

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВЧ УЗЛОВ
С ПЕРЕКЛЮЧАЮЩИМИ ДИОДАМИ

В последнее десятилетие очень остро ставится вопрос миниатюризации радиоэлектронной аппаратуры, который может быть частично решен благодаря разработкам в области полупроводниковых приборов СВЧ диапазона.

В настоящей работе приведены результаты экспериментальных исследований СВЧ узлов с полупроводниковыми РП диодами для целей управления СВЧ мощностью в волноводном тракте, в частности, использование данного устройства в качестве электрически управляемого аттенуатора отражательного типа.

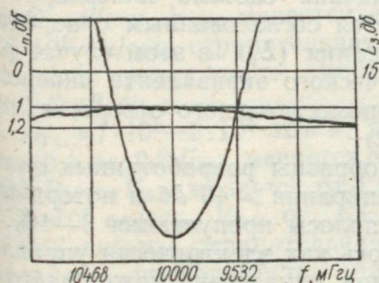


Рис. 1.

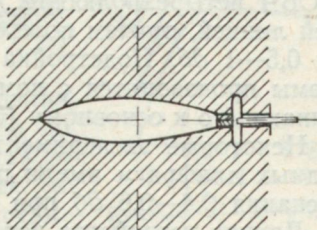


Рис. 2.

В устройстве, описываемом в данной работе, использовался переключающий ПРП диод типа 2А505 бескорпусной конструкции, что облегчало его установку в резонансное окно диафрагмы.

Электрически управляемый аттенуатор на основе диафрагмы может быть легко реализован, так как он позволяет достаточно полно решить задачу согласования диафрагмы в волноводном тракте. Что касается применения корпусных РП структур, то в ряде случаев задача согласования трудно разрешима.

Разработанный диафрагменный аттенуатор представлял собой медную пластинку толщиной 1—1,5 мм, изготовленную по размерам волноводного фланца (42×42 мм²). В пластинке прорезалось отверстие для сопряжения волноводов, по которым канализируется СВЧ мощность¹. На рис. 1 показан вид области связи СВЧ диафрагмы с ПРП структурой типа 2А505. Вполне успешно в таком устройстве могут быть использованы и структуры типа 2А505 и 5А513. Такая система очень легко может быть настроена на любую фиксированную частоту 3-сантиметрового диапазона по минимальным потерям пропускания (L_n) и максимальным потерям

¹ СВЧ устройства на полупроводниковых диодах. Проектирование и расчет. Коллектив авторов под ред. И. В. Мальского, Б. В. Сестрорецкого. М., «Сов. радио», 1969. 580 с.

запираания (L_3). Постепенным расширением рабочего отверстия диафрагмы осуществляется настройка максимума частотной характеристики диафрагмы на заданную частоту, что соответствует максимальным потерям запираания (смещение диода равно нулю). При подаче на диод положительного смещения частотная характеристика диафрагмы приобретает вид почти прямой линии с потерями пропускания 0,5—1 дБ. Характеристики ключевания диафрагмы при нулевом и максимальном положительном смещении на диоде приведены на рис. 1.

Таким образом, можно сделать заключение, что диод вместе с рабочим отверстием диафрагмы представляется эквивалентной схемой последовательного контура, резонирующего на частоте настройки СВЧ диафрагмы. Эквивалентное сопротивление последовательного контура на частоте настройки стремится к нулю, и потери запираания в тракте имеют величину 25—30 дБ. При подаче на диод положительного смещения система инвертируется и СВЧ четырехполюсник оказывается согласованным с передающей линией, причем потери пропускания (L_n) в этом случае равны 0,5—1 дБ. Подстройка электрического эквивалента инверсной схемы производится с помощью вспомогательного отверстия, приоткрывающего к основному (см. рис. 2).

Некоторые экспериментальные образцы разработанных волноводных диафрагм имели потери запираания ≥ 40 дБ и потери пропускания 0,4—0,6 дБ при ширине полосы пропускания 3—4%.

Данное устройство использовалось как электрически управляемый аттенуатор отражательного типа, однако оно может работать в качестве низкочастотного модулятора при подаче на диод напряжения, изменяющегося по вполне определенному закону.

Миниатюрность и малая потребляемая мощность разработанного устройства позволяют применить его в фазовращателях и фазовых решетках, где количество подобных элементов достигает нескольких десятков и даже сотен.

УДК 621.382.2.011.222

Э. Д. ПРОХОРОВ, канд. физ.-мат. наук
А. В. ДЯДЧЕНКО

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЕНЕРАТОРОВ ГАННА НА ОСНОВЕ $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Sb}$

Соединение $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Sb}$ представляет собой ряд переходных сплавов между InSb и GaSb . Последние исследования явлений переноса в этих соединениях [1—3] показывают, что по ряду параметров при определенных соотношениях компонентов они могут иметь преимущества по сравнению с известными полупроводниковыми материалами GaAs и InP . В настоящем сообщении приводятся результаты исследования энергетических возможностей различных сплавов соединения $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Sb}$.

Основные характеристики сплавов соединения $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Sb}$ в зависимости дрейфовой скорости электронов от напряженности

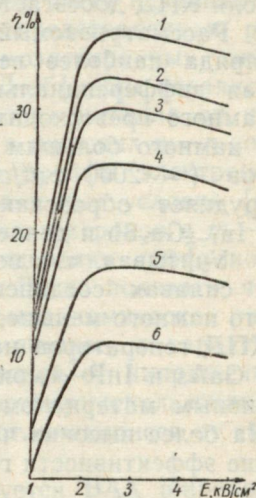
электрического поля $V(E)$ исследованы в работах [1, 2] для различных констант взаимодействия D_{GL} . Основные параметры этих зависимостей следующие:

1. $D_{GL} = 1 \cdot 10^8$ эВ/см, пороговая напряженность электрического поля ($E_{пор}$) при изменении x от 0,4 до 0,8 изменяется от 550 В/см до 600 В/см; максимальная дрейфовая скорость (V_{max}) при тех же изменениях x меняется от $2,9 \cdot 10^7$ см/сек до $1,65 \cdot 10^7$ см/сек, минимальная дрейфовая скорость (V_{min}) от $0,55 \cdot 10^7$ см/сек до $0,4 \cdot 10^7$ см/сек, отрицательная дифференциальная проводимость (ОДП) наблюдалась при напряженностях электрических полей от пороговых до ~ 2 кВ/см.

2. $D_{GL} = 3 \cdot 10^8$ эВ/см; при изменении x от 0,2 до 0,8 $E_{пор}$ изменяется от 600 В/см до 650 В/см, V_{max} меняются от $3,5 \cdot 10^7$ см/сек до $1,6 \cdot 10^7$ см/сек, V_{min} меняется от $0,9 \cdot 10^7$ до $0,7 \cdot 10^7$ см/сек, отрицательная дифференциальная проводимость наблюдается до $\sim 2,5$ кВ/см.

3. $D_{GL} = 7 \cdot 10^8 - 9 \cdot 10^8$ эВ/см; при изменении x от 0,4 до 0,8 $E_{пор}$ меняется от 720 В/см до 900 В/см, V_{max} меняется от $3,1 \cdot 10^7$ см/сек до $1,55 \cdot 10^7$ см/сек, V_{min} от $1,4 \cdot 10^7$ см/сек до $1 \cdot 10^7$ см/сек, отрицательная дифференциальная проводимость наблюдается до ~ 3 кВ/см. Отношение V_{max}/V_{min} меняется в первом случае от 5,5 до 3,5, во втором — от 3,8 до 2,2, в третьем — от 2,3 до 1,5. Константа взаимодействия D_{GL} не имеет точного значения ни для крайних соединений InSb, GaSb, ни для переходных соединений, наиболее вероятное значение по сопоставлению с экспериментом составляет $\sim 3 \cdot 10^8$ эВ/см.

Для описанных выше характеристик $V(E)$ были рассчитаны эффективности генерации в режиме ограничения накопления объемного заряда (ОНОЗ). Анализ проведен в предположении, что диод из $In_{1-x}Ga_xSb$ работает в одноконтурной резонансной схеме без накопления объемного заряда. Напряженность электрического поля, действующая в диоде, имеет вид $E(t) = E_0 + E_1 \cdot \cos \omega t$, где E_0 — постоянная составляющая; E_1 — амплитуда напряженности электрического поля. Амплитуда E_1 выбиралась оптимальной с целью получения наибольшего значения КПД при заданном E_0 . Результаты расчетов с использованием описанных выше характеристик $V(E)$ показаны на рисунке. Здесь приведены зависимости КПД от x при различных значениях D_{GL} . Наибольшие значения КПД достигаются при $D_{GL} = 1 \cdot 10^8$ эВ/см, наименьшие при $D_{GL} = 7 - 9 \cdot 10^8$ эВ/см для всех составов соединения $In_{1-x}Ga_xSb$.



Кривые: 1 — $x=0,4$, 2 — $x=0,6$ при $D_{GL} = 1 \times 10^8$ эВ/см; 3 — $x=0,4$, 4 — $x=0,6$ при $D_{GL} = 3 \cdot 10^8$ эВ/см; 5 — $x=0,4$, 6 — $x=0,6$ при $D_{GL} = 7 \div 8 \cdot 10^8$ эВ/см.

При неизменном D_{GL} большими КПД обладают соединения с меньшими значениями x (0,2—0,4). Максимальные КПД достигаются при 4—6 $E_{пор}$ в зависимости от состава соединения и превосходят КПД диодов на основе GaAs и InP. Для наиболее реального случая $D_{GL} = 3 \cdot 10^8$ эВ/см КПД достигает $\sim 30\%$ в одноконтурном резонаторе, при сложной форме напряженности электрического поля КПД достигает ~ 40 —45%.

Рассматриваемый режим ограничения накопления объемного заряда наиболее вероятен в $In_{1-x}Ga_xSb$, поскольку отрицательная дифференциальная проводимость соединений на его основе намного превосходит ОДП InP, GaAs и, следовательно, приводит к намного большим значениям коэффициента диффузии электронов (~ 2000 см²/сек). Высокий коэффициент диффузии затрудняет образование доменов сильного электрического поля в $In_{1-x}Ga_xSb$ и делает маловероятными доменные режимы работы.

Учитывая, что пороговые напряженности электрического поля в сплавах соединения $In_{1-x}Ga_xSb$ составляют 550—600 В/см, что намного меньше, чем в GaAs и InP, и что, как показано выше, КПД генераторов на основе соединений в 1,5—2 раза выше чем в GaAs и InP — можно считать $In_{1-x}Ga_xSb$ достаточно перспективным материалом для диодов Ганна в диапазоне 10—25 ГГц. На более высоких частотах будет наблюдаться быстрое уменьшение эффективности генераторов на основе $In_{1-x}Ga_xSb$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Белецкий Н. И., Дядченко А. В., Прохоров Э. Д. Отрицательная дифференциальная проводимость $In_{1-x}Ga_xSb$. — Тезисы докл. II симпозиума по физике плазмы и электрическим неустойчивостям в твердых телах. Вильнюс, 11—13 июня 1974 г., с. 2—4.
2. Прохоров Э. Д., Дядченко А. В., Белецкий Н. И. Дрейфовая скорость электронов в $In_{1-x}Ga_xSb$. — «Радиотехника и электроника», 1976, N 2, с. 324.
3. Sakai K., Ikoma T., Adachi Y., Yanai H. Velocity/field characteristic of $In_{1-x}Ga_xSb$ calculated by the Monte Carlo method. — Electronics Letters, 1974, v. 10, № 19, p. 402.

УДК 621.382.2

Н. А. ШЕХОВЦОВ, канд. физ.-мат. наук

ВОЛЬТАМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ЗАПОРНОГО $m-n$ КОНТАКТА

Вплавные запорные контакты металл — германий n типа ($m-n$ -контакт) экспериментально наиболее детально исследованы в [1]. Показано, что для запорного контакта характерны более слабая зависимость прямого тока от напряжения, чем в простой теории Шоттки [2] с граничными условиями Пекара [3, 4], Давыдова [5] и Пикуса [6], отсутствие участка насыщения обратного тока и низкий коэффициент выпрямления. Эти же особенности вольтамперных характеристик (ВАХ) у прижимных точек

ных контактов металл—полупроводник объясняются влиянием пленки окисла на поверхности полупроводника [7—9]. Однако, у вплавных m — n контактов окисная пленка на поверхности полупроводника растворяется металлом, и зазор между m и n -областями получается порядка межатомных расстояний.

Одной из причин расхождения теоретических и экспериментальных ВАХ вплавных m — n -контактов может быть использование граничных условий, определяемых или представлением результирующего тока j_n в виде разности термоэлектронных токов из полупроводника в металл и обратно [3—5], или независимостью концентрации электронов у поверхности металла от напряжения на m — n -контакте [6]. Однако ток в широких m — n -контактах обусловлен процессами диффузии и дрейфа электронов и не является током. Кроме этого, граничные условия [5] описывают термодинамическое распределение электронов в m — n -контакте, что означает независимость распределения диффузионного тока от напряжения на m — n -контакте. Легко показать, что при подаче напряжения на m — n -контакт термодинамическое распределение электронов изменяется на динамическое, а характер зависимости граничной концентрации электронов от напряжения на m — n -контакте определяет вид ВАХ. Поэтому использование граничных условий [3—6] может дать ВАХ, отличающиеся от экспериментальных.

В связи с этим в данной работе исследуется ВАХ широкого зазорного m — n -контакта, обусловленная в соответствии с принципом Ле-Шателье [10] таким перераспределением электронов в области m — n -контакта, при котором ослабляется действие приложенного напряжения.

Для упрощения расчетов допускаем, что электрическое поле и разность потенциалов m — n -контакта образованы только зарядом примесных ионов, распределенных однородно. Такое допущение, как следует из термодинамического распределения электронов, оправдано быстрым уменьшением их концентрации с приближением к поверхности металла.

Тогда распределение электрического поля и потенциала в области m — n -контакта определяется решением уравнения Пуассона

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{4\pi\rho(x)}{\epsilon}, \quad (1)$$

где $\rho(x) = qN_d = qn_n$; N_d и n_n — концентрации доноров и электронов соответственно; ϵ — диэлектрическая постоянная, при термодинамическом равновесии с граничными условиями

$$\left. \frac{d\psi_0}{dx} \right|_{x=L_n} = 0, \quad \psi_0(L_n) = 0, \quad (2)$$

в виде

$$E_0(x) = -\frac{kT}{q} a_n (L_n - x); \quad (3)$$

$$\psi_0(x) = -\frac{kT}{q} \frac{a_n}{2} (L_n - x)^2; \quad (4)$$

и при динамическом равновесии с граничными условиями

$$\left. \frac{d\psi_u}{dx} \right|_{x=L_{nu}} = 0; \quad \psi_u(L_{nu}) = 0; \quad (5)$$

в виде

$$E_u(x) = -\frac{kT}{q} a_n (L_{nu} - x); \quad (6)$$

$$\psi_u(x) = -\frac{kT}{q} \frac{a_n}{2} (L_{nu} - x)^2; \quad (7)$$

где k — постоянная Больцмана; T — температура в $^{\circ}\text{K}$

$$a_n = \frac{4\pi q^2 n_n}{\varepsilon kT}. \quad (8)$$

Разность потенциалов на m — n -контакте определится при термодинамическом равновесии в виде

$$U_k = \psi_0(L_n) - \psi_0(0) = \frac{kT}{q} \frac{a_n L_n^2}{2}; \quad (9)$$

и при динамическом равновесии в виде

$$U_{ku} = \psi_u(L_{nu}) - \psi_u(0) = \frac{kT}{q} \frac{a_n L_{nu}^2}{2}. \quad (10)$$

Приложенная разность потенциалов будет равна

$$u = \pm (u_k - u_{ku}) = \pm \frac{kT}{q} \frac{a_n}{2} (L_n^2 - L_{nu}^2), \quad (11)$$

где $+$ для прямого включения, $-$ для обратного включения.

Распределение электронов в области m — n -контакта при термодинамическом равновесии определится с учетом соотношения Эйнштейна решением уравнения

$$-\frac{dn_0}{dx} + a_n (L_n - x) n_0 = 0, \quad (12)$$

с граничным условием $n_0(L_n) = n_n$ в виде

$$n_0(x) = n_n e^{-\frac{a_n L_n^2}{2}} e^{a_n \left(L_n x - \frac{x^2}{2} \right)}. \quad (13)$$

Динамическое равновесие m — n -контакта определится с учетом соотношения Эйнштейна уравнением

$$\mp \frac{j_n}{qD_n} = -\frac{dn_u}{dx} + a_n (L_{nu} - x) n_u \quad (14)$$

с граничными условиями

$$\text{для } -j_n \quad n_u(L_{nu}) = n_n; \quad n_u(0) = n_{0u}; \quad (15)$$

$$\text{для } +j_n \quad n_u(L_{nu0}) = n_n; \quad n_u(0) = n_{0u}, \quad (16)$$

где $-j_n$ и $+j_n$ — прямой и обратный токи соответственно; n_{0u} — неизвестные концентрации электронов у поверхности металла при прямом и обратном включении; L_{nu0} — граница области пространственного заряда, на которой электрическое поле уменьшается до величины, обеспечивающей обратный дрейфовый ток $+j_n$, D_n — коэффициент диффузии электронов.

Граничные концентрации n_{0u} в (15) и (16) определяются, исходя из применимости к m — n -контакту принципа Ле-Шателье. В соответствии с принципом Ле-Шателье при подаче напряжения на m — n -контакт, распределение электронов $n_0(x)$ изменится, стремясь к распределению $n(x)$, описываемому уравнением

$$-\frac{dn}{dx} + a_n(L_{nu} - x)n = 0 \quad (17)$$

с граничным условием $n(L_{nu}) = n_n$ в виде

$$n(x) = n_n e^{-\frac{a_n L_{nu}^2}{2}} e^{\frac{a_n}{2} (L_{nu} x - \frac{x^2}{2})}, \quad (18)$$

где $L_{nu} < L_n$ и $L_{nu} > L_n$ соответствуют прямому и обратному включению m — n -контакта.

Состояние m — n -контакта, описываемое уравнением (17), т. е. состояние с $u \neq 0$ и $j_n = 0$ в дальнейшем будем называть условным равновесием.

Приложенное прямое напряжение компенсирует заряд ионов в области от 0 до $L_n - L_{nu}$, так как положительный электростатический потенциал увеличивается от 0 до ϕ_k при удалении от поверхности металла вглубь n полупроводника. Поэтому заряд электронов, расположенный в этой области m — n -контакта при термодинамическом равновесии

$$\Delta Q_{\text{диф}} = q \int_0^{L_n - L_{nu}} n_0(x) dx \quad (19)$$

не сможет принять участия в изменении распределения $n_0(x)$ на распределение $n(x)$. Следовательно, установлению условного равновесия при прямом включении будет препятствовать дефицит заряда электронов $\Delta Q_{\text{диф}}$. Необходимо отметить, что квазинейтральная область от 0 до $L_n - L_{nu}$ не может находиться между металлом и областью пространственного заряда. Поэтому произойдет перераспределение электронов и квазинейтральность установится в области от L_{nu} до L_n .

При обратном включении m — n -контакта изменение заряда электронов можно рассматривать аналогичным образом, т. е. как изменение его при уменьшении обратного напряжения до нуля. При этом обратный ток уменьшается до нуля, а концентрация электронов увеличивается до термодинамически равновесных значений. Поэтому установлению условного равновесия при обратном включении будет препятствовать избыточный заряд электронов. Увеличение концентрации электронов до минимального термодинамического значения $n_0(0)$ в области m — n -контакта $0 \leq x \leq x_0$, где она была меньше при обратном включении, обусловлено термической генерацией независимо от перераспределения электронов между металлом и полупроводником. Поэтому избыточным будет заряд электронов, расположенный в этой области при динамическом равновесии, т. е.

$$\Delta Q_{\text{изб}} = q \int_0^{x_0} n_u(x) dx. \quad (20)$$

Координата x_0 определится через условное равновесие уравнением $n(x_0) = n_0(0)$.

Таким образом, заряд электронов в области m — n -контакта при динамическом равновесии определится в случае прямого включения в виде разности заряда электронов при условном равновесии и дефицитного их заряда, а в случае обратного включения в виде суммы заряда электронов при условном равновесии и избыточного их заряда.

Из уравнения Пуассона следует, что максимум электрического поля и потенциала определяется величиной заряда независимо от характера его распределения. На основании этого заряды электронов в области m — n -контакта с приложенным напряжением, определенные через условное равновесие и через динамическое равновесие с неизвестными граничными концентрациями должны быть равны.

