

Н. И. ВИНУКОВ, канд. физ.-мат. наук,
В. В. ЗАЙОНЧОВСКИЙ,
Ю. Ф. ФОМЕНКО

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОХОЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ТОКА В ДЛИННЫХ ТРУБКАХ

Использование трубчатых импульсных источников света в лазерной технике требует исследования разряда при наличии ограничивающих стенок и междуэлектродных расстояний, значительно больших диаметра электродов. Проведенные исследования [1, 2] показали ряд специфических особенностей, отсутствующих в разрядах без ограничивающих стенок.

В настоящей работе изложены некоторые результаты исследования прохождения электронного тока в трубке длиной 50 см и диаметром 2,5 см. Катод изготовлялся из вольфрамовой проволоки в виде плоской спирали. Анод подвешивался на медной проволоке, намотанной на металлический валик. Валик жестко связан с пришлифованной стеклянной пробкой. Трубка устанавливалась вертикально и вращением пробки можно было изменять расстояние между электродами d от нуля до 40 см. Для изучения распределения потенциала и поверхностных зарядов в трубку впаивались девять плоских зондов. Откачка до вакуума 10^{-7} Тор и тренировка производились в обычном порядке с использованием вымораживающей ловушки. Температура катода контролировалась пирометром ОППИР-09 и поддерживалась постоянной, что обеспечивало постоянство эмиссионной способности катода.

На рисунке показаны вольтамперные характеристики трубчатого диода. Кривые 1, 2, 3, 4, 5, 6 и 7 соответственно для d , равных 2, 3, 4, 10, 20, 30 и 40 см. Для кривой 1 ток насыщения i_n равен 410 мкА, а для $d=1$ см, $i_n=790$ мкА.

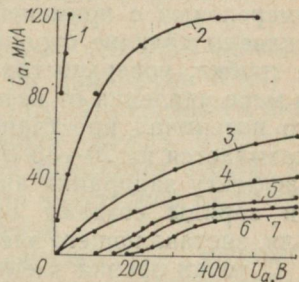
Для плоскопараллельного диода зависимость тока анода i_a от анодного напряжения U_a определяется формулой Ленгмюра

$$i_a = \frac{V_2}{9\pi} = \sqrt{\frac{e}{m_e}} \frac{U_a^{3/2}}{d^2},$$

где e и m_e — заряд и масса электрона.

Анализ этой формулы в сравнении с экспериментально полученными результатами показывает особенности прохождения электронного тока в длинных трубках.

1. При изменении d и постоянной U_a ток спадает быстрее, чем это следует из формулы Ленгмюра.



2. Экспериментальные вольтамперные характеристики не содержат явно выраженных участков насыщения, если d превышает 4 см.

3. На экспериментальных кривых явно выражено явление запирания анодного тока.

4. Крутизна экспериментальных вольтамперных характеристик меньше, чем это следует из формулы при ее дифференцировании по напряжению.

Эти расхождения не укладываются в рамках общих представлений об установившемся токе в высоком вакууме, но могут быть объяснены путем учета поверхностных зарядов. Зондовыми измерениями с применением электрометрического метода было показано наличие отрицательных зарядов на внутренней стороне трубки, поверхностная плотность σ которых быстро спадает по мере удаления от катода. Действие зарядов приводит к тому, что потенциал пространства на расстоянии 2—5 см от катода оказывается на 20—30 В ниже потенциала катода. Это приводит к эффекту запирания анодного тока. В остальной части трубки эти заряды создают продольную компоненту электрического поля, заставляющего электроны продвигаться к аноду.

С точки зрения электронной оптики система катод—отрицательный поверхностный заряд стенок создает рассеивающую электрическую линзу у катода. Внедрение в эту систему дополнительного пространственного заряда от накаливаемого катода еще более усиливает эффект запирания электронов. Если в области катода образуется положительный пространственный заряд, он создает продольную компоненту поля, ускоряющую электроны. В наших опытах это явление наблюдается при давлениях 10^{-5} — 10^{-1} Тор (аргон). При напряжениях на аноде, недостаточных для ионизации, поверхностные заряды приводят к запираанию анодного тока, но при определенном напряжении ток резко возрастает до величины, соответствующей току насыщения, чего не происходит в вакууме. В этом случае при потенциалах зонда ниже потенциала пространства регистрировался ионный ток, отсутствующий при давлениях 10^{-7} Тор. Появление положительного пространственного заряда, таким образом, устраняет эффект запирания анодного тока.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Спивак Г. В., Столярова Е. Л. Электроннооптические эффекты при развитии плазмы. — Журн. теорет. физ., т. 18, вып. 3, 1948, с. 279—285.
2. Костин В. Н., Винокуров Н. И. Некоторые особенности прохождения электронного и разрядного тока в длинных трубках. — «Радиотехника», 1971, вып. 12, с. 94—98.

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ ИНЕРЦИОННОСТИ ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В GaAs НА ИЗМЕРЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ $V(E)$ СВЧ-МЕТОДОМ

СВЧ-методика широко использовалась в ряде работ по экспериментальным измерениям $V(E)$ в n -GaAs [1, 2].

Анализируя эти работы, наблюдаем расхождение по пороговому полю, по максимальным и минимальным значениям дрейфовой скорости электронов для различных материалов и на различных частотах измерений.

Из экспериментальных данных следует, что СВЧ-методика дает несколько отличные результаты по измерению $V(E)$ на различных частотах (10 ГГц и 30—40 ГГц). Это связано с инерционностью перераспределения электронов между подзонами проводимости на частотах выше 10 ГГц. Возникает вопрос, как влияет инерционность перераспределения электронов на измерение $V(E)$ на различных частотах измерений.

Для выяснения этого решалось кинетическое уравнение Больцмана [3]. Решение уравнения дает возможность определить перераспределение концентрации, импульса и эффективных температур в долинах (G , X) во времени и зависимость $V[E(t)]$ в течение периода СВЧ-сигнала.

В рассматриваемом случае на образце действует небольшая постоянная составляющая поля E_0 и большая амплитуда СВЧ-поля;

$$E(t) = E_0 + E_1 \sin \omega t, \quad E_1 \gg E_0. \quad (1)$$

Кинетическое уравнение Больцмана с $E(t)$ в виде (1) было решено численно методом Рунге—Кутты.

Для того, чтобы показать зависимость проводимых измерений от частоты ω , необходимо проделать следующее:

1. Построить

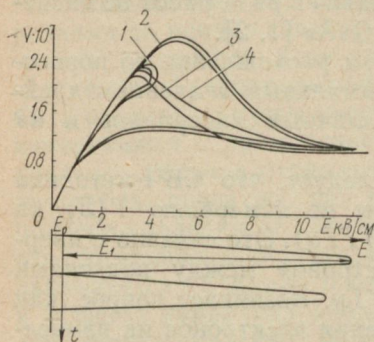
$$\langle V \rangle(E_1) = \frac{1}{T} \int_0^T V(E_0 + E_1 \sin \omega t) d\omega t \quad (2)$$

при различных E_1 и ω .

2. Используя зависимость $\langle V \rangle(E_1)$, по известной методике восстановления $V(E)$ по зависимости $\langle V \rangle(E_1)$ без учета инерционности восстановить $V(E)$ на каждой из частот ω .

При такой методике можно показать, как изменяется измеряемая зависимость $V(E)$ с изменением частоты, какие ошибки вносит увеличение частоты в измерения $V(E)$ и характерных точек этой зависимости.

Рассмотрим некоторые полученные результаты для GaAs. На рисунке показана форма действующей на образце напряженности электрического поля $E(t)$ за период СВЧ-поля. Для удобства рассмотрения полученных результатов отрицательная часть полупериода напряженности электрического поля отображена на положительной оси напряженности электрического поля. Максимальная напряженность электрического поля по абсолютной



Зависимость дрейфовой скорости электронов от напряженности электрического поля: 1, 2 — динамические зависимости $V(E)$ на частоте $f=10$ ГГц при $E_0=100$ В/см и $E_1=4$ кВ/см, $E_1=12$ кВ/см соответственно; 3 — статическая зависимость $V(E)$, полученная в [3]; 4 — восстановленная зависимость $V(E)$.

что уже на частотах ~ 10 ГГц измеряемая зависимость $V(E)$ несколько отличается от статической. При этом наблюдается увеличение порогового поля, пороговой скорости дрейфа носителей, уменьшение ОДП на участке, где $dV/dE < 0$. Таким образом, СВЧ-методика определяет зависимости $V(E)$, отличающиеся от действительной зависимости $V(E)$ GaAs.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Калашников С. Г., Любченко В. Е., Скворцова Н. Е. Отрицательная дифференциальная проводимость арсенида галлия при нагреве электронов СВЧ-полем. — ФТП, 1967, № 1, с. 1445.
2. Бородавский П. А., Зименков В. А., Лазакова А. Г. Измерение проводимости образцов n -GaAs в сильном СВЧ-поле. Материалы Всесоюз. симпози., Новосибирск, 1974, с. 398.
3. Прохоров Э. Д., Белецкий Н. И. Зависимость скорости дрейфа от электрического поля в GaAs с учетом рассеяния на ионизированных и нейтральных примесях. — Радиотехника и электроника, 1973, т. XVIII, вып. 9, с. 1905—1913.

ДОМЕНЫ СИЛЬНОГО ПОЛЯ И УДАРНАЯ ИОНИЗАЦИЯ

в $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Sb}$ и $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

Интенсивный поиск новых материалов, пригодных для изготовления диодов Ганна, привел к тройным соединениям, в частности, $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Sb}$ и $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, которые обладают большим, по сравнению с GaAs отношением максимальной скорости дрейфа электронов к минимальной в зависимостях $V(E)$. В этих соединениях так же, как и в GaAs, при определенных условиях наблюдается неустойчивость тока, связанная с формированием и движением через кристалл доменов сильного поля [1]. Нестабильность работы приборов на основе $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Sb}$ [1], по-видимому, обусловлена развитием ударной ионизации в доменах сильного поля. Аналогичных данных по $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, к сожалению, нет. Рассмотрению критериев устойчивой работы (без ударной ионизации) диодов Ганна на основе $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Sb}$ и $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (определению верхнего значения параметра n_0L) и посвящено настоящее сообщение.

Для оценки влияния ударной ионизации на работу диодов Ганна на основе соединений $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Sb}$ и $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ были использованы зависимости $V(E)$ и $D(E)$ из работ [2] и [3] для различных составов соединений. Основные параметры зависимостей $V(E)$ и $D(E)$ приведены в табл. 1.

Параметры доменов сильного поля определялись по методике Батчера—Фосетта при $D=D_{\min}=\text{const}$ и $D(E)$. Максимальные напряженности электрического поля в домене E_g в зависимости от падения напряжения на домене U_g или длины диода L для различных составов соединения $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Sb}$ при $D=\text{const}$ показаны на рисунке. Расчеты проведены для наиболее типичного значения концентрации $n_0=10^{15} \text{ см}^{-3}$ для $x=0,6$; $x=0,8$ (кривые 2, 3) и при $n_0=5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ для $x=0,4$ (кривая 4), так как в этом соединении собственная концентрация носителей составляет $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (табл. 2).

Таблица 1

Соединение	$E_{\text{пор.}}$ кВ/см	$V_{\text{max}} \times$ $\times 10^7,$ см/с	$V_{\text{min}} \times$ $\times 10^7,$ см/с	$D_{\text{max.}}$ $\text{см}^2/\text{с}$	$D_{\text{min.}}$ $\text{см}^2/\text{с}$	$n_i, \text{см}^{-3}$
$\text{In}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{Sb}$	0,6	2,8	0,85	2000	190	$2,2 \cdot 10^{15}$
$\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{Sb}$	0,65	2,3	0,82	1200	130	$3,5 \cdot 10^{14}$
$\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{Sb}$	0,7	1,5	0,8	500	130	$3,6 \cdot 10^{13}$
$\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$	3,6	3,5	1,32	1350	230	$7,6 \cdot 10^9$
$\text{I}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$	2,5	4,2	1,48	2200	280	$2,8 \cdot 10^{11}$
$\text{In}_{0,6}\text{Ga}_{0,2}\text{As}$	1,85	4,5	1,56	360	400	$1,8 \cdot 10^{13}$
GaAs	3,2	2,1	1,0	420	100	$2,8 \cdot 10^6$

На рисунке приведены зависимости $E_g(U_g, L)$ для $\text{In}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{Sb}$ ($n_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$) при $D = 190 \text{ см}^2/\text{с}$ (кривая 1) и $D(E)$ (кривая 1'). Из сравнения их следует, что учет зависимости $D(E)$ приводит к существенному изменению формы доменов сильного поля. Это объясняется высокими значениями коэффициента диффузии при пороговых полях (табл. 1).

Для оценки влияния ударной ионизации использовался коэффициент ударной ионизации в виде $\alpha = A \cdot e^{-BE(x)}$, где A и B находились с учетом известной ширины запрещенной зоны и энергии оптических фононов для каждого из составов исследуемых соединений (табл. 2). Расчет критических напряженностей электрического поля $E_{\text{кр}}$, при которых домен оказывается неустойчивым, а также опреде-

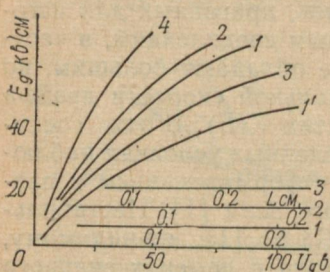


Таблица 2

Соединение	$\varepsilon_g, \text{эВ}$	$A \times 10^6 \text{ см}^{-1}$	$B \times 10^6 \text{ В/см}$	$E_{\text{кр}}, \text{кВ/см}$	$(n_0 L)_{\text{кр}}, \text{см}^{-2}$
$\text{In}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{Sb}$	0,3	1,34	0,36	43	$2,3 \cdot 10^{14}$
$\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{Sb}$	0,42	1,29	0,48	51	$3,1 \cdot 10^{14}$
$\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{Sb}$	0,52	1,25	0,63	67	$3,6 \cdot 10^{14}$
$\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$	0,96	1,09	1,11	135	$9,6 \cdot 10^{13}$
$\text{In}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$	0,74	1,15	0,85	98	$8,6 \cdot 10^{13}$
$\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$	0,53	1,18	0,61	75	$4,2 \cdot 10^{12}$
GaAs	1,49	1,0	1,72	224	$2,7 \cdot 10^{14}$
InP	1,41	0,85	1,64	200	$9,5 \cdot 10^{13}$

ление $(n_0 L)_{\text{кр}}$ проведены при условии $\int_0^L \alpha dx \rightarrow 0,1$. Полученные для различных соединений с учетом $D(E)$ значения $E_{\text{кр}}$ и $(n_0 L)_{\text{кр}}$ (при $n_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$) приведены в табл. 2. Значения $(n_0 L)_{\text{кр}}$ для рассмотренных соединений и для GaAs близки друг к другу, при этом для $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ среднее значение $(n_0 L)_{\text{кр}}$ ($\sim 7,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$) несколько ниже, а для $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Sb}$ среднее $(n_0 L)_{\text{кр}}$ ($\sim 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$) несколько выше, чем для GaAs ($\sim 2,7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$).

Таким образом, даже по такому важному параметру, как $(n_0 L)_{\text{кр}}$, соединения $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Sb}$ не уступают GaAs.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. McGroddy J. C., Lorentz M. R., Plaskett T. S. The Gunn effect and conduction band structure in $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ alloys. — «Solid-State Commun.», 1969, N 7, vol. 13, p. 901—903.
2. Прохоров Э. Д., Дядченко А. В., Белецкий Н. И. Дрейфовая скорость электронов в $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Sb}$. — «Радиотехника и электроника», 1976, т. XXI, № 2, с. 324—331.

УДК 621.315.592

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

ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА n — p ПЕРЕХОДА С ЛИНЕЙНО МЕНЯЮЩЕЙСЯ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ ПРИМЕСИ

В теории Шокли [1] граничные условия при учете зависимости ширины n — p перехода от напряжения на нем и описывают термодинамическое распределение электронов и дырок. При этом ход вольт-амперных характеристик (ВАХ) многих типов диодов не описывается этой теорией.

В данной работе рассматривается ВАХ n — p перехода с линейно меняющейся концентрацией примеси, обусловленная перераспределением электронов и дырок в n — p переходе в соответствии с принципом Ле-Шателье [2].

Для упрощения расчетов допускается, что электрическое поле $E(x)$ и потенциал $\psi(x)$ образованы только зарядом примесных ионов. При этом $E(x)$ и $\psi(x)$ в n — p переходе определяются решением уравнения Пуассона с граничными условиями при термодинамическом равновесии $E_{no}(-L_n) = E_{po}(L_p) = 0$; $\psi_{no}(0) = \psi_{po}(0) = 0$ и при динамическом равновесии $E_{nu}(-L_{nu}) = E_{pu}(L_{pu}) = 0$; $\psi_{nu}(0) = \psi_{pu}(0) = 0$, где L_n , L_{nu} и L_p , L_{pu} — ширина n и p областей.

