

ДИНАМИЧЕСКАЯ ЛИНЕАРИЗАЦИЯ ПРОВОДИМОСТИ КАНАЛА  
КАНАЛЬНОГО ТРАНЗИСТОРА

В соответствии с теорией Шокли<sup>1</sup> ток в плоскостепараллельном канале канального транзистора с резким  $p-n$  переходом в затворе и в предположении постоянной подвижности носителей заряда

$$I_c = \frac{\sigma a}{L} \left\{ \frac{U_3 + U_c}{U_0} \left[ 1 - \frac{2}{3} \left( \frac{U_3 + U_c}{U_0} \right)^{1/2} \right] - \frac{U_3}{U_0} \left[ 1 - \frac{2}{3} \left( \frac{U_3}{U_0} \right)^{1/2} \right] \right\}, \quad (1)$$

где  $U_3$ ,  $U_c$  — напряжения на затворе и стоке относительно истока;  $U_0$  — напряжение отсечки;  $L$  и  $a$  — длина и толщина канала;  $\sigma$  — проводимость вещества канала, обусловленная только основными носителями, поскольку неосновные практически полностью экстрагируются  $p-n$  переходом затвора (условие нейтральности в  $n$ -канале  $n = N_a^+$ ). Выражение (1) справедливо для независимых друг от друга напряжений стока и затвора. В условиях передачи части напряжения от стока к затвору (за счет внутренней связи через паразитную емкость сток—затвор или через схемные элементы вне транзистора) характер зависимости  $I_c = f(U_c, U_3)$  меняется. Пусть доля переменного напряжения стока, переданная на затвор,  $u_{c3} = k u_c$ , (где  $k$  — коэффициент передачи). К затвору приложено кроме  $u_{c3}$  и напряжение, не зависящее от напряжения на стоке  $u_3 = U_{30} + U_1 \sin \omega t$ , где  $U_{30}$  — постоянное смещение. Будем считать, что между истоком и стоком приложено только переменное напряжение  $u_c = U_2 \sin \omega t + \varphi$ , причем достаточно низкой частоты, чтобы можно было пренебрегать фазовым сдвигом при передаче сигнала от стока к затвору (режим работы канального транзистора в качестве управляемого активного сопротивления в цепи переменного тока). Мгновенные значения тока в канале

$$i_c = \frac{\sigma a}{L} \left\{ \frac{u_3 + u_c(1-k)}{U_0} \left[ 1 - \frac{2}{3} \left( \frac{u_3 + u_c(1-k)}{U_0} \right)^{1/2} \right] - \frac{u_3 - k u_c}{U_0} \left[ 1 - \frac{2}{3} \left( \frac{u_3 - k u_c}{U_0} \right)^{1/2} \right] \right\} \quad (2)$$

будут определяться соотношениями мгновенных значений  $u_3$ ,  $u_c$  и напряжения отсечки  $U_0$ . Мгновенные значения диффе-

<sup>1</sup> Shockley W. A unipolar field-effect transistor. — PIRE, 1952, vol. 40, N 11, p. 1365—1376.



ренциальной проводимости канала в условиях связи затвора и стока

$$g = \frac{di_c}{du_c} = \frac{\sigma a}{U_0 L} \left\{ 1 - (1-k) \left[ \frac{u_3 + u_c(1-k)}{U_0} \right]^{1/2} - k \left[ \frac{u_3 - k u_c}{U_0} \right] \right\}. \quad (3)$$

Использование канального транзистора в качестве линейного активного управляемого сопротивления в аналоговых множительных устройствах требует независимости проводимости канала от напряжения исток-сток. При отсутствии связи сток-затвор участок малой зависимости проводимости канала от напряжения исток-сток не превышает величины  $0,2 U_0$ . Наличие связи резко улучшает линейность характеристики  $i_c = f(u_c)$  не только в области напряжений  $u_c \ll U_0$ , но дает возможность обеспечить относительно высокую линейность вплоть до  $u_c = U_0$  (без цепи связи при  $u_c = U_0, g \rightarrow \infty$ ).

Условия независимости проводимости канала от  $u_c$  можно найти из

$$\frac{d^2 i_c}{du_c^2} = \frac{dg}{du_c} = 0.$$

Из равенства второй производной нулю получим

$$\left( \frac{k}{1-k} \right)^4 = \frac{1 - Ak}{1 + A(1-k)}, \quad (4)$$

где  $A = \frac{u_c}{u_3} \leq 1$ , так как напряжение на затворе не должно превышать напряжение на стоке у транзисторов с  $p-n$ -переходом в затворе.

Для очень малых напряжений на стоке ( $u_c \ll U_0$ ) параметр  $A \rightarrow 0$  и линейная зависимость  $i_c = f(u_c)$  обеспечивается при  $k=0,5$ . Величина оптимальной связи зависит от напряжения на стоке и затворе и соответствующие значения для  $0 < A < 1$  могут быть получены из (4) методом последовательных приближений. Так для  $A=0,5$ , принимая в первом приближении  $k=0,5$ , получим  $\left( \frac{k}{1-k} \right)^4 = 0,6$ , откуда  $k=0,468$ . Взяв во втором приближении  $k=0,468$ , получим результат второго приближения  $k=0,469$ , который можно принять окончательным. Аналогично для  $A=1$  получим  $k=0,438$ .

Практически наиболее удобно использовать коэффициент связи  $k=0,5$ , когда половина напряжения стока подводится к затвору вместе с сигналом затвор-исток. При этом до соотношений  $A \leq 0,5$  отклонения линейности ВАХ  $i_c = f(u_c)$  не превышают 2% и при  $A \leq 1 - 10 \div 15\%$ .



Высокая степень линейности ВАХ, достигаемая в режиме динамической коррекции, позволяет использовать канальный транзистор для детектирования когерентных сигналов, как синусоидальных, так и шумоподобных. Для синусоидальных сигналов по стоку и затвору с фазовым сдвигом  $\varphi$  имеем

$$i_c \sim U_1 \sin \omega t \cdot U_2 \sin (\omega t + \varphi)$$

при этом наблюдается постоянная составляющая  $I_c \sim U_1 \times U_2 \cos \varphi$ , пропорциональная амплитудам синусоидальных сигналов и  $\cos \varphi$ . То же получим и для гармонических составляющих шумоподобного когерентного сигнала.

Рассмотренная система динамической коррекции была использована в множительных детекторах сигналов и дала хорошие результаты, позволив выделять шумоподобный когерентный сигнал при отношении помеха-сигнал более 20 дБ.

УДК 621.382.2

Э. Д. ПРОХОРОВ, канд. физ.-мат. наук,  
С. Н. СКОРОВОГАТОВА

#### О ВОЗМОЖНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ СТАТИЧЕСКОГО ДОМЕНА С НАПРЯЖЕННОСТЬЮ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ $\sim 200$ кВ/см У КАТОДА В ДИОДАХ ГАННА

Результаты целого ряда работ свидетельствуют о существенном влиянии контактов на характеристики доменной неустойчивости в диодах Ганна. Наиболее характерное влияние заключается в том, что у того или иного контакта возникает область, отличная по параметрам ( $n$ ,  $\mu$ ) от объема и, как правило, с сильным электрическим полем. Если эта область возникает у анода, то ганновские колебания тока исчезают [1]. Прикатодное падение напряжения в одних случаях способствует образованию движущегося домена (если концентрация донорных примесей у катода  $n_k$  не намного меньше концентрации доноров в образце  $n_{об}$ , а в других затрудняет или вовсе исключает его образование (при  $n_k \leq 0,25n_{об}$ ) [1]. В последнем случае вольтамперная характеристика диода  $I(V)$ , начиная с некоторого напряжения, стремится к насыщению при токах ниже пороговых, колебания в резистивной цепи отсутствуют, генерация возможна лишь в резонансных цепях [1, 2]. Обычно максимальные напряженности полей  $E$  в катодном домене составляют несколько десятков кВ/см. Покажем, что область с  $E \sim 200$  кВ/см может существовать у катода, и определим условия, необходимые для ее возникновения.



Анализ структуры с неоднородностью на контактах проводится на основе решения системы уравнений:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{4\pi q}{\varepsilon} (n - n_0),$$

$$I_n = qnv(E) - D \frac{\partial n}{\partial x} + \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{\partial E}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{1}{q} \frac{\partial I}{\partial x},$$

$$I = qnv(E) - D \frac{\partial n}{\partial x}, \quad (2)$$

где использованы общепринятые обозначения.

При рассмотрении интересующего нас статического случая имеем  $\partial E/\partial t = 0$ .

Для качественного анализа уравнения системы (1) можно упростить, положив  $D=0$ . Такое допущение справедливо в случае сильных электрических полей, когда вклад диффузии мал. Тогда система (1) может быть преобразована к виду

$$x = \frac{\varepsilon}{4\pi q} \int_{E_k}^E \frac{dE}{I/qv(E) - n_0}. \quad (3)$$

Выражение (3) позволяет найти распределение поля в диоде при различных профилях легирования образца и различных зависимостях  $v(E)$ .

Рассмотрим случай неоднородности у катода, когда  $n_k \ll n_{об}$ . Анализ, проведенный на основе решения системы уравнений (1), показывает, что при любых соотношениях концентраций  $n_k$  и  $n_{об}$  невозможно достичь в непосредственной близости от катода (1—2 МК) полей  $\sim 200$  кВ/см. Для этого необходима неоднородность  $\sim 6—10$  МК при концентрациях в образце  $n_{об} \sim 10^{15}$  см<sup>-3</sup> и выше. Такой случай может быть реализован только в длинных образцах и при специальной лигатуре области длиной 6—10 мк.

Область сильного электрического поля с  $E \sim 200$  кВ/см возможна у катода в диодах Ганна, если основная характеристика этой области (зависимость  $v(E)$ ) отлична от объемной зависимости  $v(E)$ , в частности, имеет более низкую подвижность и меньшие скорости на участке насыщения ( $v_s$ ). Это может быть в случаях, если: 1) область представляет собой  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ , когда  $v_s$  колеблется в широких пределах (при  $x > 0,2$ ) [3]; 2) область легирована в такой мере, что уменьшается не только  $n_k$ , но и  $v(E)$  и  $v_s$ . Это возможно в случае легирования Си, О<sub>2</sub> и др.; 3) область у катода имеет свою структуру вследствие,



например, испарения As, P и др. компонент материала с образованием высокоомной области, имеющей отличные от объема  $v(E)$ .

Рассмотрим структуру  $m - \text{GaAsP} - \text{GaAs} - m$ , где  $m$  — омические  $n^+$ -контакты. Распределение поля в такой структуре описывается уравнением (3), которое в данном случае преобразуется к виду

$$x = \frac{\varepsilon}{4\pi q n_{01}} \int_{E_K}^E \frac{dE}{I/q n_{01} v_1(E) - 1}, \quad x < l_1, \quad (4)$$

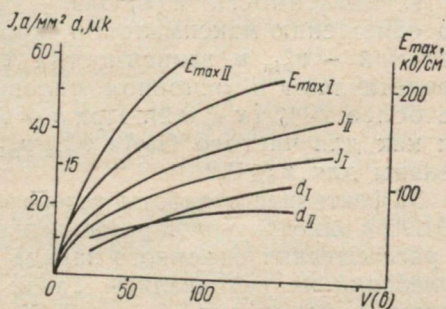
$$x = \frac{\varepsilon}{4\pi q n_{02}} \int_{E_K}^E \frac{dE}{I/q n_{02} v_2(E) - 1}, \quad x > l_1,$$

где индекс 1 относится к прикатодной области (GaAsP), а индекс 2 — к GaAs.

Из уравнения (4) определяем  $(x)$ , а затем с использованием системы (1) находим  $I(V)$ . Анализируя (4), отметим, что в прикатодной области (GaAsP)  $I > q n_{01} v_1(E)$ , чтобы обеспечить рост напряженности поля у катода, а в остальной  $n$ -области (GaAs)  $I < q n_{02} v_2(E)$ . Прикатодная область находится в режиме тока, ограниченного пространственным зарядом.

На рисунке показаны вольтамперные характеристики  $I(V)$ , зависимости ширины домена  $(d)$  и максимального поля в нем  $(E_{\max})$  от приложенного напряжения  $(V)$  для структуры  $m - \text{GaAs}_{0.7} \text{P}_{0.3} - \text{GaAs} - m$  ( $n_{01} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $l_1 = 2 \text{ мк}$ ,  $v_{s1} = 2,25 \times 10^6 \text{ см/сек}$ ;  $I - n_{02} = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ;  $II - n_{02} = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $l_2 = 8 \text{ мк}$ ,  $v_{s2} = 10^7 \text{ см/сек}$ ). Следует отметить следующие характерные особенности статического домена у катода: а) распределение поля в образце устойчиво, ган-новские колебания отсутствуют; б) ширина области пространственного заряда зависит от  $n_{02}$  и плотности тока и не определяется ни длиной образца  $l_2$ , ни концентрацией доноров у катода. Общей длиной образца определяется лишь приложенное напряжение; в) в области катода возможны поля  $E \sim 200 \text{ кв/см}$  при реальных токах через образец; г) характеристика  $I(V)$  при наличии у катода статического домена не имеет участка насыщения, но нелинейна.

Рассмотренная структура может представлять интерес, с одной стороны, как частотно зависящая отрицательная диффе-





рениальная проводимость, с другой стороны, в такой структуре возможна ударная ионизация у катода, тогда пространство, где  $E < E_{кр}$   $E_{кр}$  — поле, при котором заметна ударная ионизация), может служить пролетным и возможно наблюдение лавинно-пролетного эффекта. Эти возможности следует рассмотреть отдельно.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Suga M., Sekido K. Effects of doping profile upon electrical characteristics of Gunn diodes. — «IEEE trans el. dev.», vol. ED-17, N 4, p. 275—282.
2. Shaw M., Solomon P., Grubin H. The influence of boundary conditions on current instabilities in GaAs. — I. B. M. J. Res. Develop., 1969, vol. 13, N 5, p. 587—590.
3. Прохоров Э. Д., Белецкий Н. И. Междолинный перенос и дрейфовая скорость электронов в  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  — «Радиотехника и электроника», 1974, № 6, с. 1320—1323.

УДК 621.382.2

Н. И. БЕЛЕЦКИЙ,  
Э. Д. ПРОХОРОВ, канд. физ.-мат. наук,  
С. Н. СКОРОБОГАТОВА

## ВОЗМОЖНОСТИ ГЕНЕРАТОРОВ ГАННА НА ОСНОВЕ $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ И $\text{InP}$

Известен ряд полупроводниковых соединений  $\text{A}_3\text{B}_5$  (тройных и более сложных), в которых возможен эффект Ганна. К ним относятся  $\text{InP}$ ,  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ ,  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Sb}$ ,  $\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{Sb}$  и др. Чтобы выяснить, пригодны ли эти вещества для диодов Ганна, исследовали зависимость дрейфовой скорости электронов от напряженности электрического поля  $v(E)$  и возможности генераторов. Рассмотрим возможные эффективности генераторов Ганна на основе  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  и  $\text{InP}$ -соединений.

1. Зависимости  $v(E)$   $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  определены в [1]. Судя по отношению максимальной скорости дрейфа —  $v_{\max}$  к минимальной —  $v_{\min}$  в зависимостях  $v(E)$  практический интерес представляют в основном сплавы с содержанием фосфора не более 20% ( $x < 0,2$ ). При  $x \approx 0,2$   $v_{\max}/v_{\min} = 2,17$ , в то время как для чистого  $\text{GaAs}$   $v_{\max}/v_{\min} = 2,33$ . Расчеты были проделаны для  $x \leq 0,2$ .

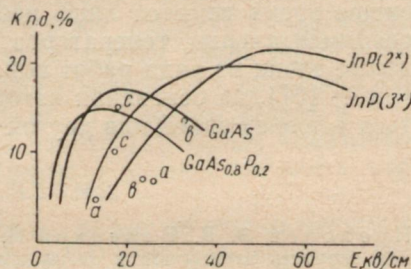
Эффективность работы генераторов определялась в режиме ОНОЗ в одноконтурной резонансной схеме. Процессы накопления и рассасывания объемного заряда в диоде в течение периода колебаний не учитывались. Такой подход позволяет сделать качественные оценки.

На рисунке приведены зависимости КПД генераторов в режиме ОНОЗ для чистого  $\text{GaAs}$  и  $\text{GaAs}_{0,8}\text{P}_{0,2}$  ( $x = 0,2$ ). Анализ зависимостей позволяет сделать следующие выводы: КПД генераторов на  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  ( $x < 0,2$ ) ниже, чем на  $\text{GaAs}$  примерно на 2%. Однако генераторы на  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  ( $x < 0,2$ ) обладают меньшими пороговыми полями, максимальные КПД достигаются при



меньших средних напряженностях электрического поля на диоде по сравнению с GaAs. Если учесть, что эффективные температуры электронов в  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  будут меньше, чем в GaAs и, следовательно, уровень шумов может быть ниже, чем в GaAs, то  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  при  $x < 0,2$  можно считать перспективным материалом для диодов Ганна.

2. Зависимости  $\nu(E)$  InP определены в работе [2] для трехуровневой  $\Gamma-L-X$  и двухуровневой  $\Gamma-X$  моделей ( $\Gamma, L, X$  — подзоны проводимости в точке  $[000]$  и направлениях  $[111], [100]$ ). Расчеты КПД генераторов в режиме ОНОЗ проводились для двух- и трехуровневых моделей при тех же предположениях, что и в случае  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ . Зависимости КПД ( $E$ ) при оптимальной нагрузке в каждой точке кривой приведены на рисунке.



Для InP пороговые и средние напряженности электрического поля, при которых наблюдается максимум КПД, примерно в три раза больше, чем в GaAs. Это предъявляет высокие требования к электрической прочности InP по сравнению с GaAs.

Максимальные КПД двух- и трехуровневых моделей превосходят КПД генераторов на GaAs, примерно на 3—5% в одноконтурной и на 6—10% в двухконтурной резонансной схеме. Это свидетельствует о перспективности InP как материала для диодов Ганна. В то же время по некоторым показателям InP хуже GaAs: эффективные температуры электронов в его  $\Gamma$ -долине больше, чем в GaAs, при одинаковых относительных перенапряжениях (следовательно, шумы диодов могут быть выше, чем в GaAs, напряженности электрического поля в доменах выше, чем в GaAs, следовательно, ширина ВАХ диодов меньше, чем в GaAs). В то же время скорости доменов в InP несколько больше, чем в GaAs, что позволяет увеличивать длину активной области диода.

Температурные зависимости  $\nu(E)$  InP должны иметь меньшее изменение по сравнению с GaAs в связи с большими энергетическими зазорами между подзонами проводимости ( $\Delta_{\Gamma L}, \Delta_{\Gamma X}$ ). В этом отношении InP может оказаться более перспективным материалом для диодов, работающих в непрерывном режиме.

Двух- и трехуровневые модели дают различные зависимости КПД ( $E$ ) при тех значениях  $\nu_{\max}/\nu_{\min}$ , которые взяты в расчете для трехуровневой — 2,7; двухуровневой — 2,6). Двухуровневая модель дает большие КПД генераторов, что связано с меньшей подвижностью на участке ОДП ( $\sim 900 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$ ) по сравнению с трехуровневой ( $\sim 3000 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$ ) и энергетически



более выгодной формой тока через диод в режиме ОНОЗ, несмотря на меньшее отношение  $v_{\max}/v_{\min}$ . Максимум КПД двухуровневой модели наблюдается при напряженностях электрического поля, больших, чем трехуровневой, однако при меньших напряженностях поля ( $1,5-2,0 E_{\text{порог}}$ ) КПД трехуровневой модели выше, чем двухуровневой.

Все особенности моделей и соответствия реальных случаев той или иной из них будут проверяться экспериментально. В настоящее время имеется лишь небольшое число данных по КПД экспериментальных генераторов на основе InP (экспериментальные точки из ряда работ показаны на рисунке:  $a$  — [3],  $b$  — [4],  $c$  — [5]), на основании которых трудно определенно высказаться в пользу одной или другой модели.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Прохоров Э. Д., Белецкий Н. И. Междолинный перенос и дрейфовая скорость электронов в  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ . — «Радиотехника и электроника», 1974, № 6, с. 1320—1323.
2. Белецкий Н. И., Прохоров Э. Д. Зависимость дрейфовой скорости электронов от напряженности электрического поля в InP. — «Радиотехника и электроника», 1974, т. XIX, № 7, с. 1467—1472.
3. Microwave generation by InP-3 level transferred electron oscillators. — El. let., 1970, vol. 6, [4, p. 436. Auth.: D. Colliver, C. Hilsun, B. Joyce, J. Morgan, H. Rees, J. Knight.
4. Colliver D., Gray K., Joyce B. High-efficiency microwave generation in InP. — El. let., 1972, vol. 8, 1, p. 11—12.
5. White B., Gibbons G. High efficiency c. w. operation of «anomalous» InP microwave oscillators. — El. let., 1972, vol. 8, 6, p. 166—167.

УДК 621.382.9

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

#### ВОЛЬТАМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ДЛИННЫХ $m-p-m$ И $p^+-p-m$ СТРУКТУР ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Вид вольтамперных характеристик (ВАХ) германиевых  $m-p-m$  и  $p^+-p-m$  структур с длинной  $p$ -областью, так же как и  $p$ -магнитодиодов, определяется величиной поперечного магнитного поля  $B$  [1, 2]. У  $m-p-m$  структур, имеющих ВАХ  $S$ -типа, магнитное поле увеличивает напряжение срыва  $U_{\text{ор}}$  и уменьшает ток срыва  $I_{\text{ср}}$ . У  $p^+-p-m$  структур, имеющих ВАХ диодного типа, магнитное поле увеличивает сопротивление структуры без изменения типа ВАХ, или изменяет ВАХ диодного типа на ВАХ  $S$ -типа [1]. Причем с увеличением длины  $p$ -области  $m-p-m$  и  $p^+-p-m$  структур от 1 до 3 мм влияние магнитного поля становится более сильным.