Таким образом, граничная концентрация n_{0u} определится при прямом включении уравнением

$$\int_0^{L_{nu}} n(x) dx - \int_0^{L_n - L_{nu}} n_0(x) dx = \int_0^{L_{nu}} n_u(x) dx \quad (21)$$

и при обратном включении уравнением

$$\int_0^{L_{nu0}} n_u(x) dx = \int_0^{L_{ru0}} n(x) dx + \int_0^{x_0} n_u(x) dx. \quad (22)$$

Решая методом вариации постоянной (14) с учетом (15) и (16) и подставляя n_{0u} , определяемые (21) и (22), с учетом приближений

$$e^{\pm a_n \left(L_n x - \frac{x^2}{2} \right)} \approx e^{\pm \frac{a_n L_n x}{2}}; \quad e^{\pm a_n \left(L_{nu} x - \frac{x^2}{2} \right)} \approx e^{\pm \frac{a_n L_{nu} x}{2}}; \quad (23)$$

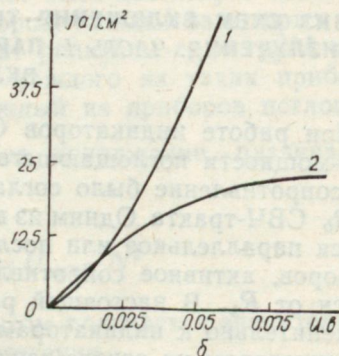
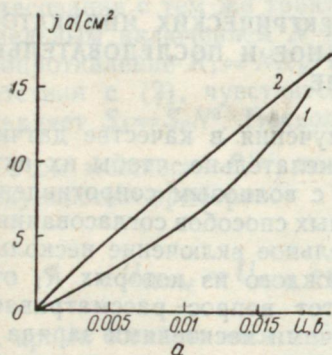
$$e^{-\frac{a_n L_{nu}^2}{2}} \ll 1; \quad L_{nu} \gg \frac{2}{a_n L_{nu}}; \quad L_{nu0} \approx L_{nu},$$

получим

$$-j_n = -q\mu_n E_{cp} n_n e^{-\frac{a_n L_n^2}{2}} \frac{2}{a_n L_n^2} \frac{L_n}{L_{nu}} \left(e^{\frac{a_n L_n^2}{2} - \frac{a_n L_{nu}^2}{2} \frac{L_n}{L_{nu}}} - 1 \right); \quad (24)$$

$$+j_n = +q\mu_n E_{cp} n_n e^{-\frac{a_n L_n^2}{2}} \frac{2}{a_n L_n^2} \frac{E_u(0)}{E_o(0)} \left(1 - e^{-\frac{a_n L_{nu}^2}{2} + \frac{a_n L_n^2}{2}} \right), \quad (25)$$

где $v_{nE\max}$ — подвижность электронов, $E_{cp} = E_o(0)2$.



Вольтамперные характеристики контактов S_n — G_e n -типа; кривые 1 — положительное смещение на S_n ; кривые 2 — отрицательное смещение на S_n : а — G_e n -типа с $\rho_n = 2,5$ ом см; б — G_e n -типа с $\rho_n = 0,02$ ом см.

Эти уравнения справедливы для m — n -контактов с $n_o(0) \gg p_o(0)$, т. е. с неизменяющимся типом проводимости. Экспоненциальный показатель $\frac{a_n L_n^2}{2} - \frac{a_n L_{nu}^2}{2} \frac{L_n}{L_{nu}} = \frac{qU}{\beta kT}$; где β непрерывно меняется с ростом напряжения на m — n -контакте.

Ход приведенных на рис. (а, б) рассчитанных ВАХ для m — n -контактов S_n — G_e n типа с ρ_n , равным 0,02 и 2,5 ом·см, совпадает с ходом экспериментальных ВАХ в [1] и изменение соотношения прямого и обратного токов при изменении ρ_n такое же, как в [1].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Комаровских К. Ф., Стафеев В. И. Исследование некоторых вплавных контактов металл—германий. — «Радиотехника и электроника», 1966, т. XI, вып. 12, с. 2200—2208.
2. Shottky W. Vereinfachte und erweiterte theorie der Randschichtleiter. — «Zeitschrift fur Physik», 1942, 118 Band, 9 und 10 Heft, S. 539—592.
3. Пекар С. И. Теория контакта металла с диэлектриком или полупроводником. — ЖЭТФ, 1940, т. X, вып. 11, с. 1210—1224.
4. Пекар С. И. Контакт полупроводника с металлом и приэлектронные скачки потенциала. — «Изв. АН СССР», 1941, т. V, вып. 4—5, с. 422—433.
5. Давыдов Б. И. Переходные сопротивления в полупроводниках. — ЖЭТФ, 1940, т. IX, вып. 12, с. 1342—1347.
6. Пикус Г. Е. Основы теории полупроводниковых приборов. М., «Наука», 1965. 448 с.
7. Стриха В. И. Расчет вольтамперной характеристики прижимного контакта металл—полупроводник с учетом пленки окисла. — «Радиотехника и электроника», 1964, т. IX, вып. 4, с. 681—687.
8. Киреев В. А. Краткий курс физической химии. М., «Химия». 1969. 638 с.

УДК 621.382

В. М. СВЕТЛИЧНЫЙ, канд. физ.-мат. наук,
А. И. САТЮКОВ, В. Т. ПЛАКСИЙ

АНАЛИЗ СХЕМ ВКЛЮЧЕНИЯ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ИНДИКАТОРОВ СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ. ЧАСТЬ I. ПАРАЛЛЕЛЬНОЕ И ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОЕ ВКЛЮЧЕНИЕ

При работе индикаторов СВЧ-излучения в качестве датчиков СВЧ-мощности поглощающего типа желательно, чтобы их активное сопротивление было согласовано с волновым сопротивлением $R=R_0$ СВЧ-тракта. Одним из возможных способов согласования является параллельное или последовательное включение нескольких приборов, активное сопротивление каждого из которых R_1 отличается от R_0 . В настоящей работе этот вопрос рассматривается применительно к индикаторам с горячими носителями заряда [1] и индикаторам на основе точечного контакта металл—полуметалл [2].

Известно, что активное сопротивление указанных приборов определяется удельным сопротивлением полупроводника или полуметалла ρ и радиусом контакта малой площади r_k :

$$R = \rho / 2\pi r_k \quad (1)$$

чувствительность таких приборов определяется по формулам

$$S = \frac{\beta |a - a_+| T_0 \rho}{\pi r_k^3} \quad (2)$$

(индикаторы с горячими носителями заряда), или

$$S = \frac{\alpha}{4\pi x r_k} \quad (3)$$

(индикаторы на основе полуметалла). В формулах (2) и (3) β — коэффициент, определяющий эффективность разогрева электронного газа [1], α и α_+ — дифференциальная термо-ЭДС в слабо и сильно легированной областях электронно-электронного перехода соответственно или полуметалла; T_0 — температура; κ — коэффициент теплопроводности полуметалла.

Если используются индикаторы с горячими носителями, согласование может быть достигнуто включением одиночного прибора, имеющего радиус контакта

$$r_{k0} = \rho / 2\pi R_b \quad (4)$$

и чувствительность

$$S_0 = \frac{\beta |\alpha - \alpha_+| T_0 \rho}{\pi r_{k0}^3}, \quad (5)$$

так что выходное напряжение, развиваемое одиночным прибором при поглощении мощности $\tilde{P}$:

$$U_{\text{вых0}} = S_0 \cdot \tilde{P}. \quad (6)$$

Согласование с тем же трактом может быть достигнуто также параллельным включением N индикаторов, каждый из которых имеет сопротивление $R_1 = NR_b$ и контакт радиусом $r_{k1} = r_{k0}/N$; в соответствии с (2), чувствительность каждого из таких приборов составляет $S_1 = S_0 N^3$. Поскольку каждый из приборов поглощает при этом мощность $\tilde{P}/N$, то выходное напряжение, развиваемое совокупностью приборов:

$$U_{\text{вых}N} = U_{\text{вых1}} = S_1 \cdot \frac{\tilde{P}}{N} = U_{\text{вых0}} \cdot N^2, \quad (7)$$

т. е. кроме согласования с СВЧ-трактом получается значительный выигрыш в величине выходного напряжения.

В случае индикаторов на основе полуметалла чувствительность каждого из N включенных параллельно приборов, в соответствии с (3), составляет $S_1 = S_0 \cdot N$, а поскольку каждый прибор при этом поглощает мощность $\tilde{P}/N$, то выходное напряжение N параллельно включенных приборов в этом случае

$$U_{\text{вых}N} = U_{\text{вых1}} = S_1 \cdot \frac{\tilde{P}}{N} = U_{\text{вых0}}, \quad (8)$$

т. е. выигрыша в величине выходного напряжения не получается, но возможно согласование с трактом.

При последовательном включении N приборов для согласования их с трактом необходимо, чтобы каждый прибор имел активное сопротивление R_b/N , а радиус контакта в этом случае должен быть равным $r_{k1} = r_{k0}N$. Если последовательно включаются

индикаторы с горячими носителями, каждый из них поглощает мощность $\tilde{P}/N$, а чувствительность каждого из таких приборов $S_1 = S_0/N^3$, поэтому выходное напряжение, развиваемое N последовательно включенными приборами:

$$U_{\text{вых}N} = U_{\text{вых}1} \cdot N = S_1 \cdot \frac{\tilde{P}}{N} \cdot N = U_{\text{вых}0}/N^3, \quad (9)$$

т. е. согласование достигается за счет большого проигрыша в величине выходного напряжения по сравнению с включением одиночного прибора с активным сопротивлением R_b .

При последовательном включении N приборов на основе полуметалла каждый из них имеет чувствительность $S_1 = S_0/N$ и поглощает мощность $\tilde{P}/N$, так что выходное напряжение, получаемое в этом случае,

$$U_{\text{вых}N} = U_{\text{вых}1} \cdot N = S_1 \frac{\tilde{P}}{N} \cdot N = U_{\text{вых}0}/N. \quad (10)$$

Заметим, что, несмотря на заметный проигрыш в величине выходного напряжения, последовательное включение индикаторов на основе полуметалла все же целесообразно, поскольку эти индикаторы низкоомны и согласование с реальными СВЧ-трактами может быть достигнуто именно последовательным включением нескольких таких приборов.

Экспериментально нами был проверен наиболее интересный в практическом отношении результат — возможность выигрыша в величине выходного напряжения при использовании нескольких параллельно включенных индикаторов на горячих носителях по сравнению со случаем, когда используется одиночный прибор, имеющий то же активное сопротивление, что и общее сопротивление параллельно включенных приборов.

Эксперименты проводились с тремя германиевыми индикаторами СВЧ-излучения, имеющими сопротивление $R_1 = 180 \pm 5$ ом каждый, и одиночным индикатором с сопротивлением, приблизительно равным сопротивлению коаксиальной линии $R_b = 60$ ом. Чувствительность по поглощенной мощности каждого из 180-омных индикаторов составила $S_1 = 25 \pm 3$ условных единиц, однако согласование таких индикаторов с СВЧ-трактом, по вполне понятным причинам, было неудовлетворительным. Чувствительность одиночного прибора с сопротивлением 60 ом, хорошо согласующегося с трактом, оказалась равной 1,9 условных единиц. Чувствительность же трех параллельно включенных приборов, с сопротивлением 180 ом каждый, составила 10 условных единиц, причем было получено хорошее согласование этих датчиков с СВЧ-трактом. Следовательно, выигрыш в чувствительности по сравнению с одиночным датчиком действительно имеет место, хотя и не такой большой (приблизительно пятикратный), как это предсказывает

ся расчетом (девятикратный). Последнее обстоятельство может быть связано с неполной идентичностью параметров включенных параллельно приборов, а также появлением дополнительных паразитных реактивностей, затрудняющих согласование совокупности приборов с трактом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Светличный В. М., Валитов Р. А., Плаксий В. Т. и др. О некоторых характеристиках термоэлектрических детекторов с «горячими» носителями. — «Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника», 1969, вып. 12, № 7, с. 680.
2. Плаксий В. Т., Светличный В. М. Расчет вольтваттной чувствительности точно-контактных СВЧ детекторов на основе сплава. — «Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника», 1970, вып. 13, с. 1383.

УДК 537.521

А. П. ГАВРИК,
К. И. КОНОНЕНКО, канд. физ.-мат. наук,
В. А. ПОГРЕБНЯК, канд. физ.-мат. наук.

ВЛИЯНИЕ ИОННО-ЗВУКОВЫХ ВОЛН, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ВНЕШНИМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ, НА ГАЗОВЫЙ РАЗРЯД

Как известно [1], в плазму может проникать переменное электромагнитное поле только с частотой больше плазменной $\omega > \omega_0$. Однако в эксперименте наблюдается детектирование сигналов с частотой значительно меньшей ω_0 . Механизм такого детектирования состоит в том, что переменное электромагнитное поле возбуждает продольные волны, а затухание этих волн приводит к изменению температуры электронов и ионов, что и обуславливает, в конечном итоге, детекторный эффект, проявляющийся в изменении разрядного тока.

Рассмотрим детектирование низкочастотных электромагнитных колебаний, возбуждающих ионно-звуковые волны в плазме. Эти волны представляют собой движение ионов, поэтому их затухание будет приводить к изменению ионной температуры и ионной проводимости. В состоянии равновесия распределение ионов будет определяться максвелловской функцией

$$f_i = \frac{N_i}{(2\pi MT_i)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{T_i}\right). \quad (1)$$

Затухание ионно-звуковых волн приводит к изменению температуры ионов, причем из-за большой их массы приращение температуры будет значительно меньше начальной, т. е.

$$\Delta T_i \ll T_i. \quad (2)$$

Детекторный ток в этом случае является изменением ионного тока. Выражение для него можно записать в следующем виде [2]:

$$\Delta j_i = j_{0i} - j_{1i} \quad (3)$$

или

$$\Delta j_i = (\sigma_0 - \sigma_1) E_0. \quad (4)$$

Рассмотрим случай максвелловского распределения, тогда [3]

$$\sigma = \frac{4e^2 N_i}{V \pi M v_0^{3/2}} \int_0^\infty \frac{\varepsilon^{3/2}}{v(\varepsilon)} e^{-\frac{\varepsilon}{v_0}} d\varepsilon. \quad (5)$$

Выполняя интегрирование в (5), получим

$$\sigma = \sigma_0 V^{-q}, \quad \sigma_0 = \frac{4\Gamma(5/2 - q) N_i e^2}{V \pi M v_0}, \quad \text{где } \sigma_0 \text{ — проводимость в линейной теории; для детекторного тока получим}$$

$$\Delta j_i = \sigma_0 (v_0^{-q} - V_1^{-q}) E_0, \quad (6)$$

где V_0 и V_1 — безразмерные ионные температуры при действии только постоянного поля и при совместном действии постоянного и переменного полей соответственно. При интегрировании в (5) было принято $v(\varepsilon) = v_0 \left(\frac{\varepsilon}{T_i}\right)^q$, где q — характеризует механизм рассеяния импульса [2].

При слабом сигнале можно положить

$$V_1 = V_0 + V', \quad V' \ll V_0. \quad (7)$$

В этом случае (6) преобразуется к виду

$$\Delta j_i = \sigma_0 V_0^{-q} q \frac{V'}{V_0} E_0. \quad (8)$$

Учитывая (7), получим

$$\Delta j_i = q_i \sigma_{0i} \frac{\Delta T_i}{T_i} E_0. \quad (9)$$

Благодаря затуханию продольных волн ионы получают в единицу времени энергию

$$\bar{\varepsilon} = \gamma \frac{E_{\text{пл}}}{4\pi}, \quad (10)$$

где $E_{\text{пл}}$ — амплитуда продольной волны; γ — коэффициент затухания продольной волны. Из условия баланса энергии получаем

$$\Delta T_i = \gamma \frac{E_{\text{пл}}^2}{4\pi N v_i T_i}, \quad (11)$$

где γ определяется формулой [4]

$$\gamma = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \left\{ \left(\frac{\omega_i}{\omega_0} \right)^{1/2} + \left(\sqrt{\frac{\omega_i}{\omega_e} \frac{V_e}{V_i}} \right)^3 \exp \left(- \frac{\omega_i}{\omega_e} \frac{V_e^2}{V_i^2} \right) \right\} \omega. \quad (12)$$

Подставляя (11) и (12) в (9), будем иметь окончательно

$$\Delta j_i = q_i C_1 \sigma_{0i} \omega E_{\text{пл}}^2 E_0. \quad (13)$$

Полученное выражение представляет детекторную характеристику для случая низкочастотной электромагнитной волны ($\omega < \omega_0$),

где
$$C_1 = \frac{\gamma}{4\pi\omega N \nu_i T_i}.$$

Как видно из (13), детекторный ток линейно зависит от частоты.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М., «Наука», 1967. 683 с.
2. Зантберг Ю. Л., Кононенко К. И., Погребняк В. А. Детекторные характеристики газоразрядной плазмы. — ЖТФ, 1972, т. 42, № 1, с. 64—66.
3. Шкаровский И., Джонстон Т., Бачинский М. Кинетика частиц плазмы. М., Атомиздат, 1969. 396 с.
4. Ландау Л. Д. О колебаниях электронной плазмы. — ЖЭТФ, 1946, т. 16, с. 574—586.

УДК 537.521

А. П. ГАВРИК,
К. И. КОНОНЕНКО, канд. физ.-мат. наук,
В. А. ПОГРЕБНЯК, канд. физ.-мат. наук

ВЛИЯНИЕ РЕКОМБИНАЦИИ НА ДЕТЕКТОРНЫЙ ЭФФЕКТ В ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЕ

Изменение тока в газоразрядной трубке при облучении ее ВЧ электромагнитным полем позволяет получить большую информацию о микропроцессах, происходящих в газоразрядной плазме. Исследование электронной части проводимости показывает, что процессы ионизации и рекомбинации приводят к существенному отличию зависимости детекторного тока от параметров внешнего воздействия. В работе получены формулы, определяющие изменение разрядного тока от времени жизни и времени релаксации носителей заряда.

Определим детекторный ток следующим образом:

$$\Delta j = j_0 - j_1, \quad (1)$$

где j_0 — разрядный ток при отсутствии возмущения, j_1 — разрядный ток при наличии внешнего ВЧ поля. Как известно, ток определяется через анизотропную часть функции распределения электронов χ по формуле

$$j = \frac{8\pi m e}{3} \int_0^{\infty} \chi \varepsilon d\varepsilon. \quad (2)$$

Симметричная часть $f(\varepsilon)$ и анизотропная часть $\chi(\varepsilon)$ функции распределения находятся из кинетического уравнения Больцмана, которое удобно решать методом эффективной температуры [1] и найти j_0 и j_1 , как это было сделано в работе [2]. Учет рекомбинации и ионизации однако приводит к существенным изменениям. Для того чтобы включить эти процессы в схему расчета, необходимо в правой части кинетического уравнения Больцмана [3] принять во внимание интеграл столкновений, учитывающий рекомбинацию и ионизацию. Возьмем его в виде

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{неупр.}} = -\alpha(\varepsilon) f(\varepsilon) N_i + \beta(\varepsilon) N_m, \quad (3)$$

где $\alpha(\varepsilon)$ — вероятность рекомбинации; $\beta(\varepsilon)$ — вероятность ионизации. Из принципа детального равновесия имеем

$$\beta(\varepsilon) = \alpha(\varepsilon) \frac{N_0 f_0(\varepsilon)}{N_m}. \quad (4)$$

Здесь N_0 — равновесное значение концентрации электронов. Интегрируя (3) по энергиям в приближении, что распределение максвелловское с эффективной температурой T_e , получим для стационарного состояния связь N с T_e

$$N = \left[\frac{\beta(T_e)}{\alpha(T_e)} N_m \right]^{1/2},$$

$$\text{где } \alpha(T_e) = \int_0^\infty \frac{\alpha(\varepsilon) e^{-\frac{\varepsilon}{T_e}} g(\varepsilon) d\varepsilon}{(2\pi m T_e)^{3/2}}, \quad \beta(T_e) = \int_0^\infty \beta(\varepsilon) g(\varepsilon) d\varepsilon \quad (5)$$

коэффициенты рекомбинации и ионизации.