При изменении результирующей концентрации примеси в области n — p перехода по закону $N_a - N_d = ax$ распределение заряда ионов имеет вид $\rho(x) = -qax$ для $0 \leq x \leq L_p$ и $\rho(x) = qax$ для $0 \geq x \geq -L_n$, где $a = \text{const}$, N_a и N_d — концентрации акцепторов и доноров соответственно, q — заряд электрона (дырки).

Тогда распределение электронов в n — p переходе опишется при термодинамическом равновесии системой уравнений

$$-\frac{dn_{o1}}{dx} - a_n(L_n^2 - x^2)n_{o1} = 0, \quad (1)$$

где $n_{o1}(-L_n) = N_d = n_n$;

$$-\frac{dn_{o2}}{dx} - a_p(L_p^2 - x^2)n_{o2} = 0, \quad (2)$$

где $n_{o2}(0) = n_{o1}(0)$

и при динамическом равновесии системой уравнений

$$\pm \frac{j_{n1}}{qD_n} = -\frac{dn_{u1}}{dx} - a_n(L_{nu}^2 - x^2)n_{u1}, \quad (3)$$

где $n_{u1}(-L_{nu}) = n_n$, $n_{u1}(0) = n_{uo}$,

$$\pm \frac{j_{n2}}{qD_n} = - \frac{dn_{u2}}{dx} - a_p (L_{pu}^2 - x^2) n_{u2}, \quad (4)$$

где $n_{u2}(L_{pu}) = n_{pu}$, $n_{u2}(0) = n_{uo}$,

где использовано соотношение Эйнштейна, D_n — коэффициент диффузии электронов, «+» для прямого и «—» для обратного токов j_{n1} в n области и j_{n2} в p области, $n_{o1}(x)$, $n_{u1}(x)$ и $n_{o2}(x)$, $n_{u2}(x)$ — распределения электронов в n и p областях соответственно, n_{uo} — концентрация электронов, определяемая непрерывностью тока на границе раздела n и p областей, n_{pu} — неизвестная концентрация электронов, зависящая от напряжения u , $a_n = 2\pi q^2 (N_d - N_a) / L_n \epsilon k T$; $a_p = 2\pi q^2 (N_a - N_d) / L_p \epsilon k T$, ϵ — диэлектрическая постоянная, k — постоянная Больцмана, T — температура в К.

В соответствии с принципом Ле-Шателье при подаче напряжения на n — p переход и распределение электронов изменяется, стремясь к распределению, описываемому системой уравнений

$$- \frac{dn_1}{dx} - a_n (L_{nu}^2 - x^2) n_1 = 0, \quad \text{где } n_1(-L_{nu}) = n_n; \quad (5)$$

$$- \frac{dn_2}{dx} - a_p (L_{pu}^2 - x^2) n_2 = 0, \quad \text{где } n_2(0) = n_1(0), \quad (6)$$

где $L_{nu} < L_n$ и $L_{pu} < L_p$ для прямого включения, а $L_{nu} > L_n$, $L_{pu} > L_p$ для обратного включения. Такое состояние n — p перехода будем называть условным равновесием.

Однако, как следует из сравнения $n_{o1}(x)$, $n_{o2}(x)$ и $n_1(x)$, $n_2(x)$, установлению условного равновесия в n — p переходе препятствует при прямом включении дефицитный заряд электронов $\Delta Q_{\bar{o}}$, а при обратном включении избыточный ΔQ_u .

Из уравнения Пуассона следует, что разность потенциалов на n — p переходе определяется величинами результирующего заряда в n и p областях независимо от его распределения. Поэтому концентрацию n_{pu} в зависимости от напряжения на n — p переходе можно определить уравнением

$$\begin{aligned} \int_0^{-L_{nu}} n_{u1}(x) dx + \int_0^{L_{pu}} n_{u2}(x) dx = \int_0^{-L_{nu}} n_1(x) dx + \\ + \int_0^{L_{pu}} n_2(x) dx - \frac{1}{q} \Delta Q_{\bar{o}} - \frac{1}{q} \Delta Q_u, \end{aligned} \quad (7)$$

где $\Delta Q_{\bar{o}} = \Delta Q_{\bar{o}1} = q [n_2(L_{pu}) - n_{o2}(L_p)] (L_{pu} + L_{nu})$ при $u \leq u_{po}$; (8)

$$\Delta Q_{\partial}^{-} = \Delta Q_{\partial 2}^{-} = \Delta Q_{\partial 1}|_{u=u_p} + \int_0^0 n_{o1}(x) dx - (L_n - L_{nu}) \quad \text{при } u \geq u_{po}; \quad (9)$$

$$\Delta Q_u^{-} = \Delta Q_{u1}^{-} = q[n_{o2}(L_p) - n_2(L_{pu})](L_{nu} + L_{pu}) \quad \text{при } u \leq u_1; \quad (10)$$

$$\Delta Q_u^{-} = \Delta Q_{u2}^{-} = \Delta Q_{u1}^{-}|_{u=u_1} + \int_0^{x_1} n_{u1}(x) dx \quad \text{при } u \geq u_1; \quad (11)$$

u_{po} и u_{no} — разность потенциалов на p и n областях n — p перехода при термодинамическом равновесии, u_1 — обратное напряжение, соответствующее концентрации $n_2(0) = n_p$, а x_1 приближенно определяется уравнением $n_1(x_1) = n_p$.

Решая методом вариации постоянной (3) и (4) и используя равенство $j_{n1} = j_{n2}$, получим $n_{u1}(x)$, $n_{u2}(x)$, $\pm j_n(n_{pu})$. Определяя n_{pu} из (7) с учетом (8) — (11) и приближенной типа

$$\pm a_n \left(L_n^2 x - \frac{x^3}{3} \right) = \frac{2}{3} a_n L_n^2 x; \\ L_{pu} + L_{nu} \gg \frac{2}{3 a_n L_n^2} \left(1 - e^{-\frac{2}{3} a_n L_n^3 - \frac{2}{3} a_p L_{pu}^3} \right) \quad (12)$$

и подставляя n_{pu} в $\pm j_n(n_{pu})$, получим

$$+ j_n = \frac{2}{3} q \mu_n E_o(0) n_p \left(\frac{L_{pu}}{L_p} \right)^2 \left(e^{\frac{qu}{kT}} - 1 \right), \quad (13)$$

где $u \leq u_{po}$;

$$+ j_n = j_n(u_{po}) + q \mu_n E_o(0) n_n e^{-\frac{2}{3} a_n L_n^3} \frac{L_{pu}}{L_p} \frac{1}{1 + \frac{L_{nu}}{L_{pu}}} \times \\ \times \frac{1}{a_n L_n^3} \left[e^{\frac{2}{3} a_n L_n^3 \left(1 - \frac{L_{nu}}{L_n} \right)} - 1 \right], \quad (14)$$

где $u \geq u_{po}$;

$$- j_n = - \frac{2}{3} q \mu_n E_o(0) n_p \left(1 - e^{-\frac{qu}{kT}} \right), \quad (15)$$

где $u \leq u_1$;

$$- j_n = - j_n(u_1) - q \mu_n E_o(0) n_n e^{-\frac{2}{3} a_n L_n^3} \frac{L_{nu}}{L_n} \frac{1}{a_n L_n^3} \times \\ \times \left(1 - e^{-\frac{q(u-u_1)}{kT}} \right) \cdot \frac{1}{1 + \frac{L_{pu}}{L_{nu}}}, \quad (16)$$

где $u_1 \leq u \leq u_{np}$, $E_o(0) = E_{po}(0) = E_{no}(0)$; μ_n — подвижность электронов, u_{np} — пробивное напряжение n — p перехода.

Связь между $\frac{L_{pu}}{L_p}$ и прямым напряжением $u \leq \frac{2}{3} a_p L_p^3 \frac{kT}{q}$ между $\frac{L_{nu}}{L_n}$ и прямым напряжением $u \geq \frac{2}{3} a_p L_p^3 \frac{kT}{q}$ определяется уравнениями

$$u_p = -\Psi_{po}(L_p) + \Psi_{pu}(L_{pu}) = \frac{kT}{q} \frac{2}{3} a_p L_p^3 \left(1 - \frac{L_{pu}^3}{L_p^3}\right); \quad (17)$$

$$u_n = \Psi_{no}(-L_n) - \Psi_{nu}(-L_{nu}) = \frac{kT}{q} \frac{2}{3} a_n L_n^3 \left(1 - \frac{L_{nu}^3}{L_n^3}\right), \quad (18)$$

где

$$u = u_p + u_n. \quad (19)$$

Следует отметить, что при получении ВАХ n — p перехода в соответствии с принципом Ле-Шателье учитывается рекомбинация в области n — p перехода независимо от ее механизма.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Shockley W. The Theory of p — n Junctions in Semiconductors and p — n Junction Transistors. — «Bell Syst. Techn.», 1949, vol. 28, N 3, p. 435—489.
2. Киреев В. А. Краткий курс физической химии. М., «Химия», 1969. 638 с.

УДК 539.293 : 538.12

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

ИССЛЕДОВАНИЕ КОНТАКТОВ МЕТАЛЛ-ПОЛУПРОВОДНИК InSb—NiSb

Среди новых полупроводниковых материалов особый интерес вызывает сплав InSb—NiSb, не имеющий пока своих аналогов. Он представляет собой двухфазную систему, в которой полупроводниковая матрица InSb содержит включения NiSb с металлическим типом проводимости. Эти включения в виде игл диаметром около микрона и длиной в несколько десятков микрон при соответствующей технологии приготовления сплава могут быть сориентированы в определенном направлении, из-за чего монокристаллы InSb—NiSb обладают сильно выраженными анизотропными свойствами.

Исследованию электрофизических свойств этого сплава посвящен ряд работ [1—4]. Отмечалось, что он может найти практическое применение в ряде полупроводниковых приборов [5, 6].

Особый интерес представляет сообщение Эванса и Уолша [6] о генерации СВЧ-шума в этом материале при воздействии сильного электрического поля. Авторы [6] указывают, что причиной этой генерации может быть рассмотренное Стилом [7] фотопроводимостное смешивание усиленного спонтанного излучения (photoconductor mixing of amplified spontaneous radiation). Определяющим моментом в теории Стила является создание в объеме полупроводника определенной концентрации избыточных носителей заряда и ее градиента. Весьма удобным способом создания этих условий является инжекция носителей заряда с помощью p — n -перехода. В связи с этим представляет интерес возможность создания p — n -переходов в InSb — NiSb и изучение свойств выпрямляющих и невыпрямляющих контактов этого сплава с металлами.

Поскольку основной объем этого сплава занимает полупроводящая матрица InSb , то для создания невыпрямляющих контактов металл — InSb — NiSb пригодны, по-видимому, все те приемы, которые используются в случае InSb , т. е. вплавление In , сплавов $\text{In}+\text{Zn}$ (или Cd) в случае материала p -типа, сплавов $\text{In}+\text{Te}$ (или Se) в случае материала n -типа. Для создания p — n -переходов в сплаве с n -типом проводимости возможно вплавление сплава $\text{In}+\text{Zn}(\text{Cd})$. Однако вентильные свойства таких переходов могут быть плохими или вообще отсутствовать из-за шунтирующего действия сильнопроводящих игл NiSb , пронизывающих область пространственного заряда (i -область). Оценим это действие игл для простейшего случая, когда их направление перпендикулярно плоскости p — n -перехода.

Представим себе иглу в виде сильно вытянутого эллипсоида вращения с полуосями H и r_n , пронизывающего i -область и внедряющегося в слабо легированную n -область на глубину h . Заметим, что у реальных p — n -переходов толщина i -области L составляет не более чем несколько микрон, так что $2H \gg L$. Считаем, что удельное сопротивление сильно легированной p -области намного меньше удельного сопротивления ρ_{InSb} исходного материала n -типа, в который осуществляется вплавление сплава с акцепторной примесью. Поскольку глубина внедрения игл в n -область — величина случайная, то $0 \leq h \leq 2H$. При таких предположениях эквивалентная схема p — n -перехода представляется рис. 1, где R_i — сопротивление обедненной носителями i -области, R_{nk} — сопротивление участка длиной L k -й иглы, пронизывающей i -область, R_{sk} — сопротивление растекания, создаваемое k -й иглой. Эта схема упрощена в том смысле, что из рассмотрения исключены сопротивления «мостиков», включенных между иглами в i -области, имеющие большую величину, а сопротивление n -области заменено сопротивлением растекания игл, находящихся непосредственно у перехода. Однако для при- водимого здесь оценочного расчета такое упрощение, по-видимому, вполне допустимо.

Сопrotивление R_{nk} может быть записано как

$$R_{nk} = \rho_{\text{NiSb}} \cdot \frac{L}{\pi r_n^2}, \quad (1)$$

где ρ_{NiSb} — удельное сопротивление NiSb, т. е. считается одинаковым для всех игл. Что касается величины R_{sk} , то оно различно

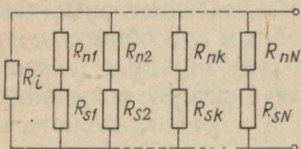


Рис. 1.

для разных игл и зависит от глубины их внедрения в n -область. Ввиду того, что иглы представляют собой сильно вытянутые эллипсоиды вращения, то сопротивление растекания для каждой иглы может быть без большой погрешности рассчитано как сопротивление растекания вытянутого полуэллипсоида вращения с полуосями h_k , r_n , погруженного в полубесконечную среду с удельным сопротивлением ρ_{InSb} . Можно показать, решая уравнение Пуассона в системе координат вытянутого эллипсоида вращения, что сопротивление растекания в объем InSb, в этом случае

$$R'_{sk} = \frac{\rho_{\text{InSb}}}{2\pi r_n} \cdot \frac{1}{2\sqrt{(h_k/r_n)^2 - 1}} = \ln \frac{1 + \sqrt{1 + (r_n/h_k)^2}}{1 - \sqrt{1 - (r_n/h_k)^2}}, \quad (2)$$

где h_k — глубина внедрения k -й иглы. Кроме того, к R'_{sk} следует добавить сопротивление, вносимое самой иглой, которое приближенно равно

$$R''_{sk} = \rho_{\text{NiSb}} \cdot \frac{h_k}{\pi r_n^2}, \quad (3)$$

так что

$$R_{sk} = R'_{sk} + R''_{sk} = \frac{\rho_{\text{InSb}}}{2\pi r_n} \cdot \frac{1}{2\sqrt{c_k^2 - 1}} \ln \frac{c_k + \sqrt{c_k^2 - 1}}{c_k - \sqrt{c_k^2 - 1}} + \rho_{\text{NiSb}} \cdot \frac{h_k}{\pi r_n^2}, \quad (4)$$

где $c_k = h_k/r_n$.

Оценим величины сопротивлений, определяемых по формулам (1) — (3), учитывая, что при комнатной температуре $\rho_{\text{NiSb}} = 1,4 \cdot 10^{-5} \text{ Ом} \cdot \text{см}$ [2], $\rho_{\text{InSb}} = 5,7 \cdot 10^{-3} \text{ Ом} \cdot \text{см}$ [8]. Принимаем $r_n = 0,5 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, $h_k = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}$, $L = 10^{-4} \text{ см}$. Подсчеты дают: $R_{nk} = 0,18 \text{ Ом}$; $R'_{sk} = 1,64 \text{ Ом}$; $R''_{sk} = 4,45 \text{ Ом}$. Таким образом, в эквивалентной схеме без большой погрешности можно отбросить сопротивление R_{nk} .

Приведенная оценка показывает, что иглы оказывают сильное шунтирующее действие на p — n -переходе в InSb—NiSb, особенно если учесть, что число выходов этих игл на 1 мм^2 состав-

ляет около 10^5 , так что получение переходов в этом материале невозможно.

Для экспериментальной проверки полученных выше выводов исследовались характеристики различных контактов с InSb—NiSb, полученных вплавлением. В экспериментах использовался материал *n*-типа с концентрацией примесей 10^{16} см^{-3} . Для механической обработки образцов (разрезание слитков, шлифовка пластин) использовались те же приемы, что и при работе с такими типичными полупроводниками, как германий и кремний. Для химического травления использовался стандартный травитель СР-4. Однако скорость травления этим травителем оказалась очень большой — 850 мкм в минуту, что при работе с образцами малых размеров очень неудобно. Оказалось, что весьма эффективным способом снижения скорости травления до приемлемой величины является добавление в травитель дистиллированной воды, — при этом скорость травления довольно резко уменьшается, а при содержании воды около 45% по объему практически прекращается.

Контакты получались вплавлением в вакууме при давлении $\sim 10^{-4} \text{ мм рт. ст.}$, температура вплавления составляла около 300°C . Для получения омических контактов проводилось вплавление In, причем омичность контактов проверялась двухзондовым методом. Как показывают эксперименты, такие контакты с большой степенью точности можно считать омическими. Для получения выпрямляющих контактов использовался сплав индия с цинком, который является акцептором для матрицы InSb. В полном соответствии с приведенными выше соображениями такой контакт не обладает вентильными свойствами из-за шунтирующего свойства игл, о чем свидетельствуют приведенные на рис. 2 вольтамперные характеристики этих контактов.

