина, 1982. — 345 с. 2. Weiter I. J., Finch E. D. The paramagnetic center in the lenses. *Nature*, 1975, 254, p. 536—537. 3. Borkman R. Evidence for a free radical mechanism in aging and UV-irradiated ocular lens. — *Gxp. Gyc. Res.*, 1977, 25, N 3, p. 303—309. 4. Yamanashi B. S., Zuclich J. A. Triplet states of tryptophan, N-formyl kynurenine and UV-irradiated lens proteins. — *Ophthal. Res.*, 1978, N 3, p. 319—321. 5. Валентинене И. Определе-

ние уровней S и P в хрусталике методом ЭПР. Актуальные вопросы офтальмологии.— Тез. VII респ. конф. ЛитССР, 1980, с. 148—150. 6. Спектры ЭПР-семян некоторых растений/Е. Д. Корхова, Л. М. Чепель, О. Т. Николов и др.— Биофизика, 1974, 19, № 2, с. 308—313.

Поступила в редколлегию 17.02.83.

УДК 539.283.078

В. И. ШЕЙКИН, Б. Г. ЕМЕЦ, канд. физ.-мат. наук, А. Д. КЛИМОВ, канд. техн. наук, В. И. МОГУТОВ, канд. биол. наук, А. П. ФЕДОРЯКО, Т. А. ЖИЛЯКОВА

ЯМР-РЕЛАКСОМЕТР ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВОДНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ БИОЛОГИЧЕСКИХ МЕМБРАН МЕТОДОМ ПАРАМАГНИТНОГО ДОПИНГА

Значение величины проницаемости мембран клеток для воды — важный параметр, характеризующий степень функционирования клетки. При воздействии на клетку внешних физических факторов, например температурных воздействий и излучений электромагнитных волн, меняются ее параметры, в том числе и значение водной проницаемости мембраны.

Количественную оценку проницаемости мембраны для воды можно вести по так называемому времени обмена T_0 — времени, в течение которого $1/e$ часть воды в клетке обновляется вследствие обмена с внеклеточной водой. В работе [1] предложили для определения времени обмена «метод парамагнитного допинга»: для мембран эритроцитов измеряют время поперечной релаксации протонов воды в суспензии эритроцитов, содержащей некоторое количество соли марганца. Для проведения исследований по указанной методике нами изготовлена соответствующая аппаратура ядерного магнитного резонанса (спиновое эхо).

Измерения времени поперечной ядерной магнитной релаксации осуществляются по методу Хана путем подачи на образец последовательности 90° - и 180° -импульсов, разделенных временным интервалом τ , после чего регистрируется сигнал спинового эха [2]. Измеряя амплитуды эхосигналов h_1 и h_2 при различных значениях временных интервалов между 90° - и 180° -импульсами τ_1 и τ_2 , можно вычислить время поперечной ядерной магнитной релаксации:

$$T_2 = \frac{2(\tau_1 - \tau_2)}{\ln h_1/h_2}. \quad (1)$$

Таким образом, разрабатываемый релаксометр для измерения протонного магнитного резонанса на частоте 15,9 МГц должен обеспечить регистрацию амплитуды эхосигнала при соответствующих значениях τ . Блок-схема релаксометра изображена на рис. 1. Импульсные генераторы G_1 и G_3 формируют

соответственно 90° - и 180° -импульсы, запускающие генератор радиочастоты Γ_6 , который и создает зондирующие импульсы на радиочастотном контуре с исследуемым биологическим объектом в зазоре постоянного магнита. Генератор Γ_2 обеспечивает необходимый временной интервал между 90° - и 180° -импульсами. Эхосигнал поступает на приемник. Трудности регистрации эхосигнала осложнены тем, что на приемник приходят и зондирующие импульсы. Для устранения их влияния после приемника предусмотрена ключевая схема, которая отпирается только во время прохождения сигнала спинного эха, фиксируемого затем на индикаторе регистрирующего устройства (РУ).

В нашем релаксометре импульсы отрицательной полярности от задающего генератора (ЗГ) поступают на генератор 90° -импульсов (Γ_1). Сформированный им импульс приходит на сумматор Σ и на генератор импульсов временных интервалов τ

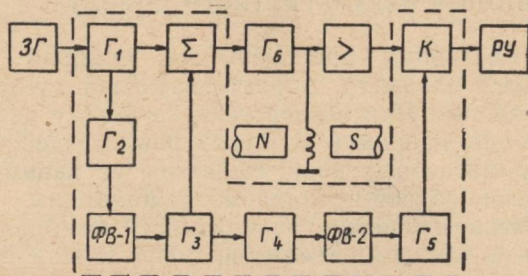


Рис. 1

между 90° - и 180° -импульсами (Γ_2). Для того чтобы генератор 180° -импульсов (Γ_3) запустился через время τ , удобно осуществить этот запуск от заднего фронта поступающего импульса. Для запуска Γ_3 задним фронтом импульса, поступившего от Γ_2 , между генераторами Γ_2 и Γ_3 предусмотрен фазовращатель (ФВ-1). С выхода Γ_3 180° -импульс поступает на сумматор, откуда он и 90° -импульс следуют на генератор зондирующих импульсов Γ_6 , а затем — на радиочастотный контур с образцом. На приемную радиосхему с коэффициентом усиления $2 \cdot 10^6$ поступают три сигнала, разделенные последовательно временным интервалом τ (от 90° -, 180° -импульса сигнал спинного эха). Ключевая схема (К) призвана пропустить на регистрирующее устройство (РУ) только сигнал спинного эха, и поэтому открывается на время длительности отпирающего импульса, вырабатываемого генератором (Γ_5). Момент подачи отпирающего импульса определяется генератором задержки Γ_4 , который управляется от Γ_3 . Импульс от Γ_4 , пройдя через фазовращатель ФВ-2, запускает задним фронтом генератор Γ_5 .

Элементы релаксометра, обведенные на рис. 1 пунктирной линией, выполнены конструктивно в одном блоке. Основой каждого из выделенных генераторов является базовый модуль —

одновибратор-формирователь прямоугольного импульса. Принципиальная электрическая схема модуля изображена на рис. 2. Поскольку генераторы должны выдавать прямоугольные импульсы различной длительности, базовые модули, примененные в них, отличаются параметрами резистора R_3 и конденсатора C_2 . Контрольные испытания подтвердили стабильную работу всех систем релаксометра.

На описанном приборе были проведены измерения водного диффузионного обмена эритроцитов. Центрифугированием из донорской крови выделялась эритромаасса, смешанная затем, согласно методу парамагнитного допинга, в соотношении 1:1 с водным раствором 0,12 м NaCl и 0,03 М $MnCl_2$. Для приготовленных образцов снята температурная зависимость времени диффузионного водного обмена, приведенная ниже. Точность поддержания температуры $\pm 0,1^\circ C$.

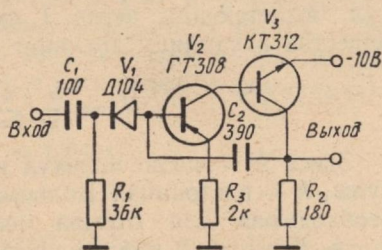


Рис. 2

$t, ^\circ C$	10	20	30	37
$T_0, \text{мс}$	$11,2 \pm 0,5$	$8,8 \pm 0,2$	$6,5 \pm 0,15$	$5,4 \pm 0,13$

Разработанный релаксометр — эффективный прибор для изучения изменения водной проницаемости биологических мембран, подвергнутых действию физических факторов.