Явная зависимость α и β от T_e определяется характером рекомбинации и ионизации: это может быть тройная рекомбинация или рекомбинация через автоионизационные состояния и т. д., тепловая ионизация или ударная и т. д. Будем считать, что имеет место тройная рекомбинация и тепловая ионизация. Учитывая зависимость сечения захвата от ε [4], из (5) получим

$$\alpha(T_e) = \alpha_0 \left(\frac{T_e}{T} \right)^{-7/2}, \quad \alpha_0 = \frac{16\sqrt{2\pi}}{3} \frac{e^6 N_m \sqrt{m \cdot \sigma}}{T^{5/2} \mu}, \quad (6)$$

где T — температура ионов; μ — приведенная масса атома и иона; σ — геометрическое поперечное сечение рассеивателя, а для N будем иметь

$$N = N_0 \left(\frac{T_e}{T} \right)^{7/4}. \quad (7)$$

Формула (7) справедлива при $T_e \ll U_i$ (потенциал ионизации). При $T_e \sim U_i$ наступает ударная ионизация, тогда

$$N = N_0 \exp \left(-\frac{U_i}{T_e} \right). \quad (8)$$

Теперь необходимо определить зависимость T_e от амплитуды ВЧ поля E_1 , постоянного поля E_0 и концентрации электронов. Однако от N эффективная температура, как нетрудно убедиться, не зависит (это связано с тем, что в члены, описывающие выделение джоулева тепла и его диссипацию N входит в одинаковой степени). Поэтому после несложных вычислений из кинетического уравнения имеем

$$T_e = T \left\{ \frac{4\Gamma(5/2 - q) e^2 E_0^2}{V \pi m \nu_0 \tilde{\nu}_0 T} \right\}^{\frac{1}{r+q+1}} \quad (9)$$

при предположениях, обычно принимаемых в таких случаях,

$T_e \gg T$, $E_0 \gg E_1$, $\tilde{\nu}_{ee} \gg \nu_0$, $\nu(\varepsilon) = \nu_0 (\varepsilon/T)^q$, $\tilde{\nu}(\varepsilon) = \tilde{\nu}_0 (\varepsilon/T)^{r-1}$. Используя затем формулы (1) и (2), получаем выражения для тока

при рассеянии импульса и энергии на молекулах $q = r = \frac{1}{2}$

$$\Delta j = \frac{\pi^{1/4} \sqrt{6} \omega_0^2 \nu_0^{3/2} N_0 T \tilde{\nu}_0 E_1^2}{4 \omega^2 E_*^{21/8}} \cdot E_0^{5/8}, \quad \omega > \nu, \quad (10)$$

$$\Delta j = \frac{\sigma_0^{3/4} (N_0 T \tilde{\nu}_0)^{1/4} E_1^2 \cdot E_0^{3/4}}{E_*^{7/4}}, \quad \omega < \nu, \quad (11)$$

где $E_*^2 = \frac{V \pi m \nu_0 \tilde{\nu}_0 T}{8e^2}$ при $\omega > \nu$. Здесь ω — частота ВЧ поля;

σ_0 — проводимость в линейной теории. Если не учитывать рекомбинацию и ионизацию, то соответствующие величины имеют такую зависимость:

$$\Delta j \sim \frac{E_1^2}{E_0^2}, \quad \omega > \nu, \quad (12)$$

$$\Delta j \sim \frac{E_1^2}{E_0^{5/2}}, \quad \omega < \nu. \quad (13)$$

Из сравнения (10) с (12) и (11) с (13) очевидно качественное отличие зависимости детекторного тока от величины греющего поля E . Таким образом, рекомбинация и ионизация изменяют детекторный эффект в газоразрядной плазме.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Конуэлл Э. М. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях. М., «Мир», 1970. 384 с.
2. Кононенко К. И., Погребняк В. А. Вопросы теории зондовых детекторных характеристик газоразрядной плазмы. — ЖТФ, 1972, т. 42, № 8, с. 1566—1570.
3. Зантберг Ю. Л., Кононенко К. И., Погребняк В. А. Детекторные характеристики газоразрядной плазмы. — ЖТФ, 1972, т. 42, № 1, с. 64—66.
4. Питаевский Л. П. О рекомбинации электронов в плазме. — ЖЭТФ, 1962, т. 42, с. 1326—1329.

УДК 621.372.852.26

В. Б. ТЮТЮННИК,
В. М. ТКАЧЕНКО, канд. физ.-мат. наук

ПЛАЗМЕННЫЙ ФАЗОВРАЩАТЕЛЬ 4-ММ ДИАПАЗОНА С ЦИЛИНДРИЧЕСКИМ ПОЛЫМ КАТОДОМ

Укорочение рабочей длины волны плазменных СВЧ-приборов тлеющего разряда с полым катодом, требующее повышения концентрации плазмы, связано с опасностью перехода тлеющего разряда в дуговой [1].

Оценка показывает, что в тлеющем разряде с полым катодом может быть достигнута концентрация порядка 10^{14} — 10^{15} см⁻³ [2—3]. Такой концентрации достаточно для управления в широких пределах фазой и амплитудой СВЧ-волны вплоть до длин волн $\lambda = 1$ —2 мм.

В настоящей работе проведено исследование характеристик

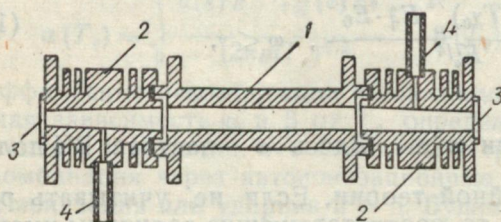


Рис. 1. Конструкция фазовращателя:
1 — катод; 2 — анод; 3 — слюдяные окна;
4 — патрубки для откачки и напуска газа.

плазменного фазовращателя 4-мм диапазона с цилиндрическим полым катодом, конструкция которого приведена на рис. 1. Цилиндрический катод — волновод 1 внутренним диаметром 4 мм и длиной 30 мм через уплотняющие диэлектрические прокладки соединен с двумя анодами 2. Применение в качестве анодов волноводных переходов от круглого волновода диаметром 4 мм к прямоугольному волноводу сечением $3,6 \times 1,8$ мм² позволило уменьшить общую длину прибора, не приближая слюдяные окна к катодной полости, и уменьшить количество сочленений в приборе. Торцы анодов герметизированы слюдяными прокладками 3, а откачка и напуск газа осуществляется через патрубки 4.

На рис. 2а приведена зависимость сдвига фазы СВЧ-волны с $\lambda = 3,9$ мм при фиксированной плотности тока 40 мА/см² от дав-

ления аргона, неона и гелия (кривые 1, 2 и 3 соответственно). Видно, что величина сдвига фазы зависит от рода и давления рабочего газа. Максимальный сдвиг фазы в аргоне достигается при давлении 1,2 Тор, в неоне при 2,5 Тор и в гелии при 4,5 Тор. Сравнение полученных зависимостей с аналогичными характеристиками фазовращателей 3-см и 8-мм диапазонов [1, 4] показывает, что наибольший сдвиг фазы СВЧ-сигнала, как и прежде, наблюдается в аргоне, однако оптимальное давление для 4-мм диапазона выше. В то время как отношение длины катода к длине волны остается приблизительно одинаковым во всех диапазонах, в 4-мм диапазоне сдвиг фазы, происходящий без значительного затухания амплитуды СВЧ-волны, уменьшается. Этот факт свидетельствует, по-видимому, о том, что неравномерность распределения концентрации плазмы по длине катода с уменьшением его диаметра возрастает.

Укорочение рабочей длины волны плазменного фазовращателя требует значительного увеличения плотности разрядного тока. Так при оптимальном давлении аргона плотность тока при отсечке сигнала с $\lambda = 3,1$ см равна 0,5 мА/см², с $\lambda = 8,1$ мм — 15 мА/см² и с $\lambda = 3,9$ мм — 50 мА/см². Однако вследствие уменьшения размеров рабочие токи 4-мм фазовращателя увеличиваются не намного и составляют 150—300 мА для разных газов.

На рис. 2б приведена зависимость напряжения горения разряда в исследованной конструкции фазовращателя при фиксированной плотности разрядного тока от давления аргона, неона и гелия (кривые 1, 2 и 3 соответственно). Такой вид зависимости является типичным для разряда с полым катодом [5] и характерен тем, что в определенном диапазоне давлений напряжение горения с понижением давления уменьшается. Интересно отметить, что давлению, при котором напряжение горения начинает уменьшаться, соответствует максимум концентрации плазмы при выбранном токе разряда, что видно из рис. 2а.

При выборе рабочего давления фазовращателя следует иметь в виду, что максимальный фазовый сдвиг происходит при том давлении, которому соответствует максимум напряжения горения. С уменьшением давления, хотя и происходит некоторое уменьше-

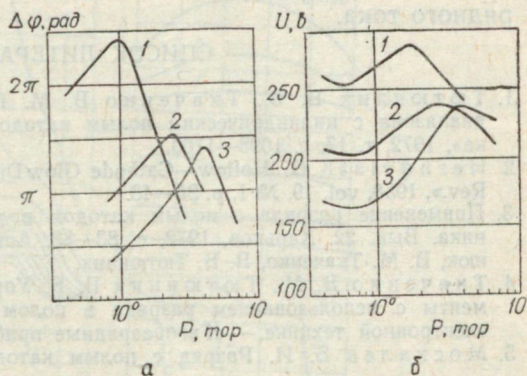


Рис. 2. Рабочая длина волны:
а — зависимость сдвига фазы от давления, при $\lambda = 3,9$ мм; б — зависимость напряжения горения от давления, при $j = 40$ мА/см²; 1 — Ar; 2 — Ne; 3 — He.

ние сдвига фазы, однако при этом уменьшается мощность, необходимая для поддержания разряда и затухание СВЧ-волны.

Исследование приведенной конструкции показало, что разряд с полым катодом позволяет эффективно управлять параметрами СВЧ-волны и в 4-мм диапазоне. При этом мощность, затрачиваемая для поддержания разряда, по сравнению с более длинноволновыми диапазонами, практически не увеличивается. Однако дальнейшему укорочению рабочей длины волны может препятствовать проблема отвода тепла от катода из-за увеличения плотности разрядного тока.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тютюнник В. Б., Ткаченко В. М. Плазменный фазовращатель 8-мм диапазона с цилиндрическим полым катодом. — «Радиотехника и электроника», 1972, т. 17, с. 1098—1100.
2. Hernqvist K. G. Hollow—Cathode Glow Discharge in Mercury Vapor. — «RCA Rev.», 1958, vol. 19, № 1, p. 35—48.
3. Применение разряда с полым катодом в технике СВЧ. — В сб.: Радиотехника. Вып. 22. Харьков, 1972, с. 83—88. Авт.: В. М. Коновалов, В. А. Тиманюк, В. М. Ткаченко, В. Б. Тютюнник.
4. Ткаченко В. М., Тютюнник В. Б. Управляемые волноводные СВЧ-элементы с использованием разряда в полым катод. Труды конференций по электронной технике. — «Газоразрядные приборы», 1970, № 2 (18), с. 91.
5. Москалев Б. И. Разряд с полым катодом. М., «Энергия», 1969. 184 с.

УДК 537.525

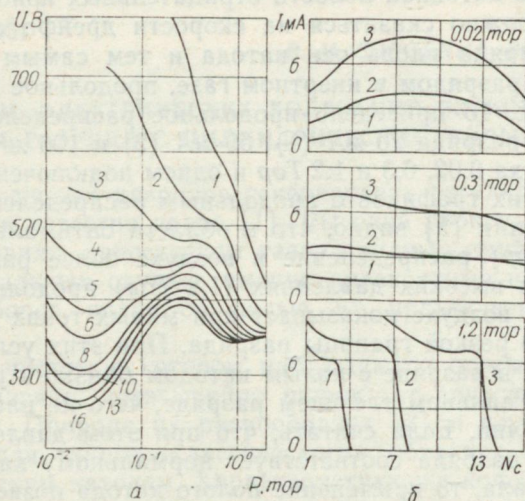
В. И. КИРИЧЕНКО,
В. М. ТКАЧЕНКО, канд. физ.-мат. наук

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА С ЦИЛИНДРИЧЕСКИМ ПОЛЫМ КАТОДОМ В ВОЗДУХЕ

Большинство исследований разряда с полым катодом проведено в инертных газах [1], общей особенностью которых является неспособность их атомов образовывать отрицательные ионы, т. е. электроположительность. Однако на практике, в частности, в газовых лазерах и химических реакторах, часто используются разряды в газах, способных образовывать отрицательные ионы. Существующие же исследования разряда с полым катодом в электроотрицательных газах не позволяют получить представление, проявляется ли в них эффект полого катода в той же степени, что и в электроположительных газах, и к каким отличиям характеристик может привести наличие отрицательных ионов в полости катода. Поэтому целью настоящей работы является исследование разряда с полым катодом в воздухе в разрядной трубке, характеристики которой были ранее изучены при наполнении ее гелием. Измерения проведены в секционированном цилиндрическом полым катодом диаметром 30 мм, конструкция которого описана в работе [2].

Основной характеристикой любой формы разряда, в том числе и тлеющего, который исследуется в настоящей работе, является

вольтамперная характеристика. Проявление так называемого «эффекта полого катода» приводит к тому, что вольтамперная характеристика разряда с полым катодом при оптимальных давлениях имеет значительно большую крутизну, чем при разряде с плоским катодом, стремящуюся в некоторых случаях к бесконечности [3]. Однако для цилиндрического полого катода сравне-



ние его с плоским затруднено по ряду причин, в частности, потому, что распределение тока по поверхности полого катода существенно неравномерно [2, 4]. Поэтому для доказательства проявления эффекта полого катода нами выбрана зависимость напряжения горения от давления газа. Эта зависимость для инертных газов при низком давлении немонотонна [5] и позволяет четко определить область давлений, в которой проявление особенностей механизма разряда с полым катодом наиболее эффективно.

На рисунке приведены зависимости напряжения горения от давления воздуха при различной длине цилиндрического полого катода, которая изменялась последовательным отключением части катодных секций (цифры у кривых показывают число подключенных секций катода). Как видно из рисунка, при достаточной длине полого катода зависимости напряжения горения от давления воздуха качественно совпадают с аналогичными кривыми для гелия [2]. Отличие заключается только в том, что в воздухе тлеющий разряд существует при более низких давлениях, а напряжение горения разряда значительно выше. В диапазоне давлений воздуха 0,02—0,3 Тор напряжение горения разряда с полым катодом с уменьшением давления также уменьшается. Наличие такого участка кривых свидетельствует о том, что эффект полого катода проявляется и для воздуха.

Уменьшение длины катода приводит при низких давлениях газа к повышению напряжения горения разряда тем большему,

чем ниже давление газа. Это свидетельствует об уменьшении эффективности ионизации в полости катода в результате ухода быстрых электронов через открытые торцы катодной полости, обусловленного упругим рассеянием. Однако механизм процессов, характерный для полого катода, как следует из рисунка, начинает скапливаться даже при длине катода, сравнимой с его диаметром.

Наличие в катодной полости отрицательных ионов при разряде в воздухе должно сказаться на скорости дрейфа отрицательных носителей заряда вдоль оси катода и тем самым изменить, по сравнению с разрядом в инертном газе, продольное распределение тока. На рис. 16 приведено продольное распределение тока для общего тока разряда 20 мА (1), 50 мА (2) и 100 мА (3) при давлениях воздуха 0,02, 0,3 и 1,2 Тор и одном подключенном аноде. Из сравнения этих графиков с продольным распределением тока при разряде в гелии [2] видно, что в области оптимальных давлений (0,02—0,3 Тор) распределение в воздухе более равномерно, чем в гелии. При высоких давлениях (1,2 Тор) продольное распределение тока в воздухе показывает при малых токах разряда наличие довольно резкой границы разряда. При этих условиях распределение тока в разряде с полым катодом близко к распределению тока при нормальном тлеющем разряде, чего не наблюдается при разряде в гелии. Если считать, что при этом давлении напряжение горения разряда соответствует нормальному катодному падению потенциала, то применение полого катода позволяет понизить при давлении 0,02 Тор напряжение горения разряда примерно на 100 В.

Подключение двух анодов при разряде в воздухе, в отличие от гелия, качественного изменения в вид продольного распределения тока не вносит. В разряде с двумя анодами распределение тока строго симметрично при всех давлениях воздуха.

Из продольных распределений тока, подробно измеренных нами в широком диапазоне давлений следует, что глубина проникновения разряда в катодную полость немонотонно зависит от давления воздуха. Как и при разряде в гелии, она максимальна при давлении, соответствующем максимуму зависимости от давления напряжения горения разряда.

Таким образом, в результате данного исследования можно сделать вывод, что при разряде в воздухе вид основных характеристик разряда с полым катодом сохраняется, однако наблюдается и ряд особенностей, которые обусловлены присутствием в катодной полости отрицательных ионов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Москалев Б. И. Разряд с полым катодом. М., «Энергия», 1969. 184 с.
2. Кириченко В. И., Ткаченко В. М. Исследование продольного распределения тока в тлеющем разряде с цилиндрическим полым катодом в гелии. «Изв. вузов. Радиофизика». Вып. 18, 1975, № 8, с. 1207—1212.
3. Döpel R. Empirie und Grundlagen einer Theorie der Hohlkatodentladung. «Wiss. Z. Techn. Hochschule Ilmenau», 15, № 1, 1969, S. 55—71.

4. Исследование тлеющего разряда с секционированными полыми катодами. — УФЖ, вып. 17, 1972, с. 2063—2065. Авт.: Е. Т. Кучеренко, Е. В. Зыкова, Л. Н. Макосевская.
5. Ткаченко В. М., Тютюнник В. Б. Некоторые характеристики тлеющего разряда с цилиндрическим полым катодом в гелии. — «Изв. вузов. Радиофизика». Вып. 16, 1973, № 1, с. 1759—1766.

УДК 537.525.533.951

В. М. СОРОКИНА, В. А. ТИМАНЮК

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ ЗВУКОВОЙ ЧАСТОТЫ В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ С ЦИЛИНДРИЧЕСКИМ ПОЛЫМ КАТОДОМ

Свойство газовых разрядов генерировать регулярные и шумовые колебания известно давно [1]. Высокий уровень шумов является, как правило, недостатком газоразрядных приборов. Однако в ряде специальных случаев именно интенсивные шумы газоразрядных приборов являются целью их практического применения [2].

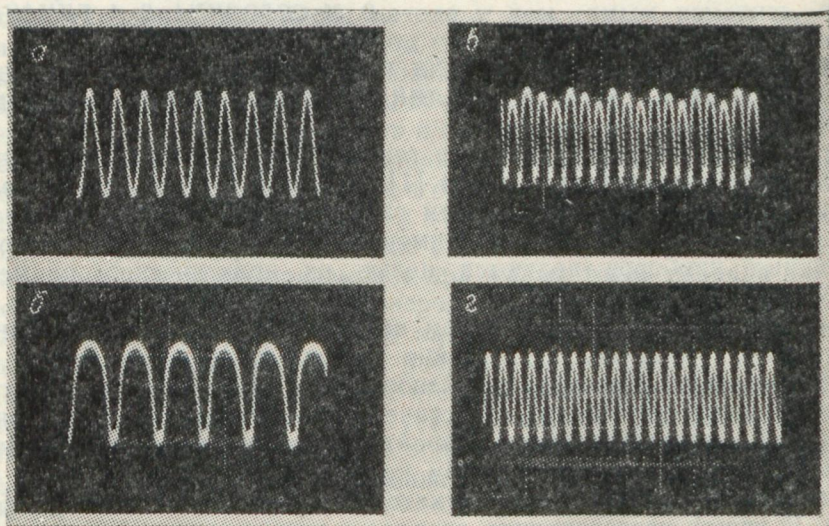
Диапазон частот, в котором наблюдаются шумы и колебания в газовом разряде, чрезвычайно широк: от звуковых частот до сверхвысоких. Природа их разнообразна [3] и изучена недостаточно даже для такого «классического» объекта, как тлеющий разряд с плоским катодом. Характеристики же колебаний в тлеющем разряде с полым катодом не исследовались вообще (за исключением разряда с полым катодом в магнитном поле [4—5]).

В наших исследованиях разряда с цилиндрическим полым катодом неоднократно наблюдались низкочастотные регулярные колебания разрядного тока, наличие которых затрудняло диагностику параметров плазмы в разряде, а амплитуда их оказалась настолько большой, что можно предположить существенную роль этих колебаний в формировании основных характеристик разряда с полым катодом. Поэтому целью данной работы является измерение некоторых параметров колебаний, наблюдающихся в разряде с цилиндрическим полым катодом, в зависимости от условий эксперимента.