В работе [3] показано, что существует оптимальное отношение длины базы  $p-n$  магнитодиода  $l$  к длине диффузионного смещения



щения  $L$ , при котором магниточувствительность максимальна. В связи с этим были исследованы ВАХ германиевых  $m$ - $p$ - $m$  и  $p^+$ - $p$ - $m$  структур и их зависимость от магнитного поля при больших отношениях  $l/L$ .

Исследуемые  $m$ - $p$ - $m$  и  $p^+$ - $p$ - $m$  структуры изготавливались на основе  $p$ -германия с малой плотностью дислокации ( $N_d \ll 10 \text{ см}^{-2}$ ), удельным сопротивлением  $\rho = 10 \text{ ом} \cdot \text{см}$ ; и длиной диффузионного смещения неравновесных носителей заряда  $L = 1 \text{ мм}$ ; длина  $p$ -области  $l = 5, 7$  и  $9 \text{ мм}$ , толщина  $z = 0,4 \text{ мм}$ . Контакты  $m$ - $p$  и  $p^+$ - $p$  получались сплавлением олова при  $T = 450^\circ\text{C}$  и индия при  $T = 550^\circ\text{C}$  в атмосфере водорода в плоскость (111) и имели площади  $0,05 \div 0,1 \text{ мм}^2$ . Геометрия  $m$ - $p$ - $m$  и  $p^+$ - $p$ - $m$  структур была такой же, как в работе [1]. Ввиду идентичности  $m$ - $p$  контактов «прямая» и «обратная» ветви ВАХ  $m$ - $p$ - $m$  структур практически совпадали.

При  $T = 300^\circ\text{K}$  все исследуемые  $m$ - $p$ - $m$  и  $p^+$ - $p$ - $m$  структуры имели прямые ветви ВАХ  $S$ -типа с участком отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС). Увеличение  $l$  от 5 до 9 мм приводило к росту  $U_{\text{ср}}$  и уменьшению  $I_{\text{ср}}$  без изменения типа ВАХ. Исходя из теории процессов в  $p$ - $n$  магнитодиодах, это можно объяснить уменьшением диффузионной длины неравновесных носителей заряда в  $p$ -области и, следовательно, ростом ее сопротивления с ростом магнитного поля [2].

Следует отметить, что  $U_{\text{ср}}$  непрерывно росло с увеличением  $l$ . При этом максимальная вольтовая магниточувствительность  $\gamma_U$  при увеличении  $l$  от 5 до 9 мм росла у  $m$ - $p$ - $m$  структур от 0,8 до 2,5 мВ/Гс, и у  $p^+$ - $p$ - $m$  структур от 1,5 до 8 мВ/Гс. Максимальная токовая магниточувствительность  $\gamma_I$  с увеличением  $l$  от 5 до 9 мм непрерывно уменьшалась у  $m$ - $p$ - $m$  структур от 3,7 до 0,6 мкА/Гс и у  $p^+$ - $p$ - $m$  структур от 6,6 до 1,2 мкА/Гс. Необходимо отметить, что у  $m$ - $p$ - $m$  и  $p^+$ - $p$ - $m$  структур при изменении  $l$  от 1 до 3 мм  $\gamma_U$  непрерывно растет, а  $\gamma_I$  непрерывно уменьшается [1].

Таким образом, у  $m$ - $p$ - $m$  и  $p^+$ - $p$ - $m$  структур при увеличении  $l/L$  от 5 до 9  $\gamma_U$  непрерывно растет, а  $\gamma_I$  уменьшается.

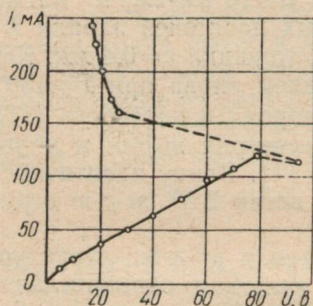
При обратном включении  $p^+$ - $p$ - $m$  структуры имели ВАХ  $S$ -типа. Влияние поперечного магнитного поля на ход обратных ветвей ВАХ до срыва было незначительным ввиду отсутствия неравновесных носителей заряда в  $p$ -области, а после срыва увеличивалось за счет появления неравновесных носителей заряда в  $p$ -области в результате пробоя  $p^+$ - $p$  перехода [4].

При  $T = 77^\circ\text{K}$   $m$ - $p$ - $m$  и  $p^+$ - $p$ - $m$  структуры с  $l > 5 \text{ мм}$  имели прямые ветви ВАХ с  $N$ -участком и следующим за ним  $S$ -участком (см. рисунок). Структуры  $m$ - $p$ - $m$  и  $p^+$ - $p$ - $m$  в режиме  $N$ -участка неустойчивы. При достижении напряжения срыва  $U_{\text{ср}N}$ , соответствующего образованию  $N$ -участка, структуры переходят в состояние высокой проводимости  $S$ -участка.



Наличие на ВАХ  $N$  и  $S$ -участков ранее наблюдалось у магнитодиодов с ОДС [5]. Однако в отличие от  $m-p-m$  и  $p^+-p-m$  структур у магнитодиодов с ОДС последовательность образования  $N$ - и  $S$ -участков была иной: вначале образовывался  $S$ -участок, а затем  $N$ -участок.

Характерным для  $m-p-m$  и  $p^+-p-m$  структур является практически одинаковая рассеиваемая мощность на структуре в режиме образования  $N$ -участка при прямом и обратном включении.



Вольтамперная характеристика  $m-p-m$  структуры с  $l=7$  мм ( $T=77^\circ K$ ;  $B=0$ ).

При уменьшении  $l$  у  $m-p-m$  и  $p^+-p-m$  структур зависимость тока от напряжения становится более сильной. В измеряемых пределах токов и напряжений ВАХ таких структур рассеиваемая на них мощность была меньше, чем на структурах с большими  $l$ . Поэтому одной из причин отсутствия  $N$ -участка на ВАХ  $m-p-m$  и  $p^+-p-m$  структур с короткой  $p$ -областью может быть недостаточная рассеиваемая на структуре мощность.

Образование  $N$ -участка на ВАХ  $m-p-m$  и  $p^+-p-m$  структур при  $T=77^\circ K$  может быть обусловлено уменьшением подвижности носителей заряда в  $p$ -области с ростом температуры при отсутствии тепловой генерации пар электрон-дырка [6].

У кремниевых  $p-n-n^+$  диодов образование  $N$ -участка на обратной ветви ВАХ считается возможным, если обратный ток  $p-n$  перехода определяется, в основном, утечкой, и невозможен, если сопротивление утечки  $p-n$  перехода велико [6].

Образование  $N$ -участка на обратной ветви ВАХ у всех  $m-p-m$  и  $p^+-p-m$  структур с длинной  $p$ -областью в данной работе и не у всех  $p-n-n^+$  диодов в [6] можно объяснить различной зависимостью обратного тока от напряжения у  $m-p$ ,  $p^+-p$  и  $p-n$  контактов. Падение обратного напряжения на  $m-p$  и  $p^+-p$  контактах значительно меньше, чем на средней  $p$ -области. Падение обратного напряжения на  $p-n$  переходе значительно больше, чем на средней  $n$ -области. Пробивное напряжение  $p-n$  перехода может быть больше напряжения, которое обеспечивает рассеиваемую мощность на средней  $n$ -области, соответствующую режиму образования  $S$ -участка. С ростом температуры, ввиду уменьшения сопротивления  $p-n$  перехода, увеличивается падение напряжения на  $n$ -области за счет уменьшения его на  $p-n$  переходе. Так как этот процесс характеризуется положительной обратной связью, то рассеиваемая на средней  $n$ -области мощность будет непрерывно нарастать до величины, соответствующей образованию  $S$ -участка.



У  $m-p-m$  и  $p^+-p-m$  структур увеличение рассеиваемой мощности на средней  $p$ -области определяется только уменьшением проводимости, обусловленным падением подвижности носителей заряда с ростом температуры. Хотя этот процесс также характеризуется положительной обратной связью, но при малом сопротивлении источника питания рассеиваемая мощность не будет достигать величины, соответствующей образованию  $S$ -участка.

Следует также отметить, что у германиевых  $p^+-n-n^+$  структур с длинной  $n$ -областью при  $T=300^\circ\text{K}$  в импульсном режиме на прямой ветви ВАХ наблюдался участок  $N$ -типа [7]. При этом напряженность электрического поля в этих  $p^+-n-n^+$  структурах и в исследуемых  $m-p-m$  и  $p^+-p-m$  структурах была одного порядка.

Образование  $S$ -участка на ВАХ  $m-p-m$  и  $p^+-p-m$  структур при  $T=300^\circ\text{K}$  и  $T=77^\circ\text{K}$  может быть объяснено тепловой генерацией неравновесных пар электрон-дырка в  $p$ -области в процессе разогрева структур [8].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Шеховцов Н. А., Мишнев А. А. Влияние магнитного поля на вольт-амперные характеристики германиевых  $m-p-m$  и  $p^+-p-m$  структур. — «Физика и техника полупроводников», 1973, т. 7, № 1, с. 66—71.
2. Каракушан Э. И., Стафеев В. И. Магнитодиоды. — «Физика твердого тела», 1961, т. 3, № 3, с. 677—686.
3. Каракушан Э. И., Стафеев В. И. Магнитодиоды большой площади. — «Физика твердого тела», 1961, т. 3, № 7, с. 2031—2040.
4. Горюнова О. Ф., Захватаева О. И., Концевой Ю. А. Влияние магнитного поля на вольтамперные характеристики  $p^+-p-p^+$  структур. — «Радиотехника и электроника», 1965, т. 10, № 2, с. 387—388.
5. Каракушан Э. И., Стафеев В. И. Магнитодиоды с отрицательным сопротивлением. — «Радиотехника и электроника», 1964, т. 9, № 11, с. 2027—2030.
6. Сондаевский В. П., Стафеев В. И. Тепловая  $N$ -образная вольтамперная характеристика длинного диода. — В сб.: Физика  $p-n$  переходов. Рига, «Зинатне», 1966, с. 83—88.
7. Добровольский В. Н., Винославский М. Н., Зинец О. С. Эффект уменьшения тока и возникновение домена сильного поля в электронно-дырочной плазме германия. — «Укр. физ. журн.», 1973, т. 18, № 6, с. 1031—1033.
8. Алферов Ж. И., Уваров А. И. О тепловом пробое мощных германиевых вентилях. — «Электричество», 1964, № 5, с. 46—50.



# ВОЛЬТВАТТНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ИНДИКАТОРОВ СВЧ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ПОЛУМЕТАЛЛА С УЧЕТОМ ТЕПЛОВОГО ПОТОКА ЧЕРЕЗ ГРАНИЦУ КОНТАКТА МЕТАЛЛ—ПОЛУМЕТАЛЛ

Для определения вольтваттной чувствительности индикаторов СВЧ излучения на основе точечного контакта металл—полуметалл BiSb решалось уравнение теплопроводности в сферической системе координат<sup>1</sup>. Одним из граничных условий считалось отсутствие теплового потока через границу металл—полуметалл, т. е. принималось, что тепловое сопротивление металлической проволоочки велико и теплоотвод от приконтактной области осуществлялся в основном по кристаллу BiSb. Расчет показывает, что вольтваттная чувствительность определяется параметрами полуметалла — дифференциальной термо-э. д. с., коэффициентом теплопроводности и зависит от радиуса контакта. Однако для прижимных точечных контактов в реальных приборах с увеличением радиуса увеличивается площадь контакта металл—полуметалл, что ведет к уменьшению теплового сопротивления металлического зонда и появление теплового потока через границу контакта металл—полуметалл.

Получим выражение для вольтваттной чувствительности индикаторов СВЧ излучения на основе точечного контакта металл—полуметалл с учетом теплового потока от приконтактной области вглубь кристалла и в металлический зонд, а также с учетом теплообмена боковой поверхности металлического зонда с окружающей средой.

Предположим, что металлический зонд имеет постоянную площадь сечения  $s_3$ , периметр сечения  $p_3$ , плотность  $\delta_3$ , удельную теплоемкость  $c_3$ , коэффициент теплопроводности  $\kappa_3$  и коэффициент теплообмена  $\gamma_3$ . Тогда уравнение теплопроводности в одномерной системе координат для рассматриваемого случая запишется в виде

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + b(T_0 - T) = 0. \quad (1)$$

Коэффициенты  $a$  и  $b$ , входящие в уравнение (1), определяются как

$$a = \frac{\kappa_3}{\delta_3 \cdot c_3}, \quad b = \frac{\gamma_3 \cdot p_3}{c_3 \delta_3 \cdot s_3}.$$

<sup>1</sup> В. Т. Плаксий, В. М. Светличный. Расчет вольтваттной чувствительности точечноконтактных СВЧ детекторов на основе сплава BiSb. — «Изв. вузов. СССР. Радиоэлектроника», 1970, т. 13, № 11, с. 1383—1389.



Отношение  $\frac{b}{a}$  обозначим через  $\omega^2$

$$\omega^2 = \frac{\gamma_3 \cdot p_3}{\kappa_3 \cdot S_3}. \quad (2)$$

Используем граничные условия:

$$T(x)|_{x=0} = T_k, \quad (3)$$

$$T(x)|_{x=l} = T_0, \quad (4)$$

где  $l$  — длина зонда.

Решение уравнения (1) имеет вид

$$T(x) = A \cdot e^{\omega x} + B \cdot e^{-\omega x} + T_0. \quad (5)$$

Постоянные  $A$  и  $B$  определяем из граничных условий (3) и (4):

$$A = -\frac{T_k - T_0}{e^{\omega l} - e^{-\omega l}} \cdot e^{-\omega l},$$

$$B = \frac{T_k - T_0}{e^{\omega l} - e^{-\omega l}} \cdot e^{\omega l}.$$

Подставляя значения  $A$  и  $B$  в уравнение (5), получим выражение для распределения температуры в металлическом зонде:

$$T(x) = (T_k - T_0) \cdot \frac{\text{sh } \omega(l-x)}{\text{sh } \omega l} + T_0.$$

Для нахождения распределения температуры в кристалле BiSb решаем уравнение в сферической системе координат

$$\frac{d^2 T}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dT}{dr} + \frac{c}{r^4} = 0, \quad (6)$$

где

$$C = \frac{u_0^2 \sigma_0 r_k^2}{\kappa_0}; \quad (7)$$

$\kappa_0$  — коэффициент теплопроводности кристалла;

$\sigma_0$  — удельная электропроводность кристалла;

$r_k$  — радиус полусферического контакта;

$u_0$  — потенциал контакта металл—полуметалл относительно бесконечно удаленных от контакта точек кристалла, с граничными условиями

$$T(r)|_{r=r_k} = T_k, \quad (8)$$

$$T(r)|_{r \rightarrow \infty} = T_0. \quad (9)$$



Решением уравнения (6) с граничными условиями (8) и (9) является выражение

$$T(r) = T_0 + (T_k - T_0) \cdot \frac{r_k}{r} - \frac{c}{2} \left( \frac{1}{r_k r} - \frac{1}{r^2} \right). \quad (10)$$

Теперь сошьем решения уравнения теплопроводности для металлического зонда и полуметалла на границе  $r=r_k, x=0$

$$T(x)|_{x=0} = T(r)|_{r=r_k} = T_k. \quad (11)$$

На границе контакта металл—полуметалл выполняется условие:

$$S_3 x_3 \frac{dT}{dx} \Big|_{x=0} + \left( S_k x_0 \frac{dT}{dr} \right) \Big|_{r \rightarrow \infty} = P, \quad (12)$$

т. е. полный тепловой поток в металлический зонд и полуметаллический кристалл определяется мощностью, выделяющейся на контакте металл—полуметалл.

После несложных преобразований из условия (12) получим выражение

$$T_k - T_0 = \frac{P}{4\pi x_0 r_k} \cdot \frac{1}{1 + \frac{x_3}{x_0} \cdot \frac{r_k \omega \operatorname{cth} \omega l}{2}}. \quad (13)$$

Введем обозначение

$$\delta = \frac{x_3}{x_0} \cdot \frac{r_k \omega \operatorname{cth} \omega l}{2}. \quad (14)$$

Коэффициент  $\delta$  учитывает отвод тепла в металлический зонд, а также теплообмен боковой поверхности зонда с окружающей средой. Так как  $U_T = \alpha(T_k - T_0)$ ,  $U_T$  — термоэлектрическое напряжение,  $\alpha$  — дифференциальная термо-э. д. с., то в нашем случае

$$U_T = \frac{\alpha P}{4\pi x_0 r_k} \cdot \frac{1}{1 + \delta}. \quad (15)$$

При отсутствии теплового потока через границу контакта металл—полуметалл  $\delta=0$ , тогда

$$U_T = \frac{\alpha P}{4\pi x_0 r_k},$$

т. е. приходим к выражению вольтваттной чувствительности, полученному в нашей работе (см. сноску на с. 104).

Оценим величину  $\delta$  для случая, когда металлический зонд выполнен из серебряной проволоочки, имеющей хорошую теплопроводность при значениях:



$$\begin{aligned}\kappa_3 &= 310 \text{ вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}, \\ \gamma_3 &= 3 \cdot 10^3 \text{ вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{град}^{-1}, \\ l &= 2 \cdot 10^{-3} \text{ м}, \\ r_k &= 5 \cdot 10^{-6} \text{ м}, \\ \kappa_0 &= 7,0 \text{ вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}.\end{aligned}$$

Тогда  $\delta = 0,22$ .

Из (15) видно, что вольтваттная чувствительность индикаторов СВЧ излучения с учетом теплоотвода в хорошо проводящий тепло серебряный зонд уменьшается на 18%. В случае применения зондов из других металлов поправка на теплоотвод через зонд будет меньше.

УДК 621.382. (088.8)

Л. А. ЗУБРИЦКИЙ,  
В. А. ДОМАНОВ

### ЗАВИСИМОСТЬ ВЫХОДНОГО ТОКА МАГНИТОТРАНЗИСТОРА ОТ ТОКА ИНЖЕКЦИИ И МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Рассматриваемый магнитотранзистор представляет собой пластинку или слой полупроводника с эмиттером неосновных носителей и базовым выводом на концах и коллекторами на торцах средней части пластинки [1]. Зависимость тока коллектора от магнитного поля и скорости дрейфа носителей будет такой же, как и изменение концентрации неосновных носителей вблизи включенного в запорном направлении  $p-n$  перехода коллектора, в данном случае у торцов пластинки. Соотношения могут быть упрощены, если принять во внимание, что у реальных приборов поперечный размер не превышает  $2,5 \cdot 10^{-2}$  см, что значительно меньше диффузионной длины, и поверхность подвергается обработке и защите, обеспечивающей малую скорость рекомбинации. При этом можно не рассматривать влияние процессов рекомбинации на поперечное распределение неосновных носителей, а если площадь коллекторов мала, то обеднение за счет экстракции считать незначительным.

В условиях низкого уровня инжекции (в базе  $n$ -типа при  $n_0 \gg p_0$  и  $n \gg p$ ), изменение распределения неосновных носителей под совместным действием электрического и магнитного полей вызовет поперечные плотности токов за счет электрического поля Холла (1), силы Лоренца (2) и диффузии (3):

$$J_{pH} = q\mu_p\mu_{nH}pBE_x. \quad (1)$$

$$J_p = q\mu_p\mu_{pH}pBE_x. \quad (2)$$

$$J_{pd} = -qD_p \frac{dp}{dy}, \quad (3)$$



где  $q$  — заряд электрона;  $p, n$  — концентрации дырок и электронов;  $\mu, \mu_n$  — дрейфовая и холловская подвижности ( $\mu_n/\mu = A$ );  $D_p$  — коэффициент диффузии дырок;  $B, E_x$  — магнитное и продольное электрическое поле.

В состоянии динамического равновесия суммарная плотность токов равна нулю и из (1), (2), (3)

$$\frac{dp}{p} = \frac{\mu_p}{D_p} (\mu_n + \mu_p) A B E_x dy. \quad (4)$$

В поперечном направлении примем ширину базы  $2c$  (т. е.  $-c \leq y \leq +c$ ) и при  $y=0$  концентрацию неосновных носителей  $p$ . Интегрируя (4) в пределах от  $p$  до  $p_c$  и от 0 до  $c$ , получим

$$\ln \frac{p_c}{p} = \frac{q}{kT} (\mu_n + \mu_p) A B E_x c, \quad (5)$$

так как из соотношения Эйнштейна  $\frac{q}{kT} = \frac{\mu_p}{D_p}$ . Левую часть (5) разложим в ряд, приняв  $p_c = p + \Delta p$ , где  $\Delta p$  — прирост концентрации относительно осевой линии ( $y=0$ ):

$$\ln \left( 1 + \frac{\Delta p}{p} \right) = \frac{\Delta p}{p} - \frac{1}{2} \left( \frac{\Delta p}{p} \right)^2 + \dots + (-1)^n \frac{1}{n+1} \left( \frac{\Delta p}{p} \right)^{n+1} + R_n.$$

Остаточный член ряда  $R_n \rightarrow 0$  при  $\Delta p < |p|$ . При небольших изменениях концентрации можно ограничиться 3–5 членами ряда, а при  $\frac{\Delta p}{p} < 0,2$  — оставить только нулевой член (для  $\frac{\Delta p}{p} \leq 0,1$  ошибка менее 3%). Учитывая, что магнито-

транзистор обычно используется в режиме малых  $\frac{\Delta p}{p}$ , можно принять

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta I_k}{I_k} = \frac{q}{kT} (\mu_n + \mu_p) A B E_x c, \quad (6)$$

поскольку ток коллектора пропорционален концентрации неосновных носителей. Предполагается симметричное изменение концентрации  $\pm \Delta p$  при  $y \pm c$  (справедливо при малых  $\frac{\Delta p}{p}$ ). Из (6) следует, что при изменении тока коллектора линейная функция магнитного и электрического поля не зависит от типа проводимости полупроводника базы, так как  $\frac{\Delta p}{p} \sim (\mu_n + \mu_p)$ .