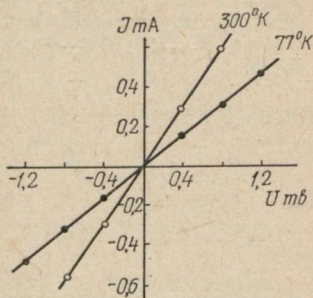


Рис. 2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wagini H., Weiss H. Die galvano — und thermomagnetischen Effekte des InSb—NiSb—Eutektikums. — Solid State Electronics, 1965, Bd. 8, N 1, S. 241—254.
2. Алиев М. И., Абдинова С. Г., Алиев С. А. Кинетические явления в эвтектическом сплаве InSb—NiSb. — Неорганические материалы, 1974, т. 10, № 5, с. 823—826.
3. Мосанов О., Ходжабердыева О. Исследование температурной зависимости фотомагнитного эффекта в InSb—NiSb. — Изв. АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук, 1974, № 1, с. 114—117.
4. Исследование некоторых гальвано-магнитных свойств InSb—NiSb. — Исследование материалов для новой техники. Тбилиси, «Мецниереба», 1971,

- с. 183—192. Авт.: Е. В. Васильева, В. С. Векшина, В. С. Ивлева, Е. В. Киселева, Л. Я. Кроль.
5. Paul B., Weiss H. Anisotropic InSb—NiSb as an infra-red detector. — Solid State Electronics, 1968, vol. 11, N 5, p. 979—981.
 6. Эванс А., Уолш Д. СВЧ-излучение из эвтектического сплава InSb—NiSb. — ТИИЭР, 1968, т. 56, № 3, с. 111—112.
 7. Steele M. C. Microwave generation from photoconductive mixing of amplified spontaneous radiation. — RCA Review, 1966, vol. 27, N 6, p. 263—271.
 8. Смит Р. Полупроводники. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1962. 467 с.

УДК 621.376.2

Е. Д. АНАНЬИН,
В. Я. БЛУДОВ, канд. физ.-мат. наук,
В. Н. КОНОПЛЯ,
А. С. ПОЛУШКИН,
В. П. ШЕЙКО, канд. физ.-мат. наук

К ВОПРОСУ О МОДУЛЯЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ МИНИТРОНА

Задача исследования модуляционных характеристик минитрона [1] возникла в связи с разработкой доплеровского автомобильного локатора, предназначенного как для измерения скорости сближения, так и для измерения расстояния до препятствия. Принцип действия подобного локатора описан в [2], где для измерения указанных параметров движения используется двухчастотный метод, при котором передатчик излучает две частоты, разность между которыми постоянна. При этом скорость сближения с препятствием определяется по доплеровскому смещению одной из частот, а дальность до объекта прямо пропорциональна фазовому сдвигу φ двух доплеровских сигналов, образующихся при смешении опорного и принятого сигналов:

$$\varphi = 2\pi \frac{2R}{c} F. \quad (1)$$

Здесь R — расстояние до объекта, c — скорость света, $F = f_2 - f_1$ — разность излучаемых частот.

Измерение дальности двухчастотным методом можно осуществить, применив амплитудную модуляцию (АМ) излучаемого СВЧ сигнала тональным синусоидальным сигналом с частотой F . При этом спектр излученного сигнала будет иметь в своем составе центральную частоту и две боковые составляющие, отстоящих от центральной на величину частоты модуляции. Используя центральную и одну из боковых частот, можно определить дальность до объекта согласно выражению (1).

Поскольку в автомобильном радиолокаторе в качестве генератора СВЧ колебаний целесообразно использовать минитрон [3], определенный интерес представляет исследование его модуляционных характеристик с тем, чтобы определить возможность получения АМ колебаний непосредственно от генератора.

Схема экспериментальной установки для снятия модуляционных характеристик минитрона представлена на рис. 1. Характеристики снимались путем изменения напряжений на отражателе U_o и резонаторе U_p и измерения соответствующих значений мощности и частоты генерации. С помощью трансформатора

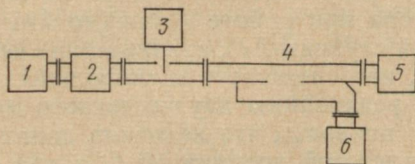


Рис. 1. Блок-схема установки для снятия модуляционных характеристик: 1 — исследуемый минитрон; 2 — трансформатор полных сопротивлений; 3 — измерительная линия; 4 — направленный ответвитель; 5 — измеритель мощности; 6 — гетеродинный частотомер.

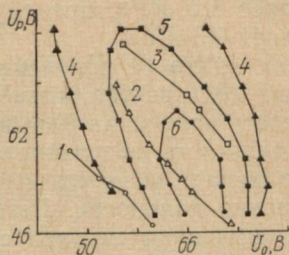


Рис. 2. Модуляционные характеристики минитрона: 1, 2, 3 — линии постоянной частоты, 4, 5, 6 — линии постоянной мощности; 1 — 8780 МГц; 2 — 8860 МГц; 3 — 8940 МГц; 4 — 1,0 мВт; 5 — 3,0 мВт; 6 — 6,0 мВт.

полных сопротивлений в тракте поддерживался КСВН в пределах 1,03—1,05. Результирующие модуляционные характеристики представлены на рис. 2.

По полученным характеристикам была определена максимальная глубина модуляции минитрона по мощности. При изменении напряжения на отражателе U_o в пределах 48—65 В и напряжения на резонаторе U_p в пределах 49—65 В глубина АМ достигает своего максимального значения 75%. Средний уровень мощности в этом случае $P_{ср} = 3,5$ мВт, изменение напряжения на отражателе $\Delta U_o = 17$ В, а $\Delta U_p = 16$ В. При глубине АМ 75% мощность боковой составляющей составит 14% от мощности несущей [4], т. е. при чувствительности приемника 10^{-13} Вт мощность передатчика должна достигнуть 18 мВт. В этом случае мощность боковой составляющей будет достаточной для выделения ее из спектра отраженного сигнала.

Целесообразно определить мощность, которая потребуется от модулятора для обеспечения работы минитрона в режиме АМ. Как показано в [5], мощность модулятора определяется выражением

$$P_m = 0,5 I_p \Delta U. \quad (2)$$

Согласно этому выражению, мощность модулятора достигает величины 0,3 Вт при максимальной глубине АМ, равной 75%.

При осуществлении АМ минитрона рабочая точка перемещается вдоль линии постоянной частоты (рис. 2). Но вследствие

того что эти линии не являются строго линейными, дополнительно к амплитудной модуляции появляется паразитная частотная модуляция. Величину этой модуляции можно также определить по модуляционным характеристикам минитрона. В случае максимальной глубины АМ паразитная девиация частоты составляет 1,2 МГц, при глубине АМ 25% девиация частоты составляет 0,5 МГц.

Как видно из полученных результатов, несмотря на определенные достоинства минитрона при работе в режиме АМ (возможность получения большой глубины АМ, сравнительно небольшая мощность модулятора), непосредственная модуляция минитрона делает невозможным реализацию двухчастотного метода измерения дальности. Легко показать, что величина доплеровского смещения сигнала с частотой порядка 10 ГГц при отражении от объектов, движущихся со скоростью до 300 км/ч, лежит в области звуковых частот, тогда как паразитная девиация частоты намного превосходит эту величину. Очевидно, при измерении дальности и скорости двухчастотным методом целесообразнее осуществить модуляцию сигнала по мощности непосредственно в СВЧ тракте передатчика.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Голант М. Б., Чечета Н. А., Янченко С. Г. Минитрон — генератор малой мощности сантиметрового диапазона волн. — ПТЭ, № 2, 1972, с. 252.
2. Nagokorus W. P. Radar hits road, but it's a costly ride. — «Electronics», 1972, vol. 45, N 2, p. 54—57.
3. Конопля В. Н., Полушкин А. С., Шейко В. П. Определение основных характеристик малогабаритного транспортного локатора. — «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1975, вып. 4, с. 74—78.
4. Сифоров В. И. Радиоприемные устройства. М., «Сов. радио», 1972. 804 с.
5. Верещагин Е. М. Модуляция в генераторах сверхвысоких частот. М., «Сов. радио», 1972. 304 с.

УДК 621.375.826 : 536.422.1

В. М. КУЗЬМИЧЕВ,
А. Я. ВОРОБЬЕВ,
В. Г. ГУЖВА

ОБ ОДНОЙ МЕТОДИКЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ МЕТАЛЛАМИ ИНТЕНСИВНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОКГ

Поглощение света металлами при действии на них интенсивного излучения ОКГ исследовано очень мало. Имеющиеся экспериментальные данные коэффициента отражения [1, 2] не позволяют полно и достоверно судить о процессе поглощения света при плотностях потока излучения, выше которой происходит разрушение поверхности металла. В связи с этим прямое исследование поглощения представляет большой интерес для изучения взаимодействия интенсивного излучения с веществом.

При малых плотностях потока излучения вся поглощенная энергия импульса ОКГ остается в металле и вызывает его нагревание. В области больших плотностей, при которых происходит испарение, одна часть поглощенной металлом энергии света уносится продуктами разрушения, а другая остается в металле, т. е.

$$T + D + R = 1,$$

где T — часть поглощенной энергии падающего излучения, которая остается в металле после действия импульса света и вызывает его нагревание, D — часть падающей энергии, которая

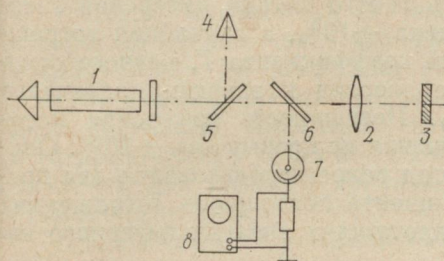


Рис. 1.

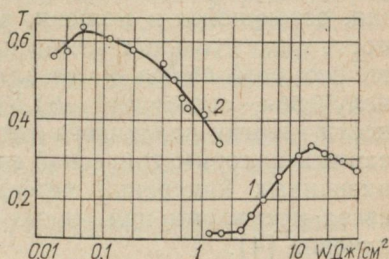


Рис. 2.

содержится в продуктах разрушения, а R — часть энергии падающего излучения, которая отражается от поверхности металла и продуктов разрушения. Коэффициенты T , D и R зависят от плотности потока лазерного излучения I . Зависимость R от I была исследована в [2].

В данной работе было проведено экспериментальное исследование интегрированного по длительности импульса коэффициента T в зависимости от плотности энергии падающего излучения W . Блок-схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Излучение неодимового лазера с модулированной добротностью 1 (длительность импульса по половинной мощности 50 нсек, энергия в импульсе 3,5 дж) фокусировалось линзой 2 на поверхность металлического диска 3 диаметром 20 мм и толщиной 2 мм. По приращению средней температуры определялась энергия излучения, которая оставалась в мишени после действия импульса лазера. Приращение температуры измерялось болометрическим элементом, выполненным из медной проволоки, которая наматывалась по ободу диска и имела с ним хороший тепловой контакт. Калибровка болометрического элемента проводилась методом замещения известной электрической энергией, рассеиваемой в подогревателе, расположенном на тыльной стороне диска. Время индикации по наибольшему отклонению $\tau_{\text{инд}} \sim 4$ сек, постоянная времени охлаждения $\tau_{\text{охл}} \sim 145$ сек. Таким образом, $\tau_{\text{инд}} \ll \tau_{\text{охл}}$, и за время индикации тепловые потери вследствие теплообмена с внешней средой незначительны

[3]. Масса испаренного металла была на несколько порядков меньше массы диска, поэтому ошибка, вызванная уменьшением теплоемкости мишени, пренебрежимо мала. Энергия излучения определялась конусным калориметрическим измерителем 4, на который при помощи стеклянной пластинки 5 ответвлялась часть падающего излучения. Форма импульса излучения контролировалась при помощи светоразделительной пластинки 6, фотоэлемента 7 и осциллографа 8. Плотность энергии падающего излучения менялась как изменением диаметра фокусируемого пятна (3,5—11 мм), так и калиброванными стеклянными светофильтрами. Абсолютная погрешность такого метода измерения энергии, остающейся в мишени, равна $\pm 10\%$, а случайная погрешность относительных измерений коэффициента T , равного отношению оставшейся в металле энергии к энергии падающего излучения, составляет $\pm 1,5\%$. Погрешность измерения плотности энергии падающего излучения не превышала $\pm 20\%$. Описанный калориметрический метод ранее использовался для прецизионных измерений коэффициента поглощения (отражения) света металлами при малых плотностях энергии лазерного излучения [4].

Полученные зависимости для меди и цинка представлены на рис. 2, где 1 — медь; 2 — цинк, $\lambda = 1,06$ мкм; $\tau_n = 50$ нс. При малых плотностях (кривая 1) доля энергии, остающаяся в металле, совпадает с обычным коэффициентом поглощения. Небольшое линейное увеличение T в этой области плотностей обусловлено температурной зависимостью коэффициента поглощения [5]. Начиная с определенной плотности энергии, T резко возрастает и затем достигает своего наибольшего значения, которое примерно в три раза превышает значение обычного коэффициента поглощения. При дальнейшем увеличении плотности падающего излучения для исследованных металлов наблюдается постепенное уменьшение коэффициента T . Приведенные на графике значения T усреднены по результатам ряда измерений. В области скачка T разброс экспериментальных точек был значительно больше, чем для остальных участков кривых. Это указывает на то, что в области роста T характер физических процессов более чувствителен к воспроизводимости экспериментальных условий, чем на других.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Действие излучения большой мощности на металлы. М., «Наука», 1970. 272 с. Авт.: С. И. Анисимов, Я. А. Имас, Г. С. Романов, Ю. В. Ходыко.
2. Уменьшение коэффициента отражения мощного лазерного излучения от поверхности твердого вещества. — Журн. техн. физ., 1968, т. 38, с. 1973—1975. Авт.: Н. Г. Басов, В. А. Бойко, О. Н. Крохин, О. Г. Семенов, Г. В. Скумуков.
3. Валитов Р. А., Кокодий Н. Г., Кузьмичев В. М. Измерение характеристик оптических квантовых генераторов. М., Изд-во Комитета стандартов, 1969. 127 с.

4. Hunderi O. A. Sensitive Calorimetric Method for Scanning Measurements of the Optical Absorbption of Metals and Alloys. — Rev. Sci. Instrum., 1971, vol. 42, N 11, p. 1596—1601.
5. Ujihara K. Reflectivity of Metals at High Temperatures. — J. Appl. Phys., 1972, vol. 43, N 5, p. 2376—2383.

УДК 621.373.853.08

О. Ф. МАНИТА,
С. Б. ДАНИЛЕВИЧ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЛАЗЕРОВ СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ В ИМПУЛЬСНОМ РЕЖИМЕ

Имеется потребность в мощных источниках, работающих в коротковолновой части субмиллиметрового диапазона. Достаточно указать на некоторые области применения таких устройств: диагностика плазмы с использованием рассеяния, радиолокационные устройства, измерения нелинейных эффектов в твердых телах и газах в субмиллиметровом диапазоне. Можно наметить два взаимно дополняющих подхода к решению поставленной задачи.

1. Оптимизация режимов газоразрядных молекулярных лазеров в импульсном режиме.

2. Исследование возможностей создания мощных субмиллиметровых молекулярных лазеров с оптической накачкой излучением лазера на CO_2 .

Первое направление имеет известные ограничения с точки зрения получения больших мощностей и по числу длин волн. В работе [1] сообщалось о получении мощности 1 кВт в импульсе с использованием газоразрядного HCN лазера на волне 337 мкм. По-видимому, это — предельно достижимое значение мощности излучения для такого типа лазерных систем.

Второе направление является более перспективным, так как обладает большими возможностями в смысле выбора большого числа рабочих волн и не имеет принципиальных ограничений в смысле наращивания уровня мощности генерации.

Недавно появились сообщения [2, 3] о получении излучения на нескольких молекулах в режиме сверхсветимости. Так, авторы работы [4], применив для накачки газообразного метилфторида CH_3F CO_2 лазер с поперечным разрядом при атмосферном давлении энергией 8 Дж на линии $P(20)$ с длиной волны 9,55 мкм, получили излучение с длиной волны 496 мкм мощностью 30 кВт. Но, как сообщается в работе [2], в режиме сверхсветимости импульс субмиллиметрового излучения имеет нерегулярную форму и состоит из отдельных пиков, что затрудняет применение таких источников для практических целей.

Представляется целесообразным исследовать возможность получения мощного импульсного излучения с использованием открытого резонатора. Однако при этом неизбежно возникают трудности, связанные с вводом излучения накачки и выводом

энергии, уменьшением мощности за счет потерь в резонаторе, многомодовость излучения и т. д.

Наряду с повышением мощности необходим поиск новых линий генерации. Сейчас уже известно много линий излучения полученных в непрерывном режиме, но только на очень немногих из них, в связи с явлением насыщения квантовых переходов получено мощное излучение в импульсном режиме.