Измерения проведены в тлеющем разряде с никелевым цилиндрическим полым катодом диаметром 30 мм и длиной 200 мм с одним и двумя кольцевыми анодами, расположенными соосно с катодом (конструкция разрядной трубки аналогична описанной в работе [6]). Разряд поддерживался в режиме непрерывного протекания через катодную полость спектрально чистых газов: гелия, неона и аргона. Форма колебаний напряжения в разрядной цепи наблюдалась на осциллографе С1-16, а частота основной гармоники измерялась с помощью спектроанализатора С4-8.

Исследования показали, что стабильные регулярные колебания в разряде с цилиндрическим полым катодом существуют в довольно узком диапазоне давлений, зависящем от рода газа. Форма колебаний сильно изменяется с изменением давления газа.

На рисунке приведены осциллограммы колебаний разрядного тока ($I=100$ мА) при давлениях гелия 0,4 Тор (а), 0,7 Тор (б), 0,8 Тор (в) и 1,4 Тор (г). Колебания при разряде в гелии появляются при давлениях выше 0,3 Тор. При этом форма колебаний близка к синусоидальной. С ростом давления частота колебаний уменьшается, а форма, как видно из осциллограммы, искажается. Затем форма колебаний опять становится близкой к синусоидальной, а с



давления 1—1,2 Тор частота их начинает возрастать. При давлении около 3 Тор колебания становятся нестабильными и при более высоких давлениях переходят в шумовые.

Подобным образом изменяется форма и частота колебаний и при разряде в неоне и аргоне. В таблице приведены значения частоты основной гармоники колебаний (кГц) при разрядном токе 100 мА для некоторых давлений различных газов.

$P, \text{Тор}$	0,4	0,5	0,7	1	1,5	2	3	4	5	7	10
He	19,5	17	14	12	12,5	14,5	—	—	—	—	—
Ne	—	—	—	—	—	4,6	3,6	3,2	3,1	3,1	3,6
Ar	—	—	9	5,1	5	5	6,2	7,1	—	—	—

Видно, что для всех газов зависимость частоты регулярных колебаний от давления имеет минимум.

Шумовые колебания наблюдаются для гелия при давлениях выше 3 Тор, для аргона — выше 5 Тор. Исключение составляет неон, в котором шумовые колебания, достигающие при давлении 0,08 Тор и токе разряда 100 мА амплитуды 5 В, наблюдаются в диапазоне давлений 0,04—0,2 Тор.

Амплитуда регулярных колебаний в зависимости от давления газа имеет максимум. Наибольшая амплитуда (10 В при токе разряда 300 мА) наблюдалась при разряде в гелии.

С ростом разрядного тока частота колебаний возрастает, однако довольно слабо. Увеличение разрядного тока на порядок приводит к росту частоты колебаний примерно в 2 раза. Этот факт свидетельствует о том, что наблюдающиеся колебания не связаны с абсолютным значением плотности плазмы, поскольку концентрация плазмы в разряде с полым катодом увеличивается с ростом тока разряда сильнее, чем по линейному закону. Вероятной причиной существования регулярных колебаний в разряде с полым катодом мы считаем развитие дрейфовой неустойчивости, возникающей в результате большого градиента плотности плазмы вблизи торцов катодной полости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Капцов Н. А. Электрические явления в газе и в вакууме. М.-Л., ГИТТ, 1950. 836 с.
2. Черенков В. П., Коневских В. М., Львов В. Н. Газоразрядные источники шумов. М., «Сов. радио», 1968. 55 с.
3. Колебания и волны в плазме. Минск, «Наука и техника», 1971. 152 с.
4. Chung K., Rose D. Low Frequency Fluctuations in a Weakly Turbulent Hollow Cathode Discharge Plasma. — Proc. Sympos. Turbul. Fluids and Plasmas. New York, 1968, p. 311—332.
5. Ionescu T., Parvan R., Baranu I. Les oscillations ioniques dans les cathodes efenses dans in champ magnetique. C. r. Acad. Sci., 1970, p. 1321—1324.
6. Ткаченко В. М., Тютюнник В. Б. Разряд с полым катодом в магнитном поле. — ЖТФ, 1972, т. 42, с. 67—70.

УДК 537.526.6

Н. И. ВИНОКУРОВ, канд. физ.-мат. наук,
Ю. Ф. ФОМЕНКО

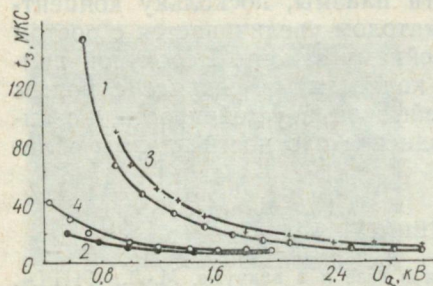
ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАПАЗДЫВАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРОБОЯ В ИМПУЛЬСНЫХ ЛАМПАХ НАКАЧКИ ОКГ

Явление запаздывания электрического пробоя в импульсных источниках света имеет важное значение в устройствах, где требуется жесткая синхронизация их работы с остальными узлами установки, например, при работе ламп накачки в квантовых генераторах с модулированной добротностью или в многоламповых системах накачки.

В настоящей работе исследованы зависимости времени запаздывания пробоя t_z от начального напряжения на накопительных конденсаторах и напряжения поджига. Измерения проводились на лампах ИФП 800 и ИФП 5000-2, находящихся в составе системы накачки ОКГ при внешнем и внутреннем поджиге [1].

Одновременное осциллографирование фотоэлектрических импульсов от излучения разряда и импульсов разрядного тока показало, что начало резкого, видимого нарастания тока происходит спустя 5—100 мкс после возникновения вспомогательного разря-

да. Существует значительная неопределенность в установлении начала и конца t_z , связанная с чувствительностью регистрирующей аппаратуры (для начала t_z) и параметрами разрядного контура и выбранной методикой отсчета (для конца t_z). В данной работе начало t_z отсчитывалось от момента наложения напряжения поджига, а за окончание t_z принималось достижение разрядным током значения, равного 0,1 от максимального.



При измерениях общая индуктивность разрядного контура составляла ~ 10 мкГн, а накопительная емкость $C_n = 10$ мкФ. При таких параметрах контура предельная скорость нарастания тока $2 \cdot 10^8$ А/с. Максимальные значения тока были равны 1,5—2 кА. Это значит, что за окончание t_z принималось достижение разрядным током величины

150—200 А. При указанной скорости нарастания тока значение 200 А достигалось за время $\tau_n \approx 1$ мкс. Так как измеренные $t_z \gg \tau_n$, то можно считать, что явление запаздывания пробоя обусловлено не свойствами разрядного контура, а самим разрядом.

На рисунке представлены зависимости t_z от начального напряжения U_0 на накопительных конденсаторах. Кривые 1 и 2 для ИФП 5000-2 и ИФП 800 для внешнего поджига, кривые 3 и 4 соответственно для тех же ламп, но при внутреннем поджиге. Для всех кривых напряжение поджига равно 20 кВ. Для определения, относится ли t_z к статистическому времени запаздывания $t_{ст}$ или к рабочему t_p [2] были проведены фотоэлектрические исследования, позволяющие точно установить начало развития разряда [3]. Установлено, что $t_{ст}$ занимает промежуток времени 1,4 мкс, а остальная часть t_z определяется рабочим временем развития разряда t_p . Таким образом, при $t_p \sim 5$ —100 мкс можно считать, что $t_z \approx t_p$ и, основываясь на этом, объяснить ход зависимостей t_z от U_0 . Длительность t_z определяется ростом тока от начального i_0 до i_{kp} , необходимого для пробоя. Нарастание тока определяется коэффициентом ионизации электронным ударом α , который связан с t_z зависимостью [4],

$$t_z = \frac{\log i_0 / i_{kp}}{\alpha V_e},$$

где V_e — скорость электронов. При линейной зависимости α от U_0 [5] t_z должно уменьшаться с ростом U_0 по гиперболическому закону, что и наблюдается на опыте. Зависимость t_z от U_n более слабая, чем от U_0 . Для ИФП800 при изменении U_n от 3 до 24 кВ t_z уменьшается от 9 до 4 мкс при $U_0 = 1,6$ кВ. Для ИФП5000-2 при таком же изменении U_n , t_z уменьшается от 15 до 6 мкс при $U_0 = 3$ кВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

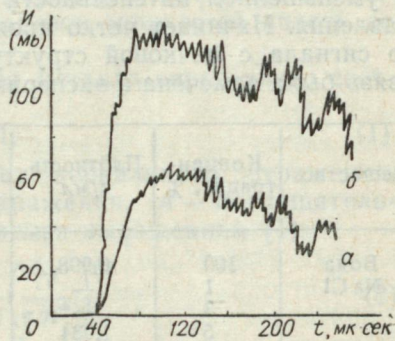
1. Маршак И. С. Импульсные источники света. М., Госэнергоиздат, 1963. 336 с.
2. Бак М. А., Зингарман А. С., Николаевская И. Н. Исследование запаздывания искрового разряда в длинных промежутках. — ЖТФ, 1947, т. 17, вып. 6, с. 669.
3. Ретер Г. Электронные лавины и пробой в газах. М., «Мир», 1968. 389 с.
4. Мик Д., Крэгс Д. Электрический пробой в газах. М., Изд-во иностр. лит., 1961. 605 с.
5. Капцов Н. А. Электрические явления в газах и вакууме. М.-Л., ГТТЛ, 1947. 808 с.

УДК 534.221—14

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

ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Одновременно с созданием первых мощных лазеров начались работы по изучению действия лазерного излучения на вещество. Многосторонние проявления действия лазерного излучения на вещество позволяют решать ряд физических задач, связанных с процессами плавления, испарения, теплопроводности, электронной и ионной эмиссии, адиабатического сжатия, образования плазмы. Одной из актуальных задач является преобразование энергии лазерного луча в акустические колебания. Как уже было неоднократно показано [1—3], именно акустические колебания вызывают повреждения в твердых прозрачных веществах. Мощность звуковых колебаний, возникающих при взаимодействии лазерного луча с веществом, может достигать нескольких киловатт на 1 см^2 , а полоса частот — от сотен герц до десятков гигагерц. Ширина динамического и частотного диапазонов позволяет применять их для исследований в области молекулярной акустики, а также для генерации мощных ультразвуковых импульсов. В данной работе изучались акустические сигналы, возникающие при взаимодействии излучения рубинового лазера ГОР-100 М, работающего в режиме свободной генерации, с водой и водными растворами NaCl и этилового спирта.



Датчиком акустических сигналов служила пластинка из титаната бария, покрытая тонким слоем оргстекла. В качестве датчика импульса лазера использовался фотоэлемент Ф-5. Оба сигнала подавались на двухлучевой осциллограф типа ДЭСО-1 и регистрировались фотоспособом.

На рисунке показана форма акустического сигнала (а) в 3% растворе NaCl и импульса лазера (б), вызывающего этот сигнал.

Как видно из рисунка, начальный участок импульса лазера носит характер, близкий к ступенчатому. Нарастание же волны акустического давления происходит более плавно. Если рассматривать процесс возникновения акустической волны как обратный процессу затухания, то, очевидно, за скорость роста волны давления ответственны те же механизмы, что и за процесс затухания, т. е. сдвиговая и объемная вязкость. Это дает право применить к данному процессу теорию релаксации, согласно которой [4]

$$\frac{d\xi}{dt} = -\frac{\xi - \xi_1}{\tau},$$

где ξ — значение релаксационного параметра в измеряемый момент времени, характеризующего отклонение системы от равновесного положения;

ξ_1 — максимальное значение параметра для данных условий;

τ — время релаксации системы.

Интегрирование этого уравнения дает: $\xi = \xi_1 (1 - e^{-\frac{t}{\tau}})$. Параметр ξ_1 определяется величиной возбуждения (т. е. интенсивного лазерного импульса); при интегрировании учтено, что начальное значение $\xi(0) = 0$.

Таким образом, передний фронт акустической волны должен иметь характер возрастающей экспоненты. Крутизна ее определяется релаксационным параметром ξ_1 и временем релаксации τ . С уменьшением интенсивности импульса лазера спадает и волна давления. Начинает четко проявляться связь формы акустического сигнала с пиковой структурой импульса лазера. Такая же связь была замечена в экспериментах с твердым телом [5]. В таб-

Вещество	Концентрация, %	Плотность, г/мл	Крутизна, мв/мксек
Вода NaCl	100	0,998	1,41
	1	—	1,47
	3	—	1,53
C ₂ H ₅ OH	5	1,034	1,56
	3	0,992	1,49
	6	—	1,53
	9	0,983	1,55

лице приведены значения крутизны переднего фронта акустического сигнала (S) для воды и водных растворов NaCl и C₂H₅OH различной концентрации. Здесь же даны значения плотности. Видно, что скорость нарастания акустического давления не связана с изменением плотности.

Плотность раствора этилового спирта уменьшается с увеличением концентрации, для раствора NaCl имеет обратный эффект.

Вязкость же обоих растворов растет с увеличением концентрации, так как растворенное вещество связывает молекулы воды,

уменьшая их подвижность. Таким образом, можно полагать, что увеличение крутизны переднего фронта акустического сигнала при увеличении концентрации раствора связано с увеличением вязкости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гулиано К. Разрушение прозрачных диэлектрических материалов под действием лазерного излучения. — Сб. «Действие лазерного излучения». М., «Мир», 1968, с. 355—360.
2. Разрушение прозрачных диэлектриков под действием мощного лазерного излучения. — ЖЭТФ, 1966, т. 50, с. 1187—1201. Авт.: Б. М. Ашкинадзе, В. И. Владимирив, В. А. Лихачев, С. М. Рывкин, В. М. Салманов, И. Д. Ярошецкий.
3. О разрушении монокристаллов ZiF под действием лазерного излучения. — ФТТ, 1966, т. 8, вып. 9, с. 2668—2671. Авт.: Н. В. Волкова, В. А. Лихачев, С. М. Рывкин, В. М. Салманов, И. Д. Ярошецкий.
4. Физическая акустика. Т. 2, ч. А. М., «Мир», 1968. 487 с.
5. White R. M. Elastic Wave Generation by Electron Bombardement or Electromagnetic wave Absorption. — «Jorn. Appl. Phys.», 1963, vol. 34, № 7, p. 2123—2128.

УДК 621.378.325 : 539.216.2

А. А. ТАНАНЫХИН,
Л. Д. СТЕПИН, канд. физ.-мат. наук,
Н. А. ЗАТЕНКО

КОЭФФИЦИЕНТ ОТРАЖЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СЛОЕМ МЕТАЛЛА

Существующие формулы коэффициента отражения R от металлических поверхностей справедливы при малых мощностях излучения. В данной работе дается вывод формулы коэффициента отражения, которая охватывает весь диапазон мощностей вплоть до разрушения отражающего слоя.

Как известно, при облучении слоя металла справедливо соотношение:

$$A + R = 1, \quad (1)$$

где $R = R_s + R_p$; R_s — коэффициент зеркального отражения, R_p — коэффициент рассеянного отражения, A — поглощательная способность металла, определяемая выражением [1]:

$$A = \frac{3}{4} \frac{v}{c_0} + \frac{e}{\sigma(T)} \left(\frac{N}{\pi m^*} \right)^{1/2} \quad (2)$$

v — скорость электронов на поверхности Ферми,

c_0 — скорость света в вакууме,

e, m^* — заряд и эффективная масса электрона,

N — концентрация свободных электронов в металле,

$\sigma(T)$ — электропроводность металла, зависящая от температуры и равная [2]:

$$\sigma(T) = \frac{3\hbar N e^2}{m^* k T}; \quad (3)$$

k — постоянная Больцмана, $\hbar$ — постоянная Планка.

Подставляя (2) и (3) в (1) и учитывая, что $R_3 \gg R_p$ и $\frac{v}{c_0} \ll 1$, получим

$$R_3 = 1 - \frac{k}{3\hbar e} \left(\frac{m^*}{\pi N} \right)^{1/2} T. \quad (4)$$

Решение одномерной задачи о теплопроводности для слоя металла, когда площадь луча во много раз больше толщины слоя, дает выражение для распределения температуры по толщине образца [3]:

$$T = T_0 \exp\left(\frac{\epsilon W t}{l c \rho}\right), \quad (5)$$

где $\epsilon = \frac{K}{3\hbar e} \left(\frac{m^*}{\pi N} \right)^{1/2}$; W — плотность излучения, l — толщина слоя; c — теплопроводность металла; ρ — плотность металла; T_0 — начальная температура металла; t — характерное время действия излучения.

С учетом (5) выражение для зеркального коэффициента отражения принимает вид

$$R_3 = 1 - \epsilon T_0 \exp\left(\frac{\epsilon W t}{\rho l c}\right) \quad (6)$$

или

$$R_3 = 1 - b \exp\left(\frac{b W t}{a}\right), \quad (7)$$

где $b = \epsilon T_0$; $a = \rho l c T_0$.

При возрастании $W \cdot t$ коэффициент отражения R_3 уменьшается и при достижении критической плотности потока энергии наступает разрушение металлического слоя с образованием отверстия, чему соответствует обращение коэффициента отражения в нуль.

В таблице приведены рассчитанные и экспериментально измеренные значения коэффициента отражения для алюминиевой пленки. При расчете коэффициента R_3 использовались следующие значения величин [4]:

$$\rho = 2,7 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3; \quad c = 0,88 \cdot 10^3 \text{ Дж/кг град};$$

$$l = 1,5 \cdot 10^{-8} \text{ м}; \quad T = 300^\circ \text{ К}; \quad t = 10^{-3} \text{ сек};$$

$$l = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ к}; \quad \hbar = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ Дж сек};$$

$$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/град}; \quad m^* = 9,1 \cdot 10^{-37} \text{ кг}; \quad N = 6 \cdot 10^{28} \text{ 1/м}^3.$$

Из приведенных теоретических и экспериментальных результатов видно, что коэффициент отражения, рассчитанный по формуле при критической плотности потока, обращается в нуль, в то время

$W \frac{вт}{м^2}$	10^3	10^4	10^5	10^6	$4 \cdot 10^6$	10^7	10^8	10^9	10^{10}	10^{11}	10^{12}
$R_{теор}$	0,97	0,97	0,96	0,415	0	—	—	—	—	—	—
$R_{экспер}$	—	—	—	—	0,2	0,18	—	—	0,02	0,01	—

как для экспериментально полученного коэффициента отражения этого не наблюдается. Полученный «хвост» кривой объясняется наличием отраженной энергии за счет краев образованного отверстия и за счет подложки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Соколов А. В. Оптические свойства металлов. М., Изд-во физ.-мат. лит., 1961. 464 с.
2. Левич В. Г., Вдовин Ю. Л., Мямлин В. А. Курс теоретической физики. Т. 2. М., «Наука», 1971. 936 с.
3. Либенсон М. Н. Нагрев и разрушение тонких пленок излучением ОКГ. — ФХОМ, 1968, № 2, с. 3—11.
4. Чертов А. Г. Международная система единиц измерения. М., Россузиздат, 1963. 165 с.

УДК 621.396.96

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

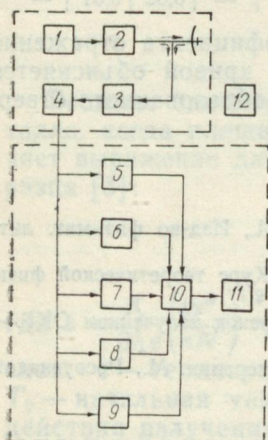
МАЛОГАБАРИТНЫЙ ТРАНСПОРТНЫЙ ЛОКАТОР

Появление в последние годы миниатюрных источников СВЧ генерации (лавинно-пролетные диоды, диоды Ганна, различные электронные приборы) позволило на их основе в совокупности с другими достижениями микроэлектроники создать малогабаритные радиолокационные устройства, которые могут быть использованы для решения ряда народнохозяйственных задач. Одной из них является проблема обеспечения безопасности движения автомобильного транспорта.

Разработанный нами транспортный локатор предназначен для обнаружения препятствия на проезжей части дороги, определения расстояния до него и информации водителя об измеренном параметре. В качестве источника генерации применен миниатюрный электронный СВЧ прибор — минитрон [1], работающий в трехсантиметровом диапазоне длин волн. Ввиду невозможности использования импульсного метода при определении малых дальностей для определения расстояния до препятствия или до впереди идущего автомобиля в локаторе используется частотный метод, подробно описанный в [2, 3].