Список литературы: 1. Conlon T., Outhred R. Water diffusion permeability of erythrocytes usingan NMR technique.— ВВА, 1972. 288, р. 354 — 361. 2. Фаррар Т., Беккер Э. Импульсная и Фурье-спектроскопия ЯМР.— М.: Мир, 1973.— 162 с.

Поступила в редколлегию 19.01.83.

УДК 536.7

Б. Г. ЕМЕЦ, канд. физ.-мат. наук

О НЕОБХОДИМОСТИ УЧЕТА ИСПАРЕНИЯ МОЛЕКУЛ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ ВРЕМЕНИ ЯДЕРНОЙ МАГНИТНОЙ РЕЛАКСАЦИИ ЖИДКИХ СИСТЕМ

Анализ данных по определению времен ядерной магнитной релаксации указывает на необходимость учитывать факт перехода молекул исследуемого вещества из конденсированного состояния в газовую фазу в течение ЯМР-эксперимента.

Импульсная методика определения времен ядерной магнитной релаксации, являясь наиболее рациональной для этой цели, предполагает воздействие радиочастотными импульсами,

разнесенными во времени, на исследуемый образец с последующим приемом от образца «эхосигнала». Основной параметр для расчета времен ядерной магнитной релаксации — амплитуда этого сигнала спинного эха. Следует заметить, что эхосигнал формируют те магнитные моменты изучаемого вещества, которые «получили» и 90° , и 180° -импульсы. В условиях ЯМР-эксперимента часть спинов не участвует в формировании сигнала эха вследствие диффузионного движения по образцу, что учитывается в работе [1].

Кинетическая теория дает возможность оценить число молекул, вылетающих через 1 см^2 поверхности конденсированного вещества в единицу времени:

$$N' = \frac{N}{\eta} \left(\frac{kT}{2\pi m} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(-\frac{\rho}{kT} \right). \quad (1)$$

Здесь N — число молекул в 1 см^3 жидкости, m — масса молекулы, k — постоянная Больцмана, T — температура, ρ — работа, необходимая для отрыва молекулы от поверхности жидкости, и η — некоторый поправочный коэффициент, учитывающий, какая доля единицы объема пронизывается молекулами при их движении [2]. Поскольку время релаксации спинов в газовой фазе на несколько порядков меньше, чем в жидкости, то спины испарившихся молекул быстро релаксируют и не участвуют в формировании эхосигнала. В случае, если конкретная молекула снова возвратится в жидкость, ее «импульсная метка» «стерта» уже состоявшейся релаксацией. Для удобства оценивания значения рассматриваемого вклада выразим N' через давление насыщенного пара p_s :

$$N' = p_s (2\pi mkT)^{\frac{1}{2}} \quad (2)$$

и примем, что молекулы испаряются в вакуум.

Рассмотрим конкретный пример. Одним из наиболее часто применяемых способов определения времени поперечной ядерной магнитной релаксации T_2 является метод Карра — Парселла [1]. Он заключается в подаче на образец импульсной последовательности 90° , τ , 180° , 2τ , 180° , 2τ , ... Из теории метода следует, что, выбирая интервал τ достаточно малым, можно вклад в амплитуду эхосигнала, обусловленный диффузионным движением, сделать сколь угодно малым. В этом случае амплитуда эхосигнала в момент времени t определяется из выражения $h(t) = h(0) \exp \times (-t/T_2)$ (3).

Здесь $h(0)$ — амплитуда первого эхосигнала (при $t = 0$).

Отсюда

$$T_2 = \frac{t}{\ln \frac{h(0)}{h(t)}}. \quad (4)$$

С учетом испарения амплитуда $h(t)$ будет меньше: $h'(t) = h(0)(1 - \beta t) \exp(-t/T_2')$ (5).

Здесь $\beta = \frac{p_s r S}{n_0 (2\pi m k T)^2}$, где r — число резонирующих спинов в испаряющейся молекуле; n_0 — число резонирующих спинов в жидком образце; S — значение поверхности раздела жидкость-пар.

Если поместить 1 см³ воды в цилиндрическую ампулу диаметром 0,56 см ($S = 0,246$ см²) при $T = 295$ К, то $\beta = 0,0473$ с⁻¹.

Типичный эксперимент для последовательности Карра — Парселла продолжительностью 1,44 с дает значения $h(0) = 40$ относительных единиц (о. е.), $h(t) = 24$ о. е., а подсчет по формуле (4) —

$$T_2 = \frac{1,44}{\ln \frac{40}{24}} = 2,84 \text{ с.}$$

Если же воспользоваться формулой (5), где роль $h'(0)$ играет $h(0)(1 - \beta t)$, то, подставляя $h'(0) = 40(1 - 0,0473 \cdot 1,44) = 37,27$ в (5) имеем

$$T_2' = \frac{1,44}{\ln \frac{40}{37,27}} = 3,28 \text{ с.}$$

Очевидно, время релаксации, определенное из выражения (3), занижено на 13%. Конечно, в случае «летучих» веществ пренебрежение испарением приведет к еще большему относительно занижению значения T_2 .

Приведенное замечание относится ко всем видам импульсных программ определения времен продольной и поперечной релаксации, если в основе экспериментальной методики лежит сохранение «фазовой памяти» спинов на протяжении достаточно продолжительного эксперимента.

Прием, заключающийся в использовании в качестве сосуда для исследуемого жидкого вещества ампулы с узким капилляром, уменьшает влияние испарения. Важно, чтобы граница раздела жидкость-пар, определяемая сечением капилляра, находилась вне контура. Необходимо помнить о испарении в газовые пузырьки, содержащиеся внутри и контактирующие со стенками сосуда, с включениями, от которых не удалось очистить образец, и т. п.

Список литературы: 1. Вашман А. А., Пронин И. С. Ядерная магнитная релаксация и ее применение в химической физике. — М.: Наука, 1979. — 236 с. 2. Шулейкин В. В. Физика моря. — М.: Наука, 1968. — 1083 с.

Поступила в редколлегию 29.01.83.

ЭЛЕКТРОННАЯ МОДЕЛЬ ЭЛЕКТРОРЕЦЕПЦИИ СЛАБОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЫБ

Изучение электрорецепции — актуальная задача биофизики сенсорных систем, решение которой имеет кроме чисто научного значения разнообразные практические приложения: управление поведением рыб, увеличение лова, природоохранные мероприятия в Мировом океане, бионическое конструирование технических систем разного рода [1].

Одним из эффективных методов исследования реальных биологических систем является их моделирование, воспроизводящее определенные структурно-функциональные зависимости, присущие изучаемому биологическому объекту.