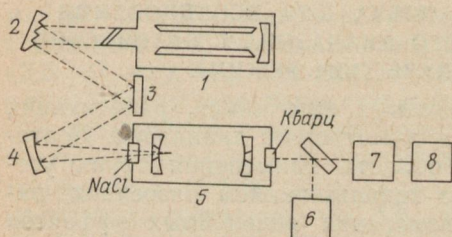
Для решения некоторых из перечисленных задач и создана данная установка.

Описание экспериментальной установки. На рисунке представлена блок-схема установки. Импульсный CO_2 лазер с поперечным возбуждением и энергией 0,5 дж при длительности импульса

150 н/сек имел параллельную конфигурацию электродов [5]. Электродная система CO_2 лазера состоит из анода, катода и дополнительного электрода. Алюминиевый анод изготовлен по форме, рекомендованной Роговским. Поперечное сечение катода имеет вид гребенки, в пазы которой укладывались стеклянные трубки с наружным диаметром 3 мм. Дополнительными электродами служили проволоочки диаметром 0,8 мм, вставленные в стеклянные трубки. Область возникновения поперечного разряда имеет размеры $1 \times 3 \times 70 \text{ см}^3$. Система электродов размещена в стеклянной трубе диаметром 80 мм. Резонатор длиной 1 м образован сферическим зеркалом, напыленным на стеклянной подложке с радиусом кривизны 10 м и дифракционной решеткой 75 штрихов/мм, которая крепится с помощью поворотного юстировочного устройства, что обеспечивает перестройку лазера по линиям генерации. Внутренняя кювета резонатора герметизирована при помощи пластины из NaCl, расположенной под углом Брюстера, что обеспечивает линейную поляризацию излучения.

Разряд в лазере питался от накопительного конденсатора емкостью 0,1 мкф, который заряжался от высоковольтного источника до 35 кВ. Частота повторения импульсов регулируется задающим генератором. Для напуска рабочей смеси и контроля ее давления имеется система натекания и манометр. Оптимальный в смысле мощности и устойчивости режим работы лазера реализуется при соотношении смеси $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1 : 1,5$ при давлении 400 мм рт. ст.

Энергия излучения CO_2 лазера с поперечным разрядом измерялась калориметром КОД-10. Форма импульса наблюдалась на осциллографе С1-57 от германиевого приемника, принцип



действия которого основан на явлении увлечения носителей фотонами в германии p -типа. Излучение CO_2 -лазера падало нормально на прямоугольный стержень германия p -типа площадью поперечного сечения 35 мм^2 и длиной 20 мм , что вызывало возникновение продольной ЭДС, достаточной для регистрации лазерных импульсов. Для получения высокого быстродействия сопротивление приемника выбиралось низким порядка 17 ом , что позволило достигнуть инерционности $\leq 10^{-10} \text{ сек}$. Чувствительность приемника равнялась 10 квт/мв , что было достаточно для наблюдения импульса излучения прямо на осциллографе, минуя усилитель.

Вакуумная ячейка с резонатором состояла из стеклянной трубы диаметром 80 мм , с обеих сторон которой крепились юстировочные устройства для зеркал. Зеркала были изготовлены из меди с радиусом кривизны 1 м с отверстиями диаметром 4 мм для ввода и диаметром 12 мм для вывода излучения. Расстояние между зеркалами равнялось 80 см . Герметичность ячейки достигалась с помощью резиновых вакуумных уплотнений. С помощью системы зеркал излучение CO_2 -лазера фокусировалось, проходя через входное окно из NaCl во входное отверстие одного из зеркал резонатора. Субмиллиметровое излучение выводилось через окно из кварца на противоположном конце резонатора.

Энергия субмиллиметрового излучения индцировалась пироэлектрическим приемником и измерялась калориметром. Для наблюдения формы импульса на осциллографе С1-57 применялись точечно-контактный детектор [6] или детектор на InSb , работающий при 77 К [7]. Точечно-контактный детектор по чувствительности и инерционности превосходит детектор на InSb при 77 К , но надежность работы в импульсном режиме последнего гораздо выше.

На данной установке была получена генерация в импульсном режиме на многих линиях следующих молекул: $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_2$, CH_3CN , CH_3F , CH_3Br , CH_3I , CHOOD .

Самое мощное излучение около 100 вт получено на длине волны $\lambda = 447,74 \text{ мкм}$ молекулы CH_3I с длительностью импульса 1 мксек . При этом CO_2 лазер работал на линии $R(18)$ с длиной волны $\lambda = 10,571 \text{ мкм}$. С повышением давления в ячейке длительность импульса субмиллиметрового излучения несколько уменьшилась. Оптимальным было давление $3\text{—}5 \text{ мм рт. ст.}$, что намного выше оптимального давления при работе лазера на этой же длине волны в непрерывном режиме.

Предварительные исследования, проведенные на данной установке, указали на необходимость совершенствования субмиллиметрового лазера для получения более высоких мощностей и поиска новых линий генерации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sharp L. E., Wethell A.T. High Power Pulsed HCN Laser. Appl. Opt., 1972, voell, N 8, p. 1737.
2. Thomas K. Plant, Leon A., Newman, Edward I. Danielawier and others. Intenee Superradiant Emission at 496 *mk* from optieally pumped methyl fluoride. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., 1974, voell, MMT-22, N 12, p. 988—990.
3. De Temple T. A., Plant T. K., Coleman P. D. Intens superradiant emission at 496 *Mm* from optieally pumped methyl ftuopede. Appl. Phys. Lett., 1973, vol. 22, N 12, p. 644—646.
4. Brown Fielding, Horman Stephen R., Palevsky Alan. Characteristics of a 30 *kbm* peak, 496 methyl fluoride laser. Optics Commuz, 1973, vol., N 1, p. 28—30.
5. Lu-Li Pan, Bernhardt A. F., Simpson I. R. Construction and Operation of Double—Discharge TEA CO₂ Laser. — Rev. Sei. Instrum., 1972, vol. 43, N 4, p. 662—666.
6. Дюбко С. Ф., Ефименко М. Н. Детектирующие свойства точечного контакта металл—InSb на волне $\lambda=337$ *мкм* при T=300° K. — Письма в ЖЭТФ, 1971, т. 13, с. 531—533.
7. Белянцев А. М., Генкин В. Н., Леонов А. М., Трифонов Б. А. О нелинейных эффектах в *n*—InSb при 77° K в коротковолновой части миллиметрового диапазона. Письма в ЖЭТФ, 1973, т. 18, вып. 10, с. 616—620.

УДК 538 : 69 : 538.124

И. Н. КОМАРЬ,
О. Т. НИКОЛОВ,
О. СЛАВИК

СТАБИЛИЗАЦИЯ И НАКОПЛЕНИЕ ЭПР-ОБНАРУЖИМЫХ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ АМИНОКИСЛОТАХ

Согласно [1] в молекулярных кристаллах существует самодиффузия атомов, которая в случае образования в них радиационных дефектов — свободных радикалов (СР) — сводится к диффузии радиационных вакансий (РВ) на открытые поверхности кристаллов. На них происходит гибель СР по механизмам поверхностной поликонденсации и окисления кислородом воздуха [2]. Реальные кристаллы обладают блочной структурой. Границы блоков представляют собой области с разупорядоченной структурой, а их толщины определяются степенью разориентации блоков, превращаясь в сравнительно толстые аморфные области границ зерен. В этих областях диффузия РВ затруднена из-за стерических ограничений. Так деформация блочной структуры (контролируемая по лауэграммам) приводит к замедлению гибели СР.

При отсутствии диффузии РВ, СР стабилизируются в решетке кристалла. С повышением температуры РВ свободно диффундируют в пределах блоков, не выходя за их границы; количество СР не изменяется: СР стабилизируются в блоках. Затем происходит активация диффузии в разупорядоченных областях

границ, часть СР выходит из блоков, примыкающих к открытым поверхностям, на эти поверхности и гибнет. Наконец, преодолевая границы блоков, на открытые поверхности начинают выходить СР из глубинных областей кристаллов; при наращивании на облученные кристаллы свежей кристаллической оболочки гибель СР сильно тормозится. Различная степень разориентации блоков приводит к большому разбросу по энергиям активации диффузии РВ в границах, что обуславливает наличие «ступенчатой рекомбинации» СР [3].

Благодаря стерическим ограничениям, выход РВ из граничных областей затруднен и РВ частично в них скапливаются. С ростом дозы облучения градиент концентрации РВ увеличивается, скорость выхода СР на открытые поверхности растет и скорость их гибели тоже. Растет и их концентрация в граничных областях и вероятность соседнего расположения. В итоге в границах блоков образуются центры термического распада СР, области фазы продуктов распада и механические перенапряжения, вызывающие растрескивание кристаллов и возникновение новых открытых поверхностей. Размеры нерастрескавшихся областей становятся все меньше, а открытые поверхности все больше. Поэтому с ростом дозы увеличивается скорость отжига СР и уменьшается уровень «ступеньки» кривых отжига. Границы трещин и блоков покрываются все более толстым слоем продуктов распада, а сами области все больше разориентируются друг относительно друга, превращаясь в зерна: монокристаллы становятся поликристаллическими образцами, что подтверждается лауэграммами.

Кривые накопления СР, обычно получаемые при комнатной или более низких температурах, имеют максимум [4]. При этом под лучом трудно ожидать существенного вклада в гибель СР рассмотренных «диффузионных» механизмов. Однако, вполне возможно возникновение аналогичных ситуаций за счет механизма «кратных поражений» [5] в межблочных границах кристаллов. В регулярных областях решетки из-за стерических ограничений вероятность гибели расположенных рядом СР мала, в разупорядоченных областях она гораздо больше, и здесь под лучом могут возникать центры распада СР. Накопление продуктов распада приводит к растрескиванию кристаллов, образованию новых открытых поверхностей, утолщению границ блоков, их разориентации и превращению кристаллов в поликристаллические образцы. В области границ накопления СР согласно [5] описывается уравнением

$$n = GD \exp[-GDp], \quad (1)$$

где G — выход радиационных вакансий, p — вероятность гибели СР под лучом за счет кратных поражений, D — суммарная доза облучения. В области регулярной решетки накопление СР долж-

но идти по линейному закону, но ее объем с ростом дозы постепенно уменьшается, а объем граничных областей растет, что позволяет для нашего случая (1) преобразовать к виду

$$n = GD \left\{ v_0 \exp[-GDp] + (v_0 - v_2^0)(1 - \exp[-GDp]) \exp\left[-\frac{D}{K}\right] \right\}, \quad (2)$$

где v_0 — полный объем кристалла, v_2^0 — объем граничных областей кристалла, K — параметр роста объема граничных областей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Комарь И. Н., Николов О. Т. Некоторые результаты применения метода ЭПР для исследования процессов отжига радиационных дефектов в молекулярных кристаллах. — «Вестн. Харьк. ун-та, № 130. Радиофизика и электроника», 1975, вып. 4, с. 124—132.
2. Исследование процессов карбонизации молекулярных кристаллов аминокислот методами ЭПР и ИК-спектроскопии. — «Биофизика», 1975, т. 20, вып. 5, с. 762—766. Авт.: О. Т. Николов, И. Н. Комарь, В. Д. Орлов, В. Н. Невилько.
3. ЭПР свободных радикалов в радиационной химии. М., «Химия», 1972. 480 с. Авт.: С. Я. Пшежецкий, А. Г. Котов, В. К. Милинчук, В. А. Рогинский, В. И. Туликов.
4. Комарь І М., Ніколов О. Т., Зайцева О. В. Накоплення і стійкість радіаційних дефектів у молекулярних кристалах. — «Вісн. Харк. ун-ту № 80. Радіофізика і електроніка», 1972, вип. 1, с. 84—88.
5. Мелик-Гайказян. Кинетика радиационного накопления электронных центров окраски в щелочно-галонидных кристаллах. — В кн.: Радиационная физика неметаллических кристаллов. Киев, «Наукова думка», 1967, с. 62—70.

УДК 538.69 : 538.124

И. Н. КОМАРЬ,
О. Т. НИКОЛОВ,
Н. В. БАРАВИНА

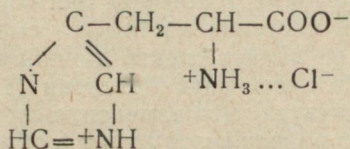
ОБНАРУЖЕНИЕ МЕТОДОМ ЭПР ИЗМЕНЕНИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ СОЛЯНОКИСЛОГО ГИСТИДИНА

Спектры ЭПР облученных молекулярных кристаллов очень чувствительны как к изменению строения образующихся в веществе парамагнитных частиц, так и к симметрии и характеру их кристаллического окружения. По виду спектров ЭПР можно судить не только о качестве кристаллов, но и о происходящих в них во времени или под действием внешних факторов изменениях. Это касается и различных фазовых переходов, которые могут привести либо к гибели дефектов при быстрой перестройке решетки вблизи фазового перехода, либо к появлению спектров другого типа при последующем облучении образцов (например, поликонденсация молекул в кристалле при его нагреве [1]).

В случае кристаллического солянокислого гистидина оказалось, что при достаточном его прогреве при температурах выше $+130^\circ\text{C}$, независимо от того, был ли он до этого облучен или нет, последующее облучение при естественных условиях при-

водит к образованию качественно другого спектра (рисунок). Методика эксперимента описана в [2]. То обстоятельство, что после растворения и высушивания эти образцы дают исходные ИК- и ЭПР-спектры, а также наблюдаемые изменения ИК-спектров прогретых образцов, показывает, что после такого прогрева образцы теряют кристаллизационную воду.

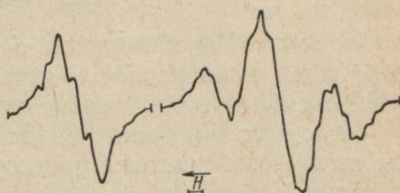
Ранее не отмечалась зависимость структуры радиационного дефекта от наличия у исследуемых образцов кристаллизационной воды. В случае солянокислого гистидина [2, 3] присутствие кристаллизационной воды приводит к образованию радикала «прилипания», возникающего благодаря присоединению к имидозольному кольцу одного «лишнего» протона, который, видимо заимствуется у молекулы воды, так как у обезвоженных облученных образцов спектр ЭПР не содержит характерного для радикала «прилипания» изотропного триплета. У обезвоженных образцов спектр носит характер плохо разрешенного почти изотропного «синглета», включающего около девяти линий СТС. Такой спектр скорее всего может давать радикал вида



с почти эквивалентным взаимодействием неспаренного спина с двумя ядрами азота и с четырьмя протонами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Исследование процессов карбонизации молекулярных кристаллов аминокислот методами ЭПР и ИК-спектроскопии. — «Биофизика», 1975, т. 20, вып. 5, с. 762—766. Авт.: О. Т. Николов, И. Н. Комарь, В. Д. Орлов, В. Н. Невилько.
2. Комарь И. Н., Николов О. Т. Об изучении методом ЭПР структуры радиационного дефекта, образующегося в кристаллах облученного DL-гистидина HCl. — «Вестн. Харьк. ун-та, № 110. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 126—130.
3. Box H. C., Freund H. G., Lilga K. T. ENDOR Studies of Irradiated Histidine HCl. — «J. Chem. Phys.», 1967, vol. 46, N 6, pp. 2130—2133.



Форма спектров ЭПР облученных поликристаллических образцов солянокислого гистидина; справа — непрогретых образцов; слева — образцов, прогретых до облучения при температуре +130°С около 5 час.

ИССЛЕДОВАНИЕ КОМПЛЕКСА С ПЕРЕНОСОМ ЗАРЯДА ХЛОРАНИЛ-ЦИСТЕИН

Исследованы комплексы с переносом заряда (КПЗ) серусодержащей аминокислоты цистеина с хлоранилом методами ИК-, ЭПР-спектроскопии и квантовой химии.

Методика получения КПЗ: комплексообразующие компоненты химической чистоты растворялись в смешивающихся растворителях — цистеин в воде, хлоранил в ацетоне или диоксане. Полученные растворы смешивались в соотношении 1:1. При слиянии растворов возникает яркая золотисто-розовая или темно-розовая окраска. Смесь выпаривалась при $t=20-80^\circ\text{C}$ в термостате. Повышение температуры выпаривания приводит к необратимым структурным изменениям [1]. Окраска в процессе выпаривания непрерывно меняется. Высушенные комплексы имели темно-коричневый или фиолетово-черный цвет.

Для получения ИК-спектров использовалась методика пресованных таблеток: 2 мг комплекса на 200 мг КВЧ. Спектры снимались на спектрофотометре UR-20 в диапазоне $400-4000\text{ см}^{-1}$. Были сняты спектры отдельных компонент, осажденных из соответствующих растворителей и их механических смесей в тех же соотношениях, в которых они образуют комплексы. Перекристаллизация цистеина из воды и смеси воды + ацетон (1:1) практически не меняет спектр данной аминокислоты. Перекристаллизация из смеси вода+диоксан (1:1) ведет к некоторому изменению спектра. Это изменение состоит в следующем.

1. Дополнительно разрешается линия в области 1760, которая характерна для мономеров карбоновых кислот. Диоксан является основным растворителем, разрушающим димеры кислот.