При рассмотрении высокого уровня инжекции  $p \rightarrow n$  под действием сил Лоренца будет две поперечных соизмеримых по ве-



личине плотности токов дырок и электронов, уравниваемых диффузионными плотностями токов

$$qn\mu_n\mu_nH BE_x - qp\mu_p\mu_pH BE_x = qD_n \frac{du}{dy} - qD \frac{de}{pdy}. \quad (7)$$

При равенстве  $n=p$  и выполнении условий нейтральности будет выполняться и равенство градиентов концентраций основных и неосновных носителей. Тогда из (7)

$$p(\mu_n^2 + \mu_p^2)ABE_x = \frac{kT}{q}(\mu_n - \mu_p) \frac{dp}{dy},$$

$$\frac{dp}{p} = \frac{q}{kT}(\mu_n + \mu_p)ABE_x dy,$$

что аналогично (4). Следовательно, и для высоких уровней инжекции будет справедливо выражение (6).

В качестве задаваемого извне параметра удобней воспользоваться не электрическим полем в базе, а током или плотностью тока в базе или эмиттере. Из выражений для токов дрейфа и диффузии в базе

$$J_p = q\mu_p p E_x - qD_p \frac{dp}{dx}; \quad J_n = q\mu_n n E_x + qD_n \frac{dn}{dx}. \quad (8)$$

Условие нейтральности  $n = N + p$ , где  $N$  — избыточная концентрация ионизированной примеси, определяющей тип проводимости (в рассматриваемом случае донорная). Если нейтральность не нарушается, то  $n = N + p$  и  $\frac{dn}{dx} = \frac{dp}{dx}$ , а при большом уровне инжекции можно принять ( $n \rightarrow p$ )  $n = p$  и для суммарного тока,

$$J = J_p + J_n = qp(\mu_n + \mu_p)E_x - q(1-b)D_p \frac{dp}{dx}, \quad (9)$$

где  $b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$ ,  $D_n = D_p \frac{\mu_n}{\mu_p}$  из соотношения Эйнштейна.

Из (9) получаем для  $n \rightarrow p$

$$E_x = \frac{J - q(b-1)D_p \frac{dp}{dx}}{qp(\mu_n + \mu_p)}. \quad (10)$$

Воспользуемся выражениями для концентрации инжектируемых неосновных носителей и плотности тока [2].

$$p = p_0 + p_0 \frac{\text{sh} \frac{d-x}{L}}{\text{sh} \frac{d}{L}} \exp\left(\frac{qV_k}{kT} - 1\right), \quad (11)$$



$$J = \frac{kT \mu_p p}{L} \operatorname{cth} \frac{d}{L} \exp \left( \frac{q V_k}{kT} - 1 \right), \quad (12)$$

где  $d$  — расстояние между эмиттером и выводом базы (контакт базы предполагается омическим);  $L$  — диффузионная длина неосновных носителей;  $p_0$  — равновесная концентрация неосновных носителей и  $q V_k$  — понижение энергетического барьера  $p$ — $n$  перехода при приложении внешнего напряжения. Из (11) и (12)

$$p = p_0 + J \frac{L}{D_p q} \cdot \frac{\operatorname{sh} \frac{d-x}{L}}{\operatorname{ch} \frac{d}{L}}, \quad (13)$$

$$\frac{dp}{dx} = -J \frac{1}{D_p q} \cdot \frac{\operatorname{ch} \frac{d-x}{L}}{\operatorname{ch} \frac{d}{L}}. \quad (14)$$

Соотношения (10), (13) и (14) дают возможность получить зависимость электрического поля от плотности тока

$$E_x = J_x \left[ 1 + (b-1) \frac{\operatorname{ch} \frac{d-x}{L}}{\operatorname{ch} \frac{d}{L}} \right] \left[ q \mu_p (b+1) (p_0 + J) \frac{L}{D_p q} \times \right. \\ \left. \times \frac{\operatorname{sh} \frac{d-x}{L}}{\operatorname{ch} \frac{d}{L}} \right]^{-1}. \quad (15)$$

При больших уровнях инжекции в примесном полупроводнике  $p \gg p_0$  и из (13)

$$p \cong J_x \frac{L}{D_p q} \cdot \frac{\operatorname{sh} \frac{d-x}{L}}{\operatorname{ch} \frac{d}{L}}. \quad (16)$$

Тогда (15) для  $p \gg p_0$

$$E_x = \left[ 1 + (b-1) \frac{\operatorname{ch} \frac{d-x}{L}}{\operatorname{ch} \frac{d}{L}} \right] \left[ \mu_p (b+1) \frac{L}{D_p} \cdot \frac{\operatorname{sh} \frac{d-x}{L}}{\operatorname{ch} \frac{d}{L}} \right]^{-1}. \quad (17)$$



В рассмотренном приближении  $E_x$  не зависит от величины плотности тока. Из (6) и (17) получим

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{q}{kT} ABc \left[ 1 + (b-1) \frac{\operatorname{ch} \frac{d-x}{L}}{\operatorname{ch} \frac{d}{L}} \right] \cdot \frac{D_p}{L} \cdot \frac{\operatorname{ch} \frac{d}{L}}{\operatorname{sh} \frac{d-x}{L}}. \quad (18)$$

Относительная чувствительность, как это следует из (18), не зависит от тока инжекции при высоких уровнях инжекции. В этих условиях целесообразней рассчитывать приращение концентрации неосновных носителей  $\Delta p$  ( $\Delta I_k \sim \Delta p$ ):

$$\Delta p = \frac{q}{kT} ABc \frac{J_x}{q} \left[ 1 + (b-1) \frac{\operatorname{ch} \frac{d-x}{L}}{\operatorname{ch} \frac{d}{L}} \right]. \quad (19)$$

Были изготовлены образцы магнитотранзисторов на основе  $p$ - и  $n$ -типов германия. Результаты эксперимента подтвердили отсутствие выраженной зависимости чувствительности от типа проводимости материала базы. Расчетные и экспериментальные значения расходились не более, чем на 10—12%.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Валитов Р. А., Доманов В. А., Зубрицкий Л. А. Характеристики германиевого магнитотранзистора. — «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», вып. 3, 1974, с. 97—99.
2. Стафеев В. И. Влияние сопротивления толщи полупроводника на вид вольтамперной характеристики диода. — «Журн. теор. физики», 1958, т. XXVIII, № 8, с. 1631—1641.

УДК 537.311.33

И. А. ЧАРКИНА,  
Е. Б. МАЛЕЦ

#### ВЛИЯНИЕ МНОГОКРАТНОГО ЧЕТЫРЕХТОЧЕЧНОГО ИЗГИБА НА КОНЦЕНТРАЦИЮ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В КРЕМНИИ

Известно [1, 2], что в элементарных полупроводниках при комнатной температуре могут возникать микропластические эффекты. В работах [3, 4] отмечается, что многократная деформация при комнатных температурах и напряжениях, далеких от предела прочности, приводит к упрочнению, изменению дислокационной структуры и изменению электрофизических свойств.

Исследовалось влияние многократной деформации в упругой области на изменение концентрации носителей тока в кремнии



n-типа. Образцами служили монокристаллы кремния, легированного фосфором с  $\rho_{290^\circ\text{K}} = 20 \text{ ом}\cdot\text{см}$ . Деформация осуществлялась четырехточечным изгибом в вакуумном термостате при температуре  $300^\circ\text{K}$  и частоте нагружения  $2,5 \text{ гц}$ . Компенсационным методом [5] снимались температурные зависимости коэффициента Холла ( $R_x$ ) и удельного сопротивления ( $\rho$ ) до и после деформации. Графики этих зависимостей представлены на

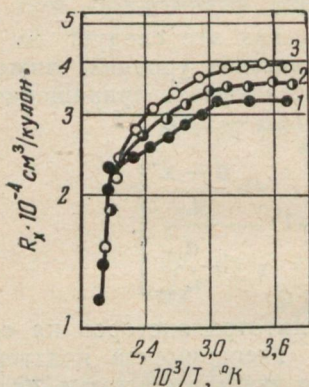


Рис. 1. Зависимость коэффициента Холла от температуры: до деформации — 1; после деформации: 2 —  $\sigma = 0,3 \text{ кг/мм}^2$ ; 3 —  $\sigma = 0,5 \text{ кг/мм}^2$ .

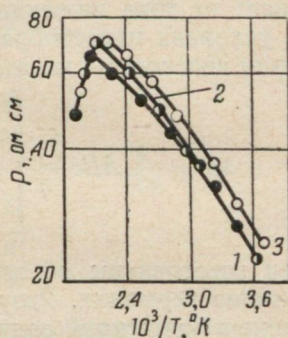


Рис. 2. Зависимость удельного электросопротивления от температуры: до деформации — 1; после деформации: 2 —  $\sigma = 0,3 \text{ кг/мм}^2$ ; 3 —  $\sigma = 0,5 \text{ кг/мм}^2$ .

рис. 1 и 2. Кривые 1 соответствуют недеформированным образцам; кривые 2 — образцам, деформированным на протяжении  $9 \cdot 10^3$  циклов при амплитудах напряжения  $\sigma = 0,3 \text{ кг/мм}^2$ , кривые 3 — образцам, циклически деформированным то же количество раз, но при амплитуде напряжений  $0,5 \text{ кг/мм}^2$ .

Анализ представленных зависимостей показывает, что многократная деформация приводит к увеличению  $R_x$  и  $\rho$  в температурном интервале примесного истощения и смешанной проводимости. Переход к собственной проводимости для деформированных кристаллов происходит при более низкой температуре.

Вызванное деформированием изменение концентрации носителей тока в области температур, где  $R_x = \text{const}$ , составляет около 10% при амплитудах напряжений  $0,3 \text{ кг/мм}^2$  и более 15% при  $0,5 \text{ кг/мм}^2$ . Для этой температурной области уравнение нейтральности имеет вид  $n = N_d - N_a$ , где  $N_d$  — концентрация основной донорной примеси и  $N_a$  — концентрация неосновной акцепторной примеси. Поэтому можно говорить об увеличении степени компенсации основной донорной примеси на те же величины.



Поскольку концентрация собственных носителей тока  $n_i$  может быть определена [6], как

$$n_i = (N_c \cdot N_v)^{1/2} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right)$$

( $N_c$  и  $N_v$  — эффективные плотности состояний в зоне проводимости и в валентной зоне;  $\Delta E$  — ширина запрещенной зоны), то, подставляя найденные экспериментально температуры перехода, мы получили, что в результате циклического деформирования относительное изменение концентрации носителей тока в области собственной проводимости уменьшается более чем на 10% при амплитудах напряжения 0,3 кГ/мм<sup>2</sup> и более чем на 25% при амплитудах напряжения 0,5 кГ/мм<sup>2</sup>.

Удельное сопротивление исследуемых образцов в результате циклического деформирования возрастает приблизительно на 10%, причем увеличение амплитуды деформации приводит к незначительному увеличению сопротивления. Более слабое, по сравнению с постоянной Холла, изменение удельного сопротивления обусловлено, по-видимому, тем, что одновременно с уменьшением концентрации основных носителей увеличивается их подвижность.

Указанные значения изменения концентрации носителей тока и удельного сопротивления являются регулярными и превышают погрешности измерений.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Трефилов В. И., Мильман Ю. В. Особенности пластической деформации кристаллов с ковалентными связями. — Докл. АН СССР, 1963, т. 153, с. 824—827.
2. Никитенко В. И., Мышляев М. М., Еременко В. Г. О пластической деформации кремния в области хрупкого разрушения. — «Физика твердого тела», 1967, т. 9, с. 2604—2608.
3. Гарбер Р. И., Солошенко И. И., Чаркин И. А. Внутреннее трение и электросопротивление монокристаллов кремния при многократном знакопеременном изгибе. — «Физика твердого тела», 1967, т. 9, с. 3270—3275.
4. Солошенко И. И., Золстарев А. Ф. Влияние многократной знакопеременной деформации в магнитном поле на электросопротивление кремния. — «Изв. вузов. Физика», 1971, № 9, с. 136—140.
5. Ковтонюк Н. Ф., Концевой Ю. А. Измерение параметров полупроводниковых материалов. М., «Металлургия», 1970. 100 с.
6. Киреев П. С. Физика полупроводников. М., «Высшая школа», 1969, 100 с.



## ДИФРАКЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА ПЕРИОДИЧЕСКИ НЕОДНОРОДНОЙ ПЛОТНОСТИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Неоднородность проводимости в плоскопараллельной пластине полупроводника обуславливает дифракцию электромагнитных волн, и если неоднородность периодична по одному из направлений в плоскости пластины, то может быть обеспечена четкая дифракционная картина, сходная с получаемой на металлических решетках.

В настоящей работе проводились эксперименты с периодической неоднородностью избыточной концентрации носителей заряда, а следовательно, и проводимости, вызываемой фотогенерацией при освещении пластины чередующимися полосами света. Это достигалось проекцией на пластину изображения решетки из темных и светлых полос. Такой метод получения дифрагирующей системы давал возможность в широких пределах менять шаг решетки и интенсивность дифракционной картины изменением условий проекции и соотношения проводимостей освещаемых и неосвещаемых полосок полупроводника.

На рис. 1. представлена схема эксперимента для исследования дифракции при прохождении (а) и при отражении (б). Источником сигнала с длиной волны 4,1 мм служил отражательный клистрон 1 с обычными элементами тракта для регулирования уровня мощности и контроля частоты. Электромагнитное излучение через рупор 2 поступало на пластинку германия диаметром 40 мм с решеткой фотогенерированных носителей заряда 3, установленную на вращающемся столе. Диаметр пучка в месте его падения на пластинку не превышал 30 мм. Отраженный, преломленный или дифрагированный пучок принимался согласованным рупором 4. Сигнал с выхода детектора 5 усиливался и регистрировался. С помощью осветителя 8 и объектива с переменным фокусным расстоянием 6 на пластинку полупроводника проектировалось изображение решетки 7, в результате чего в объеме полупроводника возникала решетка из чередующихся полос высокой и низкой проводимости. Применение объектива с переменным фокусным расстоянием позволяло менять постоянную фотогенерируемой «решетки».

Приводимые ниже результаты измерений получены на пластинке германия с удельным сопротивлением более 45 ом·см при комнатной температуре толщиной  $5 \cdot 10^{-2}$  см. Освещаемая сторона пластинки травилась в смеси  $\text{H}_2\text{O}_2 + 2\% \text{ NaOH}$  для обеспечения малой скорости поверхностной рекомбинации. Противоположающаяся сторона оставалась шлифованной (с высокой ско-



ростью рекомбинации), чем снижалась диффузия избыточных носителей из участков фотогенерации и достигалась более резкая граница областей с низкой и высокой концентрацией носителей заряда.

При расположении приемного и передающего рупоров под углом  $\alpha=100^\circ$  без освещения полупроводниковой пластинки в приемном рупоре отсутствует сигнал в пределах угла  $\theta$  от 0 до  $90^\circ$ . При фотовозбуждении «решетки» с шагом 4 мм регистрируется дифрагированный сигнал, амплитуда которого зависит от угла падения и интенсивности света (рис. 2, а).

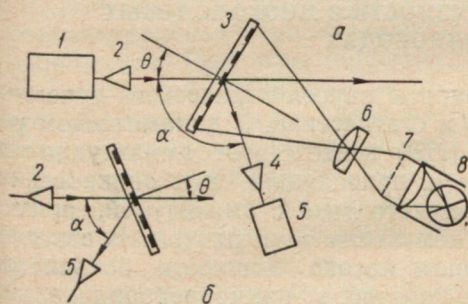


Рис. 1.

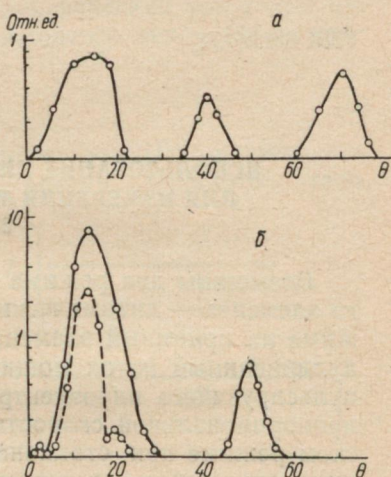


Рис. 2.

Дифракция наблюдается также и в отраженных лучах, как это видно из рис. 2, б (угол  $\alpha=30^\circ$ ). Пунктирная кривая соответствует распределению интенсивности отраженной волны от неосвещенной пластинки, сплошная — распределению интенсивности при наличии в объеме полупроводника решетки фотогенерированных носителей заряда. Как в прошедших, так и в отраженных лучах наблюдаются четко выраженные дифракционные максимумы, которые присутствовали также и при шаге решетки от 4 до 6 мм. Коэффициент отражения нулевого порядка от освещенной пластинки несколько больше, чем от неосвещенной, так как отражение от полуволновой пластинки полупроводника возрастает с увеличением проводимости.

Описанный метод дает возможность получить полупроводниковую дифракционную решетку с быстро меняющимся шагом и управлять величиной и направлением электромагнитной энергии, ответвляемой за счет дифракции. Применение объектива с переменным фокусным расстоянием позволяет менять постоянную решетки без изменения освещенности.

Кроме германия в качестве материала для решетки хорошие результаты обеспечивали в экспериментах кремний и арсенид



галлия, в том числе эпитаксиальные слои на полуизолирующих подложках или слои, отделенные от подложки  $p-n$  переходом ( $n$ -слои на подложках). Германий высокой чистоты предпочтителен для управляемых решеток с шагом более 2 мм, так как при освещении его проводимость повышается значительно больше, чем в кремнии, кроме того германий дешевле и проще в технологической обработке, чем арсенид галлия.

УДК 621.317.78

Б. В. САФРОНОВ.

В. М. КУЗЬМИЧЕВ, канд. физ.-мат. наук

### ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭЛЕМЕНТА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ МОЩНОСТИ В МНОГОМОДОВЫХ ВОЛНОВОДАХ

Возможны два режима работы пироэлектрического приемного элемента — динамический и статический. В динамическом режиме на приемный элемент (ПЭ) воздействует амплитудно-модулированный поток мощности, приводящий к возникновению пульсирующего пироэлектрического тока с амплитудой, прямо пропорциональной скорости изменения температуры. В статическом режиме при стационарном потоке мощности появляется пиронапряжение, величина которого прямо пропорциональна приращению температуры ПЭ [1].

Так как создать модулятор с известными параметрами в многомодовом волноводе довольно трудно, ПЭ выгодно использовать в статическом режиме.

При поглощении мощности ПЭ нагревается, и изменение температуры во времени имеет вид

$$T = T_0 \left( 1 - e^{-\frac{hS}{mc_p} t} \right), \quad (1)$$

где  $h$  — коэффициент теплообмена с внешней средой;  $S$  — площадь электрода ПЭ;  $m$  — его масса;  $c_p$  — удельная теплоемкость;  $T_0 = \frac{P}{hS}$  — температура ПЭ в установившемся режиме,  $P$  — поглощенная мощность.

Напряжение пироэлектрического отклика определяется выражением

$$U(t) = \frac{\gamma SP}{C_p c_p} (\tau_p^{-1} - \tau_T^{-1})^{-1} (e^{-t/\tau_T} - e^{-t/\tau_p}) \quad (2)$$

и достигает максимальной величины

$$U_m = \frac{\gamma SP}{C_p c_p} (\tau_p^{-1} - \tau_T^{-1})^{-1} (e^{-t_m/\tau_T} - e^{-t_m/\tau_p}), \quad (3)$$



спустя промежуток времени

$$t_m = \frac{\ln \tau_9 / \tau_T}{\tau_T^{-1} - \tau_9^{-1}}, \quad (4)$$

где  $\gamma$  — пироэлектрический коэффициент;  $\tau_T = \frac{mc_p}{hS}$ ;  $\tau_9 = R_9 C_9$ ;

$R_9$  — эквивалентное сопротивление нагрузки;  $C_9$  — эквивалентная емкость. В статическом режиме  $\tau_9 \gg \tau_T$ . После достижения равновесной температуры пироэлектрический ток равен нулю, а напряжение пироотклика уменьшается вследствие стекания заряда через  $R_9$ :

$$U(t) = U_m \cdot e^{-t/\tau_9}. \quad (5)$$

После выключения мощности температуры ПЭ понижается, вызывая пироэлектрический отклик противоположного знака, компенсирующий первоначальное напряжение. При этом напряжение на выходе принимает нулевое значение, а затем изменяет знак. Зависимости температуры ПЭ и пироэлектрического отклика от времени при подаче мощности постоянного уровня показаны на рис. 1.

Характеристики пироэлектрического измерителя мощности исследовались на макете, состоящем из измерительных головки и усилителя, а также блока калибровки.

В приемной головке мощность СВЧ преобразуется в электрический сигнал и сравнивается с мощностью постоянного тока методом замещения. Энергия СВЧ подается на ПЭ по отрезку подводящего волновода сечением  $3,6 \times 1,8$  мм. Волновод заканчивается срезом по широкой стенке под углом  $10^\circ$  к продольной оси, который полностью перекрывается ПЭ. На рис. 2 показан поперечный разрез ПЭ с отрезком подводящего волновода.