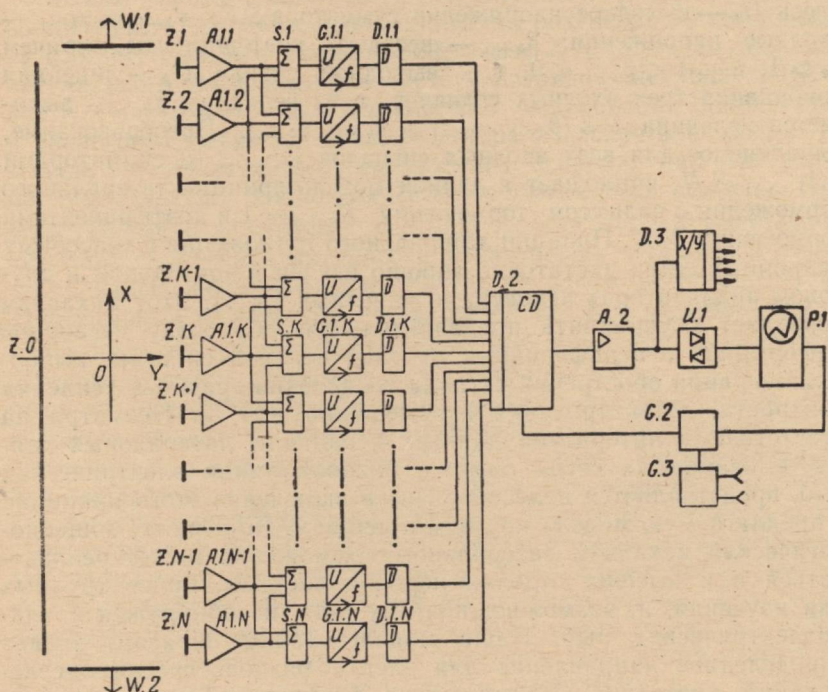
Предлагаемая нами модель в главных чертах воспроизводит процесс электрорецепции в периферийных отделах слабоэлектрических рыб: генерацию в окружающей среде электромагнитного поля; восприятие изменений электрической составляющей собственного ЭМП, вызванных объектами с электрическими свойствами, отличными от соответствующих характеристик среды; первичную обработку электросенсорной информации. Кроме этого, модель позволяет получить на экране осциллографа картину распределения силовых линий электрического поля в жидких проводящих средствах при наличии в них неоднородностей.

Функциональная схема электронного устройства, моделирующего электрорецепцию, представлена на рисунке. Электрогенераторные свойства рыб моделируются возбуждением в электролитической ванне импульсного ЭМП заданной напряженности E_x парой электродов $W.1$ и $W.2$.

Питание электродов осуществляется от генератора $G.3$, запускаемого импульсами от блока управления и синхронизации $G.2$. Поле между электродами $W.1$ и $W.2$ можно считать однородным при $y_0 \ll L$ (где L — характерный размер электродов $W.1$ и $W.2$; y_0 — расстояние от линейки датчиков $Z.1, \dots, Z.N$ до общего электрода $Z.O.$) и квазистационарным при $x_0 \ll \frac{1}{2} \lambda_{\text{разр}}$, где $\lambda_{\text{разр}} = c \cdot F_{\text{разр}}^{-1}$ — длина волны возбуждаемого поля, а x_0 — расстояние между возбуждающими электродами. Размещение датчиков $Z.1, \dots, Z.N$ параллельно силовым линиям возбуждаемого поля имитирует расположение электрорецепторных клеток вдоль боковой линии рыб, причем соотношение между шагом d размещения датчиков

и размером l датчиков определяется из условия $l/d \approx 0,5$, обеспечивающего наилучшее соотношение между минимумом вносимых в поле искажений и максимумом чувствительности к изменениям поля [2].

Внесение в пространство между электродами $W.1 - W.2$ любого объекта с отличающимися от воды электрическими характеристиками (σ_i, ϵ_i) вызовет искажение конфигурации силовых линий



и появление вдоль направления OY составляющей напряженности электрического поля $\vec{E}_y$, что приведет к изменению потенциалов $\psi_k = \psi_k(\vec{E}_y, \vec{r}_k)$ датчиков $Z.1, \dots, Z.N$ относительно «нулевого» электрода $Z.O$, где $\vec{r}_k$ — расстояние от k -го датчика до рассматриваемой точки среды. Малые изменения потенциалов $\Delta\psi_k$ линейно усиливаются с одинаковыми коэффициентами α операционными усилителями $A.1.1, \dots, A.1.N$ до значения $\varphi_k = \alpha \times \Delta\psi_k$, величина которых достаточна для управления работой последующих элементов схемы.

С выходом усилителей $A.1.1, \dots, A.1.N$ сигналы $\varphi_1, \dots, \varphi_N$ поступают на входы соответствующих аналоговых сумматоров $S.1, \dots, S.N$, причем сигнал φ_k поступает на прямой вход «своего» сумматора $S.K$ и на инвертирующие входы соседних сумматоров $S.(K-1)$ и $S.(K+1)$, а на инвертирующие входы сумматора $S.K$ приходят сигналы φ_{k-1} и φ_{k+1} . Работа k -го сумматора описывается выражением

$$U_k = \sum_{n=-1}^{n=+1} \beta_{k+n} \cdot \varphi_{k+n}, \quad n = -1, 0, +1.$$

Здесь U_k — выходное напряжение сумматора $S.K$; $\varphi_{k-1}, \varphi_k, \varphi_{k+1}$ — входные напряжения; β_{k+n} — «весовые» коэффициенты, причем $\beta_k \geq 1$, а $-1 < \beta_{k\pm 1} \leq 0$, т.е. выходной сигнал U_k — линейная комбинация трех входных сигналов, а из величины $\beta_k \cdot \varphi_k$ вычитается величина $\delta = (\beta_{k-1} \cdot \varphi_{k-1} + \beta_{k+1} \cdot \varphi_{k+1})$. Преобразование, выполняемое для всех входных сигналов $\varphi_1, \dots, \varphi_N$ сумматорами $S.1, \dots, S.N$, воплощается в данной модели принцип латерального торможения с радиусом торможения $R_{\text{торм}} = 1$ и коэффициентами торможения $\beta_{k\pm 1}$. Принцип латерального торможения в сенсорных нейронных сетях достаточно хорошо изучен в зрительном и слуховом анализаторах человека и животных [3, 4]. Этот механизм позволяет осуществить предварительную обработку сенсорной информации в периферийных отделах нервной системы, выполняя операции обострения сигнала, выделения границы, усиления контраста, детектирования перемещений и т. п. Несмотря на отсутствие в литературе данных о наличии латеральных связей в нейронных сетях органов боковой линии электрических рыб, представляется целесообразным включение этого принципа в предлагаемую модель по двум причинам. Во-первых, общебиологический механизм латерального торможения может реализовываться и в высших отделах нервной системы, более трудных для изучения, и, возможно, поэтому пока не обнаружен у слабозлектрических рыб. Наша модель, таким образом, задает определенное направление для электрофизиологических исследований прототипа. Во-вторых, с бионической точки зрения воплощение этого принципа в модели позволяет существенно улучшить такие технические характеристики устройства, как разрешающая способность и компенсация искажений, обусловленных конструкцией самих датчиков.

Выходной для сумматора $S.K$ сигнал U_k является входным для управляемого генератора $G.1.K$, работа которого описывается выражением

$$f_k = f_k(U_k) = \begin{cases} \gamma \cdot U_k, & U_{\min} < U_k < U_{\max}; \\ f_H, & U_k \leq U_{\min}; \\ f_B, & U_k \geq U_{\max}, \end{cases}$$

где γ — крутизна преобразования напряжения в частоту, Гц/В. Таким образом, величина и знак расстройки $\pm \Delta f_k$ несущей час-

тоты генератора f_{ok} определяется знаком и величиной приращения входного сигнала $\pm \Delta U_k$ в пределах линейной части характеристики $f_k = f_k(U_k)$; горизонтальные ветви ее моделируют явление насыщения в нейронах. Следующий за генератором $G.1.K$ элемент $D.1.K$ — формирователь импульсов, преобразующий частотно-модулированный синусоидальный сигнал в последовательность импульсов заданной длительности и амплитуды, одинаковых для всех $G.1.K$, частота следования которых f'_k равна частоте f_k соответствующего генератора $G.1.K$.