Блок-схема транспортного локатора приведена на рисунке. Как видно из рисунка, локатор содержит в своем составе три отдельных блока: высокочастотный блок, приемно-индикаторный блок и блок питания. Все три блока конструктивно не связаны между собой и размещаются в различных частях автомобиля.

Высокочастотный блок состоит из генератора СВЧ колебаний, частотного модулятора, смесителя, предварительного усилителя биений и приемно-передающей антенны. Конструктивно генератор СВЧ колебаний и смеситель объединены с антенной. В качестве смесителя используется полупроводниковый диод 1А106А. Напряжение частотного модулятора обеспечивает линейное изменение частоты генерации минитрона в пределах 22 Мгц. Минитрон работает в участке зоны генерации, где изменение выходной мощности не превышает 10%.



Блок-схема транспортного локатора:

1 — частотный модулятор; 2 — генератор СВЧ; 3 — смеситель; 4 — предварительный усилитель; 5—9 — каналы дальности; 10 — дешифратор; 11 — индикатор; 12 — блок питания.

Предварительный усилитель выполнен на высокочастотных транзисторах по схеме двухкаскадного усилителя с глубокой отрицательной обратной связью. Усилитель обеспечивает усиление 70 дб в полосе частот от 0,1 до 12 Мгц при неравномерности частотной характеристики не более 3 дб.

Приемо-передающая антенна представляет собой параболический рефлектор с облучателем. Рефлектором служит отражатель автомобильной фары типа ФГ-140, устанавливаемой на автомобилях «Жигули» ВАЗ-2101 и ВАЗ-2102. Облучатель выполнен в виде двухэлементной антенны «волновой канал». Ширина диаграммы направленности антенны в плоскости H не превышает 7° . Для защиты от воздействия окружающей среды антенна со стороны облучателя закрыта диском из полистирола.

Приемо-передающая антенна, предварительный усилитель и модулятор установлены на подставке, которая с помощью кронштейнов крепится на крыше автомобиля.

Сигнал с выхода предварительного усилителя поступает в приемно-индикаторный блок, в котором происходит дальнейшее его усиление и преобразование в показания индикатора дальности. Поскольку в данном варианте транспортного локатора применена дискретная индикация расстояний через каждые 40 м, то приемно-индикаторный блок содержит пять каналов дальности, избирательные системы которых настроены на частоты 1, 3, 5, 7 и 9 Мгц, что соответствует дальности до объекта 20, 60, 100, 140, 180 метров. Все каналы идентичны и отличаются лишь настройкой избирательных систем. В каждом канале имеется схема задержки, которая обеспечивает время индикации показания индикатора около 1 сек.

Для информации водителя о расстоянии до препятствия служит цифровое табло, выполненное на цифровых газоразрядных

индикаторных лампах ИН-2. Управление индикатором осуществляется дешифратором, на вход которого подаются управляющие сигналы с каналов дальности. Цифровое табло расположено на передней панели блока, где также находится выключатель питания локатора и прибор контроля тока смесителя.

Приемно-индикаторный блок устанавливается в салоне автомобиля в гнезде, предназначенном для установки автомобильного приемника.

Блок питания содержит полупроводниковый преобразователь напряжения и ряд стабилизированных источников питания для минитрона и других блоков локатора. Блок питания работает от бортовой сети автомобиля напряжением $12 \pm 1,5$ в. Блок устанавливается в моторном отсеке под капотом автомобиля.

Транспортный локатор предназначен для установки на автомобили «Жигули» моделей ВАЗ-2101 и ВАЗ-2102, однако после незначительных изменений конструкции может быть использован и на автомобилях других марок.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Голант М., Чечета Н. А., Янченко С. Г. Минитрон—генератор малой мощности сантиметрового диапазона волн. — Приборы и техника эксперимента, 1972, № 2, с. 252—254.
2. Радиотехнические системы. Под ред. Казаринова Ю. М. М., «Сов. радио», 1968. 496 с.
3. Ширман Я. Д., Голиков В. Н. Основы теории обнаружения радиолокационных сигналов и измерения их параметров. М., «Сов. радио», 1963. 278 с.

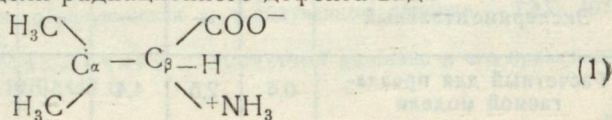
УДК 538.69 : 538.124

И. Н. КОМАРЬ, О. Т. НИКОЛОВ

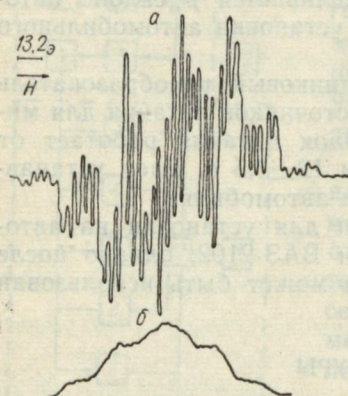
О СТРУКТУРЕ РАДИАЦИОННОГО ДЕФЕКТА, ОБРАЗУЮЩЕГОСЯ В КРИСТАЛЛАХ DL-ВАЛИНА

Структура радиационного дефекта, образующегося в облученных при естественных условиях кристаллах DL-валина, наиболее полно исследована методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) в [1]. Однако проведенные нами по методике, описанной в [2], исследования монокристаллов облученного DL-валина позволили уточнить предложенную в [1] модель дефекта.

Монокристаллы выращивались методом медленного выпаривания из насыщенного водного раствора DL-валина и облучались γ -излучением Co^{60} с суммарной дозой 10^6 р. Как и в [1], для плоскости $[ac]$ кристаллов нами были получены имеющие малую анизотропию хорошо разрешенные спектры ЭПР, представляющие собой водородный септет азотных триплетов. Такие спектры вполне соответствуют модели радиационного дефекта вида



с эквивалентным взаимодействием неспаренного спина с шестью протонами групп CH_3 и примерно в три раза более слабым его взаимодействием с ядром атома азота группы $^+\text{NH}_3$. Вклада в структуру спектра от взаимодействия неспаренного спина с остальными четырьмя протонами молекулы дефекта (1) в этой плоскости не наблюдается.



Спектр ЭПР облученного монокристалла *DL*-валина для ориентации (01,0):
a — первая производная спектра; *b* — интегральная форма спектра.

Вместе с тем, согласно [1], в области оси *b* проявляется β -взаимодействие с протоном группы CH , вследствие чего каждая из 21 компонент спектра, характерного для плоскости [*ac*], должна расщепиться на две и общее число компонент спектра должно достигнуть 42 с соответствующим соотношением интенсивностей (см. таблицу). Однако как характер анизотропии сверхтонкой структуры (СТС) спектров, так и СТС спектров в области оси *b* (см. рисунок) не соответствует этой модели.

Действительно, число компонент в этом случае оказывается равным не 42, а 43. Экспериментально определенные относительные интенсивности также резко отличаются от расчетных для модели [1], как это видно из таблицы, в

которой приведены экспериментальные и рассчитанные для различных моделей относительные интенсивности компонент СТС спектров ЭПР облученных монокристаллов *DL*-валина для ориентации (010).

Вместе с тем, если предположить, что в области оси *b* неспаренный спин почти эквивалентно взаимодействует и со всеми четырьмя протонами групп CH и $^+\text{NH}_3$ (причем это взаимодействие примерно вдвое слабее, чем взаимодействие с атомом азота), то рассчитанные для такой модели радиационного дефекта относи-

Спектры	Компоненты							
	—	1	2	3	4	5	6	7
Расчетный для модели [1]	—	5	5	5	5	5	5	5
Экспериментальный	—	—	—	—	—	—	4,7	10,7
Расчетный для предлагаемой модели	0,6	2,5	4,4	5	5	5	8,1	17,5

Спектры	Компоненты							
	8	9	10	11	12	13	14	15
Расчетный для модели [1]	30	30	30	30	30	30	75	75
Экспериментальный	21,2	25,1	28,8	32,4	36,8	48,9	61,7	73,2
Расчетный для предлагаемой модели	29,6	30	30	30	35,6	52,5	69,5	75

Спектры	Компоненты							
	16	17	18	19	20	21	22	
Расчетный для модели [1]	75	75	75	75	100	100	100	
Экспериментальный	69,2	75,6	78,2	85,7	91,8	99,3	100	
Расчетный для предлагаемой модели	75	75	78	87,5	97	100	100	

тельные интенсивности компонент СТС спектра ЭПР оказываются значительно ближе к экспериментальным (см. таблицу). Правда, по расчету при этом получается не 43, а 45 компонент, однако крайние настолько малы по интенсивности, что, по-видимому, их просто не удастся обнаружить. Кроме того, из теоретических соображений анизотропия СТС спектра ЭПР в этом случае также должна соответствовать наблюдаемой анизотропии СТС в области оси b .

Полученные данные показывают, что связь $C_\alpha - C_\beta$ в (1) направлена примерно параллельно оси b кристалла, а атомная плоскость $H_3C - \dot{C}_\alpha - CH_3$ радиационного дефекта должна почти совпадать с плоскостью (bc) [3]. Кроме того, связь $C_\beta - H$ в (1) должна составлять примерно 75° с осью p_z орбитали α -углерода, перпендикулярной плоскости дефекта [3], а связь $C_\beta - N$ — около 30° с ней [1].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Shields H., Hamrick P., De Laigle D. Electron Spin Resonance of X-Irradiated Valines. — J. Chem. Phys., 1967, vol. 46, № 9, p. 3649—3652.
2. Комарь И. Н., Николов О. Т., Майер И. О структуре и устойчивости свободных радикалов, образующихся в γ -облученном глицине. — ТЭХ, 1970, т. 6, № 4, с. 561—566.
3. Керрингтон А., Мак-Лечлан Э. Магнитный резонанс и его применение в химии. М., «Мир», 1970. 448 с.

**ОБ ИССЛЕДОВАНИИ МЕТОДОМ ЭПР «НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ»
КАРБОНИЗАЦИИ В ОБЛУЧЕННОМ КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ DL-СЕРИНЕ**

Исследованию радиационных поражений кристаллического серина методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) посвящено несколько работ [1—7]. Однако у авторов нет единого мнения относительно структуры образующихся в нем радиационных дефектов (РД). Практически не исследованы процессы отжига РД в серине и лишь отмечаются сильные изменения формы их спектров ЭПР после облучения. Только в [8] излагаются предварительные исследования процессов отжига радиационных дефектов в DL-серине.

В данной работе приводятся результаты исследования процессов «низкотемпературной» карбонизации [7] облученного кристаллического DL-серина. Они отличаются особой наглядностью, благодаря четному характеру спектров ЭПР, образующихся в серине РД, т. к. при этом в центре спектра лучше просматривается синглет «низкотемпературной» карбонизации (см. рисунок).

Исследовались мелкодисперсные поликристаллические образцы DL-серина, облученные при естественных условиях пучком быстрых электронов с энергиями 10 Мэв дозами 10^5 — 10^{10} р. Методика эксперимента описана в [7—9]. Отжиг образцов производился при температурах 80 и 100°С, что соответствует $T/T_{пл} = 0,68$ — $0,72$.

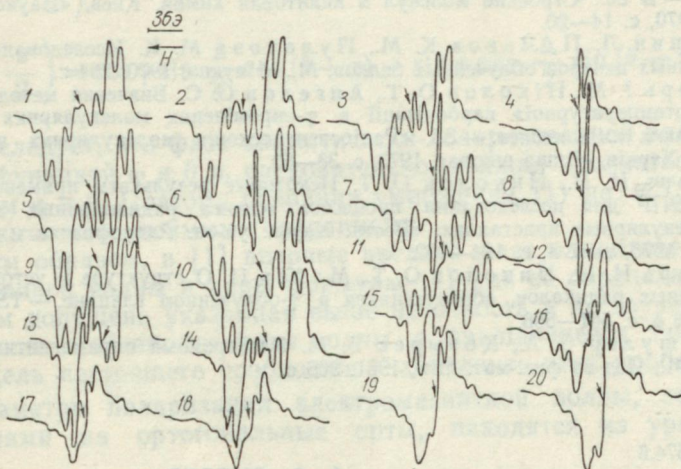
Из рисунка ясно видно, как отмеченная стрелкой (положение сигнала ДФПГ) узкая синглетная линия «низкотемпературной» карбонизации возрастает по интенсивности на фоне спектра ЭПР РД с ростом дозы и времени отжига. Спектры 1, 2 и 5 показывают как изменяется при естественных условиях форма спектра образцов, облученных дозой 10^{10} р, а спектры 1, 9, 13 — как влияет на форму спектра доза облучения.

Сопоставление результатов отжига образцов, облученных дозой 10^{10} р при 80 и 100°С, ясно показывает, что центральная линия спектра не принадлежит спектру ЭПР РД: при 80° (вторая строка рисунка) убыль интенсивности спектра ЭПР РД идет медленнее, чем при 100°С (первая строка рисунка), а относительный рост интенсивности центральной компоненты быстрее. Это объясняется тем, что для отжига при 80°С был выбран образец, дольше хранившийся после облучения при естественных условиях и поэтому имеющий большую интенсивность центрального сигнала карбонизации (спектры 2 и 5).

У образцов, облученных дозой 10^{10} р, опять-таки центральная компонента (а не спектр РД) испытывает типичный для углеродных объектов кислородный эффект [10]: после растирания образца ее интенсивность сильно уменьшается (спектр 17), после хранения при естественных условиях уменьшается еще больше (спектр 18), после вакуумирования до 10^{-3} мм рт. ст. возрастает

(спектр 19) и, наконец, после хранения при комнатной температуре вакуумированного образца возрастает еще больше (спектр 20).

Таким образом, на примере облученного DL-серина еще раз надежно показано наличие процесса «низкотемпературной» карбонизации в молекулярных органических кристаллах, причем



Спектры облученного DL-серина:

1 — 10^{10} p свежеооблученный; 2 — 10^{10} p через 5 мес. после облучения; 3 — то же через 15 мин отжига при 100°C ; 4 — то же через 1400 мин; 5 — 10^{10} p через 9 мес. после облучения; 6 — то же через 15 мин отжига при 80°C ; 7 — то же через 700 мин; 8 — то же через 5100 мин; 9 — 10^8 p свежеооблученный; 10 — 10^8 p через 5 мес. после облучения; 11 — то же через 60 мин отжига при 100°C ; 12 — то же через 1400 мин; 13 — 10^6 p свежеооблученный; 14 — 10^6 p через 5 мес. после облучения; 15 — то же через 80 мин отжига при 100°C ; 16 — то же через 850 мин; 17 — то же, что 4 после растирания; 18 — то же через 3 мес. после растирания; 19 — то же, что 18 после вакуумирования; 20 — то же через 3 мес. после вакуумирования.

в данном случае он весьма интенсивен и легко наблюдаем. Кроме того, видно, что этот процесс действительно начинается при относительно низких температурах и малых временах нагрева, ускоряется с ростом дозы облучения и при облучении дозой 10^{10} p наблюдается даже при комнатной температуре, что соответствует $T/T_{пл} = 0,57$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Shields H., Gordy W. Electron Spin Resonance Studies of Radiation Damage to Amino Acids. — J. Phys. Chem., 1958, vol. 62, № 7, p. 781—798.
2. Rao N., Gordy W. ESP Spectra of a Gamma-Irradiated Single Crystals of DL-Serine. — J. Chem. Phys., 1961, vol. 35, № 2, p. 764—765.

3. Лебедев Я. С., Алманов Г. А. $H-D$ — обменные реакции свободных радикалов в облученных монокристаллах D -, L -серина. Биофизика, 1967, т. 12, № 2, с. 338—341.
4. Castleman B. W., Moulton G. R. Electron Spin Resonance Studies of Single Crystals of DL-Serine X-Irradiation at 77°K and 300°K. — J. Chem. Phys., 1971, vol. 55, № 5, p. 2590—2600.
5. Алманов Г. А., Жидомиров Г. М., Цветков Ю. Д. Спектры ЭПР и структура радикалов в облученных монокристаллах DL -серина — N^{14} и N^{15} . — В сб.: Строение молекул и квантовая химия. Киев, «Наукова думка», 1970, с. 14—20.
6. Каюшин Л. П., Львов К. М., Пулатова М. К. Исследование парамагнитных центров облученных белков. М., «Наука», 1970. 264 с.
7. Комарь И. М., Николов О. Т., Ангелов С. С. Вивчення методом ЕПР «низькотемпературної» карбонізації в γ -опромінених молекулярних кристалах деяких амінокислот. — 36. «Радіоспектроскопія молекулярних кристалів і клітин». Харків, «Вища школа», 1973, с. 38—50.
8. Комарь И. Н., Николов О. Т. Некоторые результаты применения метода ЭПР для исследования процессов отжига радиационных дефектов в молекулярных кристаллах. «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1975, вып. 4, с. 124—132.
9. Комарь И. Н., Николов О. Т., Майер И. О структуре и устойчивости свободных радикалов, образующихся в γ -облученном глицине. — ТЭХ, 1970, т. 6, № 4, с. 561—566.
10. Альтшулер С. А., Козырев Б. М. Электронный парамагнитный резонанс. М., Изд-во физ.-мат. лит., 1961. 368 с.

УДК 538.574.6

А. С. СЫСОЕВ, канд. физ.-мат. наук,
А. А. ЗВЯГИНЦЕВ

СВОЙСТВА ФАЗЫ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ С ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ

В монографии К. Г. Гусева, А. Д. Филатова, А. П. Соколова (Поляризационная модуляция. М., «Сов. радио», 1974. 286 с.) в разделе 1.3 для описания волн с вращающейся поляризацией введено на двойной комплексной плоскости — временной ($1, j$) и пространственной ($1, i$) — комплексное число

$$\epsilon = e^{-ij\varphi} e^{i\theta} e^{j\psi}, \quad (1)$$

которое определяет все параметры поляризационной диаграммы (φ — угол эллиптичности, θ — угол ориентации эллипса, ψ — фаза эллиптически-поляризованной волны) и, следовательно, является компактной формой записи поляризационной диаграммы. Эта форма представления при преобразовании эллиптически-поляризованной волны позволяет в сокращенном виде производить многие математические выкладки, что удобно при решении задач дифракции волн с вращающейся поляризацией.

Умножение (1) на комплексное число $e^{i\theta_0}$ означает разворот поляризационной диаграммы этой волны на угол θ_0 , а умножение на множитель $e^{j\psi_0}$ — изменение фазы этой волны на угол ψ_0 . При этом в (1) с. 18 указывается, что «...эти две операции могут быть выполнены одновременно или последовательно и независимо друг

от друга». Из независимости этих двух операций следует вывод о независимости фазы эллиптически-поляризованной волны от угла ориентации эллипса. Однако такой вывод противоречит формулам (1.6. 17) этой же работы, которые имеют вид

$$\cos\left(\psi - \frac{\sigma}{2}\right) = \cos\varphi \cos\frac{\Delta}{2} \cos(\theta - \gamma) + \sin\varphi \sin\frac{\Delta}{2} \sin(\theta + \gamma);$$

$$\sin\left(\psi - \frac{\sigma}{2}\right) = \cos\varphi \sin\frac{\Delta}{2} \cos(\theta + \gamma) - \sin\varphi \cos\frac{\Delta}{2} \sin(\theta - \gamma). \quad (2)$$

Из (2) следует, что фаза эллиптически-поляризованной волны является функцией φ и θ и, следовательно, должна изменяться с изменением φ и θ . Поэтому операции умножения (1) на $e^{i\theta_0}$ и $e^{i\psi_0}$ не являются независимыми операциями.

Таким образом, в [1] впервые введена фаза эллиптически поляризованной волны и даны формулы (1) для ее определения, но при этом допущена указанная выше неточность и не изучены специфические особенности фазы волны с вращающейся поляризацией. Цель настоящего сообщения — заполнить этот пробел.

Параметры поляризации электромагнитной волны, заданной проекциями на ортогональные орты, находятся из уравнения

$$\frac{E_1}{\sqrt{E_1^2 + E_2^2}} e^{i\psi_1} + i \frac{E_2}{\sqrt{E_1^2 + E_2^2}} e^{i\psi_2} = e^{-i\varphi} e^{i\theta} e^{i\psi} \quad \text{или из равносильного ему уравнения}$$

$$\cos\gamma e^{i\psi_1} + i \sin\gamma e^{i\psi_2} = e^{-i\varphi} e^{i\theta} e^{i\psi}, \quad (3)$$

где $\gamma = \text{arctg}(E_2/E_1)$, орт $\vec{e}_1$ направлен вдоль оси ox , орт $\vec{e}_2$ — e_2 вдоль оси oy .