Пироактивный элемент 2 выполнен из керамики ЦТС-19 в виде прямоугольного параллелепипеда размерами  $15 \times 4 \times 0,5$  мм с осью поляризации, перпендикулярной к электродам 3. На одном из электродов создан электроизолирующий слой 4

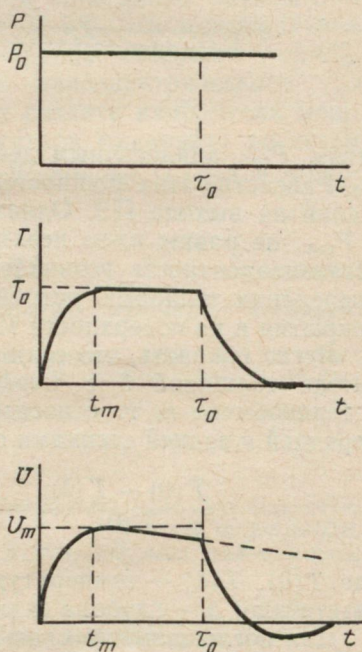


Рис. 1.



с подогревателем из нихрома 5. Поверх подогревателя нанесен поглотитель из карбонильного железа 6. Связывается ПЭ с усилителем через высокоомный ввод на задней торцевой стенке головки. В качестве измерительного усилителя используется стандартный усилитель типа У5-6.

Блок калибровки представляет собой эталонный источник напряжения с набором калиброванных резисторов. Ток калибровки измеряется прибором М254.

Измерение мощности сводится к замещению теплового дей-

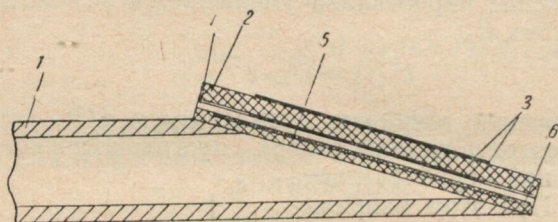


Рис. 2.

ствия  $P_{свч}$  аналогичным действием мощности тока калибровки  $P_0$ . Равенство этих мощностей определяется по равенству напряжений на выходе ПЭ. Однако в общем случае мощности  $P_0$  и  $P_{свч}$  не равны из-за неэквивалентности их тепловых потерь. Неэквивалентность возникает вследствие неравномерности распределения тепловых источников по толщине поглощающего покрытия и по поверхности ПЭ.

Легко показать, что если мощность СВЧ выделяется в поглотителе толщиной  $\delta$  с коэффициентами теплопроводности  $k_1$  и теплообмена  $h$ , то относительная разность температур между передней и задней стенками слоя равна

$$\frac{T(0) - T(\delta)}{T(0)} = \frac{h[(\Delta + \delta)e^{-\delta/\Delta} - \Delta]}{k_1(1 - e^{-\delta/\Delta})}, \quad (6)$$

где  $T(0)$ ,  $T(\delta)$  — температура передней и задней стенок соответственно;  $\Delta$  — глубина скин-слоя.

Для поглощающего слоя толщиной  $\delta = 10^{-4}$  м, с  $h = 5$  Вт/м<sup>2</sup>°С и  $k_1 = 2$  Вт/м°С получим относительную разность температур  $2,5 \cdot 10^{-4}$ .

Аналитический расчет неэквивалентности, возникающей вследствие неравномерности распределения тепловых источников по поверхности ПЭ, затруднен ввиду неоднозначности функции плотности тепловых источников в многомодовом режиме волновода. Поэтому мы использовали экспериментальный метод оценки такой неэквивалентности — сличали макет измерителя с колориметрическим измерителем, описанным в [2]. Макси-



мальное отклонение показаний каждого прибора от среднего значения не превышает  $\pm 5\%$  в диапазоне частот от 65 до 750 ГГц. Исследование динамического диапазона ПЭ проводилось рассеиванием мощности постоянного тока в подогревателе и измерением выходного сигнала. Зависимость выходного сигнала от величины подводимой мощности линейная. Чувствительность ПЭ равна 100 В/Вт при  $\tau_T = 8$  сек. При такой чувствительности ПЭ с усилителем У5—6 получаются следующие пределы измерения мощности: 1, 3, 10, 30, и 100 мВт.

Энергетический коэффициент отражения в диапазоне длин волн 3,5—4,5 мм измерялся с помощью линии  $P-15$ , а в субмиллиметровом диапазоне — волноводным интерферометром. Максимальная величина энергетического коэффициента отражения наблюдается в диапазоне 4 мм и не превышает 3%.

Если степень поглощения нагрузки измеряется с максимальной погрешностью  $\pm 5\%$ , ток калибровки —  $\pm 1\%$ , сопротивление подогревателя —  $\pm 2\%$ , линейность приемного элемента —  $\pm 1\%$ , неэквивалентность замещения  $\leq 5\%$ , то максимальная среднеквадратичная погрешность измерения мощности —  $\pm 8\%$ .

Таким образом, использование пироэлектрического ПЭ в многомодовом волноводе позволяет создать измеритель мощности с пределами измерения от десятков микроватт до сотен милливатт, при постоянной времени несколько секунд в широком частотном диапазоне.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Кременчугский Л. С. Сегнетоэлектрические приемники излучения. Киев, «Наукова думка», 1971. 234 с.
2. Техника субмиллиметровых волн. М., «Сов. радио», 1969. 476 с. Авт.: Р. А. Валитов, С. Ф. Дюбко, В. В. Камышан, В. М. Кузьмичев, Б. И. Макаренко, А. В. Соколов, В. П. Шейко.

УДК 535.231.15 : 537.226

Н. Н. ГОЛОДЕНКО, канд. физ.-мат. наук,  
В. Ф. ЕФИМОВ,  
Н. Г. КОКОДИИ, канд. физ.-мат. наук

## ПЬЕЗОКОЛЕБАНИЯ, ВОЗБУЖДАЕМЫЕ ИМПУЛЬСОМ ОКГ В ПРОЗРАЧНЫХ КРИСТАЛЛАХ

При прохождении излучения ОКГ через прозрачные кристаллы часть излучения поглощается в веществе кристалла. Из-за инерционности механизма теплопроводности можно принять, что теплообмен с окружающими слоями кристалла за время действия импульса излучения ОКГ не происходит.

Неравномерное нагревание за счет теплового расширения вызывает появление неоднородных деформаций. Благодаря



пьезоэлектрическому эффекту эти деформации, в свою очередь, приводят к возникновению поляризации.

Напряжение на электродах, нанесенных на грани кристалла, пропорционально интегралу поляризации по всему объему кристалла. Можно показать, что для всех применявшихся в эксперименте кристаллов интеграл поляризации, вызываемой нагревом вещества кристалла, в упрощенном случае луча с круговым сечением, соосного цилиндрическому кристаллу, равен нулю. В экспериментах с кристаллическими цилиндрами и параллелепипедами также не была обнаружена постоянная составляющая сигнала.

Если сквозь кристалл проходит импульсное излучение ОКГ, «тепловой удар», возникающий в кристалле при его мгновенной деформации, возбуждает в кристалле механические колебания. При длине кристалла порядка 50 мм период продольных колебаний кристалла  $\sim 30$  мкс, что намного больше длительности моноимпульса ОКГ  $\sim 0,1$  мкс). Поэтому для случая моноимпульса можно принять, что нагревание кристалла происходит мгновенно, и к концу действия импульса изменений линейных размеров кристалла вследствие теплового расширения не происходит.

К концу действия импульса ОКГ температура кристалла повысится на

$$T = \frac{A(1 - e^{-\delta l})}{\pi a^2 l \rho c}, \quad (1)$$

где  $A$  — энергия в импульсе излучения;

$a$  — радиус сечения луча ОКГ;

$l$  — длина кристалла;

$\delta$  — показатель оптического поглощения;

$c$  — удельная теплоемкость;

$\rho$  — плотность вещества кристалла.

Решая уравнение колебаний стержня, получаем максимальное значение деформации вдоль оси цилиндра

$$\beta = \alpha T \frac{a^2}{b^2}, \quad (2)$$

где  $\alpha$  — коэффициент теплового расширения;

$b$  — радиус кристаллического цилиндра.

Поляризация

$$P = \gamma \beta, \quad (3)$$

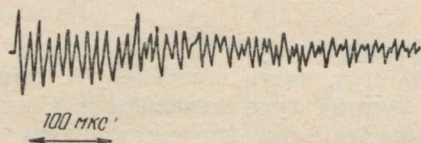
где  $\gamma$  — соответствующий пьезоэлектрический коэффициент.

Напряжение на электродах пропорционально интегралу поляризации

$$\int_V P dV = \frac{\gamma \alpha A (1 - e^{-\delta l})}{\rho c}. \quad (4)$$



В экспериментах применялись параллелепипеды из монокристаллов АДР и кварца, а также кварцевый цилиндр. Вид сигнала с кристалла кварца показан на рисунке. Амплитудные характеристики сигналов в исследованном интервале энергий моноимпульса рубинового ОКГ ( $0 < A \leq 0,2$  Дж) оказались линейными. Крутизна (300 мВ/Дж для АДР и 80 мВ/Дж для квар-



ца) также хорошо согласуется с теоретическим расчетом. Зависимости сигнала от места попадания и площади сечения луча отмечено не было.

Другие возможные объяснения наблюдавшегося явления отпадают. Так, сигнал оптического детектирования [1] значительно слабее наблюдаемого сигнала и имеет иную форму. Сигнал электрострикции должен зависеть от поляризации излучения ОКГ, тогда как для наблюдавшегося сигнала такая зависимость отсутствует. Импульс гиперзвука, имеющий место при вынужденном рассеянии Мандельштама—Бриллюэна, также мог бы возбудить пьезоэлектрические колебания, однако это явление возникает лишь при плотностях мощности, превышающих порог разрушения кристалла ( $10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup>) [2], которые в наших экспериментах не достигались.

На основании изложенного можно сделать вывод о возможности использования исследуемого эффекта для построения измерителя энергии в моноимпульсе проходящего излучения ОКГ. Преимуществом метода является высокая чувствительность, высокий порог разрушения, простота индикации, независимость от поляризации излучения ОКГ.

К недостаткам такого прибора следует отнести зависимость показаний от длины волны оптического излучения. Однако импульсные ОКГ работают лишь на нескольких фиксированных длинах волн, что делает возможным производить калибровку прибора для каждой из них.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Word J. F. Absolute measurement of an optical-rectification coefficient in ammonium dihydrogen phosphate. — «Physical review», 1966, vol. 143, N 2, p. 569—574.
2. Зависимость порога разрушения прозрачного диэлектрика от длительности импульса лазера. — «Журн. теорет. физики», 1970, т. 40, № 3, с. 651—653. Авт.: Л. А. Нестеров, А. А. Поплавский, И. А. Ферсман, Л. Д. Хазов.



**КОЭФФИЦИЕНТЫ ОТРАЖЕНИЯ И ПРОХОЖДЕНИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК  
ПРИ ЛАЗЕРНОМ ИЗЛУЧЕНИИ**

При падении лазерного луча на поверхность металла часть его энергии отражается, часть поглощается. Отраженные и поглощенные части энергии луча изменяются в широких пределах и зависят от свойств металла, параметров луча и угла падения. При достаточно большой мощности излучения, когда под действием луча металл разрушается, коэффициенты отражения и поглощения начинают зависеть от плотности энергии луча и толщины пленки металла.

Известно, что оптические свойства металлов удовлетворительно описываются при помощи модели свободных электронов [1], согласно которой свет, не отраженный от поверхности металла, практически полностью поглощается в слое толщиной  $\frac{1}{\delta} = 100 \div 1000 \text{ \AA}$ , где  $\delta$  — коэффициент поглощения металла.

Поэтому металлические пленки толщиной  $h \sim 500 \text{ \AA}$  слабо прозрачны для падающего излучения. Сильное поглощение света приводит к отсутствию заметных осцилляций коэффициентов отражения и прозрачности пленок вследствие интерференции прямой и обратной волны в пленке при изменении толщины пленки или длины волны. При толщине пленки  $h \gg \frac{1}{\delta}$  обратной волной можно полностью пренебречь.

В работе измерялись коэффициенты отражения и прохождения тонких металлических пленок в режиме их разрушения. В качестве материала пленок были использованы сильноотражающие металлы: медь, алюминий, серебро, нанесенные методом вакуумного распыления на подложки из покровного стекла. Толщина пленок изменялась от 100 до 5000  $\text{\AA}$ . Полученные данные могут быть использованы при изготовлении зеркал, оценки работы быстродействующих затворов, в разработке оптических приборов.

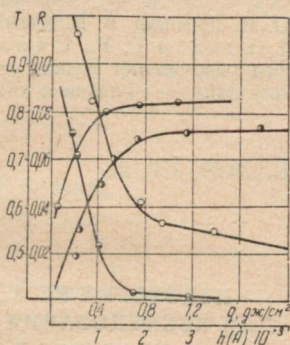
Для измерения коэффициентов отражения и прохождения была собрана установка, в которой в качестве источника излучения использовался оптический квантовый генератор на несиловом стекле в режиме свободной генерации, с длиной волны  $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$  и энергией в импульсе  $a = 0,1 \div 3,0 \text{ дж}$  при длительности импульса  $\tau = 800 \text{ мкс}$  на уровне 0,5. Излучение лазера через фокусирующую линзу с фокусным расстоянием  $f = 100 \text{ мм}$  падало на образец, находящийся под углом  $\alpha = 45^\circ$  к оптической



оси установки. Отраженная от образца энергия измерялась колориметрическим измерителем типа ИМО-2, а прошедшая — КОД-8, предварительно проградуированном по ИМО-2. Падающая энергия измерялась при удалении образца.

Перед входными окнами измерителей устанавливались фильтры с П-образной характеристикой на длину волны  $\lambda = 1,06$  мкм, что предохраняло от проникновения в измерители постороннего излучения.

Результаты экспериментальных исследований приведены на рис. 1. Из данных видно, что коэффициент отражения для пленок из серебра уменьшается с увеличением падающей энергии, аналогичные зависимости были получены и для пленок из алюминия и меди. Это связано с тем, что с увеличением падающей энергии возрастает температура пленки. Для металлов поглощательная способность в области температур от комнатной до температуры плавления в первом приближении линейно растет с температурой [1]. За температурный порог начала разрушения тонкого слоя на воздухе можно принять точку кипения материала при атмосферном давлении. При достижении такой температуры тонкие металлические пленки, как показано в [2], разрушаются, а толстые зеркальные слои металла необратимо теряют отражающие свойства. При плотностях энергии больше порога разрушения пленки коэффициент отражения асимптотически приближается к коэффициенту отражения от подложки.



Измеренные значения коэффициента отражения в зависимости от толщины пленки показывают, что для алюминиевых и серебряных пленок при малых толщинах наблюдается быстрый рост. При  $h > \frac{1}{\delta}$  рост прекращается и коэффициент отражения почти не изменяется. Объяснить это можно тем, что с увеличением толщины пленки растет и минимальная энергия, необходимая для испарения пленки, так как минимальная плотность энергии связана с толщиной пленки прямой зависимостью [3]. Коэффициент отражения для медных пленок почти не изменяется с увеличением толщины пленки. Меньшее значение коэффициентов отражения для медных пленок в эксперименте объясняется быстрым образованием оксидной пленки, которая дает большое значение диффузионной составляющей коэффициента отражения, и плохой адгезией медных пленок [4].

При увеличении плотности потока энергии коэффициент прожжения растет, а затрачиваемая энергия на разрушение практически остается постоянной.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Либенсон М. Н., Романов Г. С., Имас Я. А. Учет влияния температурной зависимости оптических постоянных металла на характер нагрева излучением ОКГ. — «Журн. техн. физики», 1968, т. 38, № 7, с. 1116—1119.
2. Либенсон М. Н. Нагрев и разрушение тонких пленок излучением ОКГ. — «Физика и химия обработки металлов», 1968, № 2, с. 3—11.
3. Определение времени образования отверстия в металлической пленке под действием моноимпульсного излучения лазера. — «Журн. техн. физики», 1972, т. 42, № 4, с. 893—895. Авт.: С. И. Андреев, И. В. Вержиковский, Ю. И. Дымшиц, В. В. Куликов, В. Г. Неверов.
4. Левинсон Г. Р., Смилга В. И. Экспериментальное исследование порога разрушения тонких металлических пленок при воздействии лазерного излучения. — «Физика и химия обработки металлов», 1971, № 4, с. 124—128.

УДК 538.69 : 538.124

И. Н. КОМАРЬ,  
О. Т. НИКОЛОВ

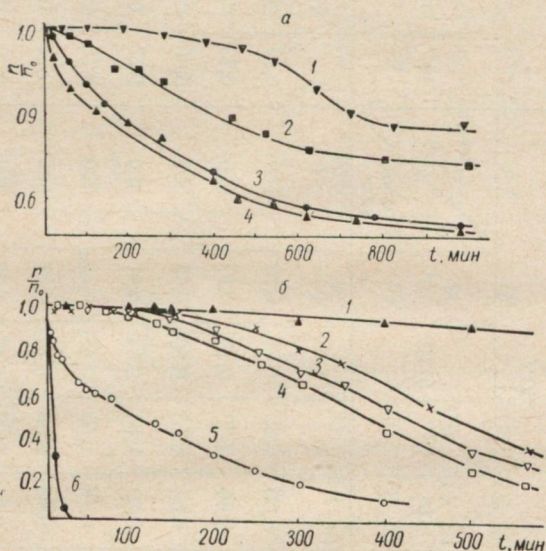
### НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПРИМЕНЕНИЯ МЕТОДА ЭПР ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ОТЖИГА РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В МОЛЕКУЛЯРНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Механизмы отжига радиационных дефектов в молекулярных кристаллах еще до конца не ясны, хотя сами процессы отжига исследуются уже давно [1—11, 16]. Излагаемые результаты систематических исследований этих процессов в кристаллических аминокислотах методом ЭПР позволяют предложить еще один механизм отжига. Методика эксперимента, описанная в [9—11], усовершенствована за счет использования одновременной регистрации исследуемого сигнала ЭПР и сигнала ЭПР одной из линий монокристалла рубина, помещенного на крышке резонатора. При этом погрешность относительных измерений снижается до 10%. Стабилизирующие свойства кристаллической матрицы по отношению к радиационным дефектам должны прежде всего определяться условиями их диффузии. Однако для случая молекулярных кристаллов прямых доказательств влияния диффузии на процессы отжига обнаружено не было. Имеются попытки формального описания некоторых процессов отжига уравнениями, учитывающими диффузионные эффекты практически без обсуждения конкретного смысла механизма диффузии дефектов, стабилизирующихся при естественных условиях [3—6]. К тому же исследования процессов отжига ЭПР — обнаружимых радиационных дефектов — свободных радикалов (СР) — в основном касались только участков наиболее активного спада кривых отжига, видимо, в наименьшей степени определяемых диффузией в матрице.

Согласно нашим данным полная кривая отжига обладает тремя характерными участками, обусловленными различными



этапами отжига. В зависимости от условий эксперимента можно наблюдать каждый из этих участков почти независимо. Это — ранее не наблюдавшиеся начальные участки почти горизонтальные участки (рисунок), обнаруживаемые только при достаточно малых температурах отжига. Затем — наиболее изученные участки активной гибели СР (табл. 1) и, наконец, участки резкого тормо-



Начальные участки отжига радиационных дефектов ( $n/n_0$ ):

*a* — DL — серия: 1 —  $10^6$  p; 2 —  $10^7$  p; 3 —  $10^8$  p; 4 —  $10^{10}$  p при 80°C; *б* — DL — гистидин · HCl: 1 —  $10^9$  p при 100°C; 2 —  $10^7$  p; 3 —  $5 \cdot 10^7$  p; 4 —  $10^8$  p; 5 —  $10^9$  p при 130°C; 6 —  $10^9$  p при 180°C.

жения процесса, легко обнаруживаемые при достаточно высоких температурах (табл. 2).