Таким образом, элементы $A.1.K$, $S.K$, $G.1.K$ и $D.1.K$ совместно обеспечивают преобразование амплитуды рецепторного потенциала φ_k соответствующего датчика-«рецептора» $Z.K$ (с учетом операции латерального торможения) в частоту разрядов «нейрона» $G.1.K$ — $D.1.K$, моделируя один из способов кодирования информации в аналоговой форме на входе рецептора в дискретную форму на выходе соответствующего рецепторного нейрона, как это имеет место в реальных нейронных сетях биологических объектов. При этом генерация «спайков» с частотой f'_{ok} при $\Delta \varphi_k = 0$ воспроизводит факт спонтанной активности рецепторных нейронов в отсутствии изменений параметров стимула на входе рецептора [1, 4]. Непрерывные импульсные последовательности с выходов $D.1.K$, мгновенное значение частоты f'_k которых функционально связано с распределением потенциалов на датчиках $Z.1, \dots, Z.N$, поступают на соответствующие входы селектора-мультиплексера $D.2$, осуществляющего поочередно циклическое подключение на заданное время $t_{\text{выб}}$ каждого из N входов к одному выходу по командам управления из блока управления и синхронизации $G.2$. Тем самым осуществляется преобразование параллельного кода в последовательный [5]. На выходе $D.2$ образуется новая непрерывная ЧМ-импульсная последовательность. Это — сумма временных выборок из каждого входного ЧМ-импульсного потока. При определенных соотношениях между временем цикла опроса $t_{\text{опр}} = N \times t_{\text{выб}}$, наибольшей возможной частотой следования импульсов $f'_{\text{max}} = f_{ok} + \Delta f'_{k \text{ max}}$ и длительностью импульсов $t_{\text{имп}}$ с учетом быстродействия реальных микросхем потери информации будут минимальными. Такой способ уплотнения потока информации находит широкое применение в технике связи для передачи данных по сравнительно малому числу каналов и имеет аналоги в нервной системе [4, 5]. Магистральный усилитель $A.2$ служит для компенсации потерь в линии связи с последующими блоками.

Дальнейшая обработка сенсорной информации, моделирующая функции высших отделов нервной системы, может осуществляться ЦВМ по заданным программам. Сопряжение электронной модели с входами ЦВМ обеспечивает согласующее устройство $D.3$, преобразующее частотно-импульсный код в двоичный.

Для получения картины потенциального рельефа, воспринимаемого датчиками $Z.1, \dots, Z.N$, используется демодуляция суммарного импульсного потока от селектора-мультиплексера $D.2$ синхронным детектором $U.1$ выход которого соединен с входом усилителя вертикального отклонения осциллографа $P.1$. Амплитуда выходного напряжения детектора $U.1$ в каждый момент времени пропорциональна мгновенному значению частоты следования импульсов, а стало быть, и приращениям потенциалов $\Delta\varphi_k$ в этот же момент времени. При синхронизации развертки осциллографа $P.1$ с работой селектора-мультиплексера $D.2$ по командам от блока управления и синхронизации $G.2$ на экране ЭЛТ формируется изображение распределения потенциалов на линейке датчиков $Z.1, \dots, Z.N$ в виде дискретного набора пиков по числу датчиков, причем высота каждого будет пропорциональна значению потенциала на соответствующем датчике в данный момент времени.

Таким образом, функциональная схема позволяет воспроизвести особенности электрорецепции и характерные черты первичной обработки электросенсорной информации слабозлектрическими рыбами.

Электрочувствительные клетки боковой линии рыб моделируются линейной системой датчиков электрического поля с соответствующими усилителями, что обеспечивает заданную чувствительность устройства.

Каждый датчик-рецептор связан со своим нейроном так, что изменения «рецепторного потенциала» под действием внешних «раздражителей» вызывают изменения в частоте следования спайков спонтанной активности, — такое преобразование повышает помехозащитность системы и упрощает дальнейшую обработку информации.

Входы рецепторных нейронов связаны с выходами своих рецепторов и имеют «тормозные» соединения с выходами двух соседних (по одному с каждой стороны), что улучшает разрешающую способность системы из-за обострения «диаграммы направленности» рецепторов.

Преобразование параллельного потока информации по N входам в последовательный поток с временным уплотнением на один выход оптимально снижает избыточность кодирования и уменьшает число каналов передачи данных.

Устройство позволяет визуально воспроизвести на экране одномерный «электросенсорный образ» объектов, нарушающих исходную конфигурацию электрического поля в жидкой среде.

Модель предусматривает передачу данных через транслятор на программируемую ЦВМ, моделирующую обработку сенсорной информации в вышних отделах нервной системы.

Список литературы: 1. Протасов В. Р., Бондарчук А. И., Ольшанский В. М. Введение в электроэкологю. — М.: Наука, 1982.—336 с. 2. Справочник по аналоговой вычислительной технике/Под ред. Г. Е. Пухова. — К.: Техніка, 1975.—432 с. 3. Аleshин Г. В., Грабина В. А. Основные особенности системы контррастирования контуров изображения. — Пробл. бионики, 1978, вып. 21, с. 55—60. 4. Элементы теории биологических анализаторов/Под ред. Н. В. Позина. — М.: Наука, 1978.—360 с. 5. Справочник по цифровой вычислительной технике/Под ред. Б. Н. Малиновского. — К.: Техніка, 1979.—367 с.

Поступила в редколлегию 17.02.83.

СОДЕРЖАНИЕ

Голынкин А. А. Искажения амплитудной и фазовой модуляции мощных эллиптически поляризованных радиоволн в магнитоактивной плазме с потерями (ионосфере)	3
Сороколет Ю. Е., Черногор Л. Ф. Численное моделирование зависимости эффектов амплитудного и фазового самовоздействия радиоимпульсов от параметров нижней ионосферы	5
Сергиенко И. А., Черногор Л. Ф. Модельная задача о резонансном рассеянии радиоволн искусственными квазипериодическими неоднородностями	8
Галайдыч В. К. К погрешности вычисления электронной концентрации, получаемой методом резонансного рассеяния	10
Бортникова О. Н., Волкова Л. Б., Федоренко Ю. П. Погрешности модельных распределений электронной концентрации ионосферы	12
Гритчин А. И., Губарев А. А., Пономаренко П. В. Расчет характеристик диапазонной КВ-антенны для исследования нелинейных эффектов в ионосфере	15
Назыров З. Ф., Третьяков О. А. Решение задачи дифракции на собственных значениях для оператора, аналитически зависящего от спектрального параметра	18
Гридина В. А. Электродинамический расчет экрана с многомодовым волноведущим каналом	22
Звягинцев А. А. О влиянии пространственных флуктуаций первичного поля на дифракционные свойства решеток	25
Епишин В. А., Неофитный М. В. О некоторых явлениях при дифракции Френеля на периодических и непериодических структурах	28
Кондратьев Б. В., Лесик Н. И. Полосковые линии со щелями для аппаратуры и антенн	34
Богомолов Н. М. Эффективная диэлектрическая проницаемость слоистого нерегулярного волновода	37
Богомолов Н. М., Жук Н. П. Эффективные параметры слоистой среды с объемными возмущениями	40
Александров А. А., Шейко В. П. Исследование характеристик связанных диэлектрических резонаторов	43
Бородаев В. А., Носич С. И., Прокопчук Ю. А. Диэлектрический резонатор, находящийся на линии с подвешенной подложкой	45
Бородаев В. А., Гетало В. И., Коваленко Л. Г., Рудакин Е. Р. Двухзвенный полоснопропускающий фильтр	47
Батраков Д. О., Ющенко А. Г., Звягинцев А. А. Возбуждение бесконечного эллиптического цилиндра нитью с током	49
Крепак В. Н., Панченко И. П., Яшин В. И. Распространение нестационарных электромагнитных волн в замагниченной плазме	51
Тиманюк В. А., Ткаченко В. М. Распределение тока в тлеющем разряде со станкообразным полым катодом	56
Берник П. М., Сорокина В. М., Ткаченко В. М. Исследование влияния примеси водорода на характеристики тлеющего разряда в ксеноне в шаровых лампах	58
Чеботарев В. И., Яровой А. Г. Применение преобразования Тейлора к исследованию уравнений нелинейных цепей	60
Кузьмичев В. М., Зинченко Н. И., Сафронов Б. В. Отражательные характеристики зеркально-диффузного конуса	62
Скоробогатова С. Н., Песковацкая Е. С., Шеина С. П. О пролетном эффекте в диоде с катодным статическим доменом	64
Головки Л. В., Стариков А. И., Светличный В. М., Сатюков А. И. Пробой диодов с горячими носителями заряда	66