2. Исчезают хорошо разрешаемые в остальных случаях полосы 720 (сл.), 640 (сл.) и 520 (ср.). Этому интервалу принадлежат маятниковые колебания CH_2 -группы (725—720) и колебания групп $\text{C}-\text{S}$ и $\text{S}-\text{H}$ (800—600, 580—540). Не разрешается также полоса 1430, характеризующая взаимодействие между плоскими $\delta\text{-OH}$ и $\nu\text{C}-\text{O}$ димеров [2].

Перекристаллизация хлоранила из различных растворителей качественно не меняет его спектр. В отношении отнесения полос в спектре хлоранила и его изменения в смеси и комплексе можно отметить следующее.

1. В области 1710 наблюдается очень узкий интенсивный пик, который обычно относят к карбонильной группе. В смеси этот пик сохраняет свое положение, а в комплексе эта полоса уширяется, становится менее инсенсивной и испытывает гипсохром-

ный сдвиг (1710 → 1665). Такой сдвиг обычно характеризует образование водородной связи.

2. Полоса ~ 1580 переменной интенсивности появляется в том случае, если бензольное кольцо сопряжено с ненасыщенной группой или группой, имеющей неподеленную пару электронов. У молекулы хлоранила имеются такие заместители и соответствующая полоса достаточно интенсивна. Она сохраняет свое положение и интенсивность в смеси, в комплексе же она не наблюдается.

3. Группа полос 1240, 1260, 1280, относящаяся к кольцу, хорошо видна в хлораниле и смеси и не разрешима в спектре комплекса.

4. Интенсивная полоса 1115, принадлежащая ν_{as} плоским деформационным колебаниям кольца, столь же интенсивна в смеси и очень слабая в комплексе.

5. Яркая в спектре хлоранила полоса 820 см^{-1} дает слабый пик в смеси и отсутствует в комплексе.

6. Две полосы 760 и 720, принадлежащие колебаниям C—Cl, хорошо видны в спектре хлоранила, испытывают батохромный сдвиг в смеси, а в комплексе сохраняется только одна [720] слабой интенсивности.

Анализируя спектры комплексов и его отдельных компонент, отмечаем, что процесс комплексообразования затрагивает карбонильную группу, все кольцо в целом и даже связи C—Cl акцептора.

При изучении донорно-акцепторных свойств данных веществ и оценки возможного изменения электронного строения их в процессе комплексообразования был сделан расчет исследуемых молекул. Так как молекула цистеина не обладает развитой π -системой и ее свойства определяются в основном поведением σ -электронов, для расчета был применен РМХ [3]. Расчеты были выполнены на ЭВМ М-220 ВЦ ХГУ. Характеристики атомных орбиталей приведены в таблице.

Элемент	μ_{ns} (4)	μ_{np} (4)	I_{ns} (5)	I_{np} (5)
H	1,02	—	13,595	—
C	1,6083	1,5679	16,59	11,26
N	1,9237	1,9170	20,39	14,54
O	2,2458	2,2266	28,46	13,61
S	2,1223	1,8273	20,20	10,36
Cl	2,3561	2,0387	24,55	12,98

В [6] приведены данные по строению цистеинового остатка в составе S-метил-L-цистеин сульфоксида. Атомы карбоксильной группы и α -углеродного атома лежат в одной плоскости. Атом

азота отклонен от плоскости карбоксильной группы на 0,185 Å. Длины связей S—H, C—H, N—H выбраны согласно [7]. Молекула хлоранила предполагается плоской, длины связей между атомами и валентные углы заданы на основании средних значений для данного типа соединений.

Расчет показывает, что в молекуле цистеина избыток электронной плотности наблюдается на атомах серы, кислорода карбоксильной группы и азота. Волновая функция ψ_{21} , соответствующая высшей заполненной орбитали цистеина, донора электронов, имеет следующий вид: $\psi_{21} = -0,42 p_x O_2 + 0,21 p_y O_2 - 0,65 p_x S + 0,72 p_y S$; $E_{21} = -8,96$ эв, где O_2 — карбонильный кислород цистеина.

Низшая валентная орбиталь акцептора — хлоранила ψ_{33} в основном представлена атомными орбиталями карбонильных групп $\psi_{33} = -0,48 p_z C_4 + 0,48 p_z C_1 + 0,43 p_z O_3 - 0,43 p_z O_4$; $E_{33} = -9,8$ эв. Электронное облако оттянуто к атомам кислорода и хлора, в результате атомы углерода бензольного кольца несут избыток положительного заряда. Исходя из результатов расчета и принципа максимального перекрывания, участвующих в комплексобразовании орбиталей, была выбрана модель комплекса цистеин-хлоранил. Молекула хлоранила расположена параллельно плоскости, в которой лежат атомы карбоксильной, сульфгидрильной групп и α -углеродный атом цистеина, на расстоянии

3,5 Å. Атомы углерода карбонильной групп хлоранила, находясь над атомами серы и карбонильного кислорода цистеина, будут испытывать электростатическое притяжение.

Расчет КПЗ показывает, что в процессе комплексобразования происходит перераспределение электронной плотности как в молекуле донора, так и в молекуле акцептора. У цистеина электронная плотность уменьшается на атомах серы, карбонильного кислорода и углеродного скелета молекулы. У хлоранила резко увеличивается электронная плотность на карбонильных группах и несколько возрастает на остальных атомах бензольного кольца. Результаты расчета подтверждают вывод, сделанный на основании изменения ИК-спектров, что в комплексобразовании участвуют не отдельные атомы или атомные группировки, а вся молекула в целом как донора, так и акцептора.

До взаимодействия молекулы цистеина и хлоранила были электронейтральными. В комплексе же появляется положительный заряд на цистеине (+2,001) и отрицательный на хлораниле (−2,001), что свидетельствует о переносе двух электронов от донора к акцептору. При переносе заряда может возникнуть парамагнитное состояние КПЗ, исследование которого методом ЭПР обычно дает дополнительную информацию о строении комплекса. Спектры ЭПР были сняты на спектрометре РЭ-1301. Определение параметров спектров поглощения производилось

со спектром эталонного вещества Mn^{+2} в решетке MgO . Сигналы поглощения представляли собой сложную асимметричную линию с эффективным g -фактором около 2,004 и шириной $9 \div \div 17$ э. Эти сигналы насыщались в довольно слабых полях. Исследование насыщения позволяет предположить, что суммарная линия представляет собой результат наложения по крайней мере двух линий с различными временами релаксации. При низких температурах эффекты насыщения становятся более сильными, так как с увеличением температуры растет время релаксации. При проведении температурных измерений было показано, что интенсивность исследуемых спектров падает с повышением температуры, что свидетельствует о ион-радикальном основном состоянии. Сравнение спектров исследуемых комплексов со спектрами радикала γ -облученного цистеина указывает на то, что асимметрия линии ЭПР-поглощения КПЗ хлоранил-цистеин определяется наличием ион-радикала цистеина со значительной делокализацией плотности неспаренного электрона на атоме серы.

Интенсивность спектра ЭПР комплекса зависит от условий приготовления. При повышении температуры выпаривания от 20 до $80^\circ C$ интенсивность спектров монотонно возрастает. При повышении температуры выше $100^\circ C$ интенсивность спектра резко возрастает, линия сужается до 8 э и практически превращается в асимметричный синглет, что свидетельствует о распаде комплекса и выходе радикалов. Тщательно измельченная механическая смесь сухих образцов донора и акцептора обладает спектром ЭПР, интенсивность которого на порядок меньше, чем у комплексов, полученных выпариванием из растворов. Процесс образования комплекса цистеин-хлоранил в твердой фазе подтверждается описанными выше некоторыми изменениями ИК-спектров механической смеси по сравнению со спектрами отдельных компонент.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гречишкин В. С., Гречишкина Р. В. Электропроводность и спектры ЭПР некоторых биологически важных полупроводников. — «Тр. ЕНИ при Перм. ун-те», 1966, с. 12, вып. 1, с. 49—52.
2. Накониси К., пер. с япон. Инфракрасные спектры и строение органических соединений. М., «Мир», 1965. 215 с.
3. Методы расчета электронной структуры и спектров молекул. Киев, «Наукова думка», 1969. 308 с. Авт.: Ю. А. Кругляк, Г. Г. Дядюша, В. А. Куприевич, Г. И. Калач.
4. Clementi E., Raimondi D. L. Atomic screening Constant from SCF.— Functions, g. Chem. Phys., 1963, vol. 38, N 11, p. 2686—2690.
5. Clementi E. Simple Basis Set for Molecular Wavefunction Containing First- and Second.— Row Atoms. g. Chem. Phys., 1964, vol. 40, № 7, p. 1944—1946.
6. Чаркин О. П., Бобыкина Г. В., Дяткин М. Е. Строение молекул и квантовая химия, Киев, «Наукова думка», 1970. 308 с.
7. Гурская Г. В. Структура аминокислот. М., «Наука», 1966. 159 с.
8. Sutton L. Tables of Interatomic Distances and Configuration in Molecular and Ions, London, 1958. 298 p.

ЭЛЕКТРОННЫЙ ПАРАМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС КОМПЛЕКСОВ
АЛАНИНА И ХЛОРАНИЛА

Известно, что при повышении донорных и акцепторных свойств компонент, образующих комплекс с переносом заряда (КПЗ), сигнал ЭПР комплекса возрастает [1]. В ряде работ предлагалось использовать интенсивность ЭПР поглощения КПЗ, образованных одним акцептором и рядом доноров для оценки донорных свойств веществ, ионизационной потенциал которых неизвестен [2]. Однако методика и условия приготовления КПЗ могут оказывать сильное влияние на свойства и структуру комплексов. Поэтому большой интерес вызывает исследование влияния методики и условий приготовления КПЗ на интенсивность ЭПР поглощения.

В данной работе исследовались комплексы аланина и хлоранила, полученные выпариванием из водно-ацетонового раствора при соотношении компонент 1:1. Сигналы ЭПР комплексов α - и β -аланина резко отличались как по ширине ($\Delta H = 16$ э и $\Delta H = 12$ э соответственно), так и по интенсивности (I_{α} -аланин-хлоранил (I_{β} -аланин-хлоранил = 0,12) при $t = 20^\circ \text{C}$).

С ростом температуры выпаривания интенсивность ЭПР спектров возрастает, однако повышение температуры выше 60°C приводит к снижению интенсивности, что может быть вызвано распадом комплексов (табл. 1).

Таблица 1

t выпаривания $^\circ \text{C}$	25	40	50	60	70	80
I КПЗ β -аланин-хлоранил (отн. ед.)	3,8	5,2	6,5	8,6	4,4	2,7
I КПЗ α -аланин-хлоранил (отн. ед.)	0,3	0,3	0,5	1,3	0,6	0,3

При повышении концентрации хлоранила в ацетоне от 0,03 до 1 г моль/л и неизменной 0,2 г моль/л концентрации аминокислоты в воде для КПЗ, полученных выпариванием при 60°C наблюдается рост интенсивности ЭПР поглощения (табл. 2). Форма линии при этом практически не изменяется.

Комплекс β -аланина, полученный при 2 г моль/л концентрации хлоранила в ацетоне, представляет собой пастообразное вещество темно-зеленого цвета и имеет спектр ЭПР, резко отли-

Таблица 2

С хлоранила в ацетоне, г моль/л	0,03	0,05	0,1	0,2	0,5	1
I КПЗ β-аланин-хлор- анил (отн. ед.)	1,4	3,2	8,6	10,6	12,2	12,8
I КПЗ α-аланин-хлор- анил (отн. ед.)	0,9	0,8	1,3	3,3	4,9	5,4

чающийся от остальных комплексов формой и шириной ($\Delta H = 25$ э).

Парамагнетизм исследуемых КПЗ определяется наличием парамагнитных центров в низколежащем триплетном возбужденном состоянии, о чем свидетельствует рост интенсивности ЭПР спектров с повышением температуры. Для температур до 40°C интенсивность поглощения удовлетворительно описывается формулой

$$I = \frac{I_0}{T} \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right), \quad (1)$$

где ΔE — энергия возбуждения в триплетное состояние. Для комплексов β-аланина $\Delta E \approx 3,6 \cdot 10^{-12}$ эрг. Из-за малости ЭПР поглощения КПЗ α-аланина определить достоверно ΔE для них не удалось.

Изменение формы линии поглощения с ростом температуры указывает на то, что сигнал ЭПР комплексов представляет собой наложение двух сигналов с различными температурными зависимостями интенсивности, один из которых может быть приписан примесным центрам [3]. При повышении температуры выше 60°C интенсивность ЭПР поглощения резко падает, что вызвано, по-видимому, распадом комплекса. При понижении температуры наблюдается частичное восстановление ЭПР сигнала.

Чтобы исключить возможное участие растворителей в комплексообразовании были получены КПЗ аланина и хлоранила механическим перетиранием эквимольных навесок измельченных компонент. Интенсивность ЭПР поглощения комплекса β-аланина, приготовленного механическим перетиранием, несколько уменьшилась по сравнению с комплексом, выпаренным из раствора, по-видимому, из-за затруднения комплексообразования в твердой фазе. Интенсивность комплексов α-аланина, полученных механическим путем, увеличилась на два порядка. Форма линии ЭПР КПЗ, полученных в твердой фазе, близка к форме спектров комплексов, полученных выпариванием из раствора при пониженном содержании ацетона, а интенсивность для температур до 40°C описывается формулой (1) с $\Delta E = 2,7 \cdot 10^{-12}$ эрг для КПЗ α-аланина и $\Delta E = 3,82 \cdot 10^{-12}$ эрг для

КПЗ β -аланина. При температурах выше 60°C наблюдается распад комплексов, сопровождающийся падением интенсивности для КПЗ α -аланина и необратимым ростом интенсивности для КПЗ β -аланина, вызванном выходом свободных радикалов.

Исследование ИК-спектров комплексов α -аланина, полученного из раствора, показало наличие в КПЗ функциональной группы $\text{CH}_3-\text{C}-\text{CH}_3$, характеризующейся триплетом полос ИК-поглощения 1215 см^{-1} , 1195 см^{-1} , 1023 см^{-1} и присущей молекуле ацетона. Полоса 1023 см^{-1} отличается от полосы 1030 см^{-1} для чистого ацетона, что указывает на активное участие ацетона в комплексообразовании. Наличие такого же триплета в ИК-спектрах α -аланина, обработанного водно-ацетоновым раствором, позволяет предположить, что в растворе молекулы ацетона, взаимодействуя с молекулами α -аланина, блокируют их, затрудняя образование комплекса с хлоранилом.

Результаты проведенных исследований показывают, что активное участие растворителей в комплексообразовании и различие в методике и условиях приготовления КПЗ могут привести к ошибочным оценкам донорных свойств методом, изложенным в [2].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Эндрюс Л., Кифер Р. Молекулярные комплексы в органической химии. М., «Мир», 1967. 207 с.
2. Изможеров Н. А. «Экспресс-метод» предварительного отбора радиопротекторов из большого числа новых продуктов органического синтеза. — Изв. ЕНИ при Перм. ун-те, 1970, т. 14, вып. 10, с. 117—120.
3. Бендерский В. А., Шевченко И. Б., Блюменфельд Л. А. Электрические и магнитные свойства донорно-акцепторных кристаллов. — «Оптика и спектроскопия», 1967, т. 16, вып. 3, с. 467—474.

УДК 538.561

А. Ю. ТИТАРЕНКО

ДИФРАКЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПЛОСКОГО МОДУЛИРОВАННОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА, ВЫЗВАННОЕ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ В ВИДЕ ЩЕЛИ В ПЛОСКОМ МЕТАЛЛИЧЕСКОМ ЭКРАНЕ

Исследование эффекта дифракционного излучения, возникающего при движении заряженных частиц вблизи одиночных препятствий в виде тонких металлических лент или щелей в плоских металлических экранах представляет значительный теоретический и практический интерес в связи с рядом возможных приложений. С одной стороны — это связано с возможностью определения характеристик движущихся зарядов по их излучению. С другой стороны — результаты исследования этого явления могут быть использованы для оценки энергии, излучаемой частицами в ускорителях при пролете мимо геометрических неоднородностей в ускоряющих промежутках. Все это вызвало

появление значительного числа работ, посвященных исследованию дифракционного излучения зарядов, движущихся вблизи различных неоднородностей: металлической полуплоскости, открытого конца плоского волновода, периодических структур [1], [2].

Дифракционное излучение зарядов, движущихся вблизи одиночных ограниченных неоднородностей, мало изучено. При движении зарядов вблизи таких препятствий представляет интерес исследование излучения на частотах соответствующих длинам волн, соизмеримым с характерным размером препятствия. Исследование эффекта дифракционного излучения в этом случае должно базироваться на строгих методах решения соответствующих электродинамических задач.

В данной работе рассмотрено строгое решение задачи об излучении плоского модулированного электронного потока (отдельной спектральной составляющей плотности заряда), движущегося вблизи бесконечно тонкого металлического экрана со щелью.