Подобными кривыми характеризуется кинетика химических процессов в твердой фазе, происходящих на поверхности мелко-дисперсных частиц реагирующих веществ, теснейшим образом связанная с явлениями объемной и поверхностной диффузий [12]. Можно утверждать, что пологие участки кривых отжига почти полностью определяются диффузией СР к реактивной зоне — открытым поверхностям кристаллов. В области температур, соответствующих участку активного отжига, в зависимости от температуры и стабилизирующих параметров решетки, вклады диффузии и кинетики реакции гибели СР могут быть различными, но последняя обычно преобладает или даже определяет весь ход кривых. Отжиг СР сопровождается характерными из-







Участки резкого торможения процесса гибели радиационных дефектов ( $n/n_0$ )

| Вещество    | DL-α-аланин     |                 |                 |                 |   |     | DL-валин        |                 |                     |                 |   |  | DL-гистидин, HCl |                 |                     |                 |                 |                 |
|-------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|---|-----|-----------------|-----------------|---------------------|-----------------|---|--|------------------|-----------------|---------------------|-----------------|-----------------|-----------------|
|             | 180°C           |                 |                 |                 |   |     | 180°C           |                 |                     |                 |   |  | 160°C            |                 |                     |                 |                 |                 |
| Температура |                 |                 |                 |                 |   |     |                 |                 |                     |                 |   |  |                  |                 |                     |                 |                 |                 |
| Доза, p     | Доза, p         |                 |                 |                 |   |     | Доза, p         |                 |                     |                 |   |  | Доза, p          |                 |                     |                 |                 |                 |
|             | Время, мин      |                 |                 |                 |   |     | Время, мин      |                 |                     |                 |   |  | Время, мин       |                 |                     |                 |                 |                 |
| Время, мин  | 10 <sup>5</sup> | 10 <sup>6</sup> | 10 <sup>7</sup> | 10 <sup>8</sup> |   |     | 10 <sup>6</sup> | 10 <sup>7</sup> | 5 · 10 <sup>7</sup> | 10 <sup>8</sup> |   |  | 10 <sup>6</sup>  | 10 <sup>7</sup> | 5 · 10 <sup>7</sup> | 10 <sup>8</sup> | 10 <sup>9</sup> | 10 <sup>9</sup> |
| 0           | 1               | 1               | 1               | 1               | 1 | 0   | 1               | 1               | 1                   | 1               | 0 |  | 1                | 1               | 1                   | 1               | 1               | 1               |
| 10          | 0,98            | 0,91            | 0,82            | 0,74            |   | 10  | 0,62            | 0,42            | 0,20                | 0,013           |   |  | 0,78             | 0,71            | 0,65                | 0,64            | 0,65            | 0,22            |
| 50          | 0,78            | 0,65            | 0,35            | 0,33            |   | 25  | 0,32            | 0,22            | 0,03                | 0,012           |   |  | 0,66             | 0,51            | 0,39                | 0,38            | 0,32            | 0,00            |
| 100         | 0,64            | 0,48            | 0,22            | 0,22            |   | 50  | 0,15            | 0,13            | 0,01                | 0,011           |   |  | 0,58             | 0,42            | 0,28                | 0,23            | 0,17            | —               |
| 500         | 0,35            | 0,20            | 0,07            | 0,07            |   | 100 | 0,07            | 0,05            | 0,01                | 0,011           |   |  | 0,53             | 0,37            | 0,25                | 0,16            | 0,08            | —               |
| 1000        | 0,25            | 0,12            | 0,05            | 0,05            |   | 200 | 0,06            | 0,05            | 0,01                | 0,011           |   |  | 0,49             | 0,35            | 0,22                | 0,13            | 0,03            | —               |
| 5000        | 0,11            | 0,03            | 0,02            | 0,02            |   | 300 | 0,06            | 0,05            | 0,01                | 0,011           |   |  | 0,45             | 0,34            | 0,21                | 0,12            | 0,03            | —               |
| 10000       | 0,09            | 0,03            | 0,02            | 0,02            |   | 500 | 0,06            | 0,05            | 0,01                | 0,011           |   |  | 0,43             | 0,33            | 0,21                | 0,10            | 0,05            | —               |
|             |                 |                 |                 |                 |   |     |                 |                 |                     |                 |   |  | 0,41             | 0,33            | 0,21                | 0,10            | 0,03            | —               |



менениями формы их спектров ЭПР [9, 13, 14], которые иногда осложняются одновременной стабилизацией в кристаллах нескольких типов СР [9, 13]. Эти изменения формы, по-видимому, определяются изменением ширины компонент СТС, очевидно, связанным с изменением спин-спинового взаимодействия, что частично подтверждается прямыми измерениями [15]. Сначала, с уменьшением концентрации СР, разрешение СТС спектров улучшается, а затем при длительном прогреве, несмотря на дальнейшее уменьшение концентрации СР, — ухудшается и происходит типичное формирование широких «синглетных» спектров [14]. Это уширение линий СТС, обычно наблюдаемое и при увеличении дозы облучения [11, 14, 16], может быть объяснено увеличением локальных концентраций СР на дефектах решетки. Увеличение дозы облучения приводит и к увеличению скорости отжига СР (рисунок и таблицы) [11, 16—18].

При длительном отжиге начинают проявляться узкие изотропные синглетные спектры «низкотемпературной» карбонизации [9, 14, 16—18], которые, видимо, появляются и на ранних стадиях отжига и тем раньше, чем выше температура отжига и доза облучения [14]<sup>1</sup>. Очевидно, процесс низкотемпературной карбонизации происходит на открытых поверхностях кристаллов, причем ему прежде всего подвержены продиффундировавшие на поверхность СР менее устойчивые, чем неповрежденные молекулы. В объеме кристаллическая решетка не нарушается и даже «залечивается», ибо повторные облучения после длительного отжига дают исходные типичные спектры ЭПР как для поли-, так и для монокристаллических образцов. При этом прозрачные кристаллы мутнеют, а затем желтеют, буреют, растрескиваются и приобретают хрупкую фактуру обугленного дерева. Контрольные исследования методом ИК-спектроскопии показали, что объемный процесс карбонизации необлученных образцов начинается значительно позднее и при более высоких температурах, также сопровождается появлением синглетных спектров ЭПР.

Конкретные механизмы диффузии в молекулярных кристаллах почти не обсуждались. И хотя в [19] указывается, что процесс самодиффузии молекул в молекулярных кристаллах сильно затруднен, в литературе по отжигу радиационных СР диффузия последних более или менее явно предполагается, механизмы же ее практически не обсуждаются. Наши результаты и более или менее формальное введение понятия мигрирующей свободной валентности по полимерным цепочкам [5] и молекулам [6] и особенно результаты исследования процессов дейтеризации (и вообще изотопного замещения) в органических соединениях указывают на относительно высокую подвижность атомов в мо-

<sup>1</sup> При достаточно больших дозах и часто соответствующих им больших плотностях излучения, дающего сильный локальный разогрев образцов, они должны проявляться уже непосредственно под лучом.



лекуле, сводящуюся к обмену местами «однотипных» атомов с частотами, зависящими от степени их эквивалентности. Поэтому можно утверждать, что в молекулах и молекулярных кристаллах происходит самодиффузия «однотипных» атомов, вероятность которой определяется степенью их эквивалентности. Введение этих представлений о внутримолекулярной и межмолекулярной атомарной самодиффузии позволяет по иному взглянуть и на процессы диффузии радиационных СР. С этой точки зрения, СР, стабилизированный в молекулярном кристалле, может рассматриваться как вакансия, возникающая за счет «выбивания» из молекулы атома или группы атомов, а ее диффузию — как направленную вакансионную атомарную диффузию в подрешетке соответствующих эквивалентных атомов<sup>1</sup>. Естественно, что вакансионная диффузия происходит активнее самодиффузии, ускоряя процессы отжига радиационных СР. Процесс атомарной диффузии в молекулярных кристаллах должен происходить по выделенным направлениям в сторону убывания градиента концентрации СР, т. е. к свободным поверхностям, что будет способствовать уменьшению свободной энергии кристалла, возбужденного радиацией. Следовательно, дефекты будут выходить на поверхность кристалла, блоков, зерен, трещин и полостей, концентрироваться на них и примесных дефектах (в частности, ЭПР-необнаружимых нейтральных вторичных радиационных дефектах [8, 16, 18, 20], которые не могут диффундировать по рассмотренному механизму). Концентрация СР на примесных дефектах, границах блоков и зерен будет приводить к образованию продуктов распада СР, нарушению прочности кристалла, его растрескиванию, образованию дополнительных свободных поверхностей распада или поликонденсации СР и еще большему разрушению. Таким образом, увеличение концентрации ЭПР-необнаружимых вторичных радиационных дефектов за счет образования более мелкозернистых структур и большего числа открытых поверхностей будет существенно ослаблять стабилизирующие свойства решетки, способствуя более быстрому выходу СР в реакционные зоны, росту суммарного объема этих зон и повышению локальных концентраций СР. Последнее хорошо объясняет тот факт, что при отжиге образцов, облученных большими дозами, не наблюдается стадии улучшения разрешения СТС спектра, несмотря на быстрое убывание суммарной концентрации СР. При отжиге на свободных поверхностях образуется пленка продуктов карбонизации, которая постепенно утолщается и в дальнейшем препятствует диффузии СР на свободную поверхность (обрывается цепочка обмена атомами водорода), СР накапливаются, линии СТС уширяются, а процесс отжига тормозится.

<sup>1</sup> «Миграцию валентности» в полимерах и дейтерирование молекул органических соединений следует рассматривать соответственно как результат внутримолекулярной вакансионной или примесной атомарной диффузии.



При больших дозах облучения, видимо, увеличивается (в принципе вообще неснимаемая) вероятность димеризации СР и даже поликонденсации «аминокислотных остатков». Очевидно, именно этим можно объяснить тот факт, что обычно с ростом дозы облучения первый порядок реакции гибели СР (на активном участке кривых отжига) постепенно переходит во второй [10]<sup>1</sup>.

Можно полагать, что образование радиационных СР является частным случаем образования тепловых точечных дефектов в соответствующих атомарных подрешетках. Тепловой отрыв некоторых атомов от молекулы будет приводить к образованию СР, причем если это атомы водорода, то они в сравнительно «рыхлой» решетке молекулярного кристалла при естественных условиях будут быстро удаляться из нее. То обстоятельство, что тепловые СР до сих пор не наблюдались, связано, очевидно, с их относительно небольшой концентрацией. По-видимому, образование тепловых точечных дефектов в молекулярных кристаллах органических соединений является необратимым процессом, так как сопровождается диффузией на поверхность тепловых СР и их гибелью в процессе возникновения поликонденсатной пленки, постепенно окисляемой кислородом воздуха (карбонизация). Этот механизм, по-видимому, и определяет процесс естественного медленного разрушения органических соединений, ускоряющийся радиацией.

Сказанное выше, видимо, справедливо и для молекулярных кристаллов, и для кристаллов полимеров и биополимеров, и для биологических структур, т. е. процесс «старения» в естественных условиях этих объектов, по-видимому, является универсальным. Он стимулируется образованием радиационных (общий фон ионизирующей радиации, ультрафиолетовое излучение) дефектов, которые затем так же как и тепловые «работают» по описанному механизму, приводящему к распаду органического вещества, сопровождающемуся общим повышением энтропии системы. В биологических системах этот естественный процесс разрушения, вероятно, сопровождающийся при определенных условиях образованием циклических углеподобных систем, компенсируется обновлением белковых молекул в процессе обмена вещества, на что затрачивается специальным образом приобретаемая организмом энергия, идущая таким образом на соответствующее понижение энтропии. Нарушение механизмов воспроизводства биополимеров в организме приводит к накоплению в нем прочных циклических полимерных углеродных структур с сопряженными связями, которые уже не могут участвовать в обменных процессах и выводятся из организма.

<sup>1</sup> С той степенью точности, с которой выбранные для анализа кривые отжига соответствуют отсутствию диффузионного вклада.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Михайлов А. И., Лебедев Я. С., Бубен Н. Я. «Ступенчатая» рекомбинация свободных радикалов в облученных веществах. — «Кинетика и катализ», 1965, т. 6, вып. 1, с. 48—55.
2. Лебедев Я. С., Михайлов А. И., Бубен Н. Я. К вопросу о механизме «ступенчатой» рекомбинации свободных радикалов в облученных твердых веществах. — Сб. «Элементарные процессы химии высоких энергий». М., «Наука», 1965, с. 183—186.
3. Лебедев Я. С. Кинетика бисмолекулярных реакций в конденсированной фазе. — «Кинетика и катализ», 1967, т. 8, вып. 2, с. 245—251.
4. Белый А. А., Овчинников А. А. О кинетике рекомбинации активных центров. — «Теорет. эксперим. химии», 1966, т. 2, с. 538—542.
5. Белый А. А., Овчинников А. А. О кинетике гибели радикалов в полимерах. — «Химия высоких энергий», 1967, т. 1, с. 346—350.
6. Диффузионные процессы в облученных монокристаллах. — «Физика твердого тела», 1972, т. 14, № 4, с. 1172—1179. Авт.: А. И. Михайлов, А. И. Большаков, Я. С. Лебедев, В. И. Горьданский.
7. ЭПР свободных радикалов в радиационной химии. М., «Химия», 1972. 480 с. Авт.: С. Я. Пшежецкий, А. Г. Котэв, В. К. Милинчук, В. А. Рогинский, В. И. Туликосв.
8. Каюшин Л. П., Львов К. М., Пулатова М. К. Исследование парамагнитных центров облученных белков. М., «Наука», 1970. 264 с.
9. Комарь И. Н., Николов О. Т., Майер И. О структуре и устойчивости свободных радикалов, образующихся в  $\gamma$ -облученном глицине. — «Теорет. эксперим. химии», 1970, т. 6, № 4, с. 561—566.
10. Комарь И. М. Вивчення початкових ділянок кривих відпаду радіаційних дефектів, що утворюються в молекулярних кристалах. — Зб. «Радіоспектроскопія молекулярних кристалів і клітин». Харків, «Вища шксла», 1973, с. 22—28.
11. Комарь И. М., Ангелов С. С., Николов О. Т. Особливості процесів рекомбінації радикалів, що утворюються в опромінених кристаличних зразках амінокислот. — Зб. «Радіоспектроскопія молекулярних кристалів і клітин». Харків, «Вища школа», 1973, с. 50—58.
12. Хенней Н. Химия твердого тела. М., «Мир», 1971. 223 с.
13. Ландарь С. В., Николов О. Т., Комарь И. М. Структура вільних радикалів, що утворюються в кристалах  $\gamma$ -спроміненого  $\beta$ -аламіну. — Зб. «Радіоспектроскопія молекулярних кристалів і клітин», Харків, «Вища школа», 1973, с. 29—38.
14. Комарь И. М., Николов О. Т., Ангелов С. С. Вивчення методом ЕПР «низькотемпературної» карбонізації в  $\gamma$ -опромінених молекулярних кристалах деяких амінокислот. — Зб. «Радіоспектроскопія молекулярних кристалів і клітин». Харків, «Вища школа». 1973, с. 38—50.
15. Всеводский В. В. Физика и химия элементарных химических процессов. М., «Наука», 1969. 415 с.
16. Комарь И. М., Николов О. Т., Зайцева О. В. Накоплення і стійкість радіаційних дефектів у молекулярних кристалах. — «Вісн. Харк. ун-ту. Радіофізика і електроніка», 1972, вип. 1, с. 84—88.
17. Комарь И. Н., Николов О. Т., Ангелов С. С. Особенности процессов рекомбинации свободных радикалов, образующихся в облученных кристаллических образцах аминокислот. В кн.: Тезисы докл. I Всесюз. конф. молодых ученых по радиобиологии. Пушино, 1969, с. 33—34.
18. Комарь И. Н., Николов О. Т. О вторичных радиационных нарушениях в кристаллической решетке, ответственных за особенности процессов накопления и рекомбинации свободных радикалов, образующихся в  $\gamma$ -облученных аминокислотах. — В кн.: Тезисы докл. IV Международного биофизического конгресса. Т. 1. М., 1972, с. 156—157.
19. Китайгородский А. И. Молекулярные кристаллы. М., «Наука», 1971. 424 с.



20. Sinclair J. W., Hanna M. W. Electron Paramagnetic Resonance Study of L-Alanine Irradiated at Low Temperatures. — «J. Phys. Chem.», 1967, vol. 71, N 1, p. 84—88.

УДК 539.1.047 : 541.67

Л. Д. СТЕПИН, канд. физ.-мат. наук,  
В. Н. ХАЛИН

### ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СПЕКТРА ЭПР КОМПЛЕКСОВ С ПЕРЕНОСОМ ЗАРЯДА *n*-ФЕНИЛЕНДИАМИНА

Комплексы *n*-фенилендиаминa с различными акцепторами обладают парамагнетизмом и дают сигналы ЭПР [1—3]. Если при объединении донора (Д) и акцептора (А) между неспаренными спинами в А и Д существует значительное взаимодействие, то наблюдается синглет-триплетное расщепление. Существует две возможности: а) синглетное состояние основное и триплет выше на энергию  $\Delta E_T$ ; б) триплетное состояние ниже синглетного на  $\Delta E_T$ . В связи с этим большое значение для выяснения энергетической структуры комплексов имеет изучение температурной зависимости интенсивности сигнала ЭПР.

Нами получены комплексы *n*-фенилендиаминa с хлоранилом с соотношениями Д к А, равными 2:1, 3:2; 1:1; 2:3; 1:2, и с рибофлавином с соотношениями Д к А, равными 2:1, 1:1, 1:2.

Для приготовления комплексов брали пять типов растворителей: ацетон ( $\mu=2,72 D$ ), диоксан ( $\mu=0,45 D$ ), диметилформамид ( $\mu=3,37 D$ ),  $CCl_4$  ( $\mu=0$ ) и гексан ( $\mu=0,08 D$ ). Эквимолярные навески вещества, играющие роль донора и акцептора, растворялись по возможности в одинаковых растворителях, полученные растворы смешивались и растворитель либо испарялся при комнатной температуре, либо медленно выпаривался. Для записи спектров служил серийный спектрометр ЭПА-2.

Запись спектров проводилась при 5—6 значениях температуры. Образец помещался в резонатор в тонкостенной стеклянной ампуле совместно с эталоном. В качестве эталона использовались ионы  $Mn^{2+}$  в решетке  $MgO$ . Относительная интенсивность сигнала ЭПР комплексов определялась по формуле

$$I_{\text{отн}} = \frac{I_K}{I_9},$$

где  $I_K$  и  $I_9$  — интенсивности сигнала ЭПР комплекса и третьей линии марганцевого эталона соответственно. Величина *g*-фактора находилась по методике, описанной в работе [4].

Все приготовленные комплексы дали сигналы ЭПР. Из хода температурной зависимости видно, что энергетическая структура комплексов представляет собой систему уровней, в которых



парамагнитный триплет расположен выше синглета на  $\Delta E_T$ . Энергия  $\Delta E_T$  была вычислена для всех приготовленных комплексов. Ее величина, а также величины  $I_{\text{отн}}$  сигналов ЭПР комплексов при различных температурах и величины  $g$ -фактора линий поглощения приведены в таблице.

Согласно таблице  $\Delta E_T$  для комплексов  $n$ -фенилендиамин с хлоранилом меньше, чем для комплексов с рибофлавином, что говорит о большей степени синглет-триплетного расщепления и, следовательно, меньшей заселенности парамагнитного триплетного состояния при комнатной температуре комплексов  $n$ -фенилендиамин с рибофлавином.

В комплексах  $n$ -фенилендиамин с хлоранилом кольца донора и акцептора расположены коллинеарно и их центры лежат на одной прямой [5]. Поскольку обе компоненты имеют по четыре  $\pi$ -связи, очевидно, что каждая молекула донора связана с одной молекулой акцептора. Следовательно, соотношение 1 : 1 будет наилучшим [5]. Это хорошо согласуется с результатами, полученными нами. Комплекс  $n$ -фенилендиамин с рибофлавином, судя по данным нашей работы, также образуется с соотношением компонентов 1 : 1.

Температурная зависимость относительной интенсивности сигнала ЭПР изученных комплексов хорошо аппроксимируется выражением

$$I_{\text{отн}} = A \exp\left(-\frac{\Delta E_T}{kT}\right),$$

что совпадает с результатами работы [1], если учесть температурную зависимость относительной интенсивности эталона.

Из экспериментальных данных следует, что интенсивность сигнала ЭПР комплекса уменьшается с ростом полярности растворителя. В работе [5] отмечено, что с повышением полярности растворителя увеличивается ионный характер комплекса. Это верно для комплексов в растворах. Об этом свидетельствует также более глубокая окраска раствора комплекса при использовании более полярного растворителя. Что касается комплексов, полученных в твердом состоянии из растворов, то здесь влияние растворителя сказывается, очевидно, следующим образом: с увеличением полярности растворителя растет степень связи между компонентами комплекса и растворителем; при слиянии растворов комплексообразование происходит труднее и, следовательно, степень переноса заряда будет тем меньше, чем сильнее связь компонентов комплекса с растворителем. Нами установлено, что интенсивность сигнала ЭПР комплексов  $n$ -фенилендиамин с хлоранилом при растворении компонентов в неполярном  $\text{CCl}_4$  и гексане ( $\mu=0,08 D$ ) увеличивается по сравнению с остальными растворителями на 2 порядка, причем интенсивность сигнала при растворении в  $\text{CCl}_4$  несколько выше, чем при растворении в гексане.



| Акцептор            | Растворитель     | Соотношение<br>Д:А | Относительная интенсивность |                    |                     |                     |                     | g     | $\Delta E_T e\Delta$ |
|---------------------|------------------|--------------------|-----------------------------|--------------------|---------------------|---------------------|---------------------|-------|----------------------|
|                     |                  |                    | 25°C                        | 70°C               | 100°C               | 130°C               | 200°C               |       |                      |
| Х л о р а н и л     | Ацетон           | 2:1                | 24,0                        | 26,7               | 27,5                | 34,7                | 36,2                | 2,004 | 0,028                |
|                     |                  | 1:1                | 25,0                        | 25,5               | 27,4                | 28,2                | 33,5                |       | 0,017                |
|                     |                  | 2:3                | 39,5                        | 41,8               | 45,3                | 46,5                | 64,9                |       | 0,037                |
|                     |                  | 1:2                | 18,7                        | 25,3               | 28,9                | 38,7                | 42,5                |       | 0,060                |
|                     | Диметил-формамид | 2:1                | 7,0                         | 7,2                | 7,5                 | 8,0                 | 9,5                 | 2,003 | 0,012                |
|                     |                  | 3:2                | 13,0                        | 14,0               | 15,0                | 15,5                | 21,0                |       | 0,038                |
|                     |                  | 1:1                | 18,0                        | 19,0               | 21,0                | 23,0                | 32,0                |       | 0,043                |
|                     |                  | 2:3                | 17,0                        | 18,0               | 18,5                | 19,0                | 23,0                |       | 0,031                |
|                     |                  | 1:2                | 16,0                        | 18,5               | 17,0                | 18,0                | 20,0                |       | 0,023                |
|                     | Диоксан          | 2:1                | 33,8                        | 56,8               | 58,5                | 72,0                | 88,2                | 2,005 | 0,062                |
|                     |                  | 3:2                | 28,8                        | 41,8               | 58,8                | 80,1                | 106,7               |       | 0,093                |
|                     |                  | 1:1                | 22,0                        | 36,4               | 39,5                | 43,0                | 64,0                |       | 0,076                |
|                     |                  | 2:3                | 44,0                        | 44,6               | 55,3                | 56,3                | 62,2                |       | 0,038                |
|                     |                  | 1:2                | 31,9                        | 33,4               | 37,6                | 38,1                | 41,0                |       | 0,017                |
|                     | CCl <sub>4</sub> | 1:1                | 25°C                        | 40°C               | 60°C                | 80°C                | 100°C               |       |                      |
|                     |                  |                    | 75×10 <sup>2</sup>          | 85×10 <sup>2</sup> | 125×10 <sup>2</sup> | 220×10 <sup>2</sup> | 260×10 <sup>2</sup> |       |                      |
|                     | Гексан           | 1:1                | 50×10 <sup>2</sup>          | 60×10 <sup>2</sup> | 100×10 <sup>2</sup> | 180×10 <sup>2</sup> | 245×10 <sup>2</sup> |       |                      |
|                     |                  |                    |                             |                    |                     |                     | 270×10 <sup>2</sup> |       |                      |
| Р и б о ф л а в и н | Ацетон           | 2:1                | 5,3                         | 5,8                | 5,9                 | 6,4                 | 6,9                 | 2,002 | 0,076                |
|                     |                  | 1:1                | 4,7                         | 5,2                | 7,0                 | 7,3                 | 9,0                 |       | 0,015                |
|                     |                  | 1:2                | 3,8                         | 4,8                | 5,0                 | 5,2                 | 5,8                 |       | 0,041                |
|                     | Диоксан          | 2:1                | 5,5                         | 5,6                | 6,1                 | 6,3                 | 8,3                 | 2,001 | 0,033                |
|                     |                  | 1:1                | 7,3                         | 12,0               | 12,3                | 12,6                | 13,1                |       | 0,080                |
|                     |                  | 1:2                | 5,9                         | 6,1                | 8,0                 | 9,4                 | 14,0                |       | 0,083                |
|                     | Диметил-формамид | 2:1                | 7,1                         | 6,9                | 9,7                 | 9,8                 | 12,9                | 2,001 | 0,103                |
|                     |                  | 1:1                | 6,5                         | 6,8                | 6,9                 | 7,1                 | 7,2                 |       | 0,032                |
|                     |                  | 1:2                | 9,0                         | 9,6                | 10,4                | 10,8                | 12,4                |       | 0,150                |