Если под главной полуосью поляризационного эллипса понимать большую его полуось, ближайшую к положительной полуоси ox , то при этом φ изменяется в пределах от $-\frac{\pi}{4}$ до $\frac{\pi}{4}$, а θ

от $-\frac{\pi}{2}$ до $\frac{\pi}{2}$.

Решение уравнения (3) дается формулами (1.615) из [1], которые позволяют получить однозначные значения φ и θ в пределах их изменения и имеют вид

$$\sin 2\varphi = \sin 2\gamma \sin \Delta, \quad \text{tg } \theta = \frac{\sin 2\gamma \cos \Delta}{\cos 2\gamma + \cos 2\varphi}, \quad (4)$$

где

$$\Delta = \varphi_1 - \varphi_2, \quad \sigma = \varphi_1 + \varphi_2.$$

Будем полагать параметры поляризации φ и θ заданными и интересоваться, какова при этом фаза ψ -волны. Из (4) нахо-

дим, что при заданных φ и θ параметры γ и Δ определяются соотношениями

$$\gamma = \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{1 - \cos 2\varphi \cos 2\theta}{1 + \cos 2\varphi \cos 2\theta}}; \quad (5)$$

$$\begin{cases} \cos \Delta = \frac{\cos 2\varphi \cdot \sin 2\theta}{\sqrt{1 - \cos^2 2\varphi \cos^2 2\theta}}; \\ \sin \Delta = \frac{\sin 2\varphi}{\sqrt{1 - \cos^2 2\varphi \cos^2 2\theta}}. \end{cases} \quad (6)$$

Радикалы в формулах (5), (6) понимаются только в смысле арифметического их значения. Подстановка (5), (6) в (2) определяет общую фазу эллиптически-поляризованной волны как функцию параметров поляризации φ и θ . При этом фазу удобно представить в виде

$$\psi(\varphi, \theta) = \psi_1 - \frac{\Delta(\varphi, \theta)}{2} + \alpha(\varphi, \theta), \quad (7)$$

где $\Delta(\varphi, \theta) = \psi_1 - \psi_2$ — решение системы уравнений (6), а $\alpha(\varphi, \theta)$ находится из решения следующей системы:

$$\begin{aligned} \cos \alpha &= \cos \varphi \cos \frac{\Delta}{2} \cos(\theta - \gamma) + \sin \varphi \sin \frac{\Delta}{2} \sin(\theta + \gamma), \\ \sin \alpha &= \cos \varphi \sin \frac{\Delta}{2} \cos(\theta + \gamma) - \sin \varphi \cos \frac{\Delta}{2} \sin(\theta - \gamma). \end{aligned} \quad (8)$$

Формула (7) описывает изменение фазы с изменением параметров поляризации волны и позволяет определить фазу эллиптически-поляризованной волны с точностью до постоянной ψ_1 . Физический смысл этой постоянной ψ_1 состоит в том, что она является фазой эллиптически поляризованной волны при угле ориентации эллипса $\theta = 0$.

Таким образом, эллиптически-поляризованная волна будет полностью определена, если заданы параметры поляризации φ , θ и фаза ψ_1 при угле ориентации $\theta = 0$. При этом параметры ортогональных линейно-поляризованных волн, образующих эллиптически-поляризованную, определяются из следующих соотношений:

$$\psi_2 = \psi_1 - \Delta(\varphi, \theta); \quad (9)$$

$$\frac{E_1}{\sqrt{E_1^2 + E_2^2}} = [(\cos \varphi \cos \theta)^2 + (\sin \varphi \sin \theta)^2]^{\frac{1}{2}}; \quad (10)$$

$$\frac{E_2}{\sqrt{E_1^2 + E_2^2}} = [(\cos \varphi \sin \theta)^2 + (\sin \varphi \cos \theta)^2]^{\frac{1}{2}}. \quad (11)$$

Исследуем значения фазы эллиптически-поляризованной волны для наиболее характерных значений φ и θ .

1. $\theta=0$ — эллипс ориентирован вдоль оси ox .

При этом $\Delta = \pm \frac{\pi}{2}$, $\alpha = \pm \frac{\pi}{4}$,

$$\psi(\varphi, 0) = \psi_1 = \psi_2 \pm \frac{\pi}{2}. \quad (12)$$

2. $\theta = \frac{\pi}{2}$ — эллипс ориентирован вдоль оси oy .

При этом $\Delta = \pm \frac{\pi}{2}$, $\alpha = \mp \frac{\pi}{4}$,

$$\psi\left(\varphi, \frac{\pi}{2}\right) = \psi_1 \mp \frac{\pi}{2} = \psi_2. \quad (13)$$

3. $\theta = -\frac{\pi}{2}$ — эллипс ориентирован вдоль оси oy , но подошел к ней с другой стороны.

При этом $\Delta = \pm \frac{\pi}{2}$, $\alpha = \pm \frac{3\pi}{4}$,

$$\psi\left(\varphi, -\frac{\pi}{2}\right) = \psi_1 \pm \frac{\pi}{2} = \psi_2 \pm \pi. \quad (14)$$

В формулах (12)–(14) верхние знаки соответствуют $\varphi > 0$, нижние — $\varphi < 0$, т. е. различным направлениям вращения вектора $\vec{E}$.

4. $\varphi=0$ — линейная поляризация;

а) при $\theta > 0$ $\Delta=0$, $\alpha=0$,

$$\psi(0, \theta) = \psi_1 = \psi_2. \quad (15)$$

б) при $\theta < 0$, $\Delta = \pm \pi$, $\alpha = \pm \frac{\pi}{2}$,

$$\psi(0, \theta) = \psi_2 \pm \pi = \psi_1. \quad (16)$$

5. $\varphi = \pm \frac{\pi}{4}$ — круговая поляризация.

При этом $\Delta = \pm \frac{\pi}{2}$, $\alpha = \pm \left(\frac{\pi}{4} - \theta\right)$,

$$\psi\left(\pm \frac{\pi}{4}, \theta\right) = \psi_1 \mp \theta. \quad (17)$$

В последнем случае угол θ не имеет смысла угла ориентации, численное значение совпадает со значением θ при $\varphi \neq \pm \frac{\pi}{4}$. Таким образом, фаза кругополяризованной волны определяется

углом ориентации эллипса в момент перехода эллиптически-поляризованной волны в круго-поляризованную, т. е.

$$\psi\left(\pm \frac{\pi}{4}, \theta\right) = \lim_{\substack{\varphi \rightarrow \pm \frac{\pi}{4} \\ \theta = \text{const}}} \psi(\varphi, \theta).$$

Отсюда следует вывод: фаза кругополяризованной волны зависит от предыстории волны. Поэтому нельзя говорить, что угол θ теряет смысл для кругополяризованной волны. Изменяется лишь фи-

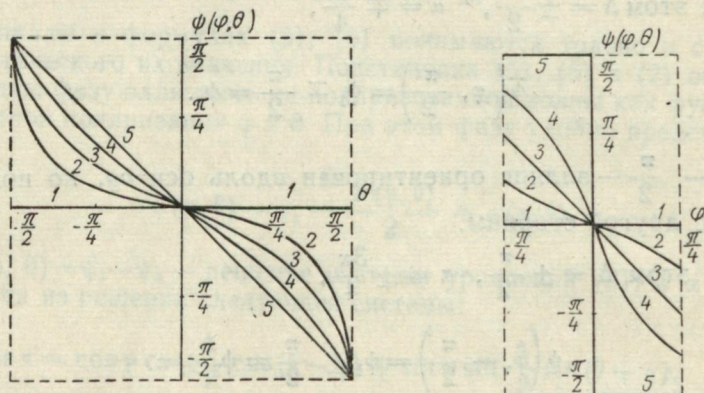


Рис. 1. 1 — $\varphi = 0$; 2 — $\varphi = \frac{\pi}{16}$; 3 — $\varphi = \frac{\pi}{8}$; 4 — $\varphi = \frac{3\pi}{16}$; 5 — $\varphi = \frac{\pi}{4}$.

Рис. 2. 1 — $\theta = 0$; 2 — $\theta = \frac{\pi}{8}$; 3 — $\theta = \frac{\pi}{4}$; 4 — $\theta = \frac{3\pi}{8}$;

$$5 - \theta = \frac{\pi}{2}.$$

зический смысл угла θ , его следует понимать как добавку к ψ , определяющую фазу волны и несущую информацию о том, из какой эллиптически-поляризованной волны (с каким углом ориентации) возникла данная кругополяризованная волна или, наоборот, в какую эллиптически-поляризованную волну трансформируется кругополяризованная, если φ станет не равным $\pm \frac{\pi}{4}$.

Из определения фазы $\psi(\varphi, \theta)$ формулой (7) вытекают следующие ее свойства:

$$\psi(-\varphi, \theta) = -\psi(\varphi, \theta); \quad \psi(\varphi, -\theta) = -\psi(\varphi, \theta); \quad \psi(-\varphi, -\theta) = \psi(\varphi, \theta). \quad (18)$$

Следовательно, изменения знака у одного из параметров поляризации изменяет знак фазы, а одновременное изменение знаков у φ и θ оставляет фазу без изменения.

На рис. 1, 2 приведены графики изменения фазы $\Psi(\varphi, \theta)$ эллиптически-поляризованной волны в зависимости от угла ориентации эллипса θ для различных положительных углов эллиптичности φ . При расчетах было взято $\Psi_1 = 0$. Согласно первому из свойств (18) значения $\Psi(\varphi, \theta)$ для отрицательных значений φ будут отличаться от приведенных на графиках лишь знаком. На рис. 2 приведены графики зависимости фазы $\Psi(\varphi, \theta)$ эллиптически-поляризованной волны от угла эллиптичности φ для различных положительных углов ориентации эллипса θ . Значение $\Psi(\varphi, \theta)$ для отрицательных значений θ будут отличаться от приведенных графиков лишь знаком согласно второму свойству (18).

УДК 551.510.535

В. А. МИСЮРА, д-р техн. наук,
В. Е. МОРОЗОВ, Л. А. ПИВЕНЬ, В. Г. СОМОВ,
Ю. П. ФЕДОРЕНКО, Л. Ф. ЧЕРНОГОР

К ИССЛЕДОВАНИЮ НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ МЕТОДАМИ КРОССМОДУЛЯЦИИ И ЧАСТИЧНЫХ ОТРАЖЕНИЙ

Как развитие и продолжение работ [1—5] в данной статье приводятся результаты теоретического и экспериментального исследования возможностей методов кроссмодуляции (КМ) и частичных отражений (ЧО) для изучения нижней ионосферы. Обсуждаются вопросы техники и точности методов. Оценивается роль нелинейных эффектов в методе ЧО.

1. Метод кроссмодуляции

1. *Регистрирующая аппаратура и методика эксперимента.* Для измерения коэффициента (μ_a) амплитудной КМ в ХГУ была разработана система КМ как составная часть подвижного радиотехнического ионосферного комплекса [1], предназначенного для комплексных измерений параметров нижней ионосферы. Блок-схема системы КМ приведена на рис. 1. Антенная система, приемник 1 (типа Р-250 М2), возмущающий передатчик 16, зондирующий передатчик 15 (ионосферная станция АИС-3), использованы от установок для измерения параметров ионосферы методами ЧО и вертикального зондирования. В отличие от известных [6, 7], в данной установке применен компенсационный метод измерения μ_a .

Схема работает следующим образом. Отраженные от ионосферы зондирующие радиопульсы принимаются и усиливаются приемником. Калиброванный делитель 2 компенсирует изменения их амплитуды, обусловленные амплитудной КМ. Для исключения влияния импульсных помех, сигнал проходит через ключ 3, открывающийся на время, равное длительности зондирующего импульса. Момент компенсации определяется по минимуму сигнала на выходе канала индикации, состоящего из усилителя 4, детектора 5,

узкополосного фильтра 6. Выходной сигнал наблюдается на экране осциллографа 7 (типа С1-49). Синхронизатор 8 вырабатывает импульсы с частотой повторения 50 гц для запуска зондирующего передатчика. Импульс мультивибратора задержки 9 запускает формирователь импульса строба 10. Меняя время задержки, добиваются совпадения импульса строба с отраженным зондирующим радиоимпульсом. Для индикации совпадения используется двухлучевой осциллограф 11 (типа С1-17). Калиброванный делитель 2 переключается с частотой повторения возмущающих радиоимпульсов, равной 25 гц. Для устранения влияния инерционности переключающего элемента (геркон КЭМЗ-а) переключение происходит за 5 мсек до излучения очередного зондирующего радиоимпульса. Задержку осуществляет одновибратор 12. Триггер 13 делит на 2 частоту синхроимпульсов и переключает геркон. Схема «И» 14 запускает каждым вторым синхроимпульсом возмущающий передатчик 16. Необходимая задержка запуска осуществляется в передатчике. Переключатель P_1 показывает знак μA , так как компенсация возможна только в одном из положений этого переключателя.

Данное устройство рассчитано для измерений значений μA от 10^{-4} до 10^{-1} . Узкополосный фильтр 6 предназначен для выделения компоненты сигнала, обусловленной амплитудной КМ. Полоса пропускания всей системы определяется этим фильтром, так как полосы пропускания других частей схемы значительно шире. Эквивалентная постоянная времени фильтра равна 0,5 сек.

Наличие ряда мешающих факторов (шумов, поляризационных замираний, модуляции при отражении от ионосферы, дрейфа интерференционной картины на поверхности Земли и др.) приводит к появлению паразитной амплитудной модуляции (АМ), которая проявляется на выходе канала индикации в виде квазипериодического процесса с частотой 25 гц (амплитуда медленно изменяется). При использовании отражений от слоя E_s величина эквивалентного коэффициента паразитной АМ достигает $6 \cdot 10^{-2}$ и плавно изменяется во времени. При использовании отражений от слоя F_2 коэффициент паразитной АМ достигает $4 \cdot 10^{-2}$ и резко изменяется во времени.

Для уменьшения влияния шумов можно увеличить постоянную времени фильтра до 5 сек. Испытания системы КМ показали ее работоспособность и целесообразность примененного метода измерения, а также позволяют сделать следующие выводы:

1. Для увеличения амплитуды отраженного зондирующего радиоимпульса (в условиях сильного поглощения) необходимо увеличить мощность зондирующего передатчика до 50—100 квт в импульсе.

2. Для различных состояний ионосферы необходимо иметь возможность изменять постоянную времени фильтра (например, 0,5; 2; 5 и 10 сек).

3. Для уменьшения влияния паразитной АМ следует ввести систему ее компенсации.

4. Для увеличения оперативности работы на установке и устранения ручной регулировки усиления приемника следует ввести логарифмический усилитель промежуточной частоты.

5. Для увеличения объема получаемой информации целесообразно вести одновременную регистрацию (на самописце) амплитуды сигнала на входе регистрирующей аппаратуры, выходного сигнала канала индикации и канала компенсации паразитной АМ.

2. *Методика обработки экспериментальных данных.* Методика обработки данных по КМ второго рода описана в ряде работ [10—14], и наиболее точная из них, по-видимому, [14]. Методика получения профилей электронной концентрации $N(h)$ по измерениям коэффициента КМ (M_A) первого рода приведена в [4]; основной ее недостаток — необходимость измерения M_A при больших временах задержки τ' между греющим и зондирующим импульсами, что на практике ограничено малостью эффекта. Ниже развита методика, свободная от этого недостатка. Она основана на решении уравнения Фредгольма [4]

$$M_A(\tau') = \int_0^{h_0} K(\tau', h) \varphi_A(h, N) dh \approx \sum_{i=0}^{t=m} K(\tau', i) \varphi_A(i) \Delta h, \quad (1)$$

где $K(\tau', h)$ — ядро интегрального уравнения, не зависящее от N ; φ_A — известная функция; $m = h_0/\Delta h$; $i = h/\Delta h$; h_0 — действующая высота отражения зондирующей волны; Δh — шаг суммирования.

Учитывая, что τ' — параметр, из (1) получим систему n линейных алгебраических уравнений с n неизвестными:

$$M_A(\tau'_j) = \sum_{i=0}^{t=m} K(\tau'_j, i) \varphi_A(i) \Delta h, \quad (2)$$

где $1 \leq j \leq n$.

Можно показать, что определитель системы (2) отличен от нуля. Из (2) определяется функция $\varphi_A(i)$, а по ней вычисляется N в i -ом слое. Эта методика допускает использование стандартных программ, что также является ее достоинством. Для иллюстрации этой методики по ней получен профиль $N(h)$ (рис. 2). При вычислении использовался профиль частоты соударений ν , полученный примерно в это же время [2, 5].

Из рис. 2 видно, что N монотонно возрастает с высотой. Возможно, значения N здесь несколько завышены из-за большого шага суммирования ($\Delta h = 6$ км).

3. *Точность метода КМ.* Хотя метод КМ используется для исследования нижней ионосферы уже больше двух десятков лет, пока имеются лишь ограниченные сведения о точности метода (погрешность по оценкам [15] $\sim 10\%$, по более поздним исследованиям [16] она $\leq 20\%$).

Точность метода KM зависит от ряда факторов. Рассмотрим важнейшие из них.

1) В уравнения KM (см., например, [4, 6, 7]) входят профили $N(h)$, $\nu(h)$, температуры электронов $T_e(h)$ и коэффициента передачи энергий $\delta(h)$. Чаще всего, в эксперименте измеряется коэффициент амплитудной KM , по которому задаваясь профилями ν , T_e и δ , определяется $N(h)$. Поэтому точность метода зависит от

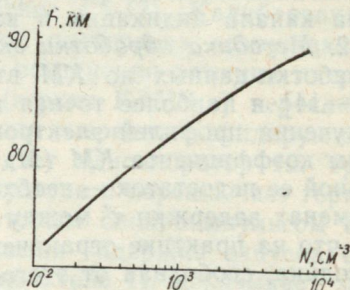
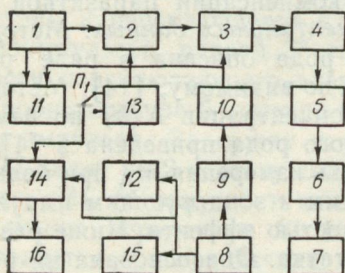


Рис. 1. Блок-схема устройства для регистрации амплитудной KM .

Рис. 2. Профиль электронной концентрации, полученный методом KM в районе г. Москвы 19, 16—19, 21, 27.12. 1972 г.

априорно задаваемых моделей. По оценкам [10], неопределенность ν , δ на $\pm 50\%$ приводит к ошибкам определения N , указанными в табл. 1.

Видно, что ошибка $(\Delta N/N)_\delta$ имеет максимум где-то в интервале высот $\sim 60-70$ км. Для самых малых высот в ионосфере ($\sim 50-60$ км), где ν большое, а время релаксации T_e , равное $(\delta\nu)^{-1}$, мало (~ 10 мксек), вклад в эффект дает фактически лишь область окрестности высоты встречи импульсов h_0 и N практически не зависит от δ . На больших высотах ($\sim 75-90$ км) вклад нижних слоев пренебрежимо мал, за исключением слоев, лежащих

Таблица 1

$h, км$	55	65	80
$(\frac{\Delta N}{N})_\nu, \%$	-70 +400	-20 +40	-50 +600
$(\frac{\Delta N}{N})_\delta, \%$	+5 -10	+50 -40	+10 -10

непосредственно ниже h_0 , которые, напротив, не успевают охлаждаться (из-за больших значений $(\delta\nu)^{-1}$ 200—500 мксек), поэтому эффект KM слабо зависит от δ и ошибка $(\Delta N/N)_\delta$ также мала. Она существенно возрастает на промежуточных высотах ($\sim 60-70$ км), где нижележащие слои охлаждаются лишь частично (поэтому их вклад сильно зависит от δ) и дают ощутимый вклад в эффект KM .