Плоский монохроматический электронный пучок, мгновенное значение плотности заряда которого определяется выражением

$$\rho = \rho_0 \delta(z) \exp[i(ky - \omega t)], \quad (1)$$

движется с постоянной скоростью $\vec{v} = j\beta c$ в направлении оси OY .

Здесь ρ_0 — амплитуда модуляции пучка; ω — частота модуляции; c — скорость света в свободном пространстве; $\delta(z)$ — дельта-функция Дирака; $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ — орты декартовой системы координат. В плоскости $z = -a$ помещен безграничный тонкий металлический экран со щелью, шириной $2d$, прорезанной вдоль оси OX , причем плоскость $y = 0$ проходит через середину щели.

Собственное поле электронного пучка (1) в свободном пространстве представляет собой, как известно [3], неоднородную плоскую волну

$$\begin{cases} \vec{H}_0 = i2\pi\rho_0\beta \frac{d|z|}{dz} \exp\left[\frac{k_0}{\beta}(-\sqrt{1-\beta^2}|z| + iy)\right], \\ \vec{E}_0 = 2\pi\rho_0\left(-\vec{j}i\sqrt{1-\beta^2} + \vec{k} \frac{d|z|}{dz}\right) \exp\left[\frac{k_0}{\beta}(-\sqrt{1-\beta^2}|z| + iy)\right], \end{cases} \quad (2)$$

где $k_0 = \omega/c$ — волновое число, а зависимость от времени для простоты опущена. Таким образом, электромагнитное поле во всем пространстве можно представить в виде суперпозиции поля

неоднородной плоской волны (2) и поля излучения, записанного в виде разложения в интеграл Фурье

$$\vec{H} = \begin{cases} \vec{H}_0 - i2\pi\rho_0\beta \exp\left[\frac{\vec{k}_0}{\beta}(-V\sqrt{1-\beta^2}|z| + iy)\right] + \\ + i \int_{-\infty}^{\infty} a(\xi) \exp[i\vec{k}_0(V\sqrt{1-\xi^2}(z+a) + \xi y)] d\xi, & (z > -a), \\ i \int_{-\infty}^{\infty} b(\xi) \exp[i\vec{k}_0(-V\sqrt{1-\xi^2}(z+a) + \xi y)] d\xi, & (z < -a). \end{cases}$$

Из граничных условий для тангенциальных компонент электромагнитного поля в плоскости $z = -a$ (тангенциальные компоненты электрического поля непрерывны во всей плоскости и исчезают на металле, а тангенциальные компоненты магнитного поля непрерывны на части плоскости, свободной от металла), следует соотношение, связывающее трансформанты Фурье поля излучения в областях $z > -a$ и $z < -a$

$$a(\xi) = -b(\xi)$$

и парные интегральные уравнения

$$\int_{-\infty}^{\infty} a(\xi) V\sqrt{1-\xi^2} e^{ik_0\xi y} d\xi = 0, \quad d < |y| < \infty, \quad (3)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} a(\xi) e^{ik_0\xi y} d\xi = 2\pi\rho_0\beta \exp\left[\frac{k_0}{\beta}(-V\sqrt{1-\beta^2}a + iy)\right], \quad |y| \leq d.$$

Введем следующие обозначения:

$$\tilde{a}(\xi) = a(\xi) V\sqrt{1-\xi^2}; \quad |\xi|/V\sqrt{1-\xi^2} = i[\bar{\epsilon}(\xi) - 1]$$

и продифференцируем второе уравнение системы (3) по y . Тогда парные интегральные уравнения (3) запишутся следующим образом:

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{a}(\xi) e^{ik_0\xi y} d\xi &= 0, \quad d < |y| < \infty, \\ \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{a}(\xi) \frac{|\xi|}{\xi} e^{ik_0\xi y} d\xi &= i2\pi\rho_0 \exp\left[\frac{k_0}{\beta}(-aV\sqrt{1-\beta^2} + iy)\right] + \\ &+ \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{a}(\xi) \bar{\epsilon}(\xi) \frac{|\xi|}{\xi} d\xi, \quad |y| \leq d. \end{aligned} \quad (4)$$

Система (4) будет эквивалентна системе (3), если ее дополнить соотношением, которое следует из (3) при $y=0$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\tilde{a}(\xi)}{V1-\xi^2} d\xi = 2\pi\rho_0\beta \exp\left[-\frac{V1-\beta^2}{\beta} \bar{k}_0 a\right]. \quad (5)$$

Решение парных интегральных уравнений (4) сводится к решению интегрального уравнения Фредгольма второго рода [4], [5]:

$$\begin{aligned} \tilde{a}(\zeta) = & i2\pi\rho_0 \exp\left[-\frac{V1-\beta^2}{\beta} k_0 a\right] \zeta K\left(\frac{1}{\beta}, \zeta\right) + \\ & + \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{a}(\xi) \frac{|\xi|}{\xi} \varepsilon(\xi) K(\xi, \zeta) d\xi + c I_0(k_0 d \zeta), \end{aligned} \quad (6)$$

где c — постоянная, которая определяется дополнительным условием (5), а $K(\xi, \zeta) = \frac{k_0 d}{2(\zeta - \xi)} [I_0(k_0 d \xi) I_1(\bar{k}_0 d \zeta) - I_1(k_0 d \xi) \times \times I_0(k_0 d \zeta)]$.

Окончательно интегральное уравнение (6) имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \tilde{a}(\zeta) = & i2\pi\rho_0 e^{-\frac{V1-\beta^2}{\beta} k_0 a} \zeta K\left(\frac{1}{\beta}, \zeta\right) + 2\pi\rho_0 \beta e^{-\frac{V1-\beta^2}{\beta} k_0 a} \times \\ & \times \left[1 - 2\pi i \sum_{m=1}^{\infty} m I_{2m}\left(\frac{k_0 d}{\beta}\right) I_m\left(\frac{k_0 d}{2}\right) H_m^{(1)}\left(\frac{k_0 d}{2}\right)\right] \frac{I_0(k_0 d \zeta)}{\pi I_0\left(\frac{k_0 d}{2}\right) H_0^{(1)}\left(\frac{k_0 d}{2}\right)} + \\ & + \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{a}(\xi) \frac{|\xi|}{\xi} \varepsilon(\xi) \zeta K(\xi, \zeta) d\xi - \frac{2I_0(k_0 d \zeta)}{I_0\left(\frac{k_0 d}{2}\right) H_0^{(1)}\left(\frac{k_0 d}{2}\right)} \times \\ & \times \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{a}(\xi) \frac{\varepsilon(\xi)}{|\xi|} \sum_{m=1}^{\infty} m I_{2m}(k_0 d \xi) I_m\left(\frac{k_0 d}{2}\right) H_m^{(1)}\left(\frac{k_0 d}{2}\right) d\xi. \end{aligned} \quad (7)$$

Решая уравнение (7) методом последовательных приближений для случая, когда ширина щели мала (мал параметр $\bar{k}_0 d$), получаем

$$\begin{aligned} a^0(\zeta) = & \frac{2\pi\rho_0\beta e^{-\frac{V1-\beta^2}{\beta} k_0 a}}{\pi + 2i(\ln(k_0 d/4) + c)} \left\{1 - 2I_2\left(\frac{\bar{k}_0 d}{\beta}\right) + \right. \\ & \left. + i \frac{k_0 d}{2} I_1\left(\frac{k_0 d}{\beta}\right) \zeta \left[\pi + 2i\left(\ln \frac{k_0 d}{4} + c\right)\right]\right\} + O[(k_0 d)^2] \end{aligned}$$

с погрешностью, не превышающей $0[k_0 d]^2$, где c — постоянная Эйлера ($c \approx 0,5772$), а бесконечная сумма заменена первым ее членом. При этом величина отношения $k_0 d / \beta$ может быть произвольной.

Введем коэффициент излучения, определив его как отношение полной усредненной по времени мощности излучения с единицы длины щели к полной, усредненной по времени мощности электронного пучка единичной ширины, переносимой через плоскость, перпендикулярную направлению движения:

$$\tau = \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{\pi \rho_0^2 \beta^2} \int_{-1}^1 |\tilde{a}(\xi)|^2 \sqrt{1-\xi^2} d\xi.$$

Для случая, когда $k_0 d \ll 1$, коэффициент излучения

$$\tau = \frac{4\pi^2 \sqrt{1-\beta^2} \left[1 - 2I_2\left(\frac{k_0 d}{\beta}\right) \right]^2}{4 \left[\ln \frac{k_0 d}{4} + c \right]^2 + \pi^2} e^{-2\frac{\sqrt{1-\beta^2}}{\beta} k_0 d} + 0[(k_0 d)^2].$$

При определенном соотношении между шириной щели в металлическом экране, частотой модуляции и скоростью электронного пучка излучение может практически полностью отсутствовать. Действительно, функция Бесселя $I_2(x)$ при $x=3$ достигает своего первого максимума $I_2(3,0) \approx 0,48$ и величина

$$\left[1 - 2I_2\left(\frac{k^2 d}{\beta}\right) \right]^2,$$

которой пропорционален коэффициент излучения, близка к нулю. Если $\Lambda = 2\beta$ — пространственный период модуляции электронного пучка, то минимум излучения соответствует случаю, когда $\Lambda = 2d$.

Диаграмма направленности поля излучения в полупространстве $z > -a$ определена формулой

$$N(\varphi) = \frac{\sin \varphi |a(\cos \varphi)|}{\max \{ \sin \varphi |a(\cos \varphi)| \}}, \quad 0 \leq \varphi \leq \pi.$$

Относительно плоскости $z > -a$ поле излучения симметрично. На рис. 1 представлены диаграммы направленности поля излучения в полупространстве $z > -a$, возникающего при движении электронного пучка над щелью в бесконечно тонком металлическом экране. Основная часть мощности излучается под некоторым углом к направлению движения электронного пучка. С увеличением ширины щели растет число лепестков диаграммы направленности.

На рис. 2 показана зависимость коэффициента излучения τ от частоты модуляции электронного пучка.

Численные значения трансформант Фурье поля излучения определялись из решения интегрального уравнения (7) на ЭВМ.

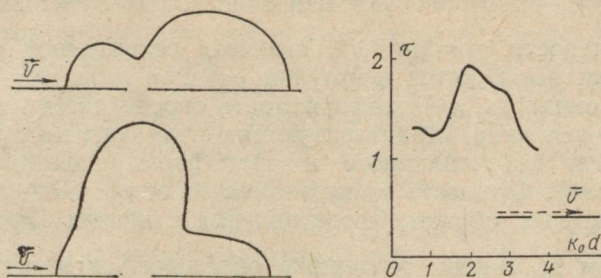


Рис. 1. Диаграммы направленности излучения: $\beta=0,5$; а) — $k_0 d=1,0$; б) — $k_0 d=2,0$.

Рис. 2. Зависимость коэффициента излучения от частоты модуляции электронного пучка: $\beta=0,5$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Болотовский Б. М., Воскресенский Г. В. Дифракционное излучение. Усп. физ. наук, 1966, т. 88, вып. 2, с. 209—227.
2. Болотовский Б. М., Воскресенский Г. В. Излучение заряженных частиц в периодических структурах. Усп. физ. наук, 1968, т. 94, вып. 3, с. 377—416.
3. Dapos M. Cerenkov Radiation from Extended Electron Beams. — J. Appl. Phys., 1955, vol. 26, N 1, p. 2—7.
4. Шестопалов В. П. Метод задачи Римана—Гильберта в теории дифракции и распространения электромагнитных волн. Изд-во Харьк. ун-та, 1971. 400 с.
5. Сологуб В. Г. О решении одного интегрального уравнения типа свертки с конечными пределами интегрирования. — Журн. вычисл. мат. и матем. физ., 1971, т. 11, вып. 4, с. 837—854.

УДК 62.502.2

В. Н. ЧУДАКОВ

ПОСТРОЕНИЕ ЛОГИКИ ЭМОЦИЙ НА ОСНОВАНИИ КВАНТОВО-ВОЛНОВОЙ ТЕОРИИ КОГЕРЕНТНОЙ МОДЕЛИ МОЗГА

В работе [1] на основании квантово-волновой теории мозга [2] рассмотрены нейроны эмоций. Эти нейроны описываются квантово-волновыми информационными функциями типа $\sum_i \alpha_i e^{i\varphi_i t}$, где $\alpha_i = \{\alpha_i, \bar{\alpha}_i\}$ — комплексные величины (амплитуды вероятности), соответствовавшие воспринимаемым событиям $A_i, \bar{A}_i$ на входе нейрона. Величина $\varphi_i = \{\varphi_i = k_i x_i - \omega t, \bar{\varphi}_i = \pi - (k_i x_i - \omega t)\}$. Последние представляют собой пространственно-временные фазы, необходимые для согласования потоков информа-

ционной энергии в нейронных сетях [3]. Исследован механизм формирования «новой информации» путем формирования эмоционального знака $\check{r}f_i$ ($\check{r}$ — параметр селективной ценности информации, f_i — текущий фазовый взнос). Комплексная амплитуда вероятности $\check{a}_i = \xi_i e^{i\varphi_i}$. Параметр селективной ценности информации выражается формулой $\check{r} = f(\sigma, n, \mu)$ (σ — проводимость в синапсах, n — повторяемость определенного типа сигналов, μ — величина, характеризующая стереохимическую структуру белка, пропускающего и трансформирующего данную волну-сигнал). Сущность эмоционального знака состоит в том, что впечатления, образы, представления с общим эмоциональным знаком $\check{r}f_i$ имеют тенденцию объединяться между собой, даже если между ними не существует связи ни по сходству, ни по смежности, ни просто логической связи.

Покажем, что эмоциональная деятельность должна описываться квантовыми Q и Q^+ подструктурами мозга. Известно, что эмоция (чувство) в норме амбивалентна, т. е. внутренне противоречива. В плоскости эмоционально-мотивационной деятельности мозга важную роль играет дипластия [3]. Суть дипластии заключается в том, что два раздражителя события явно различные, несовместимые, исключают друг друга и в то же время тождественны. Они образуют ту пару, которую называют бинарной, т. е. ту пару, которая предшествует единице и служит начальной операцией интеллекта [4]. Посмотрим, какими нейронными сетями можно описывать противоречивые комплексы. Рассмотрим «С»-сети. Пусть имеем n бинаризованных событий $\check{A} = \{\check{A}_1, \check{A}_2, \dots, \check{A}_n\}$, так что их $A_i \cup \bar{A}_i = \Omega$, т. е. равно событию «все» (или единице). Событие $A_i \cap \bar{A}_i = \emptyset$ — пустое событие. Схеме $\check{A}$ можно сопоставить вероятностную схему, т. е. каждому A_i сопоставить $\bar{p}_i$, A_i — p_i с нормировкой $p_i + \bar{p}_i = 1$, $p_i \bar{p}_i = 0$. Естественно, в случае «С»-сетей события $A_i \cap \bar{A}_i$ не имеют смысла, т. е. обращаются в пустые события на основании законов формальной логики. Противоречивые комплексы раздражений (событий) «анулируются» логическими «С»-сетями.

Рассмотрим квантовые « Q » и « Q^+ » эрмитово-сопряженные сети. В этом случае событиям $A_i(\bar{A}_i)$ сопоставим комплексно-сопряженные (амплитуды вероятности) величины $\alpha_i, \alpha_i^*, \bar{\alpha}_i, \bar{\alpha}_i^*$ с условием нормировки $\alpha_i \alpha_i^* + \bar{\alpha}_i \bar{\alpha}_i^* = 1$. Здесь уже каждое классическое событие A_i представляется произведением эрмитово-сопряженных величин, которыми можно кодировать и представлять различающиеся события тождественными.