Костин А. И., Снигирев Ю. И., Светличный В. М. Анизотропия лавинного пробоя в двухфазной системе $\text{InSb} - \text{NiSb}$	68
Костин А. И., Снигирев Ю. И. Пинч-эффект в $\text{InSb} - \text{NiSb}$	70
Разовский Н. П., Баркова И. И., Мецзякова О. А. Получение и свойства германия, легированного медью	73
Иванов Н. И., Разовский Н. П. Характеристики детекторов ИК-излучения на основе Ge:Cu	75
Прохоров Э. Д., Полянский Н. Е., Дрогаченко А. А. Влияние контактов на вольт-амперные характеристики и частотные возможности приборов с междолинным переносом электронов	78
Климко А. П., Степин Л. Д. К определению оптической анизотропии молекул по данным светорассеяния	80
Голубничая Г. В., Фам Куанг Винь, Гаташ С. В. Оптические исследования действия γ -облучения и радиотоксинов на эритроциты	83
Шестопалова А. В., Данилов В. И. Особенности пространственных точек гидратации уотсон-криковских пар	86
Чайкина Л. А., Мокошова М. Исследование влияния гаммафоса на размножение γ -облученных клеток дрожжей <i>Sh. ellipsoideus</i> PAC R и S	88
Грабина В. А., Комарь И. Н., Шевченко И. В., Фан Тхи Ле Минь. О возможностях ЭПР-исследований хрусталика глаза человека и животных	90
Шейкин В. И., Емец Б. Г., Климов А. Д., Могутов В. И., Федорко А. П., Жиякова Т. А. ЯМР-релаксометр для определения водной проницаемости биологических мембран методом парамагнитного допинга	91
Емец Б. Г. О необходимости учета испарения молекул при определении времени ядерной магнитной релаксации жидких систем	93
Сиваш В. И., Миронова Н. Г., Степин Л. Д., Тицкий В. И. Электронная модель электрорецепции слабозлектрических рыб	96

**ВЕСТНИК
ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА**

№ 255

Прикладные задачи радиофизики

Редактор *Н. С. Калинина*
Художественный редактор *Т. П. Воробийенко*
Технический редактор *Г. П. Александрова*
Корректор *Л. М. Забродина*

Сдано в набор 10.02.84. Подп. в печать 04.05.84. БЦ 09150.
Формат 60×90/16. Бумага типогр. № 3. Лит. гарн. Выс. печать.
7 печ. л. 7,25 кр.-отт. 8 уч.-изд. л. Тираж 500 экз. Изд. № 1219.
Зак. 4-59. Цена 1 р. 10 к.

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

Харьковская книжная фабрика «Коммунист» 310012, Харьков-12,
ул. Энгельса, 11

РЕФЕРАТЫ

УДК 550.388

Искажение амплитудной и фазовой модуляции мощных эллиптически поляризованных радиоволн в магнитоактивной плазме с потерями (ионосфере). Голыбкин А. А.—Вестн. Харьк. ун-та, 1984, № 255. Прикладные задачи радиофизики, с. 3—4.

Рассмотрены амплитудные и фазовые эффекты, возникающие при распространении мощной модулированной радиоволны произвольной поляризации в магнитоактивной плазме с потерями. Получены оценки искажения модуляции для ионосферных слоев E , F_2 .

Табл. 1. Библиогр.: 2 назв.

УДК 550.388

Численное моделирование зависимости эффектов амплитудного и фазового самовоздействия радиоимпульсов от параметров нижней ионосферы. Сороколет Ю. Е., Черногор Л. Ф.—Вестн. Харьк. ун-та, 1984, № 255. Прикладные задачи радиофизики, с. 5—7.

Исследована чувствительность амплитудного и фазового эффектов к изменению профилей среды. Наибольшую чувствительность эффект самовоздействия имеет к суточным вариациям электронной концентрации $N_0(z)$. Амплитудный и фазовый эффекты чувствительны к наличию впадины в профиле $N_0(z)$, а также — к изменению профилей частоты соударений, температуры электронов, коэффициента энергетических потерь, эффективной излучаемой мощности, частоты и поляризации волн.

Библиогр.: 8 назв.

УДК 550.388

Модельная задача о резонансном рассеянии радиоволн искусственными квазипериодическими неоднородностями. Сергиенко И. А., Черногор Л. Ф.—Вестн. Харьк. ун-та, 1984, № 255. Прикладные задачи радиофизики, с. 8—10.

Исследован коэффициент рассеяния зондирующей радиоволны квазипериодической неоднородностью, образованной в поле мощной стоячей волны.

Получены выражения, позволяющие по регистрации одного резонансно-рассеянного сигнала определять электронную концентрацию на трех высотах, а также значение градиента электронной концентрации в окрестности высоты резонанса.

Библиогр.: 6 назв.

УДК 550.388

К погрешности вычисления электронной концентрации, получаемой методом резонансного рассеяния. Галайдыч В. К.—Вестн. Харьк. ун-та, 1984, № 255. Прикладные задачи радиофизики, с. 10—12.

Получены приближенные выражения для электронной концентрации в методе резонансного рассеяния для случая, когда рабочие частоты близки к гирочастоте, а также вычислены их относительные погрешности.

Ил. 1. Библиогр.: 5 назв.

УДК 550.388.2

Погрешности модельных распределений электронной концентрации ионосферы. Бортникова О. Н., Волкова Л. Б., Федоренко Ю. П.—Вестн. Харьк. ун-та, 1984, № 255. Прикладные задачи радиофизики, с. 12—15.

Исследована погрешность наиболее адекватной реальным условиям глобальной модели распределения электронной концентрации ионосферы Земли «IRI — 1978» и более удобной для использования в радиотехнических сис-

темах глобальной модели «Ching u Chiu». При максимуме солнечной активности погрешности указанных моделей сравнимы и составляют $\sim 0-50\%$ днем, $0-200\%$ ночью.