Форма линии спектра ЭПР комплексов при растворении компонентов в ацетоне, диоксане и диметилформамиде представляет собой одиночную узкую линию с шириной  $\sim 20$  эрст. Форма линии комплексов, полученных при растворении компонентов в  $\text{CCl}_4$  и гексане, отличается наличием спектра, типичного для поликристаллических парамагнетиков с двухосной анизотропией  $g$ -фактора. Подобная форма спектра может наблюдаться также и при наложении двух сигналов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Гречишкин В. С. Изучение синглет-триплетных переходов в некоторых комплексах переноса заряда методом ЭПР. — «Оптика и спектроскопия», 1966, т. 20, № 3, с. 299—304.
2. Бендерский В. А., Шевченко И. Б., Блюменфельд Л. А. Электрические и магнитные свойства донорно-акцепторных кристаллов. — «Оптика и спектроскопия», 1964, т. 16, вып. 3, с. 467—474.
3. Matsunaga Y., McDowell C. A. Electron Spin Resonance Absorption of the Biradical Molecular Complex *p*-Phenylenediamino-Chloranil — «Nature», 1960, vol. 185, N 4717, p. 916—917.
4. Харитonenков И. Г. Определение параметров спектров ЭПР свободных радикалов с помощью внутреннего стандарта. — «Биофизика», 1966, т. 11, вып. 5, с. 905—908.
5. Эндрюс Л., Кифер Р. Молекулярные комплексы в органической химии. М., «Мир», 1967. 207 с.

УДК 539.1.047

Б. Г. ЕМЕЦ

## ВЫЧИСЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ДИФФУЗИИ С ПОМОЩЬЮ ЭВМ ПО ДАННЫМ ЯДЕРНОГО СПИН-ЭХО ЭКСПЕРИМЕНТА

Изучение кинетических параметров вещества эффективно проводить с помощью одного из основных методов квантовой радиофизики — ядерного магнитного резонанса (спиновое эхо). Коэффициент диффузии ядер, несущий весомую информацию о свойствах изучаемого объекта, определяется из выражения [1]:

$$h = h(0) \exp \left\{ -\frac{2\tau}{T_2} - \frac{2}{3} \gamma^2 G^2 D \tau^3 \right\},$$

где  $\tau$  — время между двумя радиочастотными импульсами,  $h(0)$  — амплитуда эха при экстраполяции  $t \rightarrow 0$ ;  $h$  — амплитуда эха в момент  $2\tau$ ;  $G$  — градиент магнитного поля,  $T_2$  — время спин-спиновой релаксации;  $D$  — коэффициент диффузии; проводя два измерения при  $G_0$  и  $G_1$

$$D = \frac{\ln h_1 - \ln h_0}{2/3 \gamma^2 \tau^3 (G_0^2 - G_1^2)}.$$



Обработка экспериментальных результатов без помощи машины чрезвычайно трудоемкая, а точность получаемых значений оставляет желать лучшего. В настоящей работе предлагается программа на языке АЛГОЛ-60 для более точного расчета величины коэффициента диффузии и ошибок ее определения по методу наименьших квадратов с применением электронно-вычислительной машины.

Величина градиента  $G$  в спин-эхо эксперименте определяется из соотношения  $G = 15,32 / \gamma dt_0$ , где  $\gamma$  — гиромагнитное отношение ядра;  $d$  — диаметр цилиндрического образца;  $t_0$  — интервал времени между двумя первыми минимумами сигнала спинового эха. Изменяя ток  $I$  в градиентных катушках ЯМР-релаксометра, можно получить набор значений  $G_i$ , которые должны подчиняться линейному закону  $G = kI + b$ .

Для нахождения наилучших значений  $k$  и  $b$  в смысле среднеквадратичных отклонений, используя метод наименьших квадратов, излагаемый, например, в [2], будем минимизировать функционал

$$\sum_{i=1}^N \left[ \frac{G_i - (kI_i + b)}{\delta_i} \right]^2 = S$$

( $\delta_i$  — ошибка определения величины  $G_i$ ).

Тогда система нормальных уравнений относительно  $k$  и  $b$  примет вид

$$\sum_i \frac{G_i I_i}{\delta_i^2} - k \sum_i \left( \frac{I_i}{\delta_i} \right)^2 - b \sum_i \frac{I_i}{\delta_i^2} = 0,$$

$$\sum_i \frac{G_i}{\delta_i^2} - k \sum_i \frac{I_i}{\delta_i} - b \sum_i \frac{1}{\delta_i^2} = 0.$$

Ошибки  $k$  и  $b$  вычисляются, следуя [2].

Мы получили значения градиента магнитного поля, уточненные таким образом, что точки  $G = f(I)$  в координатах  $G, I$  лежат на одной прямой.

Пользуясь этими данными, можно определить коэффициент диффузии для всех экспериментальных значений тока через градиентные катушки. Погрешность определения находим методами теории ошибок. Наконец, усредняем по всем значениям  $D_i$ , определяя среднее значение коэффициента диффузии и его ошибку.

#### ПРОГРАММА

НАЧАЛО ЦЕЛЫЕ N, I, G;

ВЕЩЕСТВЕННЫЕ A, C, D, E, F, B, K, X,  
Y, K, B, XI, XII, Q,  
P, L, M, GO, NO, ГАММА,  
ТАУ, АЛЬФА, D, JO.



ВВОД (N)

НАЧАЛО ВЕЩЕСТВЕННЫЕ  $Ы1, Ы2, Ы3,$   
 $Ы4, Ы5, Ы6,$   
ДИФ;

МАССИВЫ  $Н, Н, Т, Т, G, G, J, D_1,$   
 $D_2, ХИ1, ХИ2 [I : N]$

И4: ПЕРЕДАТЬ УПРАВЛЕНИЕ НА БЛОК  
(И : И1) ВЕРНУТЬСЯ НА МЕТКУ И3

И:  $L := M := A := B := C := D := E := F := 0;$

$Ы1 := Ы2 := Ы3 := Ы4 := 0;$

ВВОД (Н, Н, Т, Т, J)

ВВОД (ТАУ, НО, JO);

ПЕЧАТЬ ВХОДНЫХ ДАННЫХ Н, Т, J, ТАУ, НО, JO.

ГАММА:  $2.6734 \times 10^4$ ;  $ТАУ = ТАУ \times 10^{-3}$ ;

АЛЬФА:  $= 2/3 \times ГАММА \uparrow 2 \times ТАУ \uparrow 3$ ;

ДЛЯ 1: = 1 ШАГ 1 ДО N ВЫПОЛНИТЬ

НАЧАЛО  $G[I] := .0009551/T [I]; G[I] := G[I] \times T [I] / T [I];$

$A := A + G[I] \times J[I] / G[I] \uparrow 2;$

$B := B + (J[I] / G[I]) \uparrow 2;$

$C := C + J[I] / G[I] \uparrow 2;$

$D := D + G[I] / G[I] \uparrow 2;$

$E := E + 1 / G[I] \uparrow 2;$

$F := F + (G[I] / G[I] \uparrow 2);$

КОНЕЦ;

$B := (D \times B - A \times C) / (E \times B - C \uparrow 2);$

$K := (A - B \times C) / B;$

$X := B / (D - A \times C / B);$

$Y := K / (A - D \times C / E);$

$ХИ := F - 2 \times (K \times (A - B \times C) + B \times D) + K \uparrow 2 \times B + B \uparrow 2 \times E;$

$ХИ := ХИ / (N - 2);$

$B := \text{SQRT}(X + ХИ); K := \text{SQRT}(Y \times ХИ);$

ПЕЧАТЬ K И B, ИХ ОШИБОК И  $ХИ^2$

НАЧАЛО  $GO := K \times JO + B$

ДЛЯ 1: = 2 ШАГ 1 ДО N ВЫПОЛНИТЬ

НАЧАЛО  $G[I] := K \times J[I] + B;$

$P := АЛЬФА \times (G[I] \uparrow 2 - GO \uparrow 2)$

$D_2[I] := \text{LN}(НО / H[I]) / P; ХИ2[I] := H[I] / H[I] / P;$

КОНЕЦ;

И3:  $A := A;$

И3: ДЛЯ 1: = 2 ШАГ 1 ДО N ВЫПОЛНИТЬ

НАЧАЛО  $D1[I] := D2[I];$

$ХИ1[I] := ХИ2[I];$

КОНЕЦ;

ПЕРЕДАЧА УПРАВЛЕНИЯ НА БЛОК

(И : И1) И ВЕРНУТЬСЯ НА МЕТКУ И2;

И2: ПЕЧАТЬ (ДИФФУЗИИ И ИХ ОШИБКИ)

ДЛЯ 1: = 2 ШАГ 1 ДО N ВЫПОЛНИТЬ

НАЧАЛО  $Ы1 := Ы1 + D1[I] / ХИ1[I] \uparrow 2;$

$Ы2 := Ы2 + D2[I] / ХИ2[I] \uparrow 2;$

$Ы3 := Ы3 + 1 / ХИ1[I] \uparrow 2;$

$Ы4 := Ы4 + 1 / ХИ2[I] \uparrow 2;$

$Ы5 := Ы1 / Ы3; Ы6 := Ы2 / Ы4;$

ДИФ:  $= (Ы5 + Ы6) / 2;$

$D := \text{SQRT}(1 / (Ы3 + Ы4));$

КОНЕЦ;

ПЕЧАТЬ (УСРЕДНЕННЫЕ ДИФФУЗИИ И ОШИБКИ);

ПЕРЕДАЧА УПРАВЛЕНИЯ НА ВВОД СЛЕДУЮЩЕГО

МАССИВА ВХОДНОЙ ИНФОРМАЦИИ;

КОНЕЦ;

КОНЕЦ;

СТОП

КОНЕЦ



Программа работает 5 секунд.

Приведенная программа применялась для обработки результатов измерений на ЭВМ М220А. Типичный пример результатов для протонов воды показан в таблице.

| $I$ (ма) | $t_0$ (мксек) | $h_z$ (мм) | $D$ (см <sup>2</sup> /сек <sup>-1</sup> ) |
|----------|---------------|------------|-------------------------------------------|
| 4        | 1662          | 40         | $(2,38 \pm 0,09) \cdot 10^{-5}$           |
| 6        | 966           | 37         |                                           |
| 8        | 693           | 34         |                                           |
| 10       | 536           | 32         |                                           |
| 12       | 430           | 26,5       |                                           |
| 14       | 358           | 22         |                                           |
| 16       | 320           | 18         |                                           |

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Carr H. Y., Purcell E. M. Effects of diffusion on free precession in nuclear magnetic resonance. — «Phys. Rev.», 1954, vol. 94, p. 630—638.
2. Худсон Д. Статистика для физиков. Пер. с англ. М., «Мир», 1970. 296 с.

УДК 612.014.42(048)

Н. П. ЗАЛЮБОВСКАЯ, канд. биол. наук,  
Р. И. КИСЕЛЕВ, д-р мед. наук,  
М. П. ПЕРЕПЕЧАЯ,  
Е. П. ПРИХОДЬКО

### ПРИНЦИПЫ И КРИТЕРИИ ОЦЕНКИ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА НА БИОЛОГИЧЕСКИЕ ОБЪЕКТЫ

В формировании новой отрасли науки — радиобиологии неионизирующих излучений — успех экспериментальных и теоретических исследований обеспечивает совершенные методологические подходы.

Проблема биологического действия электромагнитного излучения миллиметрового диапазона стала изучаться сравнительно недавно, методы измерений и аппаратура еще недостаточно разработаны. Именно этим в известной степени можно объяснить недостаток данных об интенсивности облучения объекта, поляризации излучения, характере распределения поля в месте расположения облучаемого объекта и др.

Специфические особенности биологических объектов требуют тонкой постановки экспериментальных исследований в процессе облучения и при анализе результатов. Большую роль играет выбор тестов, которые позволили бы оценить результаты воздействия поля качественно и количественно. В процессе облучения, а также при анализе результатов его действия необходимо иметь возможно полную информацию, в частности, важно знать такие параметры, как длина волны и мощность падающего на



объект излучения, количество энергии, прошедшей через объект и поглощенной им.

На протяжении ряда лет нами изучается характер воздействия излучения миллиметрового диапазона на биологические объекты [1—3]. Экспериментально исследуются различного рода функциональные изменения живых организмов, вызванные воздействием СВЧ излучения, и первичные реакции. Сложность живых организмов часто не позволяет дать однозначный ответ на вопрос о характере действия СВЧ излучения, и, по-видимому, более правильным является подход к исследованию взаимодействия излучения с биосредой на уровне отдельной клетки или внутриклеточного процесса на примере простейших организмов.

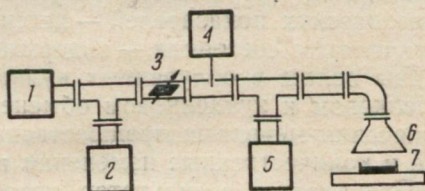
Схема экспериментальной установки для облучения биообъектов приведена на рисунке.

Облучение проводилось в диапазоне длин волн  $5 \div 8$  мм. Мощность генератора ЛОВ ОВ-12 измерялась термисторным мостом с погрешностью  $\pm 10\%$ , длина волны — волномером на базе открытого резонатора с относительной разрешающей способностью  $0,05\%$ .

В ходе экспериментов детально изучалось и фиксировалось воздействие СВЧ излучения в зависимости от длины волны, плотности потока мощности, времени воздействия, окружающей температуры, идентичности биологических условий. Поляризация падающего излучения во всех экспериментах поддерживалась одинаковой. Опыты проводились при непрерывном облучении.

На изолированных клетках культур ткани животных и человека, эритроцитах крови, разных микроорганизмах мы установили, что реакции изменяются слабо в пределах нескольких порядков величины плотности потока мощности падающего излучения, начиная с пороговой плотности около  $0,02$  и до нескольких  $\text{мвт/см}^2$ , когда уже наблюдается заметный тепловой эффект. Наблюдаемый биологический эффект при облучении усиливается с увеличением экспозиции, сильно зависит от частоты СВЧ колебаний и в ряде случаев отмечается острорезонансное действие [4].

При детальном исследовании действия СВЧ поля на клетки почек эмбриона человека (РН) и др. определена зависимость биологических изменений от длины волны. В интервале длин



1 — ЛОВ ОВ-12; 2 — волномер; 3 — аттенюатор; 4 — измерительная линия; 5 — измеритель мощности; 6 — рупор; 7 — объект.



волн 6,4—6,6 мм при исследовании 10 точек выявлена биологически «активная» волна — 6,5 мм.

Статистическая обработка результатов повторных экспериментов (до 20 в каждой точке) показала достоверность различий сравниваемых показателей в контрольных и облученных культурах ( $p < 0,001$ ).

Биологическое действие СВЧ излучений на клетки культур СПЭВ, РН, фибробласты, Нер-2 проявлялось в изменении морфологических показателей — дегенерация протоплазмы, физиологического состояния — задержка митозов. В зависимости от длины волны в облученных культурах наблюдались изменения в белковом и нуклеиновом обмене, фиксируемом по изменению включения меченных предшественников, отмечались качественные и количественные изменения в аминокислотном составе.

При анализе результатов исследований биологического действия миллиметрового излучения большое значение имеет информативность наблюдаемых показателей. Отмеченные на уровне клетки функциональные и структурные изменения являются надежными критериями оценки биологического действия миллиметровых волн.

Анализируя полученные факты, мы считали, что миллиметровое излучение влияет на мембранные процессы в клетках культур ткани. Это проявлялось в виде активации или инактивации протеолитических ферментов, либо в изменении активности ферментов, участвующих в обмене веществ.

Исследовалось воздействие миллиметровых волн на внутриклеточные системы бактериальных лизогенных (Д. Зонне, штамм № 1728) и колициногенных (E. Coli, штамм № 20179) клеток.

Функциональная активность колициногенного фактора, представляющего собой внехромосомный генетический элемент, обычно репрессирована. Депрессия же его приводит к синтезу особого белкового вещества — колицина. Миллиметровое излучение с длиной волны 6,5 мм индуцировало синтез колицина колициногенными бактериями. После облучения увеличивалась активность выхода латентного фага у лизогенных культур (табл. 1).

Таблица 1

Индукция фага лизогенными культурами

| Длина волны,<br>мм | Количество<br>частиц | Время, мин | <i>p</i> |
|--------------------|----------------------|------------|----------|
| Контроль           | 1471 ± 152           |            |          |
| 5,9                | 2934 ± 64            | 1,93       | 0,005    |
| 6,1                | 4042 ± 152           | 2,73       | 0,001    |
| 6,5                | 5725 ± 129           | 3,89       | 0,001    |
| 7,2                | 2931 ± 113           | 2,08       | 0,005    |
| 7,5                | 1296 ± 60            | 0,88       | 0,005    |



Из табл. 1 видно, что после облучения миллиметровыми волнами в живой клетке происходят изменения функциональной активности определенных генетических элементов бактериальных клеток.

После облучения эритроцитов животных и человека индикация эффекта в основном проводилась по гематологическим показателям. Возникавшие после облучения изменения также находились в зависимости от длины волны и выражались в снижении гемолиза, изменении осмотической и кислотной резистентности (табл. 2).

Таблица 2

Гематологические показатели эритроцитов после облучения ( $p < 0,01$ )

| Длина волны,<br>мм | Гемоглобин,<br>мг/% | Кислотная резистентность     |            |
|--------------------|---------------------|------------------------------|------------|
|                    |                     | % разрушенных<br>эритроцитов | Время, мин |
| Контроль           | 523,0 $\pm$ 12      | 45,4 $\pm$ 0,66              | 2,5        |
| 6,2                | 362,0 $\pm$ 17      | 40,0 $\pm$ 0,43              | 3,0        |
| 6,5                | 328,0 $\pm$ 15      | 38,6 $\pm$ 0,53              | 3,0        |
| 7,2                | 415,0 $\pm$ 20      | 41,0 $\pm$ 0,43              | 2,5        |
| 7,35               | 390,0 $\pm$ 16      | 45,1 $\pm$ 1,0               | 2,5        |

Таким образом, при оценке биологического действия СВЧ излучения миллиметрового диапазона существенное значение имеют параметры излучения, определяющие биологический эффект, выбор биологического объекта, связанный с задачей исследования, и методологические критерии.

В результате исследований, проведенных на клетках культур тканей и крови, разработаны методы облучения и критерии оценки, которые учитывают особенности облучаемых объектов, требующих сохранения нормального функционирования процессов в течение облучения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. К биологической оценке активности излучений в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах. — В сб.: Вопросы экспериментальной и клинической радиологии. Вып. 6. Киев, 1970. с. 202—206. Авт.: Н. П. Залюбовская, Р. И. Киселев, Р. А. Валитов, А. В. Китченко.
2. Хронический довиллит в аспекте биофизических исследований. — В сб.: Ревматизм и гипертоническая болезнь. Харьков, 1970, с. 78—81. Авт.: Н. П. Залюбовская, Р. И. Киселев, Н. И. Гладкий, Е. Ф. Тесленко, В. Д. Зинченко.
3. Киселев Р. И., Залюбовская Н. П. Влияние электромагнитных волн миллиметрового диапазона на инфекционную активность вирусных нуклеиновых кислот. — В сб.: Состояние биоэнергетики в животном организме при лучевом поражении. Л., 1973, с. 215—218.
4. Киселев Р. И., Залюбовская Н. П. Воздействие электромагнитных волн миллиметрового диапазона на клетку и некоторые структурные элементы клетки. — «Усп. физ. наук», 1973, т. 110, вып. 3, с. 464—466.



### ОТРАЖАТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ РЕШЕТОК ДЛЯ ПОЛНОСТЬЮ НЕПОЛЯРИЗОВАННОГО ПОЛЯ

Известно, что при нормальном падении монохроматической плоской волны на решетку, коэффициент отражения от нее определяется формулой [1]

$$R_n = |a_n^E|^2 \cos^2 \varphi + |a_n^H|^2 \sin^2 \varphi, \quad (1)$$

где  $\varphi$  — угол между электрическим вектором и образующей решетки,  $|a_n^E|^2$  и  $|a_n^H|^2$  — коэффициенты отражений в случае  $E$ - и  $H$ -поляризованных падающих волн. Поляризационные характеристики рассеянного поля при дифракции частично поляризованного поля на решетках рассмотрены в работе [2]. Основываясь на полученных ранее результатах, исследуем энергетические характеристики полей. Рассмотрим отражательные и пропускающие способности решетки для полностью неполяризованного поля.

Направление колебаний в полностью неполяризованном поле быстро изменяется беспорядочным, случайным образом. Соответствующие отражательную и пропускающую способности решетки можно получить путем усреднения по всем направлениям.

Для отдельной реализации первичного поля [3] полная интенсивность

$$i^{(t)} = i_{xx}^{(t)} + i_{yy}^{(t)} = EE^*,$$

где

$$i_{xx}^{(t)} = i^{(t)} \cos^2 \theta, \quad i_{yy}^{(t)} = i^{(t)} \sin^2 \theta,$$

$\theta$  — угол между вектором  $E$  и положительным направлением оси  $ox$ . Так как среднее значение  $\sin^2 \theta$  и  $\cos^2 \theta$  равны  $\frac{1}{2}$ , то для средних интенсивностей

$$I_{xx}^{(t)} = I_{yy}^{(t)} = \frac{1}{2} I^{(t)}, \quad (2)$$

$$I_{\alpha, \beta}^{(t)} = \int_0^\infty S_{\alpha, \beta}^{(t)}(\omega) d\omega, \quad (\alpha, \beta = x, y),$$

где  $I^{(t)} = \langle EE^* \rangle$  — полная средняя интенсивность, скобки означают усреднение по всем углам, т. е. по всему ансамблю



реализаций поля,  $I_{xx}^{(i)}$  и  $I_{yy}^{(i)}$  — элементы поляризационной матрицы первичного поля. Однако для рассеянного поля обе компоненты  $I_{xx}$  и  $I_{yy}$  в общем случае неодинаковы. Используя (2) и результаты работы [2], находим для отражательного поля

$$I_{xx}^{(r)}(n) = \frac{1}{2} \cdot \frac{I_{xx}^{(r)}(n)}{I_{xx}^{(i)}} I^{(i)} = \frac{1}{2} R_x^{(n)} I^{(i)}, \quad (3')$$

$$I_{yy}^{(r)}(n) = \frac{1}{2} \cdot \frac{I_{yy}^{(r)}(n)}{I_{yy}^{(i)}} I^{(i)} = \frac{1}{2} R_y^{(n)} I^{(i)}, \quad (3')$$

Для прошедшего поля

$$I_{xx}^{(t)}(n) = \frac{1}{2} \cdot \frac{I_{xx}^{(t)}(n)}{I_{xx}^{(i)}} I^{(i)} = \frac{1}{2} T_x^{(n)} I^{(i)}, \quad (4)$$

$$I_{yy}^{(t)}(n) = \frac{1}{2} \cdot \frac{I_{yy}^{(t)}(n)}{I_{yy}^{(i)}} I^{(i)} = \frac{1}{2} T_y^{(n)} I^{(i)}, \quad (4')$$

где коэффициенты  $R_x^{(n)}$ ,  $R_y^{(n)}$ ,  $T_x^{(n)}$  и  $T_y^{(n)}$  определяются следующими выражениями:

$$R_x^{(n)} = \frac{I_{xx}^{(r)}(n)}{I_{xx}^{(i)}} = \frac{1}{I_{xx}^{(i)}} \int_0^\infty |a_n^E(\omega)|^2 S_{xx}(\omega) d\omega,$$

$$R_y^{(n)} = \frac{I_{yy}^{(r)}(n)}{I_{yy}^{(i)}} = \frac{1}{I_{yy}^{(i)}} \int_0^\infty |a_n^H(\omega)|^2 S_{yy}(\omega) d\omega, \quad (5)$$

$$T_x^{(n)} = \frac{I_{xx}^{(t)}(n)}{I_{xx}^{(i)}} = \frac{1}{I_{xx}^{(i)}} \int_0^\infty |b_n^E(\omega)|^2 S_{xx}(\omega) d\omega,$$

$$T_y^{(n)} = \frac{I_{yy}^{(t)}(n)}{I_{yy}^{(i)}} = \frac{1}{I_{yy}^{(i)}} \int_0^\infty |b_n^H(\omega)|^2 S_{yy}(\omega) d\omega.$$

В случае квазимонохроматических полей формулы (5) существенно упрощаются

$$R_x^{(n)} = |a_n^E(x_0)|^2, \quad R_y^{(n)} = |a_n^H(x_0)|^2, \quad (6)$$

$$T_x^{(n)} = |b_n^E(x_0)|^2, \quad T_y^{(n)} = |b_n^H(x_0)|^2.$$

Здесь  $|a_n^{(j)}(x_0)|^2$  и  $|b_n^{(j)}(x_0)|^2$  ( $j = E, H$ ) — значения коэффициентов отражения и прохождения в случае падения регулярной



плоской волны  $E$ - и  $H$ -поляризацій соответственно;  $\kappa_0 = l/\lambda_0$  — безразмерная несущая частота квазимонохроматического сигнала;  $l$  — период решетки;  $\lambda_0$  — длина волны, соответствующая несущей частоте.

Отражательная  $R_n$  и пропускающая  $T_n$  способности решетки на  $n$ -й гармонике при нормальном падении полностью неполяризованного поля определяются выражениями

$$R_n = \frac{I^{(r)}(n)}{I^{(i)}} = \frac{I_{xx}^{(r)}(n) + I_{yy}^{(r)}(n)}{I^{(i)}} = \frac{1}{2} (R_x^{(n)} + R_y^{(n)}), \quad (7)$$

$$T_n = \frac{I^{(t)}(n)}{I^{(i)}} = \frac{I_{xx}^{(t)}(n) + I_{yy}^{(t)}(n)}{I^{(i)}} = \frac{1}{2} (T_x^{(n)} + T_y^{(n)}). \quad (8)$$

Для случая квазимонохроматических полей

$$R_n = \frac{1}{2} [|a_n^E(\kappa_0)|^2 + |a_n^H(\kappa_0)|^2], \quad (7')$$

$$T_n = \frac{1}{2} [|b_n^E(\kappa_0)|^2 + |b_n^H(\kappa_0)|^2]. \quad (8')$$

Сравнивая (1) и (7'), можно сделать вывод, что коэффициент отражения квазимонохроматического частично поляризованного поля может быть получен из (1), если в нем произвести усреднение по всем углам, а коэффициенты отражений для  $E$ - и  $H$ -поляризацій взять при значении несущей частоты сигнала  $\kappa_0$ . В случае широкополосных процессов такой переход от (1) к (7') невозможен, и надо пользоваться общими формулами для  $R_x^{(n)}$ ,  $R_y^{(n)}$ ,  $T_x^{(n)}$  и  $T_y^{(n)}$ , так как должна быть учтена дисперсионная зависимость  $a_n^{(j)}$  и  $b_n^{(j)}$  ( $j = E, H$ ) по всей ширине спектра сигнала.

Закон сохранения энергии при рассеянии полностью неполяризованных квазимонохроматических сигналов запишется в виде

$$\sum_{(n)} \{R_n(\kappa_0) + T_n(\kappa_0)\} \cos \varphi_n = 1, \quad (9)$$

$$\cos \varphi_n = \kappa_0 / \sqrt{\kappa_0^2 - n^2},$$

где  $\varphi_n$  — угол излучения  $n$ -й гармоники, и суммирование производится по всем распространяющимся от решетки гармоникам, для которых  $\kappa_0^2 > n^2$ . Легко проверить, что закон сохранения выполняется, так как из решения граничной задачи для решетки должно следовать

$$\sum_{(n)} \{|a_n^E(\kappa_0)|^2 + |b_n^E(\kappa_0)|^2\} \cos \varphi_n = 1, \quad (10)$$

$$\sum_{(n)} \{|a_n^H(\kappa_0)|^2 + |b_n^H(\kappa_0)|^2\} \cos \varphi_n = 1.$$



Соотношения (10) являются законами сохранения энергии при дифракции регулярных  $E$ - и  $H$ -поляризованных волн с частотой  $\kappa_0$  на решетке.

В одноволновом режиме ( $\kappa_0 < 1$ ) закон сохранения энергии имеет вид

$$R_0 + T_0 = 1. \quad (9')$$

На рис. 1 приведена рассчитанная зависимость коэффициента отражения  $R_0$  (для основной гармоники) в зависимости от безразмерной несущей  $\kappa_0$  для различных коэффициентов запол-

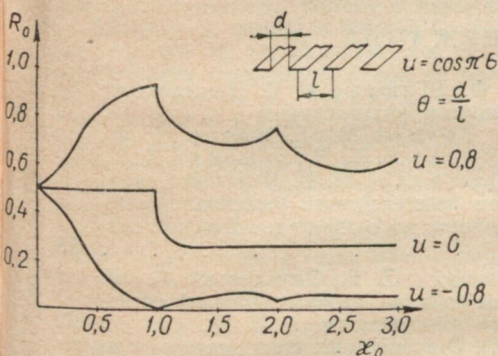


Рис. 1.

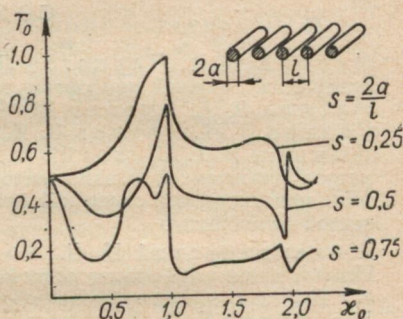


Рис. 2.

нения решетки ( $u = \cos \pi \theta$ ,  $\theta = d/l$  — коэффициент заполнения, равный отношению ширины щели к периоду решетки). Характерной особенностью обладает график этой зависимости для случая половинного заполнения решетки. При этом коэффициент отражения  $R_0$  практически не зависит от  $\kappa_0$ , претерпевая только скачок в окрестности первой точки скольжения ( $\kappa_0 = 1$ ).

На рис. 2 представлена зависимость коэффициента прохождения  $T_0$  при нормальном падении полностью неполяризованного поля на решетку из проволок для различных  $S = 2a/l$ ,  $a$  — радиус проволок. Из рис. 2 видно, что при увеличении густоты решетки коэффициент прохождения в зависимости от  $\kappa_0$  сначала уменьшается, а затем возрастает, достигая максимального значения в окрестности первой точки скольжения  $\kappa_0 = 1$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Шестопалов В. П., Литвиненко Л. Н., Масалов С. А., Солсгуб В. Г. Дифракция волн на решетках. Харьков, Изд-во ХГУ, 1973. 285 с.
2. Звягинцев А. А., Сысоев А. С., Третьяков О. А. Рассеяние частично поляризованного поля плоскими одномерно периодическими структурами. — Сб. «Радиотехника» вып. 35. Харьков, 1975, с.
3. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., «Наука», 1970. 855 с.



## СОДЕРЖАНИЕ

|                                                                                                                                                                                                                                                                                                                               |    |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Мисюра В. А., Черногор Л. Ф., Шлюгер И. С. Исследование возмущения нижней ионосферы мощными радиоволнами                                                                                                                                                                                                                      | 3  |
| Мисюра В. А., Ерохин Ю. Г., Трухан М. Г., Засов Г. Ф., Иванов В. И., Блудов В. Я., Мизер Э. Г., Розуменко В. Т., Дымшиц В. Т., Шеляг И. Б., Машталер Н. Н. Измерения параметров околоземной плазмы методом некогерентного рассеяния радиоволн при умеренной солнечной активности по сравнению с высокой солнечной активностью | 18 |
| Жолондковский Н. Д., Волкова Л. Б., Зинченко Г. Н. Исследование морфологии ионосферы по регистрациям мерцаний сигналов ИСЗ и с помощью вертикального зондирования                                                                                                                                                             | 25 |
| Щербинин Г. П., Хижняк Н. А. О нелинейных колебаниях в двухскоростном электронном потоке                                                                                                                                                                                                                                      | 27 |
| Бакай Г. А., Кузема А. С. Исследование движения заряженных частиц в анализаторе магнетронного типа                                                                                                                                                                                                                            | 35 |
| Симачев А. Н. Дифракционное излучение над полосой с переменным импедансом                                                                                                                                                                                                                                                     | 39 |
| Горобец Н. Н., Ляховский А. Ф. Кругополяризованный излучатель на волноводе Г-образной формы                                                                                                                                                                                                                                   | 42 |
| Горобец Н. Н., Сомов В. А. Исследование одной схемы сканирующей волноводно-щелевой антенны                                                                                                                                                                                                                                    | 46 |
| Яцук Л. П., Катрич В. А. Учет конечной толщины стенки волновода при расчете параметров крестообразной щели                                                                                                                                                                                                                    | 52 |
| Карпов Ю. М. Изотропный плазменный-пучковый резонатор                                                                                                                                                                                                                                                                         | 56 |
| Адонина А. И. К исследованию призматических поляризаторов методом связанных четырехполюсников                                                                                                                                                                                                                                 | 59 |
| Седых В. М. Применение методов теории периодических систем к расчету критической частоты $H$ - и $P$ -волноводов                                                                                                                                                                                                              | 61 |
| Седых В. М., Шаулов Е. А. К расчету полосы пропускания несимметричного $T$ -волновода                                                                                                                                                                                                                                         | 64 |
| Покусай В. В., Сапрыкин И. И. Волноводно-полосковый переход на несимметричную полосковую линию                                                                                                                                                                                                                                | 69 |
| Макеев Ю. Г., Коробкин В. А. Экспериментальное исследование плазменного полосового перестраиваемого фильтра                                                                                                                                                                                                                   | 71 |
| Конопля В. Н., Полушкин А. С., Шейко В. П. Определение основных характеристик малогабаритного транспортного локатора                                                                                                                                                                                                          | 74 |
| Тиманюк В. А., Тютюнник В. Б. Сравнение характеристик тлеющего разряда с полым катодом из различных материалов                                                                                                                                                                                                                | 78 |
| Кириченко В. И., Коновалов В. М., Ткаченко В. М. Сравнение продольного распределения тока в импульсном и стационарном разрядах с цилиндрическим полым катодом                                                                                                                                                                 | 80 |
| Коновалов В. М., Ткаченко В. М., Тютюнник В. Б. Некото-                                                                                                                                                                                                                                                                       |    |



|                                                                                                                                                                                                    |     |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| рые характеристики импульсного разряда с цилиндрическим полым катодом в аргоне                                                                                                                     | 83  |
| Винокуров Н. И., Фоменко Ю. Ф., Лейба С. П. Исследование влияния осветителей на электрические характеристики импульсных ламп накачки ОКГ                                                           | 85  |
| Сорокина В. М., Костин В. Н. Влияние поперечного магнитного поля на время запаздывания зажигания разряда в импульсных тиратронах                                                                   | 88  |
| Затенко Н. А., Мовчан С. П., Толмачев А. В. Волноводный газоразрядный индикатор на смеси газов                                                                                                     | 90  |
| Зубрицкий Л. А., Разовский Н. П., Щеславский И. В. Динамическая линеаризация проводимости канала канального транзистора                                                                            | 93  |
| Прохоров Э. Д., Скоробогатова С. Н. О возможности формирования статического домена с напряженностью электрического поля $\sim 200$ кв/см у катода в диодах Ганна                                   | 95  |
| Белецкий Н. И., Прохоров Э. Д., Скоробогатова С. Н. Возможности генераторов Ганна на основе $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ и $\text{InP}$                                                           | 98  |
| Шеховцов Н. А., Мишнев А. А. Вольтамперная характеристика длинных $m-p-m$ и $p^+-p-m$ структур при низких температурах                                                                             | 100 |
| Плаксий В. Т., Светличный В. М. Вольваттная чувствительность термoeлектрических индикаторов СВЧ излучения на основе полуметалла с учетом теплового потока через границу контакта металл—полуметалл | 104 |
| Зубрицкий Л. А., Доманов В. А. Зависимость выходного тока магнитотранзистора от тока инжекции и магнитного поля                                                                                    | 107 |
| Чаркина И. А., Малец Е. Б. Влияние многократного четырехточечного изгиба на концентрацию носителей тока в кремнии                                                                                  | 111 |
| Доманов Е. А., Зубрицкий Л. А. Дифракция электромагнитной волны на периодически неоднородной плотности носителей заряда в полупроводнике                                                           | 114 |
| Сафронов Б. В., Кузьмичев В. М. Использование пьезоэлектрического элемента для измерения мощности в многомодовых волноводах                                                                        | 116 |
| Голоденко Н. Н., Ефимов В. Ф., Кокодий Н. Г. Пьезоколебания, возбуждаемые импульсом ОКГ в прозрачных кристаллах                                                                                    | 119 |
| Тананыхин А. А., Затенко Н. А., Кононенко К. И. Коэффициенты отражения и прохождения тонких пленок при лазерном излучении                                                                          | 122 |
| Комарь И. Н., Николов О. Т. Некоторые результаты применения метода ЭПР для исследования процессов отжига радиационных дефектов в молекулярных кристаллах                                           | 124 |
| Степин Л. Д., Халин В. Н. Температурная зависимость спектра ЭПР комплексов с переносом заряда $n$ -фенилендиамин                                                                                   | 132 |
| Емец Б. Г. Вычисление коэффициента диффузии с помощью ЭВМ по данным ядерного спин-эхо эксперимента                                                                                                 | 135 |
| Залюбовская Н. П., Киселев Р. И., Перепечай М. П., Приходько Е. П. Принципы и критерии оценки воздействия электромагнитных полей миллиметрового диапазона на биологические объекты                 | 138 |
| Звягинцев А. А., Сысоев А. С., Третьяков О. А. Отражательная способность решеток для полностью неполяризованного поля                                                                              | 142 |

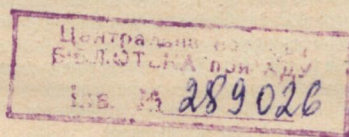


ВЕСТНИК ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 130

Радиофизика и электроника

Выпуск 4



Редактор Л. Ф. Кизилова  
Технический редактор Л. Е. Мокроусова  
Корректор Н. С. Калинина

---

Сдано в набор 22/IV 1975 г. Подписано в печать 28/VIII 1975 г. Формат 60×90<sup>1</sup>/<sub>16</sub>. Бумага типографская 3. Усл.-печ. л. 9,75. Уч.-изд. л. 10. Тираж 1000. Заказ 1011. БЦ 50325. Цена 67 коп.

---

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

Харьковская городская типография № 16 Областного управления по делам  
издательств, полиграфии и книжной торговли.  
310003, Харьков, Университетская, 16.



## РЕФЕРАТЫ

УДК 551.510.535

**Исследование возмущения нижней ионосферы мощными радиоволнами.** Мисюра В. А., Черногор Л. Ф., Шлюгер И. С. «Вестник Харьковского университета Радиофизика и электроника», вып. 4, 1975, с. 3—18.

Рассматриваются возмущения, производимые в нижней ионосфере мощными радиоволнами, а также основные радиофизические методы их исследования — некогерентное рассеяние, частичные отражения и кроссмодуляция. Обсуждаются возможности использования этих методов для изучения параметров ионосферной плазмы. Приводятся результаты экспериментального исследования некоторых нелинейных эффектов в нижней ионосфере.

Табл. 2. Ил. 4. Библиогр. 16.

УДК 550.388.2

**Измерения параметров околоземной плазмы методом некогерентного рассеяния радиоволн при умеренной солнечной активности по сравнению с высокой солнечной активностью.** Мисюра В. А., Ерохин Ю. Г., Трухан М. Г., Засов Г. Ф., Иванов В. И., Блудов В. Я., Мизер Э. Г., Розуменко В. Т., Дымшиц В. Т., Шеляг И. Б., Машталер Н. Н. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», вып. 4, 1975, с. 18—24.

Приводятся результаты ионосферных исследований методом некогерентного рассеяния электронной концентрации, температуры электронов и ионов и ионного состава на средних широтах Советского Союза при умеренной солнечной активности по сравнению с данными, полученными при высокой солнечной активности.

Ил. 4. Библиогр. 20.

УДК 621.253.344

**Исследование морфологии ионосферы по регистрациям мерцаний сигналов ИСЗ и с помощью вертикального зондирования.** Жолондковский Н. Д., Волкова Л. Б., Зинченко Г. Н. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», вып. 4, 1975, с. 25—27.

Приводятся результаты исследования широтного хода мерцаний для северного полушария на основе регистраций сигналов, излучаемых с ИСЗ «Космос-381» в зимний период 1970/71 г. на пунктах наблюдений Харьковско-го университета в районах Харькова и Мурманска, а также рассмотрен суточный ход индекса мерцания для высокоширотного пункта Мурманска и появляемость диффузного слоя  $F$  по данным ионосферного зондирования в Мурманске.

Ил. 2. Библиогр. 3.



УДК 533.951.2

**О нелинейных колебаниях в двухскоростном электронном потоке.** Щербинин Г. П., Хижняк Н. А. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», вып. 4, 1975, с. 27—34.

Асимптотическим методом решается одномерная самосогласованная нелинейная задача о взаимодействии двух скомпенсированных разноскоростных электронных потоков. Определена область значений параметров системы, в которой развитие колебаний основной частоты не сопровождается существенным ростом амплитуд гармоник. Показано, что в определенных режимах пересечение траекторий частиц (обгон) отсутствует не только в линейной, но и в нелинейной стадии развития колебаний.

Библиогр. 4.

УДК 538.574.6

**Исследование движения заряженных частиц в анализаторе магнетронного типа.** Бакай Г. А., Кузема А. С. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», вып. 4, 1975, с. 35—39.