Можно также выразить $\alpha_i = |\alpha_i| e^{i\varphi_i} = \sqrt{p_i} e^{i\varphi_i}$, $\bar{\alpha}_i = |\alpha_i| e^{i\varphi_i} = \sqrt{p_i} e^{i\varphi_i}$. Мы видим, что информация, хранящаяся в сигнале $\alpha_i = |\alpha_i| e^{i\varphi_i}$, эквивалентна (но не идентична) информации $\alpha_i^* = |\alpha_i| e^{-i\varphi_i}$, т. е. $|\alpha_i| = |\alpha_i^*|$. Эрмитово-сопряженные волны сигналов физически отличаются друг от друга, хотя в информационном плане эквивалентны. Это позволяет противоположные события кодировать единым образом. Наличие $\langle \alpha_i |$ и $|\alpha_i \rangle$ (или α_i и α_i^*) эрмитово-сопряженных величин дает осознанное эмоциональное состояние (ощущение) $\langle \alpha_i | \alpha_i \rangle = |\alpha_i \alpha_i^*| = Q$. A_i -му можно сопоставить комплексы $\alpha_i \alpha_i^*$, соответственно $\bar{A}_i$ -му — $\bar{\alpha}_i \bar{\alpha}_i^*$. Именно благодаря эрмитово-сопряженным квантовым явлениям могут существовать устойчивые нелепости типа «то же», но «не то же». Последующее развитие мозговых структур стало медленной эволюцией логических нейронных структур, разъединяющих элементы, составляющие абсурд и дипластию. Противоречивому объединению противоречивых событий в одно и то же, например, изобразительной копии и оригинала, отвечает эмотивная реакция. Она «склеивает» несоединимое и может быть стойкой, если бы отвечала наличию двух противоречащих раздражителей. Данное выражение эмоции своей определенностью, фиксированностью превращало их в тождество, т. е. в их одинаковость по отношению к этому выражению эмоции, однако только при условии, что они не только не одинаковы между собой, но и противостоят друг другу. Такая эмоция свидетельствует об абсурде и нуждается в нем. Закон А. Элькоста: всякое человеческое чувство в норме амбивалентно (внутренне противоречиво) [4]. Квантовая операция $\alpha_i \alpha_i^*, \bar{\alpha}_i \bar{\alpha}_i^*$ позволяет схватывать и кодировать противоречивые события. Формальные «С» нейроннофизиологические структуры, характеризующие логическую дихотомию событий $\bar{A} = \{A_i, \bar{A}_i\}$ определяют однозначное деление на «то» и «не то» («да» и «нет»). Обратными этим дихотомическим операциям являются квантовые операции дихопластики. Принцип последних тоже бинарный, но уже не бинарного деления $\bar{A}_i$ или $\bar{A}_i$, а бинарных сочетаний $\alpha_i \alpha_i^*$ или $\bar{\alpha}_i \bar{\alpha}_i^*$. С точки зрения кибернетики работа ЭВМ, основанная на двоичном принципе, состоит в том, что формальная логика делит надвое не объекты или соответствующие им преобразованные поля, а истинные или неистинные символические кодовые логико-информационные события (высказывания), каковые могут быть неистинными только потому, что представляют собой сочетания, связывающие два или больше различных событий. В общем случае это сопряженная пара компонентной мультипликативной алгебро-логической величины $\bar{a} = \{a = (A_1, A_2, \dots,$

$A_r)$, $\bar{a} = (\bar{A}_1, \bar{A}_2, \dots, \bar{A}_r)\}$. В простейшем случае мы брали двух-компонентную мультипликативную величину $\alpha_i = \sqrt{p_i} e^{i\varphi_i}$ [3]. Дипластия — это произведение эрмитово-сопряженных величин $\alpha_i \alpha_i^*$ (или $\bar{\alpha}_i \bar{\alpha}_i^*$). Что касается ошибок и ложных событий с точки зрения формальной логики, то биологически они для организма оправданы, т. к. в ситуации «проб и ошибок» ошибки вовсе не ошибочны, они биологически целесообразны [3].

Логика абсурда (эмоций) на основе квантово-волновой теории формулируется следующим образом:

1. Обязательность многозначности (минимум двусмысленности) событий (волн-сигналов), т. е. наличие $\alpha_i \alpha_i^*$, $\bar{\alpha}_i \bar{\alpha}_i^*$, где $\alpha_i \neq \alpha_i^*$, хотя информационно эквивалентны $|\alpha_i| = |\alpha_i^*|$.

2. Обязательность противоречия: существование пары эрмитово-сопряженных сигналов α_i , α_i^* или $\bar{\alpha}_i$, $\bar{\alpha}_i^*$.

3. Вместо различительного «или-или» наличие «и-и», т. е. $\alpha_i^{inf} \equiv \alpha_i^*$, $\alpha_i \alpha_i^* \neq 0$.

Таким образом, всякую логичность, протекающую в «С» структурах, можно рассматривать как нарушение этих правил для «Q» — «Q⁺» структур. Оба элемента пары должны быть столь же несовместимы друг с другом, как и явления возбуждения и торможения. Но это не значит, что в слиянии α_i , α_i^* смешиваются. Мозг в дипластии может сливать два раздражителя противоположного знака или (сопряжения). Тогда логическое мышление можно считать проецированием эмоции-дипластии. «С» сознание есть не что иное, как осмысление бессмысленного (квантового). Дипластия под углом зрения бессознательной «Q» сферы — это эмоциональные комплексы, под углом зрения «С» сферы сознания (логического мышления) — это абсурд. При помощи аппарата сознания эмоциональные комплексы (абсурд) расчлняются на логические. Таким образом, эмоция (дипластия) является досмысловой. Создание дипластий — сублогика, логика эмоций; преодоление дипластий — формальная логика. Преодоление дипластий можно определить так же как дезабсурдизацию абсурда. Абсурд в эмоциях выступает как невыполнение условий формальной логики. Но можно сказать, что логика — это невыполнение условий абсурда эмоций. При переходе от «С» — сферы сознания к «Q» — сфере бессознательного происходит процесс превращения классических нейронных событий $\{\bar{A}_i = \bar{A}_i, \bar{A}_i^*\}$ (вещественные числа) в квантово-волновые события $\alpha_i \alpha_i^*$, $\bar{\alpha}_i \bar{\alpha}_i^*$, α_i , α_i^* , $\bar{\alpha}_i$, $\bar{\alpha}_i^*$. Именно величины $\alpha_i \alpha_i^*$, $\bar{\alpha}_i \bar{\alpha}_i^*$ дают осмысление и чувство формально-логических символов соответствующих им событий A_i^i , $\bar{A}_i$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Чудаков В. Н. К вопросу о механизмах эмоциональной активности и ее роли в нейронных сетях мозга. — Сб. «Проблемы саморегуляции», Алма-Ата, 1976, с. 23—28.
2. Чавчанидзе В. В. К квантово-волновой теории когерентной модели мозга. — Сб. «Бионика», Киев, «Наукова думка», 1973, с. 163—174.
3. Поршнев А. Б. Начало человеческой истории. М., «Прогресс», 1975, с. 201—459.
4. Проблемы управления интеллектуальной деятельностью. Тбилиси, «Мецниереба», 1974. 324 с.

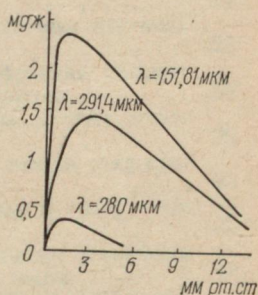
УДК 621.373,853,08

О. Ф. МАНИТА,
С. Б. ДАНИЛЕВИЧ

СУБМИЛЛИМЕТРОВЫЙ ЛАЗЕР С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ НА МОЛЕКУЛАХ NH_3

В настоящей статье сообщается о наблюдении импульсного субмиллиметрового излучения на вращательно-инверсионных переходах молекулы NH_3 при накачке излучением CO_2 лазера с поперечным зарядом. Одной из причин выбора NH_3 для исследований было то, что спектр аммиака сравнительно хорошо известен, что позволяет идентифицировать переходы накачки и излучения. Авторы статьи [1] наблюдали две субмиллиметровые линии излучения аммиака. оптически накачиваемого непрерывными N_2O лазером. В работе [2] получена генерация на пяти линиях NH_3 , накачиваемого различными линиями CO_2 лазера. В работе [3] приводится идентификация линий аммиака.

Эксперименты были проведены на установке, описанной нами в статье «Экспериментальная установка для исследования лазеров субмиллиметрового диапазона с оптической накачкой в импульсном режиме», опубликованной в данном вестнике на с. 97—102. Было получено субмиллиметровое излучение при накачке перехода $sQ(5,3)$ аммиака линией $P(32)$ CO_2 лазера мощностью 5 квт с длиной волны $\lambda = 151,81$ мкм, при накачке перехода $sQ(5,4)$ линией $R(6)$ мощностью 3 квт с длиной волны $\lambda = 291,21$ мкм и при накачке перехода $sQ(2,2)$ линией $P(8)$ мощностью 800 вт с длиной волны $\lambda = 280$ мкм. На рисунке показана зависимость выходной энергии от давления NH_3 для полученных длин волн. Максимальная энергия была получена при давлении 1—3 мм рт. ст. Длительность импульса субмиллиметрового излучения изменялась от 2 мксек до 0,5 мксек с повышением давления NH_3 .



Зависимость выходной энергии излучения от давления NH_3 .

В лазере NH_3 имеет место нерезонансная оптическая накачка. Самый яркий пример — это накачка перехода sQ (5,3) линией P (32), где центры лазерной линии и линии поглощения разнесены на 950 МГц . Другими примерами являются линии sQ (5,4) и sQ (2,2) NH_3 , которые также накачивались в нерезонансных условиях при удалении от центров лазерных линий на 490 МГц и 750 МГц . Авторы работы [2] показали, что накачка будет эффективной при расстройках в пределах 1,5 ГГц от центра линии поглощения NH_3 , что хорошо согласуется с нашими экспериментальными данными.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chand T. Y., Bridges T. I. and Burkhordt E. G. Cw laser action at 81.5 and 263 mkm in optically pumped ammoniac gas. — Appl. Phys. Lett. 1970, vol. 17, N 1, p. 357—358.
2. Fetterman H. R., Schlossberg H. R., Jerry Waldman. Submillimeter lasers optically pumped off resonance. — Opt. Commun. 1972, vol. 6, N 2, p. 156—159.
3. Gullberg K., Hartmann, Kleman B. Submillimeter Emission from Optically pumped $^{14}\text{NH}_3$. — Physica Scripta, 1973, vol. 8, p. 177—182.

СОДЕРЖАНИЕ

Мисюра В. А., Пивень Л. А., Федоренко Ю. П. Спектральный анализ частично отраженных сигналов	3
Мартынов А. А., Вергасов А. А. О возможности использования поляризационного метода для измерения характеристик плазмы	9
Федоренко Ю. П., Пивень Л. А. К определению высотного профиля электронной концентрации по обыкновенной компоненте частично отраженного сигнала	13
Мартыненко С. И., Черногор Л. Ф. О новых возможностях метода импульсной кроссмодуляции	16
Аболтин В. И., Мирошниченко В. Т. Методические основы разработки устройства, измеряющего автокорреляционную функцию некогерентно рассеянных ионосферой сигналов	18
Звягинцев А. А., Сысоев А. С., Третьяков О. А. Рассеяние частично поляризованной плоской волны ленточной решеткой	22
Звягинцев А. А., Сысоев А. С., Облывач С. А. Дифракция плоских эллиптически поляризованных волн на решетках из брусьев	26
Гридина В. А., Казанский В. Б., Облывач С. А. Эквивалентные схемы волноводных диафрагм сложной формы	29
Ваврин Д. М., Шматько А. А. Импедансный подход к теории открытых резонаторов	33
Горобец Н. Н., Назаренко Т. Г. Излучение из круглых и квадратных волноводов с продольными гребнями	35
Яцук Л. П., Катрич В. А., Кононенко С. А. Возбуждение волновода с гребенчатой структурой поверхностным магнитным током	42
Христенко В. М., Провалов А. В., Бутакова С. В. Шумы СВЧ-ключа с <i>pin</i> -диодом	44
Горобец Н. Н., Масалов С. А., Сергиенко Ю. И. Энергетические и поляризационные характеристики ножевых решеток	47
Седых В. М., Шаулов Е. В. Расчет поперечно-нерегулярного волновода с гребенчатой структурой поверхности	53
Яцук К. П., Гребенюк Ю. И. Связанные логарифмические спирали с экраном и диэлектриком для радиальных ЛБВ	57
Бабарика Л. И., Коробкин В. А. Влияние малых зазоров между диэлектриком и стенками волновода на частоту волноводно-диэлектрического резонанса	61
Костин В. Н., Белоус В. В., Шипицын С. И. Исследование ВЧ-разряда между внешними кольцевыми электродами в импульсных лампах накачки ОКГ	64
Андреев Ю. П., Винокуров Н. И., Гукетлев Ю. Х., Егоров Ю. Н., Ткаченко В. М. Исследование возможности определения параметров газового наполнения в газоразрядных источниках света	66
Винокуров Н. И., Запичковский В. В., Фоменко Ю. Ф. Исследование прохождения электронного тока в длинных трубках	69
Аркуша Ю. В., Прохоров Э. Д. Некоторые результаты исследования влияния инерционности перераспределения электронов в GaAs на измерение зависимости $V(E)$ СВЧ-методом	71

Прохоров Э. Д., Скоробогатова С. Н. Домены сильного поля и ударная ионизация в $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Sb}$ и $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	73
Шеховцов Н. А., Шеховцова Н. А. Вольт-амперная характеристика n — p перехода с линейно меняющейся концентрацией примеси	75
Светличный В. М., Костин А. И., Баркова И. И., Мещерякова О. А. Исследование контактов металл-полупроводник InSb — NiSb	78
Ананьин Е. Д., Блудов В. Я., Конопля В. Н., Полушкин А. С. Шейко В. П. К вопросу о модуляционных характеристиках минитрона	82
Кузьмичев В. М., Воробьев А. Я., Гужва В. Г. Об одной методике исследования поглощения металлами интенсивного излучения ОКГ	84
Манита О. Ф., Данилевич С. Б. Экспериментальная установка для исследования лазеров субмиллиметрового диапазона с оптической накачкой в импульсном режиме	87
Комарь И. Н., Николов О. Т., Славик О. Стабилизация и накопление ЭПР-обнаружимых радиационных дефектов в кристаллических аминокислотах	90
Комарь И. Н., Николов О. Т., Варавина Н. В. Обнаружение методом ЭПР изменения кристаллической структуры солянокислого гистидина	92
Степин Л. Д., Ромоданова Э. А., Погорелов А. С. Исследование комплекса с переносом заряда хлоранил-цистеин	94
Линник Г. Г., Погорелов А. С., Степин Л. Д. Электронный парамагнитный резонанс комплексов аланина и хлоранила	98
Титаренко А. Ю. Дифракционное излучение плоского модулированного электронного пучка, вызванное неоднородностью в виде щели в плоском металлическом экране	100
Чудаков В. Н. Построение логики эмоций на основании квантово-волновой теории когерентной модели мозга	105
Манита О. Ф., Данилевич С. Б. Субмиллиметровый лазер с оптической накачкой на молекулах NH_3	109

ВЕСТНИК ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
№ 151

Радиофизика и электроника

Выпуск 6

Редактор *А. Л. Алиева*
Художественный редактор *А. С. Романова*
Технический редактор *Л. Т. Момот*
Корректоры *Н. С. Калинина, Л. А. Федоренко*

ИБ № 1192.

Сдано в набор 12.VIII 1976 г. Подписано в печать 10.XII 1976 г. Формат 60×90¹/₁₆. Бумага типографская № 2. Усл. печ. л. 7,5. Уч.-изд. л. 7,9. Тираж 1000. Изд. № 430. Заказ 1461. БЦ 50257. Цена 53 коп.

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

Харьковская городская типография № 16 Областного управления по делам издательств, полиграфии и книжной торговли, 310003, Харьков, 3, Университетская, 16.

РЕФЕРАТЫ

УДК 551.510.535

Спектральный анализ частично отраженных сигналов. Мисюра В. А., Пивень Л. А., Федоренко Ю. П. «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1977, № 151, вып. 6, с. 3—9.

Определяется высотный профиль ветра «замороженных» неоднородностей электронной концентрации V-области ионосферы при помощи спектрального анализа частично отраженных сигналов. Приводится сравнение результатов спектрального анализа с результатами корреляционного анализа.

Ил. 2. Список лит.: 6 назв.

УДК 621.371.164

О возможности использования поляризационного метода для измерения характеристик плазмы. Мартынов А. А., Вербасов А. А. «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1977, № 151, вып. 6, с. 9—12.

Обсуждается возможность применения поляризационного метода для определения электронной концентрации и частоты соударения плазмы.

Ил. 2. Список лит.: 6 назв.

УДК 551.510.535

К определению высотного профиля электронной концентрации по обыкновенной компоненте частично отраженного сигнала. Федоренко Ю. П., Пивень Л. А. «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1977, № 151, вып. 6, с. 13—16.

Обсуждается возможность получения высотного профиля электронной концентрации по обыкновенной компоненте частично отраженных сигналов. Приводится сравнение профилей, полученных методом частичных отражений и методом импедансного зонда, установленного на метеорологической ракете МР-12.

Ил. 1. Список лит.: 8 назв.

УДК 550.388.2

О новых возможностях метода импульсной кроссмодуляции. Мартыненко С. И., Черногор Л. Ф. «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1977, № 151, вып. 6, с. 16—18.

Обсуждается возможность применения модулированного по амплитуде низкой частотой ($\sim 30\text{--}60$ кГц) греющего импульса при исследовании нижней ионосферы методом импульсной кроссмодуляции второго рода. Это позволяет получать величину коэффициента передачи энергии для электронов в D-области и исследовать релаксационные процессы.

УДК 550.388.2

Методические основы разработки устройства, измеряющего автокорреляционную функцию некогерентно рассеянных ионосферой сигналов. Аболтин В. И., Мирошниченко В. Т. «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1977, № 151, вып. 6, с. 18—22.

Приведены методические основы, использованные при разработке устройства, измеряющего автокорреляционную функцию некогерентно рассеянных ионосферой сигналов.

Ил. 2. Список лит.: 8 назв.

УДК 621.372.8

Рассеяние частично поляризованной плоской волны ленточной решеткой. Звягинцев А. А., Сысоев А. С., Третьяков О. А. «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1977, № 151, вып. 6, с. 22—25.