Табл. 1. Ил. 1. Библиогр.: 6 назв.

УДК 550.388

Расчет характеристик диапазонной КВ-антенны для исследования нелинейных эффектов в ионосфере. Гритчин А. И., Губарев А. А., Пономаренко П. В. — Вестн. Харьк. ун-та, 1984, № 255. Прикладные задачи радиофизики, с. 15—17.

Исследованы возможности использования решеток в диапазоне 1,5—10 МГц.

Рассчитаны характеристики трех различных решеток. Построены графики, позволяющие осуществить оптимальное использование этих систем в указанном диапазоне.

Ил. 3. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.371.334

Решение задачи дифракции на собственные значения для оператора, аналитически зависящего от спектрального параметра. Назыров З. Ф., Третьяков О. А. — Вестн. Харьк. ун-та, 1984, № 255. Прикладные задачи радиофизики, с. 18—22.

Сформулирована математическая задача, связанная с изучением резонансных явлений в теории дифракции. Приводится методика решения данной задачи, а ее эффективность демонстрируется на примере из современной теории дифракции волн.

Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.372.54

Электродинамический расчет экрана с многомодовым волноведущим каналом. Гридина В. А. — Вестн. Харьк. ун-та, 1984, № 255. Прикладные задачи радиофизики, с. 22—25.

Получено решение задачи дифракции H -поляризованной электромагнитной волны на идеально проводящем экране конечной толщины с щелью сложного профиля, справедливое в широком частотном диапазоне и при любых соотношениях между геометрическими параметрами структуры и длиной волны падающего поля.

Ил. 1. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.396.67

О влиянии пространственных флуктуаций первичного поля на дифракционные свойства решеток. Звягинцев А. А. — Вестн. Харьк. ун-та, 1984, № 255. Прикладные задачи радиофизики, с. 25—28.

Проведено исследование дифракции флуктуирующего электромагнитного излучения на периодических структурах. С помощью аналитического и численного методов решения дифракционных задач установлено наличие пространственных флуктуаций, что приводит к уширению диаграммы направленности с уменьшением интенсивности поля на оси дифракционного луча.

Исследованы зависимости энергетических коэффициентов отражения и прохождения как функций параметров решетки и радиуса корреляции падающего волнового поля.

Ил. 1. Библиогр.: 7 назв.

УДК 535.317

О некоторых явлениях при дифракции Френеля на периодических и непериодических структурах. Епишин В. А., Неофитный, М. В. — Вестн. Харьк. ун-та, 1984, № 255. Прикладные задачи радиофизики, с. 29—33.

Методами физической оптики и однократного рассеяния исследованы явления отображения полей и объектов при дифракции волновых пучков на

периодических и непериодических структурах. Найдено строгое обоснование ранее обнаруженного авторами явления отображения диаграммы направленности пучка излучения при дифракции Френеля на редких рассеивающих объектах.

Установлены параметры, при которых распределение главных максимумов в изображениях Френеля отображает распределение интенсивности в падающем пучке на рассеивающем объекте.

Исследовано влияние на прошедшее излучение коэффициента заполнения периодических транспарантов. Обнаружена «негативная саморепродукция» — изображение негативное по отношению к Фурье-изображению исходного объекта.

Ил. 3. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.372.852.1

Полосковые линии со щелями для аппаратуры и антенн. Кондратьев Б. В., Лесик Н. И. — Вестн. Харьк. ун-та, 1984, № 255. Прикладные задачи радиофизики, с. 34—37.

Методом конформных отображений получены расчетные формулы для волнового сопротивления и поля ТЕМ-волны в симметричной полосковой линии с одной и двумя щелями, когда все пластины — бесконечно тонкие.

Ил. 2. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.372.8.029

Эффективная диэлектрическая проницаемость слоистого нерегулярного волновода. Богомолов Н. М. — Вестн. Харьк. ун-та, 1984, № 255. Прикладные задачи радиофизики, с. 37—39.

Исследован оператор эффективной диэлектрической проницаемости для модели нерегулярного волновода в виде слоистой среды, содержащей случайные включения. Среда неограничена по горизонтальным координатам. Предполагается, что среда и включения немагнитны, расположение и ориентация отдельного рассеивателя статистически независимы, концентрация включений мала.

Библиогр.: 2 назв.

УДК 534.231.1

Эффективные параметры слоистой среды с объемными возмущениями. Богомолов Н. М., Жук Н. П. — Вестн. Харьк. ун-та, 1984, № 255. Прикладные задачи радиофизики, с. 40—43.

Найдены эффективные параметры модели нерегулярного волновода в виде слоистой жидкой среды, содержащей сплошные и дискретные случайные включения. Среда неограничена по горизонтальным координатам. Предполагается, что расположение и ориентация отдельного дискретного рассеивателя статистически независимы, концентрация включений мала; сплошные флуктуации являются гауссовскими с нулевым средним значением.

Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.372.412/414

Исследование характеристик связанных диэлектрических резонаторов. Александров А. А., Шейко В. П. — Вестн. Харьк. ун-та, 1984, № 255. Прикладные задачи радиофизики, с. 43—45.

Описаны результаты исследований характеристик связанных диэлектрических резонаторов в СВЧ-диапазоне. Показано, при каких условиях осуществляется связь по магнитным или электрическим составляющим поля в волноводе.

Ил. 2. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.372.413

Диэлектрический резонатор, находящийся на линии с подвешенной подложкой. Бородев В. А., Носич С. И., Прокопчук Ю. А. — Вестн. Харьк. ун-та, 1984, № 255. Прикладные задачи радиофизики, с. 45—47.

Проведено теоретическое и экспериментальное исследование зависимости частоты диэлектрического резонатора, находящегося на линии с подвешенной подложкой, от параметров этой системы.

Ил. 1. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.372.85

Двухзвенный полоснопропускающий фильтр. Бородаев В. А., Гетало В. И., Коваленко Л. Г., Рудавин Е. Р. — Вестн. Харьк. ун-та, 1984, № 255. Прикладные задачи радиофизики, с. 47—49.

Рассматривается конструкция микрополоскового двухзвенного полоснопропускающего фильтра с применением диэлектрических резонаторов, позволяющая существенно повысить его добротность. Приводятся электрические характеристики последнего.

Ил. 1. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.396.67

Возбуждение бесконечного эллиптического цилиндра нитью с током. Батраков Д. О., Ющенко А. Г., Звягинцев А. А. — Вестн. Харьк. ун-та, 1984, № 255. Прикладные задачи радиофизики, с. 49—51.

Проведено теоретическое исследование рассеяния цилиндрической электромагнитной волны бесконечно длинным эллиптическим цилиндром с заданным поверхностным импедансом. Источник электромагнитного поля — нить с током электрического либо магнитного типа, расположенная на или вблизи эллиптического цилиндра. Показано, что используемый метод теоретического исследования позволяет оценить степень влияния поверхностного импеданса, геометрических размеров рассеивателя и длины волны падающего поля на диаграмму направленности рассеянного поля.

Ил. 1. Библиогр.: 2 назв.

УДК 517.958

Распространение нестационарных электромагнитных волн в замагниченной плазме. Крепак В. Н., Панченко И. П., Яшин В. И. — Вестн. Харьк. ун-та, 1984, № 255. Прикладные задачи радиофизики, с. 51—56.