Путем преобразования уравнения движения заряженной частицы в скрещенных электрическом и магнитном полях получены соотношения, определяющие траекторию заряженной частицы в анализаторе магнетронного типа, что позволяет сделать оптимальный выбор параметров задачи.

Библиогр. 3.

УДК 538.574.6

**Дифракционное излучение над полосой с переменным импедансом.** Симачев А. Н. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», вып. 4, 1975, с. 39—42.

Решена задача о возбуждении дифракционного излучения плоским модулированным электронным пучком, движущимся над полосой с переменным импедансом, выписанной в идеально проводящий экран. Получено аналитическое выражение для диаграммы направленности излучения.

УДК 621.396.677.741

**Кругополяризованный излучатель на волноводе Г-образной формы.** Горобец Н. Н., Ляховский А. Ф. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», вып. 4, 1975, с. 42—46.

Предложен излучатель с круговой поляризацией в виде открытого конца равноплечевого Г-волновода, возбуждаемого волнами типа квази- $H_{10}$  и квази- $H_{20}$ .

Приведены выражения для диаграмм направленности по ортогональным линейно-поляризованным компонентам и результаты измерения коэффициента эллиптичности в главном максимуме излучения такого волновода в диапазоне длин волн.

Ил. 1. Библиогр. 3.

УДК 621.396.677.715

**Исследование одной схемы сканирующей волноводно-щелевой антенны.** Горобец Н. Н., Сомов В. А. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», вып. 4, 1975, с. 46—52.

Предложены и экспериментально исследованы сканирующие волноводно-щелевые антенны, в которых для уменьшения расстояния между излучателями к основному волноводу с помощью ответвителей с полной передачей мощности подсоединяются вспомогательные (свернутые в кольцо прямоугольные



или закороченные квадратные или круглые) волноводы с фазовращателями. Излучающие щели прорежутся между ячейками вспомогательных трактов. В качестве элементов связи волноводов служат резонансные крестообразные щели. Показано, что такие антенны можно использовать при частотном способе сканирования диаграммой направленности в узкой полосе частот.

Ил. 3. Библиогр. 3.

УДК 621.372.825.4

Учет конечной толщины стенки волновода при расчете параметров крестообразной щели. Яцук Л. П., Катрич В. А. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», вып. 4, Харьков, 1975, с. 52—56.

Получены формулы для расчета напряжений на плечах крестообразной щели в широкой стенке прямоугольного волновода с учетом толщины стенки. Рассчитаны коэффициенты излучения и эллиптичности такой щели с учетом и без учета толщины стенки, проведено сравнение с экспериментальными результатами других авторов. Показано, что учет толщины стенки улучшает совпадение теории и эксперимента.

Ил. 2. Библиогр. 3.

УДК 621.372.8

Изотропный плазменно-пучковый резонатор. Карпов Ю. М. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», вып. 4, 1975, с. 56—59.

Получены спектр и инкременты цилиндрического изотропного плазменно-пучкового резонатора при малой плотности пучка. Показано, что при релятивистских скоростях электронов в пучке существенное влияние на возбуждение резонатора оказывает взаимодействие электронов пучка с поперечным полем резонатора.

Библиогр. 3.

УДК 538.574.6

К исследованию призмных поляризаторов методом связанных четырехполосников. Адонина А. И. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», вып. 4, 1975, с. 59—61.

Методом связанных по цепной схеме четырехполосников определены комплексные амплитуды отраженного и прошедшего полей для известных в оптике поляризационных устройств — ромба Френеля и призмы Дове, в случае, когда на входную грань исследуемых устройств падает плоская волна с компонентами двух взаимно-перпендикулярных поляризаций.

Библиогр. 3.

УДК 621.372.82

Применение методов теории периодических систем к расчету критической частоты  $H$ - и  $P$ -волноводов. Седых В. М. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», вып. 4, 1975, с. 61—64.

Описывается применение методов расчета периодических систем к расчету критической частоты  $P$ -волновода. Приводятся численные результаты расчета в виде графиков.

Ил. 2. Библиогр. 3.

УДК 621.372.825

К расчету полосы пропускания несимметричного  $T$ -волновода. Седых В. М., Шаулов Е. А. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», вып. 4, 1975, с. 64—69.

Описывается вывод характеристических уравнений для определения критических частот волн  $H_{01}$  и  $H_{11}$  в несимметричном  $T$ -волноводе.

Ил. 1. Библиогр. 2.



УДК 621.372. 833.5

**Волноводно-полосковый переход на несимметричную полосковую линию.** Покусай В. В., Сапрыкин И. И. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», вып. 4, 1975, с. 69—71.

Описывается соосный волноводно-полосковый переход со стандартного волновода сечением  $23 \times 10$  мм к 50-омной несимметричной полосковой линии с керамикой. Согласование перехода достигается применением компенсирующих выступов в широкой стенке волновода и погружением части полосковой линии в волновод. Приводятся два варианта оптимальных размеров компенсаций.

КСВН пары переходов меньше 1,15 в 20%-ной полосе частот при центральной частоте 9,0 ГГц.

Ил. 1. Библиогр. 7.

УДК 621.372.852.1

**Экспериментальное исследование плазменного полосового перестраиваемого фильтра.** Макеев Ю. Г., Коробкин В. А. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», вып. 4, 1975, с. 71—74.

Приводятся результаты исследования перестраиваемого резонатора с реактивностью в виде плазменного элемента, представляющего собой цилиндрический разрядник. Смещение центральной частоты резонатора происходит благодаря изменению электронной плотности плазмы. В трехсантиметровом диапазоне волн получена перестройка до 500 мГц с потерями в плазме 0,4 дБ в диапазоне перестройки.

Ил. 2. Библиогр. 5.

УДК 621.396.96

**Определение основных характеристик малогабаритного транспортного локатора.** Конопля В. Н., Полушкин А. С., Шейко В. П. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», вып. 4, 1975, с. 74—78.

Рассматривается возможность создания малогабаритного транспортного локатора, предназначенного для определения расстояния до впереди идущего автомобиля и обнаружения препятствий, возникающих на проезжей части дороги, работающего по методу непрерывного излучения с использованием частотной модуляции сигнала. Определены пределы дальности действия локатора, допустимая мощность передатчика и ширина диаграмм направленности с учетом влияния отражения радиоволн от земной поверхности. Указывается на эффективное использование транспортного локатора в условиях ограниченной видимости.

Библиогр. 2.

УДК 537.525

**Сравнение характеристик тлеющего разряда с полым катодом из различных материалов.** Тиманюк В. А., Тютюнник В. Б. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», вып. 4, 1975, с. 78—80.

Исследовано влияние материала катода на вид зависимости напряжения горения и ширину темного катодного пространства от давления гелия в разряде с полым катодом диаметром 30 мм и длиной 200 мм в диапазоне давлений  $10^{-1}$ — $10$  тор. Результаты эксперимента подтверждают наличие колебаний быстрых электронов в катодной полости и показывают, что материал катода не влияет на вид приведенных характеристик, а только изменяет абсолютную величину измеряемых параметров.

Ил. 1. Библиогр. 5.



УДК 537.525

**Сравнение продольного распределения тока в импульсном и стационарном разрядах с цилиндрическим полым катодом.** Кириченко В. И., Коновалов В. М., Ткаченко В. М. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», вып. 4, 1975, с. 80—83.

Исследован стационарный и импульсный тлеющий разряд в секционированном цилиндрическом полым катодом диаметром 30 мм. Приведены зависимости продольного распределения тока от давления гелия. Показано, что при токах в импульсе менее 1 а распределение совпадает со стационарным и наиболее равномерно при давлении 2 тор, с увеличением тока продольная неоднородность тока возрастает.

Ил. 1. Библиогр. 5.

УДК 537.525

**Некоторые характеристики импульсного разряда с цилиндрическим полым катодом в аргоне.** Коновалов В. М., Ткаченко В. М., Тютюнник В. Б. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», вып. 4, 1975, с. 83—85.

Описаны условия перехода тлеющего разряда в дуговой при амплитуде прямоугольного импульса тока до 60 а в разрядной трубке с никелевым цилиндрическим полым катодом диаметром 30 мм. С помощью микроволнового интерферометра восьмимиллиметрового диапазона исследована зависимость концентрации и времени распада плазмы в режиме тлеющего разряда в аргоне от давления газа (0,05—2 тор). Получено радиальное распределение интенсивности свечения плазмы в полости катода.

Ил. 1. Библиогр. 5.

УДК 537.526.6

**Исследование влияния осветителей на электрические характеристики импульсных ламп накачки ОКГ.** Винокуров Н. И., Фоменко Ю. Ф., Лейба С. П. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», вып. 4, 1975, с. 85—88.

Исследовано влияние зеркального, диффузного и интерференционного осветителей на напряжение поджига, напряжение зажигания, времени запаздывания пробоя, плотность тока, удельную проводимость и температуру плазмы для импульсных ламп накачки ОКГ типа ИФП-1200.

Табл. 1. Ил. 1. Библиогр. 5.

УДК 621.387.132.223

**Влияние поперечного магнитного поля на время запаздывания зажигания разряда в импульсных тиратронах.** Сорокина В. М., Костин В. Н. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», вып. 4, 1975, с. 88—90.

Исследована зависимость времени запаздывания зажигания разряда импульсного тиратрона типа ТГИ1—3/1 от величины напряженности поперечного магнитного поля. Установлено, что при наложении магнитного поля напряженностью  $H=H_{\text{опт}}$  время запаздывания зажигания разряда уменьшается на 7—10%.

Ил. 2. Библиогр. 5.

УДК 621.317.743

**Волноводный газоразрядный индикатор на смеси газов.** Затенко Н. А., Мовчан С. П., Толмачев А. В. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», вып. 4, 1975, с. 90—93.

Приведены результаты экспериментального исследования газоразрядного индикатора в сантиметровом диапазоне на смеси гелия с аргоном. При раз-



личных режимах разряда исследована зависимость детекторного тока (изменение разрядного тока под воздействием СВЧ-мощности) от уровня мощности и частоты следования импульсов при постоянном уровне средней мощности.

Ил. 1. Библиогр. 4.

УДК 621.382.321

**Динамическая линеаризация проводимости канала канального транзистора.** Зубрицкий Л. А., Разовский Н. П., Щеславский И. В. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», вып. 4, 1975, с. 93—95.

Рассматривается коррекция линейности проводимости канала канального транзистора с  $p-n$  переходом в затворе путем подачи части переменного напряжения со стока в цепь затвора, где сигнал коррекции суммируется с приходящим к затвору полезным сигналом. При одинаковом характере зависимости проводимости канала от напряжений на стоке и затворе такой метод коррекции обеспечивает хорошую линейность в пределах напряжений на стоке  $\pm U_0$ .

УДК 621.382.2

**О возможности формирования статического домена с напряженностью электрического поля  $\sim 200$  кВ/см у катода в диодах Ганна.** Прохоров Э. Д., Скоробогатова С. Н. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», вып. 4, 1975, с. 95—98.

Показано, что диодах Ганна возможно формирование статического домена у катода с  $E \sim 200$  кВ/см. Такой домен наблюдается в образцах с неоднородностью у катода, когда  $v(E)$  в прикатодной области характеризуется более низкой скоростью насыщения, чем в остальном образце. Подобная структура может представлять интерес как частотно зависящая отрицательная дифференциальная проводимость, в ней возможен лавинно-пролетный эффект.

Ил. 1. Библиогр. 3.

УДК 621.382.2

**Возможности генераторов Ганна на основе  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  и ИПР.** Белецкий Н. И., Прохоров Э. Д., Скоробогатова С. Н. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», вып. 4, 1975, с. 98—100.

Анализируется перспективность использования  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  и In в качестве материалов для генераторов Ганна. Показано, что: максимальные к. п. д. генераторов на  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  ( $x \leq 0,2$ ) достигаются при меньших средних напряжениях насыщения, чем на 2% уступают максимальным КПД чистого GaAs. Эффективная температура электронов в  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  меньше, что обеспечивает более низкий уровень шумов. Эффективность генераторов на InP превышает на 3—5% эффективность GaAs-генераторов в одноконтурной резонансной схеме и на 6—10% в двухконтурной схеме при рабочих напряжениях втрое больше, чем в GaAs.

Ил. 1. Библиогр. 5.

УДК 621.382.2

**Вольтамперная характеристика длинных  $m-p-m$  и  $p^+-p-m$  структур при низких температурах.** Шеховцов Н. А., Мишнев А. А. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», вып. 4, 1975, с. 100—103.

Приводятся результаты исследования влияния на вид вольтамперной характеристики (ВАХ) германиевых  $m-p-m$  и  $p^+-p-m$  структур длины  $p$ -области при больших отношениях ее длины к диффузионной длине носителей заряда в ней и поперечного магнитного поля при  $T=300^\circ\text{K}$  и  $T=77^\circ\text{K}$ .



Показано, что при  $T=300^\circ\text{K}$   $n-p-n$  и  $p^+-p-n$  структуры с длинной  $p$ -областью имеют ВАХ  $S$ -типа, хсд которых сильно зависит от величины поперечного магнитного поля. Также показано, что при длине  $p$ -области более определенного значения при  $T=77^\circ\text{K}$  на ВАХ структур образуется участок  $N$ -типа и следующий за ним участок  $S$ -типа.

Ил. 1. Библиогр. 8.

УДК 621.382.9

Вольтваттная чувствительность термоэлектрических индикаторов СВЧ излучения на основе полуметалла с учетом теплового потока через границу контакта металл—полуметалл. Плаксий В. Т., Светличный В. М. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», вып. 4, 1975, с. 104—107.

Проведен расчет вольтваттной характеристики термоэлектрических индикаторов СВЧ излучения на основе точечного контакта металл—полуметалл  $\text{BiSb}$  с учетом отвода тепла от приконтактной области кристалла в металлический зонд. Получено и оценено выражение для коэффициента  $\delta$ , характеризующего изменение температуры кристаллической решетки за счет отвода тепла в металлический зонд.

УДК 621.382.(088.8)

Зависимость выходного тока магнитотранзистора от тока инжекции и магнитного поля. Зубрицкий Л. А., Доманов В. А. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», вып. 4, 1975, с. 107—111.

Получены соотношения, определяющие распределение неосновных носителей в направлении, нормальном к векторам скорости дрейфа основных и неосновных носителей и магнитного поля. Показано, что для условий высокого и низкого уровней инжекции поперечное изменение концентрации в магнитном поле определяется суммой подвижностей основных и неосновных носителей и чувствительность магнитотранзистора не зависит от типа проводимости материала базы. В условиях высокого уровня инжекции относительная чувствительность не зависит от плотности тока инжекции, а прирост концентрации  $n$ , как следствие этого тока коллектора, линейно зависит от магнитной индукции и тока.

Библиогр. 2.

УДК 537.311.33

Влияние многократного четырехточечного изгиба на концентрацию носителей тока в кремнии. Чаркина И. А., Малец Е. Б. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», вып. 4, 1975, с. 111—113.

Показано, что знакопеременная многократная деформация в упруго-пластической области приводит к уменьшению концентрации носителей тока в электронном кремнии. Вычислены изменения концентрации носителей тока в температурной области, где коэффициент Холла постоянен, и при температуре перехода к собственной проводимости. Установлено, что переход к собственной проводимости происходит при более низкой температуре после деформации, чем до деформации.

Ил. 2. Библиогр. 6.

УДК 538.537.3

Дифракция электромагнитной волны на периодически неоднородной плотности носителей заряда в полупроводнике. Доманова Е. А., Зубрицкий Л. А. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», вып. 4, 1975, с. 114—116.

Описываются результаты экспериментального исследования дифракции электромагнитной волны на периодической неоднородности избыточной кон-



центрации носителей заряда в полупроводнике, вызываемой фотогенерацией при освещении пластинки полупроводника чередующимися полосами света. Приведены экспериментальные данные для германия с удельным сопротивлением  $45 \text{ ом} \cdot \text{см}$  на длине волны  $4,1 \text{ мкм}$ . Дифракция наблюдалась в прошедших и в отраженных лучах. Шаг неоднородности менялся условиями проекции световой решетки на поверхность полупроводника.

Ил. 2.

УДК 621.317.78

**Использование пьезоэлектрического элемента для измерения мощности в многомодовых волноводах.** Сафонов Б. В., Кузьмичев В. М. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», вып. 4, 1975, с. 116—119.

Обсуждается возможность использования пьезоэлектрического эффекта для создания широкополосного волноводного измерителя мощности. Экспериментально исследован макет измерителя мощности миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн с приемным элементом из пироактивного материала.

Ил. 2. Библиогр. 2.

УДК 535.231.15 : 537.226

**Пьезоколебания, возбуждаемые импульсом ОКГ в прозрачных кристаллах.** Голоденко Н. Н., Ефимов В. Ф., Кокодий Н. Г. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», вып. 4, 1975, с. 119—121.

Найдена амплитуда пьезоэлектрических колебаний в прозрачных кристаллах, нагретых проходящим моноимпульсом ОКГ, при их мгновенном тепловом расширении. Расчет подтверждается экспериментом. Линейность амплитудной характеристики, высокая чувствительность, независимость от места попадания и поляризации луча, высокий порог разрушения позволяют использовать этот эффект для измерения энергии в моноимпульсе ОКГ.

Ил. 1. Библиогр. 2.

УДК 378.46

**Коэффициенты отражения и прохождения тонких пленок при лазерном излучении.** Тананыхин А. А., Затенко Н. А., Кононенко К. И. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», вып. 4, 1975, с. 122—124.

Измерены коэффициенты отражения и прохождения тонких металлических пленок при наклонном падении луча лазера.

Приведены экспериментально полученные зависимости коэффициентов отражения и прохождения тонких пленок из алюминия, серебра и меди от плотности падающей энергии и толщины пленок в режиме из разрушения. Толщина пленок изменялась от 100 до  $5000 \text{ \AA}$ , плотность падающей энергии — от 0,1 до  $2,4 \text{ Дж/см}^2$ .

Ил. 1. Библиогр. 4.

УДК 538.69 : 538.124

**Некоторые результаты применения метода ЭПР для исследования процессов отжига радиационных дефектов в молекулярных кристаллах.** Комарь И. Н., Николов О. Т. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», вып. 4, 1975, с. 124—132.

Впервые приводится полный вид кривых отжига активных ЭПР, обнаружимых радиационных дефектов в молекулярных кристаллах и показывается, что они непосредственно связаны с диффузионными процессами. На основе анализа полученных результатов формулируются общие положения о механизмах диффузии в молекулярных кристаллах, кристаллах полимеров и биополимеров и предлагается новый механизм отжига радиационных дефектов.

Табл. 2. Ил. 1. Библиогр. 20.



УДК 539.1.047 : 541.67

Температурная зависимость спектра ЭПР комплексов с переносом заряда л-фенилендиамина. Степин Л. Д., Халин В. Н. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», вып. 4, 1975, с. 132—135.

Изложены результаты исследования донорно-акцепторных комплексов л-фенилендиамина. Сняты температурные зависимости интенсивности сигналов ЭПР этих комплексов. Исследовано влияние состава комплекса и растворителя на интенсивность сигнала ЭПР. Полученные результаты свидетельствуют о триплетной природе парамагнитных центров, причем триплетное состояние расположенного выше диамагнитного синглета на  $\Delta E_m$ , которая изменяется от 0,015 до 0,15 эв для различных комплексов. Наилучшим соотношением  $D:A$  является соотношение 1:1. С увеличением полярности используемого растворителя уменьшается степень заряда в комплексе.

Табл. 1. Библиогр. 5.

УДК 539.1.047

Вычисление коэффициента диффузии с помощью ЭВМ по данным ядерного спин-эхо эксперимента. Емец Б. Г. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», вып. 4, 1975, с. 135—138.

С целью избежать трудоемких вычислительных операций по определению коэффициента диффузии из экспериментов по наблюдению ядерного магнитного спинового эха и повышения точности получаемых результатов применения ЭВМ. Программа для ЭВМ, составленная на языке АЛГОЛ-60, позволяет уточнить параметры по методу наименьших квадратов, дает значения коэффициента диффузии исследуемых ядер и его ошибки. Время работы приведенной программы на ЭВМ М-220 составляет 5 секунд.

Библиогр. 2.

УДК 612.014.42(048)

Принципы и критерии оценки воздействия электромагнитных полей миллиметрового диапазона на биологические объекты. Залюбовская Н. П., Киселев Р. И., Перепечай М. П., Приходько Е. П. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», вып. 4, 1975, с. 138—141.

Биологическое действие СВЧ полей в значительной мере определяется их параметрами: длиной волны, плотностью падающей энергии, поляризацией и др. Большую роль играет выбор биологических объектов, их уровень организации, функциональное состояние и пр. При проведении исследований по изучению взаимодействия электромагнитных полей миллиметрового диапазона с биологическими объектами возникает необходимость соблюдения ряда методологических требований. На изолированных клетках культуры ткани животных и человека и эритроцитах крови доноров разработаны методы облучения и критерии оценки биологического действия миллиметрового излучения, учитывающие особенности, требующие нормального функционирования процессов в течение облучения.

Табл. 2. Ил. 1. Библиогр. 4.

УДК 621.372.8

Отражательная способность решеток для полностью неполяризованного поля. Звягинцев А. А., Сысоев А. С., Третьяков О. А. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», вып. 4, 1975, с. 142—145.

Исследуются энергетические характеристики рассеянных полей при дифракции полностью неполяризованных волн на решетках. Введены определения коэффициентов отражения и прохождения и изучено их поведение в зависимости от несущей частоты для двух типов решеток—ленточной решетки и решетки из проволок. Наиболее подробно рассматривается случай квазимонохроматических полей (узкополосный процесс). Показано, что введенные коэффициенты отражения и прохождения удовлетворяют закону сохранения энергии.

Ил. 2. Библиогр. 3.