В проведенных исследованиях влияния неопределенности профиля $T_e(h)$ и эффективной мощности греющей установки P_1 на точность получения N установлено, что до некоторой высоты (где интегральное поглощение греющей волны $K_1 \ll 1$) погрешности $(\Delta N/N)_{T_e}$ и $(\Delta N/N)_{P_1}$ изменяются слабо с высотой, а выше —

сильно возрастают и достигают сотен процентов и более. Например, при нагревании ионосферы обыкновенной компонентой с $f_1 = 2 \text{ Мгц}$ неточность задания T_e и P_1 на $\pm 50\%$ приводит к ошибкам $(\Delta N/N)_{T_e} \approx \pm 50\%$ и $(\Delta N/N)_{P_1} \approx \begin{cases} -35\% \\ +100\% \end{cases}$ при $h \lesssim 75 \text{ км}$. При нагревании среды необыкновенной компонентной ошибки $(\Delta N/N)$ такого же порядка лишь на высотах $h \lesssim 65 \text{ км}$, выше — ошибки быстро растут.

Таким образом, при использовании априорных моделей v , δ и T_e , возникающие погрешности наиболее чувствительны к заданию $v(h)$. Погрешность может быть значительно уменьшена путем измерения каких-либо двух коэффициентов KM (например, для O и H компонент зондирующей волны), поскольку это позволит вычислить N и v . Погрешность, вносимая неопределенностью T_e и P_1 , может быть уменьшена путем повышения f_1 до $2-4 \text{ Мгц}$. Повышение f_1 и f_2 также оправдано тем, что при этом расширяется диапазон исследуемых высот, так как можно будет пренебречь отличием групповых скоростей от скорости света вплоть до 90 км . Естественно, что при этом для достижения того же эффекта KM (при прочих равных условиях) необходимо увеличить P_1 в $2-3$ раза.

При одновременном определении N и v максимальная ошибка, по-видимому, будет вноситься неопределенностью δ , которая также может быть сведена к $1-10\%$ по мере накопления сведений о δ .

2) В исследованиях ионосферы методом KM обычно используются греющие импульсы с $\tau_1 \sim 50 \text{ мксек}$ (вертикальный размер возмущенной области равен $c\tau_{1/2} \sim 7,5 \text{ км}$). Однако при обработке экспериментальных данных конечная длительность греющих импульсов не всегда учитывается (см., напр., [6, 18]).

Для оценки влияния конечной длительности греющего импульса производился расчет коэффициентов KM второго рода (μ_A) без учета протяженности возмущенной области ($\mu_A^{(0)}$) и с ее учетом для $\tau_1 = 27, 40, 53 \text{ мксек}$ ($\mu_A^{(\tau)} = \mu_A^{(27)}, \mu_A^{(40)}, \mu_A^{(53)}$) [7]:

$$\mu_A^{(0)}(h_0) = \int_0^{h_0} f(h) \frac{1 - e^{-\delta v \tau_1}}{\delta v \tau_1} e^{-\frac{2\delta v(h_0 - h)}{c}} dh,$$

$$\mu_A^{(\tau)}(h_0) = \mu_A^{(0)}\left(h_0 - \frac{c\tau_1}{2}\right) + \Delta\mu_A^{(\tau)}(h_0), \quad \mu_A^{(0)}\left(h_0 - \frac{c\tau_1}{2}\right) =$$

$$= \int_0^{h_0 - \frac{c\tau_1}{2}} f(h) \frac{1 - e^{-\delta v \tau_1}}{\delta v \tau_1} e^{-\frac{2\delta v\left(h_0 - \frac{c\tau_1}{2} - h\right)}{c}} dh,$$

$$\Delta \mu_A^{(\tau)}(h_0) = \int_{h_0 - \frac{c\tau_1}{2}}^{h_0} f(h) \frac{1 - \exp\left\{-\frac{2\delta v(h_0 - h)}{c}\right\}}{\delta v \tau_1} dh,$$

где h_0 — высота встречи передних фронтов греющего и зондирующего импульсов, $f(h)$ — известная функция параметров среды и экспериментальной установки.

Расчеты показали, что в интервале высот h 65—90 км ошибка $(\mu_A^{(0)} - \mu_A^{(\tau)})/\mu_A^{(\tau)}$ в среднем составляет ~ 25, 30, 35% для $\tau = 27, 40, 53$ мксек. Ошибка определения N , обусловленная конечной длительностью греющего импульса, такого же на высоте $h \lesssim 75$ км при нагревании среды обыкновенной компонентой ($f_1 = 2$ МГц). Выше ошибка $\Delta N/N$ может достигать 100%.

3) Обычно при обработке данных КМ, греющий импульс считают прямоугольным, что в реальных устройствах достичь невозможно. Для исследования влияния непрямоугольности греющего импульса на точность получения N [11], производился расчет коэффициентов КМ для типичного состояния дневной ионосферы в случае прямоугольного (μ_A) и синусообразного (μ_{As}) импульсов

$$с \tau_1 = 50 \text{ мксек: } P_1(t) = \begin{cases} P_1, & 0 < t \leq \tau_1, \\ 0, & t \leq 0, t > \tau_1, \end{cases}$$

$$P_{1s}(t) = \begin{cases} P_1 \sin \frac{\pi t}{\tau_1}, & 0 < t \leq \tau_1, \\ 0 & t \leq 0, t > \tau_1. \end{cases}$$

Результаты расчета ошибки $(v_s - v)/v$ (v, v_s — относительное изменение T_e для прямоугольного и синусообразного импульсов) μ_A и μ_{As} приведены в табл. 2. Затем решалась обратная задача с получением профиля N_s , который затем сравнивался с исходным N . Пренебрежение непрямоугольностью импульса приводит к заниженным значениям v, μ_A , а значит и N . Например, в нашем случае $(v_s - v)/v \sim (-35\%)$, $(\mu_{As} - \mu_A)/\mu_A \sim (-37\%)$ и $(N_s - N)/N \sim (-45\%)$ (см. табл. 2). Таким образом, погрешности $(N_s - N)/N$ и $(v_s - v)/v$ одного порядка, что позволит их быстро (без привлечения ЭВМ) оценивать при обработке экспериментальных данных.

4) В ранних исследованиях ионосферы методом КМ (см., напр., [6]) для интерпретации результатов измерений использовалась классическая магнитно-ионная теория [17]. Начиная с 60-х годов для этой цели (см., например, [12—18]) стали использовать более точную, но и более сложную обобщенную магнитно-ионную теорию [19]. Важно, что эти две теории совпадают в двух предельных случаях [20], которые не имеют места во всей D -области. Классической теорией можно пользоваться, внося поправочный коэф-

коэффициент k_v , равный $5/2$ [13, 20]. Тогда для $f_{1,2} \sim 1-3 \text{ Мгц}$ ошибка, даваемая классической теорией, максимальна при $h \sim 65 \lesssim 75 \text{ км}$ и достигает 70% [11], выше 75 км ошибка не превышает 10% .

Таким образом, классическая магнито-ионная теория может применяться для получения профилей N , пригодных для практического использования и не требующих большой точности.

5) Известно, что на малых высотах ($h \lesssim 65 \text{ км}$), где N низкая, коэффициенты KM очень незначительны, что затрудняет (или даже делает невозможным) их измерение. Поэтому при расчете $N(h)$ возникает необходимость учитывать ионизацию, лежащую ниже высоты $h_{\min}$, для которой имеется измерение KM . Нами произведен расчет профиля $N(h)$ для заданной модели N , в которой предполагалось, что $N=0$ при $h < 60 \text{ км}$ (табл. 2). Затем решалась обратная задача для профилей $\mu_A(h)$, начинающихся с $h_{\min}=61, 65 \text{ км}$. Оценки показывают, что средняя ошибка $\Delta N/N$ при увеличении $h_{\min}$ от 61 км до 65 км (μ_A увеличивается примерно в 6 раз) достигает 30% .

Таблица 2

$h, \text{ км}$	$\mu_A \cdot 10^4$	$\mu_{AS} \cdot 10^4$	$\frac{\mu_{AS} - \mu_A}{\mu_A}, \%$	$N, \text{ см}^{-3}$	$N_S, \text{ см}^{-3}$	$\frac{N_S - N}{N}, \%$	$\frac{v_S - v}{v}, \%$
61	0,8909	0,5481	-38	38	23	-40	-39
63	2,6074	1,6205	-38	63	37	-41	-38
65	4,9917	3,1222	-38	101	58	-43	-37
67	6,8848	4,3285	-37	130	75	-42	-37
69	8,4769	5,3462	-37	190	105	-45	-37
71	8,4637	5,3478	-37	180	96	-47	-36
73	7,6682	4,8491	-37	120	63	-48	-36
75	6,814	4,3117	-37	101	52	-49	-36
77	6,0391	3,8232	-37	115	59	-49	-36
79	5,3064	3,3717	-37	148	80	-46	-36
81	4,7576	3,0145	-37	218	121	-45	-36
83	4,3266	2,7333	-37	330	162	-51	-38
85	3,7749	2,394	-37	494	255	-48	-33
87	3,4227	2,1729	-37	709	360	-49	-32
89	3,1277	1,9573	-37	879	470	-47	-30

Таким образом, при расчете $N(h)$ в общем случае необходимо учитывать вклад нижележащей ионизации, например, по методике [13].

6) Очевидно, точность метода KM существенно зависит от точности первичных измерений, т. е. от соотношения среднего значения коэффициента KM μ_A и его ошибки $\Delta \mu_A$. Исследования показывают, что величина $\Delta \mu_A / \mu_A$ сначала уменьшается при увеличении времени измерения $t_{\text{изм}}$ (улучшается статистика данного эффекта). При $t_{\text{изм}} \gtrsim 20 \text{ мин}$ $\Delta \mu_A / \mu_A$ начинает расти вследствие медленных (суточных) изменений параметров среды (в основном N). Поэтому существует оптимальное $t_{\text{изм}} \sim 10-20 \text{ мин}$. В условиях

«спокойной» ионосферы $t_{\text{изм}}$ может быть уменьшено до единиц минут.

7) На точность метода *КМ* влияет длительность зондирующего импульса. Для учета этого влияния можно идти двумя путями: учитывать форму импульса в исходных уравнениях для коэффициентов *КМ*, аналогично [12], или же произвести усреднение μ по длительности зондирующего импульса при первичной обработке экспериментальных данных. Второй способ не только значительно упрощает методику обработки и сокращает машинное время, но и обладает не меньшей (а иногда и большей) точностью по сравнению с первым.

8) Точность обработки данных измерения методом *КМ* существенно зависит от толщины слоя Δh , в пределах которого параметры среды предполагаются постоянными. Так, при обработке данных по *КМ* первого рода по методике [7] средняя погрешность получения N порядка $\pm 30\%$ при $\Delta h = 2,5$ км, а при $\Delta h = 5$ км она повышается до $\pm 80\%$. Погрешность получения N по измерениям *КМ* второго рода при прочих равных условиях меньше (например, при $\Delta h = 2,5$ км $\Delta N/N \leq 10\%$).

9) Естественно, что точность метода *КМ* также зависит от отношения сигнала к шуму. Чем оно выше (в некоторых пределах), тем точнее измерения коэффициентов *КМ*. Увеличение мощности P_1 сверх некоторого предела может привести к непригодности линеаризованных выражений для коэффициентов *КМ*. Однако и в этом случае обратную задачу можно свести к решению линеаризованных уравнений для эффективных коэффициентов *КМ* [4]. Оценки показывают, что при $P_1 \leq 10$ Мвт и $f_{1,2} \sim 2-3$ Мгц можно еще пользоваться линеаризованными соотношениями. Ошибка при этом лежит, как правило, в пределах единиц процентов. Зато при таких P_1 шумы уже не могут оказать решающего влияния.

Может также оказаться полезным и некоторое увеличение мощности зондирующего передатчика (см. выше).

10) Нестационарность N в области отражения зондирующей волны и ниже может привести в методе *КМ* к значительным ошибкам. Специфика интегральной природы *КМ* требует, чтобы характерное время изменения N равно $t_n = N(\partial N / \partial t)^{-1} \geq t_{\text{изм}}$. Тогда отдельные реализации $N(h)$ будут обладать необходимой достоверностью. Если же $t_{\text{изм}} > t_n$, то отдельные профили $N(h)$ фактически не соответствуют действительности, и речь может идти лишь о некоторых усредненных (например, в течение одного часа) профилях $N(h)$.

Заметим, что исследование влияния различных факторов на точность метода *КМ* необходимо по двум причинам: для увеличения точности данных, получаемых с привлечением ЭВМ, а также для выявления тех факторов, которыми можно будет пренебречь в процессе обработки с целью сокращения машинного времени (даже с некоторым ухудшением точности), что необходимо при

решении различных прикладных задач (например, при оперативном прогнозировании поглощения радиоволн).

Таким образом, рассмотренные факторы могут оказывать существенное влияние на точность метода КМ. Максимальную погрешность вносят факторы 1), 2), 4), 5), которые, вообще говоря, могут ослаблять друг друга. Поэтому вопрос об окончательной точности метода остается еще открытым и может быть, по-видимому, решен при совместном использовании ряда методов (КМ, ЧО, ракетные и др.). Однако сейчас уже можно сказать, что получение профилей $N(h)$ и $\nu(h)$ с приемлемой точностью ($\sim 10 - 30\%$) сопряжено с большими трудностями.

II. Метод частичных отражений

1. К расширению высотного диапазона метода частичных отражений. Амплитуда и фаза ЧО сигнала являются случайными величинами [21, 22], значения которых определяются как свойствами среды между рассеивающим объемом и приемной антенной, так и свойствами среды и ее неоднородностей в рассеивающем объеме [23—24]. Статистическая обработка амплитудных $A_{0,н}(t)$ или фазовых $\varphi_{0,н}(t)$ регистраций ЧО сигнала позволяет получить некоторые характеристики ионосферы [21—24] (О и Н — обыкновенная и необыкновенная компоненты ЧО сигнала, t — время задержки принятого сигнала). Однако существующие методы обработки регистраций $A_{0,н}(t)$, $\varphi_{0,н}(t)$ применимы только до некоторой высоты h_m , ниже которой разность времен групповых запаздываний $\Delta t(t)$ или разность групповых путей $H_g(h)$ О и Н компонент ЧО сигнала близка к нулю (рассеивающие объемы совпадают в пространстве). Поскольку величина h_m является функцией искомых параметров ионосферы, то ее оценивают по предполагаемой модели ионосферы. Например, в [31] вычислено, что при длительности импульса $\tau = 25$ мсек, зондирующей частоте $f = 2,4$ МГц, $h_m \sim 90$ км. В данной работе обсуждается возможность расширения высотного диапазона метода ЧО, позволяющая использовать измерения, относящиеся к высотам $h > h_m$.

Определив зависимость $\Delta t(t)$ (или $H_g(h)$), возможно построить функции:

$$\begin{cases} A_0 = A_0(t) \\ A_n = A_n(t - \Delta t(t)) \end{cases} \quad \text{или} \quad \begin{cases} \varphi_0 = \varphi_0(t) \\ \varphi_n = \varphi_n(t - \Delta t(t)), \end{cases}$$

Значения которых во всем высотном диапазоне определяются рассеивающими объемами, совпадающими в пространстве.

Определение $H_g(h)$ возможно по коэффициенту высотной взаимной корреляции:

$$\rho(h, H) = \frac{\langle E_0(h) E_n^*(h + H) \rangle^2}{\langle |E_0(h)|^2 \rangle \langle |E_n(h + H)|^2 \rangle} \quad (3)$$

H — аргумент высотной взаимной корреляции, $E_{0,H}(h)$ — напряженность поля О и Н компонент ЧО сигнала [23]:

$$E_{0,H}(h) = \frac{k^2}{h} \frac{e^2}{m\omega^2 v} \cdot R_{0,H} \exp \left[-2 \frac{\omega}{c} \int_0^h x_{0,H} dh + 2i \frac{\omega}{c} \int_0^h n_{0,H} dh \right] \times \\ \times \int \Delta N(\vec{r}') \exp[-i \vec{q}_{0,H} \cdot \vec{r}'] d\vec{r}',$$

где k — коэффициент пропорциональности, зависящей от параметров приемопередающей антенны и других величин, c — скорость света в вакууме, m , e — масса и заряд электрона, v — рассеивающий объем, $\Delta N(\vec{r}')$ — флуктуация электронной концентрации N ,

$$R_{0,H} = \left[\frac{\omega \pm \omega_H}{\nu_m} C_{3/2} \left(\frac{\omega \pm \omega_H}{\nu_m} \right) + \frac{5}{2} i C_{5/2} \left(\frac{\omega \pm \omega_H}{\nu_m} \right) \right],$$

ν_m — частота столкновений моноэнергетических электронов с молекулами, $\vec{q}_{0,H} = 2\vec{k}_0(n_{0,H} - i\kappa_{0,H})$, $\vec{k}_0$ — волновой вектор, $n_{0,H}$, $\kappa_{0,H}$ — показатель преломления и поглощения для О и Н компонент ЧО сигнала,

$C_p \left(\frac{\omega \pm \omega_H}{\nu_m} \right)$ — интеграл вида $C_p(z) = \frac{1}{\Gamma(p+1)} \int_0^\infty \frac{\varepsilon^p e^{-\varepsilon}}{\varepsilon^2 + z^2} d\varepsilon$, ω_H — гирос- частота электронов.

Подставив (4) в (3), можно получить

$$\rho(h, H) = \left(1 - \frac{2|H + 2H_0|}{c\tau} \right)^2 \frac{\sin^2 x + \operatorname{sh}^2 y}{x^2 + y^2} \cdot \frac{y_0 y_H}{\operatorname{sh} y_0 \operatorname{sh} y_H}, \quad (5)$$

$\rho(h, H) = 0$ при $2|H + 2H_0|/c\tau \geq 1$, (50)

где $x = 2 \frac{\omega}{c} (n_0 - n_H) \left(\frac{c\tau}{4} - \frac{|H + 2H_0|}{2} \right)$, $y = 2 \frac{\omega}{c} (x_0 + x_H) \times$

$\times \left(\frac{c\tau}{4} - \frac{|H + 2H_0|}{2} \right)$, $y_0 = \frac{\omega}{c} x_0 \cdot c\tau$, $y_H = \frac{\omega}{c} x_H c\tau$. Из анализа

(5), (5а) получим $H_0 = H_1 + H_2/4$ [$H_{1,2}$ — корни уравнения (5а)].

Если $X < \frac{\pi}{2}$ и $\kappa_{0,H} \sim 0$, получение зависимости $H_0(h)$ упрощается, поскольку функция $\rho(h, H)$ имеет единственный максимум при $H = -2H_0(h)$. Следовательно, $H_0 = H_0(h)$ можно найти, вычислив $\rho(h, H)$ по экспериментальным данным согласно формуле

$$\rho(h, H) = \frac{\langle A_0(h) \cdot A_H(h+H) \rangle - \langle A_0(h) \rangle \langle A_H(h+H) \rangle}{\{[\langle A_0^2(h) \rangle - (\langle A_0(h) \rangle)^2][\langle A_H^2(h+H) \rangle - (\langle A_H(h+H) \rangle)^2]\}^{1/2}}.$$

Заметим, что при $|H + 2H_0| < \frac{c\tau}{2}$ значение $\rho(h, H)$ определяется рассеивающим объемом, вертикальный размер которого меньше $\frac{c\tau}{2}$ (что соответствует повышенной разрешающей способности), при $H = -H_0$ выражение для $\rho(h, H)$ совпадает с выражением для коэффициента корреляции O и H компонент ЧО сигнала [24, 26], полученного в пренебрежении различия групповых скоростей O и H волн.

Для высот, где v_m в рассеивающем объеме можно пренебречь ($v_m \ll \omega$, $x_{OH} \sim 0$) (5) упрощается к виду $\rho(h, H) = \left(1 - \frac{2|H + 2H_0|^2}{c\tau}\right) \times \times \frac{\sin^2 x}{x^2}$. При $x \Big|_{H=-H_0} > 0$ $\rho \sim 0$, поэтому описанный способ

расширения высотного диапазона метода ЧО и корреляционный метод определения ионосферных параметров нельзя использовать. Уменьшить величину $x \Big|_{H=-H_0}$ можно путем уменьшения τ или способом [22], который позволяет при неизменной τ уменьшить вертикальный масштаб рассеивающего объема.