Магнитное поле не оказывает влияния на распространение продольных (плазменных) волн, если направления их и внешнего магнитного поля совпадают. Получены общие аналитические выражения для поперечных электромагнитных полей, возникающих в результате возмущения. Показано, что, если напряженность H_0 внешнего магнитного поля велика, электромагнитные поля возмущения не распространяются.

Ил. 1. Библиогр. ссылка в подстроч. примеч.

УДК 537.525

Распределение тока в тлеющем разряде со станкообразным полым катодом. Тиманюк В. А., Ткаченко В. М. — Вестн. Харьк. ун-та, 1984, № 255. Прикладные задачи радиофизики, с. 56—58.

Проведено исследование распределения тока между боковой и торцевой поверхностью стаканообразного полого катода в режиме тлеющего разряда в гелии. Показано, что глубина проникновения плазмы внутрь катодной полости немонотонно зависит от давления газа и в узком диапазоне давлений плотность тока с торца катода может в 2,5—3 раза превышать плотность тока с боковой поверхности.

Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 537.525

Исследование влияния примеси водорода на характеристики тлеющего разряда в ксеноне в шаровых лампах. Берник П. М., Сорокина В. М., Ткаченко В. М.—Вестн. Харьк. ун-та, 1984, № 255. Прикладные задачи радиофизики, с. 58—59.

Изучено влияние примеси водорода на характеристики тлеющего разряда в ксеноне в шаровых лампах при малом расстоянии между электродами в диапазоне давлений от 1200 до 1600 мм рт. ст. Показано, что при высоких давлениях ксенона примесь водорода стабилизирует канал разряда. Напряжение горения тлеющего разряда в исследованном диапазоне давлений слабо зависит от давления газа и определяется в основном концентрацией примеси водорода.

Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.372.011

Применение преобразования Тейлора к исследованию уравнений нелинейных цепей. Чеботарев В. И., Яровой А. Г.—Вестн. Харьк. ун-та, 1984, № 255. Прикладные задачи радиофизики, с. 60—62.

С помощью преобразования Тейлора нелинейных дифференциальных уравнений второго порядка получены формулы, позволяющие построить алгоритм машинного моделирования процессов в нелинейных цепях.

Ил. 2. Библиогр. ссылка в подстроч. примеч.

УДК 535.621:627.089.6

Отражательные характеристики зеркально-диффузного конуса. Кузьмичев В. М., Зинченко Н. И., Сафронов Б. В.—Вестн. Харьк. ун-та, 1984, № 255. Прикладные задачи радиофизики, с. 62—64.

Проведено экспериментальное исследование основных отражательных характеристик зеркально-диффузной конусной калориметрической нагрузки на длинах волн 0,628 и 1,15 мкм.

Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.382.2

О пролетном эффекте в диоде с катодным статистическим доменом. Скоробогатова С. Н., Песковацкая Е. С., Шеина С. П.—Вестн. Харьк. ун-та, 1984, № 255. Прикладные задачи радиофизики, с. 64—66.

Исследованы зависимости спектральной плотности мощности шума от напряжения смещения при различных частотах в диапазоне 16,6—25,5 ГГц. Отмечены особенности экспериментальных зависимостей, которые находят объяснение в рамках двухпролетной модели.

Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.382

Пробой диодов с горячими носителями заряда. Головкин Л. В., Стариков А. И., Светличный В. М. и др.—Вестн. Харьк. ун-та, 1984, № 255. Прикладные задачи радиофизики, с. 66—68.

Рассмотрен пробой диодов с горячими носителями заряда под действием сильного поля постоянного смещения и больших уровней импульсной СВЧ-мощности. Обсуждена возможная картина развития пробоя диодов при различных токах смещения и уровнях мощности.

Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.315.592

Анизотропия лавинного пробоя в двухфазной системе InSb—NiSb. Костин А. И., Снигирев Ю. И., Светличный В. М.—Вестн. Харьк. ун-та, 1984, № 255. Прикладные задачи радиофизики, с. 68—69.

Экспериментально показано, что многообразие ВАХ, наблюдаемое на образцах InSb—NiSb в области лавинного пробоя, объясняется различной ориентацией иглообразных включений металлической фазы NiSb по отношению к направлению протекающего тока.

Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.315.592

Пинч-эффект в InSb—NiSb, Костин А. И., Снигирев Ю. И.—Вестн. Харьк. ун-та, 1984, № 255. Прикладные задачи радиофизики, с. 70—72.

На основе экспериментов по влиянию внешнего магнитного поля на ВАХ образцов InSb—NiSb в области лавинного пробоя показано, что причина наблюдающейся низкочастотной неустойчивости — пинч-эффект. Приведены экспериментальные данные по влиянию магнитного поля на амплитуду колебаний на различных участках ВАХ.

Ил. 2. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.315.592

Получение и свойства германия, легированного медью. Разовский Н. П., Баркова И. И., Мещерякова О. А.—Вестн. Харьк. ун-та, 1984, № 255. Прикладные задачи радиофизики, с. 73—75.

Описана методика получения германия, легированного медью, с помощью диффузии меди из тонких слоев, напыленных на поверхность германиевых кристаллов. Рассчитано время диффузии, необходимое для получения практически равномерно насыщенных медью кристаллов. Полученные таким способом кристаллы германия пригодны для изготовления детекторов ИК-излучения на диапазон 5—30 мкм.

Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.315.592

Характеристики детекторов ИК-излучения на основе Ge:Cu. Иванов Н. И., Разовский Н. П.—Вестн. Харьк. ун-та, 1984, № 255. Прикладные задачи радиофизики, с. 75—78.

Показано, что при 4,2 К доминирующими являются токовые шумы, ограничивающие минимальную обнаруживаемую мощность. Возможно снижение минимальной обнаруживаемой мощности вследствие увеличения чувствительности и снижения собственных шумов детекторов.

Ил. 2. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.382.2

Влияние контактов на вольт-амперные характеристики и частотные возможности приборов с междолинным переносом электронов. Прохоров Э. Д., Полянский Н. Е., Дрогаченко А. А.—Вестн. Харьк. ун-та, 1984, № 255. Прикладные задачи радиофизики, с. 78—80.

Описаны результаты экспериментальных исследований вольт-амперных характеристик приборов с междолинным переносом электронов с длиной активной области от 10 до 1 мкм. Рассмотрено влияние неоднородности у катодного контакта на работу прибора на высоких частотах

Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 535.568.1(088.8)

К определению оптической анизотропии молекул по данным светорассеяния. Климко А. П., Степин Л. Д.,—Вестн. Харьк. ун-та, 1984, № 255. Прикладные задачи радиофизики, с. 80—83.

Предложен способ определения оптической анизотропии молекул и коэффициента деполаризации путем сканирования распределения интенсивности рассеянного света в плоскости, перпендикулярной направлению падающего луча.

Библиогр.: 3 назв.

УДК 577.34:612.11

Оптические исследования действия γ -облучения и радиотоксинов на эритроциты. Голубничая Г. В., Фам Куанг Винь, Гаташ С. В.—Вестн. Харьк. ун-та, 1984, № 255. Прикладные задачи радиофизики, с. 83—86.

Проведены оптические исследования в диапазоне 510—580 нм взвеси эритроцитов крови человека. Установлено наличие синергизма действия γ -облучения и продуктов окисления тирозина. Совместное воздействие радиопротектора серотонина, γ -радиации и продуктов окисленного тирозина показало, что механизм защитного действия серотонина не связан с конкурентным перехватом радиотоксинов 3,4-ДОФА и 3,4-ДОФА-хинона.