Исследуется влияние степени когерентности падающего на решетку поля на характеристики рассеянного поля.

Показано, что наличие флуктуаций в падающей волне в случае широкополосных процессов приводит к существенному изменению дифракционной картины, по сравнению с аналогичной для квазимонохроматического сигнала.

Ил. 2. Список лит.: 2 назв.

УДК 621.372.8

Дифракция плоских эллиптически поляризованных волн на решетках из брусьев. Звягинцев А. А., Сысоев А. С., Облывач С. А. «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1977, № 151, вып. 6, с. 26—29.

Исследована задача дифракции плоских эллиптически поляризованных волн на идеально проводящих решетках из брусьев прямоугольного поперечного сечения. Анализ поляризационных характеристик дифрагированных полей позволил определить условия между длиной волны, периодом решетки и параметрами поляризации падающей волны, когда рассеянное поле имеет линейную поляризацию или кругополяризовано.

Ил. 2. Список лит.: 2 назв.

УДК 538.574.6

Эквивалентные схемы волноводных диафрагм сложной формы. Гридина В. А., Казанский В. Б., Облывач С. А. «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1977, № 151, вып. 6, с. 29—33.

Рассмотрена модель фильтра, составленного из трех последовательно включенных симметричных идеально проводящих выступов разной высоты и длины в волноводе, образованном бесконечными металлическими плоскостями. Приведены дисперсионные зависимости параметров эквивалентных схем и дан их анализ. Исследования показали высокую избирательность рассмотренного фильтра и возможность его использования для частотной и поляризационной селекции.

Ил. 3. Список лит.: 4 назв.

УДК 621.372.413

Импедансный подход к теории открытых резонаторов. Ваврив Д. М., Шматько А. А. «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1977, № 151, вып. 6, с. 33—35.

Исследуется возможность введения эквивалентных граничных условий для открытых резонаторов, что позволяет перенести математические методы теории объемных резонаторов со сложной границей на рассмотрение открытых систем.

Ил. 1. Список лит.: 2 назв.

УДК 621.396.677.741

Излучение из круглых и квадратных волноводов с продольными гребнями. Горобец Н. Н., Назаренко Т. Г. «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1977, № 151, вып. 6, с. 35—41.

Получены формулы для расчета дисперсионных характеристик и излучения из квадратных и круглых волноводов с продольными гребнями. Показано, что диаграммы направленности подобных излучателей при одинаковых критических длинах волн шире диаграмм полых волноводов.

Ил. 3. Список лит.: 4 назв.

УДК 621.372.825.4

Возбуждение волновода с гребенчатой структурой поверхностным магнитным током. Яцук Л. П., Катрич В. А., Кононенко С. А. «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1977, № 151, вып. 6, с. 42—44.

Предлагается новая методика определения магнитного поля, возбужденного щелью в волноводе с гребенчатой замедляющей структурой, основанная на использовании теоремы эквивалентности и знания поля, возбужденного щелью за ее пределами.

Список лит.: 2 назв.

УДК 621.382.2

Шумы СВЧ-ключа с *pin*-диодом. Христенко В. М., Провалов А. В., Бутакова С. В. «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1977, № 151, вып. 6, с. 44—46.

Исследуются шумовые свойства *pin*-диодного ключа в сантиметровом диапазоне. Эксперимент показывает, что *pin*-диодный ключ не создает сколько-нибудь заметных избыточных шумов в СВЧ-тракте, что позволяет использовать его в качестве модулятора во входной цепи радиометрического приемника.

Табл. 1. Список лит.: 3 назв.

УДК 621.372.8

Энергетические и поляризационные характеристики ножевых решеток. Горобец Н. Н., Масалов С. А., Сергиенко Ю. И. «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1977, № 151, вып. 6, с. 47—53.

Приведены результаты расчета энергетических и поляризационных характеристик электромагнитной волны, прошедшей через решетку ленточных элементов, расположенных перпендикулярно ее плоскости. Расчет основан на строгом решении задачи дифракции плоских волн на ножевых решетках. Корректное и эффективное в вычислительном отношении решение получено благодаря выделению и последующему аналитическому обращению главной части матричного оператора исходных систем алгебраических уравнений первого рода. Приведены номограммы для определения поляризационных и энергетических характеристик в широкой области изменений электрических размеров решетки.

Ил. 3. Список лит.: 2 назв.

УДК 621.372.82

Расчет поперечно-нерегулярного волновода. Седых В. М., Шаулов Е. В. «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1977, № 151, вып. 6, с. 53—57.

Приведен вывод характеристических уравнений для определения критической длины волны n ступенчатого волновода сложной формы поперечного сечения. При выводе применялся метод неопределенных коэффициентов. Полученные результаты сравниваются с выводами, полученными методом Галеркина.

Ил. 1.

УДК 621.385.632.12.001.5

Связанные логарифмические спирали с экраном и диэлектриком для радиальных ЛБВ. Яцук К. П., Гребенюк Ю. И., «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1977, № 151, вып. 6, с. 57—61.

Получены дисперсионные уравнения и выражения для сопротивления связи и волнового сопротивления двух связанных спиралей с диэлектриком и экраном. Проведены численные расчеты в безразмерных параметрах. Показано, что уменьшение сопротивления связи одинарной спирали за счет внесения диэлектрика может быть скомпенсировано использованием связанных спиралей с различными углами намотки. Полученные результаты могут быть использованы и при изготовлении замедляющих систем печатным способом.

Ил. 3. Список лит.: 5 назв.

УДК 621.372.85

Влияние малых зазоров между диэлектриком и стенками волновода на частоту волноводно-диэлектрического резонанса. Бабарика Л. И., Коробкин В. А. «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1977, № 151, вып. 6, с. 61—64.

Изложены результаты теоретического и экспериментального исследования влияния зазоров между диэлектриком и стенками волновода на частоту волноводно-диэлектрических резонаторов. Указано на возможность использования полученных зависимостей при измерении параметров диэлектриков и термостабилизации таких резонаторов. Температурная нестабильность частоты волноводно-диэлектрических резонаторов, термокомпенсированных указанным способом, не превышает ± 2 МГц.

Ил. 2. Список лит.: 4 назв.

УДК 537.525.6

Исследование ВЧ-разряда между внешними кольцевыми электродами в импульсных лампах накачки ОКГ. Костин В. Н., Белоус В. В., Шипицын С. И. «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1977, № 151, вып. 6, с. 64—66.

Показано, что зависимости напряжения зажигания и погасания ВЧ-разряда ($v=0,19$ МГц) от давления ($p \sim 300\text{—}500$ Тор) чистого ксенона носят строго линейный характер и смещаются в сторону больших напряжений при увеличении содержания примесей воздуха ($\sim 0,7\text{—}14,6\%$). Вольт-амперные характеристики ВЧ-разряда носят возрастающий характер, что объясняется увеличением коэффициента ВЧ-ионизации при увеличении приведенного поля E/p . При увеличении p характеристики смещаются в сторону меньших токов, так как происходит уменьшение ионизирующей способности электронов.

Ил. 2.

УДК 537.526.6

Исследование возможности определения параметров газового наполнения в газоразрядных источниках света. Андреев Ю. П., Винокуров Н. И., Гукетлев Ю. Х., Егоров Ю. Н., Ткаченко В. М. «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1977, № 151, вып. 6, с. 66—68.

Изучено влияние примесей воздуха на напряжение самопробоя, поджига, зажигания и горения, а также время запаздывания пробоя для импульсных ламп типа ИФП 1200. Показана возможность использования напряжения зажигания высокочастотного разряда и напряжения горения стационарного разряда для контроля давления ксенона и примесей воздуха.

Табл. 1. Ил. 1. Список лит.: 2 назв.

УДК 537.526.6

Исследование прохождения электронного тока в длинных трубках. Винокуров Н. И., Заиончковский В. В., Фоменко Ю. Ф. «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1977, № 151, вып. 6, с. 69—70.

Изучены вольт-амперные характеристики в плоскопараллельном диоде с накалимым катодом, выполненным в виде узкой стеклянной трубки с междуэлектродным расстоянием 2—40 см и диаметром 2,4 см. Анализируется влияние стенок на прохождение электронного и разрядного токов.

Ил. 1. Список лит.: 2 назв.

УДК 621.382.2

Некоторые результаты исследования влияния инерционности перераспределения электронов в GaAs на измерение зависимости $V(E)$ СВЧ-методом. Аркуша Ю. В., Прохоров Э. Д. «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1977, № 151, вып. 6, с. 71—72.

Анализируется теоретически СВЧ-метод измерения зависимостей $V(E)$ полупроводников, в частности GaAs. На основе решения кинетического уравнения Больцмана определяются зависимости $V(t)$ в течение СВЧ-периода. Данная методика позволяет показать границы применимости СВЧ-методики для измерения $V(E)$ конкретно для каждого измеряемого вещества.

Ил. 1. Список лит.: 3 назв.

УДК 621.382.2

Домены сильного поля и ударная ионизация в $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Sb}$ и $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Прохоров Э. Д., Скоробогатова С. Н. «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1977, № 151, вып. 6, с. 73—75.

Определены критерии устойчивой работы (без ударной ионизации) диодов Ганна на основе соединений $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Sb}$ и $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x=0,2; 0,4; 0,6$; $n_0=10^{15} \text{ см}^{-3}$). Для $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Sb}$ среднее значение $(n_0/L)_{\text{кр}}$ составляет $\sim 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, что очень близко к $(n_0L)_{\text{кр}}$ для GaAs ($2,7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$) при той же концентрации n_0 , а для $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ среднее значение $(n_0L)_{\text{кр}}$ несколько ниже и составляет $\sim 7,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Расчеты проведены с учетом $D(E)$ для рассмотренных соединений.

Табл. 2. Ил. 1. Список лит.: 3 назв.

УДК 621.315.592

Вольт-амперная характеристика n - p -перехода с линейно меняющейся концентрацией примеси. Шеховцов Н. А., Шеховцова Н. А. «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1977, № 151, вып. 6, с. 75—78.

Получено выражение для ВАХ n - p -перехода с линейно меняющейся концентрацией примеси, обусловленная перераспределением носителей заряда в n - p переходе в соответствии с принципом Ле-Шателье.

Список лит.: 2 назв.

УДК 539.293 : 538.12

Исследование контактов металл-полупроводник InSb — NiSb . Светличный В. М., Костин А. И., Баркова И. И., Мещерякова О. А. «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1977, № 151, вып. 6, с. 78—82.

Изложены результаты исследования контактов металл—двухфазный полупроводник InSb — NiSb . Приведена методика химической обработки поверхности этого полупроводника перед вплавлением контактов. Показано, что для получения невыпрямляющих контактов пригодны те же приемы, что и в случае хорошо известного полупроводника InSb . Создание выпрямляющих контактов с этим материалом, как показали расчеты и эксперименты, невозможно из-за сильного шунтирующего действия металлических игл NiSb , пронизывающих объединенную область p — n -перехода.

Ил. 2. Список лит.: 8 назв.

УДК 621.376.2

К вопросу о модуляционных характеристиках минитрона. Ананьин Е. Д., Блудов В. Я., Конопля В. Н., Полушкин А. С., Шейко В. П. «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1977, № 151, вып. 6, с. 82—84.

Рассматривается возможность использования амплитудной модуляции минитрона для реализации двухчастотного метода измерения дальности до объекта и скорости сближения с ним в автомобильном радиолокаторе. Приведены модуляционные характеристики минитрона, снятые экспериментально. Определены максимальная глубина амплитудной модуляции, мощность модулятора и величина паразитной девиации частоты.

Ил. 2. Список лит.: 5 назв.

УДК 621.375.826 : 536.422.1

Об одной методике исследования поглощения металлами интенсивного излучения ОКГ. Кузьмичев В. М., Воробьев А. Я., Гужва В. Г. «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1977, № 151, вып. 6, с. 84—87.

Описан экспериментальный метод исследования доли энергии, остающейся в металлической мишени T , при действии на нее интенсивного излучения ОКГ. Найдено, что в области плотностей энергии падающего излучения, при которых начинается разрушение, происходит резкое увеличение коэффициента T в несколько раз.

Ил. 2. Список лит.: 5 назв.

УДК 621.373.853.08

Экспериментальная установка для исследования лазеров субмиллиметрового диапазона с оптической накачкой в импульсном режиме. Манита О. Ф., Данилевич С. Б. «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1977, № 151, вып. 6, с. 87—90.

Описывается экспериментальная установка для исследования лазеров субмиллиметрового диапазона в импульсном режиме. Получена генерация в импульсном режиме на многих линиях следующих молекул $C_2H_2F_2$, CH_3CN , CH_3Br , CH_3I , $CHOOD$. Самое мощное излучение около 100 вт получено на длине волны $\lambda = 447,74$ мкм с длительностью импульса 1 мксек.

Ил. 1. Список лит.: 7 назв.

УДК 538:69:538.124

Стабилизация и накопление ЭПР-обнаружимых радиационных дефектов в кристаллических аминокислотах. Комарь И. Н., Николов О. Т., Славик О. «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1977, № 151, вып. 6, с. 90—92.

На основании исследования ЭПР и ИК спектров и лауэрамм кристаллических аминокислот, облученных различными дозами и отожженных при различных температурах, предложены новые механизмы стабилизации и накопления ЭПР, обнаруженных радиационных дефектов в молекулярных кристаллах.

Список лит.: 5 назв.

УДК 538.69:538.124

Обнаружение методом ЭПР изменения кристаллической структуры солянокислого гистидина. Комарь И. Н., Николов О. Т., Варавина Н. В. «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1977, № 151, вып. 6, с. 92—93.

Методом ЭПР в кристаллическом солянокислом гистидине при температурах выше $+130^\circ C$ обнаружено изменение кристаллической структуры, сводящееся к обезвоживанию вещества. Обнаружено влияние наличия кристаллизационной воды на структуру возникающего в веществе радиационного дефекта.

Ил. 1. Список лит.: 3 назв.

УДК 535.34.083.2

Исследование комплекса с переносом заряда хлоранил-цистеин. Степин Л. Д., Ромоданова Э. А., Погорелов А. С. «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1977, № 151, вып. 6, с. 94—97.

Исследованы комплексы с переносом заряда КПЗ серосодержащей аминокислоты цистеина с хлоранилом методом ИК-спектроскопии, ЭПР и квантовой химии. Сняты спектры отдельных комплексообразующих компонент, их механических смесей и комплексов осажденных из смеси растворителей, вода + ацетон или диоксан. Для квантово-механического расчета применен расширенный метод Хюккеля. Результаты дают сведения о строении КПЗ, природе химической связи и электронодонорных свойствах цистеина.

Табл. 1. Список лит.: 8 назв.

УДК 535.34.083.2

Электронный парамагнитный резонанс комплексов аланина и хлоранила. Линник Г. Г., Погорелов А. С., Степин Л. Д. «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1977, № 151, вып. 6, с. 98—100.

Исследовано влияние методики и условий приготовления комплексов с переносом заряда аланина и хлоранила на интенсивность ЭПР поглощения. Показано, что парамагнитные центры находятся в низколежащем триплетном возбужденном состоянии, оценена энергия синглет-триплетного расщепления. С привлечением метода ИК-спектроскопии выяснена роль растворителей в процессе комплексообразования.

Табл. 2. Список лит.: 3 назв.

УДК 538.561

Дифракционное излучение плоского модулированного электронного пучка, вызванное неоднородностью в виде щели в плоском металлическом экране. Титаренко А. Ю. «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1977, № 151, вып. 6, с. 100—105.

Решена двухмерная задача о дифракционном излучении плоского модулированного электронного пучка, движущегося параллельно бесконечно тонкому металлическому экрану со щелью. Решение получено в виде интегрального уравнения Фредгольма второго рода. Уравнение решено приближенно в аналитическом виде в случае узкой щели и численно в случае, когда ширина щели соизмерима с длиной волны излучения. Исследована энергия и диаграмма направленности поля излучения в зависимости от ширины щели и частоты модуляции электронного пучка.

Ил. 2. Список лит.: 5 назв.

УДК 62.502.2

Построение логики эмоций на основании квантово-волновой теории когерентной модели мозга. Чудakov В. Н. «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1977, № 151, вып. 6, с. 105—109.

Используя экспериментальные факты волновой природы функционирования нейронных комплексов мозга, а также квантово-волновую теорию когерентного мозга, построена логика эмоций. Показано соотношение логики эмоций Q -нейронных сетей с формальной логикой « C »-сетей мозга.

Список лит.: 4 назв.

УДК 621.373.853.08

Субмиллиметровый лазер с оптической накачкой на молекулах NH_3 . Манита О. Ф., Данилевич С. Б. «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1977, № 151, вып. 6, с. 109—110.

Сообщается о наблюдении импульсного субмиллиметрового излучения на вращательно-инверсионных переходах молекулы NH_3 при накачке излучением CO_2 лазера с поперечным разрядом. Приведены зависимости энергии субмиллиметрового излучения от давления. В лазере на NH_3 имеет место нерезонансная оптическая накачка.

Ил. 1. Список лит.: 3 назв.



Aug 21 - 1
Wm 6 - 5