Ил. 1. Библиогр.: 6 назв.

УДК 539.194:546.212

Особенности пространственных точек гидратации уотсон-криковских пар. Шестопалова А. В., Данилов В. И.—Вестн. Харьк. ун-та, № 255. Прикладные задачи радиофизики, с. 86—87.

Рассмотрены плоские и пространственные конфигурации комплекса молекулы воды и пара оснований. Показано, что точки моногидратации позволяют определить в самом первом приближении структуру (пространственную организацию) первой гидратной оболочки исследуемых молекул.

Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 539.16.04:577

Исследование влияния гаммафоса на размножение γ -облученных клеток дрожжей *Sh. ellipsoideus* РАС Р и S. Чайкина Л. А., Мокошова М.—Вестн. Харьк. ун-та, 1984, № 255. Прикладные задачи радиофизики, с. 88—89.

Эффект профилактического действия гаммафоса на клетки дрожжей зависит от концентрации препарата, расы микроорганизмов и стадии цикла развития популяции. Выявление связи между направленностью химической модификации клеточной радиочувствительности и изменением их митотической активности позволяет рекомендовать данный функциональный показатель в качестве критерия оценки радиобиологической эффективности препарата.

Библиогр.: 3 назв.

УДК 577.352.4

О возможностях ЭПР-исследований хрусталика глаза человека и животных. Грабина В. А., Комарь И. Н., Шевченко И. В., Фан Тхи Ле Минь.—Вестн. Харьк. ун-та, 1984, № 255. Прикладные задачи радиофизики, с. 90—91.

Сигналы ЭПР лиофилизированных препаратов хрусталиков обладают боковыми крыльями, а их интенсивность возрастает с увеличением степени дисперсности образца, достигая 10^{17} — 10^{18} спин/г. Таким образом, при ЭПР-исследованиях лиофилизированных хрусталиков необходимо проявлять осторожность. Неоспорима перспективность комплексных ЭПР-исследований природы помутнения хрусталика с привлечением диэлектрических и ЯМР-методов.

Библиогр.: 6 назв.

УДК 539.283.078

ЯМР-релаксометр для определения водной проницаемости биологических мембран методом парамагнитного допинга. Шейкин В. И., Емец Б. Г., Климов А. Д. и др.—Вестн. Харьк. ун-та, 1984, № 255. Прикладные задачи радиофизики, с. 91—93.

Описан компактный ЯМР-релаксометр, в основу построения которого положен модульный принцип. Благодаря этому достигнута простота настройки, управления и стабильность работы установки. Приводятся полученные на приборе результаты по влиянию температуры на водный транспорт мембран.

Ил. 2. Библиогр.: 2 назв.

УДК 536.7

О необходимости учета испарения молекул при определении времени ядерной магнитной релаксации жидких систем. Емец Б. Г.—Вестн. Харьк. ун-та, 1984, № 255. Прикладные задачи радиофизики, с. 93—95.

С применением результатов кинетической теории испарения дана оценка величины занижения измеряемого импульсными методами времени ядерной магнитной релаксации жидкости в случае, когда учетом процесса испарения пренебрегли. Рекомендовано учитывать факт испарения, прежде всего при измерениях времен релаксации «летучих» жидкостей.

Библиогр.: 2 назв.

УДК 519.95

Электронная модель электрорецепции слабозлектрических рыб. Сиваш В. И., Миронова Н. Г., Степин Л. Д. и др.—Вестн. Харьк. ун-та, 1984, № 255. Прикладные задачи радиофизики, с. 96—100.

Предложена функциональная схема электронной модели первичной обработки сенсорной информации от электрорецепторов периферических отделах нервной системы слабозлектрических рыб с возможностью визуализации ее на экране осциллографа.

Ил. 1. Библиогр.: 5 назв.

ПРАВИЛА ДЛЯ АВТОРОВ СБОРНИКА

1. Рукописи статей, направляемые в редакцию сборника, должны сопровождаться разрешением на опубликование от учреждения, в котором выполнена данная работа, а также внутренней рецензией, заверенной печатью учреждения.

2. Объем статей не должен превышать 12 страниц машинописного текста (за исключением статей обзорного характера, заказанных редколлегией сборника, объем которых может составлять до 24 страниц, а в отдельных случаях по согласованию с редколлегией — до 48 страниц). В указанный объем входят список литературы и таблицы.

3. К статье прилагается реферат объемом не более 0,5 страницы машинописного текста, зашифрованный по универсальной десятичной классификации (УДК), а также резюме на английском языке того же объема, включающее фамилии авторов и название работы.

4. Рукопись подается в двух экземплярах, напечатанная на машинке с черной лентой через два интервала, включая сноски, таблицы и примечания, на одной стороне стандартного листа белой бумаги. Таблицы и список литературы печатаются на отдельных листах. На полях рукописи необходимо карандашом указать место расположения рисунков или таблиц. Сокращение слов в таблицах не допускается.

5. В тексте разрешаются только общепринятые сокращения (т. е. и т. д., и т. п., и др.). Иностранный текст, если нет машинки с латинским шрифтом, аккуратно вписывается от руки.

6. Формулы должны быть разборчиво вписаны от руки тушью или черными чернилами (размер букв вдвое больше печатных). Следует четко разграничивать верхние и нижние индексы, а также показатели степени (с этой целью в тексте статьи они размечаются синими чернилами дужкой). Буквы одинакового начертания — *c, k, v, w, s, z, x, y, p, o* подчеркивать синими чернилами: прописные (большие) — двумя черточками снизу, строчные (малые) — двумя черточками сверху. Особенно аккуратно следует вписывать сходные по написанию буквы: *h* и *n*, *l* и *e*, *g* и *q*. Необходимо четко отличать штрихи от единиц. Все греческие буквы обводить красными чернилами (карандашом). В отличие от русских букв прямого начертания все латинские буквы подчеркиваются синей волнистой линией (курсив). Математические обозначения (например, *sin, ln, f*), а также обозначения химических элементов подчеркиваются прямой синей скобкой. Трехмерные векторы для выделения их жирным шрифтом подчеркиваются прямой синей линией.

Готический шрифт редакция просит не употреблять.

7. Рисунки прилагаются в двух экземплярах. На 4 страницы текста должно быть не более одного рисунка. На обороте каждого рисунка указывается его номер, фамилия автора и название работы. Первый экземпляр рисунка выполняется на кальке без обозначений («слепой»). Толщина линии должна строго соответствовать ГОСТу. Подписи к рисункам печатаются на отдельных листах.

8. Цифра в тексте, указывающая ссылку на литературу, заключается в квадратные скобки. В список литературы включаются только работы, на которые ссылается автор статьи, в такой последовательности: для книг — фамилия автора, инициалы, полное название книги, место издания, издательство, год издания, том, общее количество страниц, для журнальных статей — фамилия автора, инициалы, название статьи, журнала, год издания, том, выпуск, номер страницы первой и последней. Ссылки на неопубликованные работы не допускаются. Количество ссылок не должно превышать числа страниц статьи (исключение составляют обзоры и статьи, заказанные редколлегией).

9. В конце рукописи должны быть указаны название учреждения, в котором выполнена работа, имя, отчество, фамилия автора, домашний адрес, дата, подпись.

Редколлегия

(14)с/о - 1[✓]

уиБ - 4[✓]

муз. хту - 1[✓]