Суть способа — в распространении метода интеграла наложения (широко используемого в радиотехнике) на ионосферу. Считая ионосферу линейной системой, амплитудную или фазовую регистрацию $B(t)$ представим в виде свертки двух функций:

$$B(t) = \int_0^t g(t-t') k(t') dt', \quad (6)$$

где $g(t)$ — отклик системы «ионосфера» на единичное импульсное воздействие, эквивалентное регистрации отражения при очень короткой длительности импульса

$$k(t) = \begin{cases} 1 & 0 \leq t \leq \tau, \\ 0 & 0 > t > \tau. \end{cases}$$

В [22] функцию $g(t)$ определяют операторным методом (методом интеграла Фурье). Однако такой метод обращения интегрального уравнения (6) в случае задания регистрации $B(t)$ в виде дискретных значений является слишком громоздким. Для дискретных значений величин B , g и k решение (6) нетрудно представить в виде рекуррентной формулы:

$$g_i = B_i - \sum_{k=1}^{p-1} g_{i-k}, \text{ если } (i-k) \leq 0, \text{ то } g_{i-k} \equiv 0 \quad i = 1, 2, \dots, n, \quad p =$$

$= \tau/\Delta t'$, $\Delta t'$ — временное расстояние между выборками функции $B(t)$, n — число выборок.

Следует отметить, что предлагаемый способ уменьшения вертикального размера рассеивающего объема можно использовать как для определения функции $H_e = H_e(h)$, так и для повышения разрешающей способности методов, основанных на импульсном зондировании ионосферы. $\Delta t'$ определяет вертикальный размер уменьшенного рассеивающего объема $(\Delta h')$, $(\Delta t')_{\min}$ зависит от погрешности измерений.

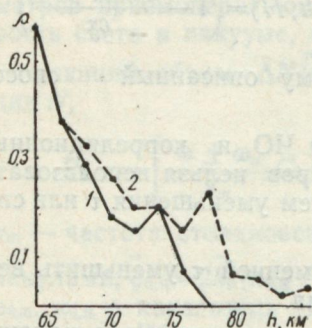


Рис. 3. Зависимость коэффициента взаимной высотной корреляции $\rho(h, H)$ от h при $H=0$ (кривая 1) и $H=-H_2$ (кривая 2).

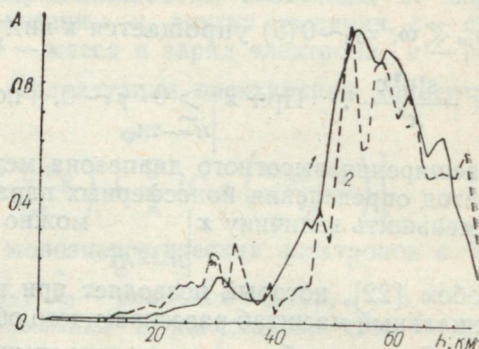


Рис. 4. Иллюстрация повышения высотной разрешающей способности $A(h)$ (кривая 1) методом [22] (кривая 2).

На рис. 3 представлены экспериментальные зависимости функций $\rho(h, H=0)$ (кривая 1) и $\rho(h, H=-H_2)$ (кривая 2). Как видно

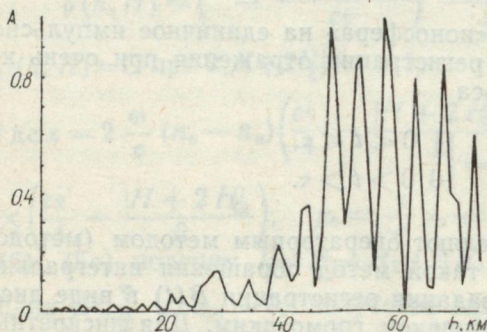


Рис. 5. Иллюстрация повышения разрешающей способности предлагаемым методом.

из рисунка, предлагаемый метод позволил уточнить (за счет учета различия групповых скоростей O и H волн) определение коэффициента взаимной корреляции (а следовательно и значение электронной концентрации [24]), а также расширить диапазон метода ЧО ($\sim 40\%$) на высоты, где $H_e(h) > \sigma$.

На рис. 5 представлена нормированная на максимальное значение зависимости $A(h)$, полученная применением предлагаемого метода (повышения разрешающей способности по высоте к регистрации $A(h)$, взятой из работы [22], (см. кривая 1 на рис. 4, $\Delta h = 3,75$ км). Кривая 2 на рис. 4 получена ме-

тодом [22]. Как видно, предлагаемый метод обеспечивает большее разрешение ($\Delta h' = 0,75$ км).

2. О нелинейных эффектах в методе ЧО. Повышение эффективной мощности P_1 излучаемого сигнала (с целью увеличения отношения сигнал/шум) может привести к возмущению параметров среды и к появлению нелинейных эффектов. Приведем оценки ожидаемых возмущений температуры электронов $v = (T_e - T_{eo})/T_{eo}$ и частоты соударений $\eta = (v - v_0)/v_0$ установкой ЧО ХГУ для О и Н волн ($f \approx 2$ МГц, $P_1 \approx 6$ Мвт, $\tau = 50$ мксек, выбрана типичная модель дневной ионосферы (см., например, [27]): h , км — 60, 70, 80; v_0 , % — 10, 12, 2; v_n , % — 20, 30, 1; η , % — 30, 40, 3.

Пусть излучаемая волна имеет линейную поляризацию. При попеременном излучении О и Н компоненты v_o и v_n удваиваются в случае равных условий.

Возмущением N пренебрегаем: τ — много меньше времени становления N . Возмущением параметров среды установкой ЧО и влиянием нелинейных эффектов в данном методе можно пренебречь при $P_1 \leq 1$ Мвт, если $f \sim 2$ МГц и при $P_1 \leq 10$ Мвт, если $f \sim 6$ МГц. Возмущение параметров ионосферы приводит, с одной стороны, к самовоздействию О и Н волн, а с другой — к их нелинейному взаимодействию. При попеременном излучении О и Н волн их нелинейное взаимодействие может отсутствовать. Корректный учет нелинейных эффектов в методе ЧО требует создания теории ЧО, обобщенной на случай нелинейных сред. Влияние нелинейных эффектов в методе ЧО экспериментально проверим так.

По обычной схеме проводится эксперимент по ЧО при различных P_1 (основной эксперимент). Если $f \sim 2$ МГц, то отношение амплитуд Н-компоненты $A_n(P_1')/A_n(P_1) < (P_1'/P_1)^{1/2} < 1$ (эффект просветления плазмы). Отношение же амплитуд О-компоненты $A_o(P_1')/A_o(P_1) > (P_1'/P_1)^{1/2}$ (эффект насыщения поля). Заметим, что существует диапазон мощностей (когда интенсивность поля $E_{0,n}^2$ значительно меньше квадрата плазменного поля E_p^2) при котором самовоздействием компонент волны можно пренебречь и нелинейные эффекты в методе ЧО сводятся к взаимодействию магнито-ионных компонент. При $E_{0,n}^2 \geq E_p^2$ необходимо также учитывать самовоздействие О и Н волн. В дополнение к основному эксперименту, имеющего целью зафиксировать нелинейные эффекты в методе ЧО, можно предложить два контрольных эксперимента.

1) Последовательно производится запись амплитуд ЧО сигнала при различных частотах f (P_1 и τ — фиксированы). С ростом f роль нелинейных эффектов должна уменьшаться.

2) Производится запись амплитуд ЧО сигнала при различных τ (P_1 и f — фиксированы). На высотах, где $\tau \ll t_T$ (t_T — время релаксации T_e), самовоздействием можно пренебречь и остается только эффект типа КМ.

Подобные измерения целесообразно произвести и для зеркально отраженной компоненты, а также сочетать их с фазовыми измерениями, что позволит упростить идентификацию нелинейных эффектов в методе ЧО.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. О технике и методике комплексных исследований нижней ионосферы. — «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 3—10. Авт.: В. А. Мисюра, Л. А. Пивень, Л. Ф. Черногор и др.
2. Техника, методика и результаты комплексных исследований нижней ионосферы. — «Космические исследования на Украине», 1974, вып. 4, с. 63—67. Авт.: В. А. Мисюра, И. С. Шлюгер, Ю. К. Часовитин и др.
3. Развитие комплексных исследований нижней ионосферы. — «Ионосферные исследования», 1975, вып. 23, с. 16—21. Авт.: В. А. Мисюра, О. А. Литвиненко, Л. А. Пивень и др.
4. Мисюра В. А., Черногор Л. Ф., Шлюгер И. С. Исследование возмущения нижней ионосферы мощными радиоволнами. — «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1975, вып. 4, с. 3—8.
5. Statistical Characteristics and dynamics of ionospheric irregularities as investigated using satellite signals records and ground-based at middle and high latitudes. — «J. Atmos. Terr. Phys.», 1974, vol. 36, p. 2037—2045. Authors: V. A. Misyura, N. P. Svetlitchny, Yu. K. Chasovitin et al.
6. Fejer J. A. The interaction of pulsed radio waves in the ionosphere. — «J. Atmos. Terr. Phys.», 1955, vol. 7, p. 332—339.
7. Weisbrod S., Ferraro A. J., Lee H. S. Investigation of phase interaction as a means of studying the lower ionosphere. — «J. Geophys. Res.», 1964, vol. 69, p. 2337—2348.
8. Manson A. H. Inherent limitation of the wave interaction experiment. — «J. Geophys. Res.», 1967, vol. 72, p. 1654—1656.
9. Ferraro A. J., Lee H. S. Capability of high-power wave interaction facility. «J. Geophys. Res.», 1968, vol. 73, p. 4427—4435.
10. Hellrich F. C., Ferraro A. J. A mathematical technique for conversion of radio wave interaction data to D-region electron density profiles. «J. Geophys. Res.», 1965, vol. 70, p. 1195—1205.
11. Georges T. M. A numerical method for interpreting D-region radiopulse interaction measurements. — «Radio Sci.», 1966, vol. 1, p. 1077—1080.
12. Баррингтон Р., Ландмарк Б., Трейн И. Распределение электронной концентрации с высотой в области D^h по наблюдениям ионосферной кросс-модуляции. — В кн.: Распределение электронной концентрации в ионосфере и экзосфере. М., «Мир», 1964. 501 с.
13. Ферраро А. Дж., Ли Х. С. Измерение электронной концентрации и частоты соударений в области D^h методом фазовой и амплитудной кросс-модуляции. — В кн.: Распределение электронов в верхней атмосфере. М., «Мир», 1969. 517 с.
14. Coyne T. N. R. Analysis of the pulsed wave interaction experiment. — «J. Geophys. Res.», 1973, vol. 78, p. 206—217.
15. Fejer J. A. Radio wave probing of the lower ionosphere by cross-modulation techniques. — «J. Atmos. Terr. Phys.», 1970, vol. 32, p. 597—607.
16. An experimental and theoretical study of the D-region.
1. Mid-latitude D-region electron density profiles from the radio wave interaction experiment. — «J. Atmos. Terr. Phys.», 1974, vol. 36, p. 741—754. Authors: A. J. Ferraro, H. S. Lee, J. N. Rowe and A. P. Mitra.
17. Ратклифф Дж. А. Магнито-ионная теория и ее приложение к ионосфере. М., Изд-во иностр. лит. 1962. 248 с.
18. Barrington R. E., Thrane E. The determination of D-region electron densities from observations of cross modulation. — «J. Atmos. Terr. Phys.», 1962, vol. 24, p. 31—42.
19. Sen H. K., Wyller A. A. On the generalization of the Appleton—Hartree magnetoionic formulas. — «J. Geophys. Res.», 1960, vol. 65, p. 3931—3950.

- 20 Дэвис К. Радиоволны в ионосфере. М., «Мир», 1973. 502 с.
21. Belrose J. S., Burke M. I. Study of the lower ionosphere using partial reflection. «J. Geophys. Res.», 1964, vol. 69, No 13, p. 2799—2818.
22. Austin G. L., Bennett R. G. T., Thrope M. R. The phase of waves partially reflected from the lower ionosphere (70—120 km). — J. Atmos. Terr. Phys., 1969, vol. 31, p. 1099—1106.
23. Von Biel H. A., Flood W. A., Gamnitz H. G. Differential—phase partial-reflection technique for the determination of D-region ionization. — J. Geophys. Res., 1970, vol. 75, No 25, p. 4863—4870.
24. Денисов Н. Г., Тамойкин В. В. О корреляционной теории обратного рассеяния радиоволн. — «Изв. вузов. — Радиофизика», 1971, т. 14, № 9, с. 1331—1335.
25. Austin G. L. A direct measurement differential phase experiment — «J. Atmos. Terr. Phys.», 1971, vol. 33, p. 1667—1674.
26. Бенедиктов Е. А., Гришкевич Л. А. и др. — «Изв. вузов. Радиофизика», 1971, т. 14, № 9, с. 1452—1454.
27. Альперт Я. Л. Распространение электромагнитных волн и ионосфера. М., «Наука», 1972. 563 с.

УДК 621.317.757 : 681.14

В. А. ДОБРЫДЕНЬ, канд. техн. наук,
Г. М. ЧЕКАЛИН

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ УЛУЧШЕНИЯ ТОЧНОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СПЕКТРОАНАЛИЗАТОРОВ

При анализе спектра стационарного случайного сигнала методом фильтрации обязательной является операция интегрирования. Эта операция служит одним из основных источников аппаратной погрешности анализа. В большинстве случаев используются аналоговые интеграторы, обладающие достаточной точностью в области высоких частот [1]. Однако в низкочастотных диапазонах, где требуется длительное интегрирование, их точность заметно падает. Имеются также анализаторы, использующие преобразование «аналог—код» и цифровое интегрирование [2]. Этот прием позволяет существенно снизить погрешность анализа в области низких частот, однако это достигается ценой повышения погрешности в области высоких частот.

Известно, что комбинированные вычислительные системы позволяют в ряде случаев совместить достоинства аналоговых и цифровых. Естественно поэтому использовать этот же принцип при построении спектроанализаторов. Анализ сигнала в области низких частот осуществляется при этом с помощью цифрового интегрирования, а в области высоких — с помощью аналогового. Некоторые блоки анализатора могут использоваться в обоих режимах.

Реализация описанного принципа построения спектроанализатора приводит к устройству с программно управляемой переменной структурой и позволяет получить высокую и равномерную точность в широкой полосе частот исследуемого сигнала.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Харкевич А. А. Спектры и анализ. М., Физматгиз, 1962. 236 с.
2. Чекалин Г. М., Иващенко А. Е. Устройство для определения энергетического спектра. Авт. свид. № 370541. — Бюлл. изобретений, 1973, № 11.

УДК 621.3.019

В. А. ДОБРЫДЕНЬ, канд. техн. наук,
Ю. М. ТКАЧЕНКО, Г. М. ЧЕКАЛИН

О ФОРМИРОВАНИИ ПРОГНОЗИРУЮЩЕГО ПАРАМЕТРА СЛОЖНЫХ СИСТЕМ

Наиболее эффективные, хорошо изученные и легко реализуемые модели для прогноза по параметру основаны на существенном предположении о его одномерности. В то же время большинство сложных систем характеризуется многомерным параметром $\vec{\xi}(t) = \{\xi_i(t)\}$, где $i=1, 2, \dots, n$; $t \in [0, \infty)$ и $\forall \xi_i \in \Xi$, то есть конечным множеством одномерных, в той или иной степени связанных с состоянием системы, параметров.

Один из возможных путей построения модели прогноза для таких систем связан с формированием одномерного параметра $x(t)$, $x \in X$, где X — множество значений параметра, содержащего необходимую информацию о состоянии системы.

Удачное построение достаточно эффективного параметра $x(t)$ значительно облегчает оптимизацию модели системы. При этом возникает вопрос о целесообразности учета при построении $x(t)$ тех или иных параметров $\xi_i(t)$ и вопрос эффективности принятого способа построения $x(t)$.

В настоящей работе излагается точка зрения на решение этих вопросов, отражающая — по мнению авторов — сущность их содержания.

Пусть исправная система начала функционировать в момент $t_0=0$, а в момент $\eta > t_0$ производится оценка функции распределения ее остаточного времени жизни τ (предполагается, что в промежутке $[0, \eta]$ система непрерывно функционировала). Обозначим через $F_\tau(t/\vec{a})$ условную функцию распределения случайной величины τ при условии, что $\xi_i(\eta) = a_i$, $\{a_i\} = \vec{a}$. Множество векторов $\vec{a}$ обозначим через A .

Пусть теперь вместо вектора $\vec{\xi}(t)$ контролируется параметр $x(t)$, описывающий процесс изменения состояния системы, и предположим, что значение реализации процесса $x(t)$ в момент времени $t=\eta$ будет равно $x(\eta) = b$. Соответствующую этому случаю апостериорную функцию распределения обозначим через $F_\tau(t/b)$.

Предположим теперь, что функция $F_\tau(t/y)$ обладает следующим свойством: для любого P , $0 \leq P \leq 1$ и любых $\eta > 0$, $t > 0$ существует, причем единственное решение уравнения $F_\tau(t/y) = P$,

то есть определенная таким образом функция $y=y(\eta, t, P)$ при любых $\eta > 0, t > 0, P, 0 \leq P \leq 1$ однозначна. Заметим, что это условие не является слишком жестким в том смысле, что существует довольно широкий класс функций распределения, удовлетворяющих данному условию. Другими словами это означает, что процесс $x(t)$ должен быть выбран таким образом, чтобы существовало единственное значение его в момент η , после которого доля реализаций этого процесса, обладающего определенным свойством, равна P (относительно всех реализаций процесса после момента η). Обозначим через A_b следующее множество:

$$A_b = \{\vec{a} | F_\eta(t | \vec{a}) = F_\eta(t | b)\}.$$

Введем отображение $\varphi: A \rightarrow X$, определяемое условием $\varphi(A_b) = b$, то есть закон, заменяющий множество значений вектора $\vec{\xi}(t)$ значением b процесса $x(t)$, эквивалентного многомерному вектору $\vec{\xi}(t)$ в смысле сохранения необходимой информации о состоянии системы. Ясно, что это отображение задает параметр $x(t)$ как функцию параметров $\xi_i(t)$ и величин $\eta, t: x(t) = x(\vec{\xi}(\eta), \eta, t)$. При этом по определению в одномерном параметре $x(t)$ сохраняется вся (или почти вся) необходимая информация о состоянии системы, содержащаяся в многомерном параметре $\vec{\xi}(t)$.

Если при построении отображения φ учитывать не все параметры $\xi_i(t)$, то информация, очевидно, может только теряться. Оценить степень существенности параметра можно, например, по величине разности соответствующих апостериорных математиче-

ских ожиданий $\int_0^\infty [1 - F_\eta(t | \vec{\xi})] dt - \int_0^\infty [1 - F_\eta(t | \vec{\xi} \setminus \xi_i)] dt$, где

через $\vec{\xi} \setminus \xi_i$ обозначен вектор $(\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_{i-1}, \xi_{i+1}, \dots, \xi_n)$. Легко увидеть, что аналогично можно оценить "существенность" учета любого подмножества параметров $\xi_i(t)$.

По этому же критерию можно построить «огрубленное» отображение $\hat{\varphi}$, сохраняющее информацию только о математическом ожидании случайной величины τ , распределенной на отрезке $\eta - \infty$:

$$A_b = \left\{ \vec{a} \left| \int_0^\infty [1 - F_\eta(t | \vec{a})] dt = \int_0^\infty [1 - F_\eta(t | b)] dt \right. \right\}.$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Феллер В. Введение в теорию вероятностей и ее приложения. Т. I, II. М., «Мир», 1967. Т. I. — 498 с. Т. II — 752 с.
2. Васильев В. В. Прогнозирование надежности и эффективности радиоэлектронных устройств. М., «Сов. радио», 1970. 335 с.
3. Ивахненко А. Г., Лапа В. Г. Предсказание случайных процессов. Киев, «Наукова думка», 1971. 416 с.
4. Гаскаров Д. В., Голинкевич Т. А., Мозгалеvский А. В. Прогнозирование технического состояния и надежности радиоэлектронной аппаратуры. М., «Сов. радио», 1974. 223 с.

СОДЕРЖАНИЕ

Гаврилова Т. В., Сысоев А. С., Третьяков О. А. Дифракция радиопульсов на решетках	3
Звягинцев А. А., Сысоев А. С., Третьяков О. А. Диаграммы направленности частично-поляризованных полей, рассеянных одномерными решетками	7
Облывач С. А. Дифракция волн на несимметричной решетке из элементов сложного профиля	12
Адонина А. И., Воробьев С. Н., Сердаков С. А. Дифракция импульсных электромагнитных полей на решетчатых периодических структурах	17
Крепак В. Н., Якименко И. П. Рассеяние электромагнитных волн на цилиндрических структурах с неоднородной плазмой	20
Ридина В. А., Казанский В. Б. Применение операторного метода расчета объемных периодических решеток	24
Умаченко Н. А. Распространение электромагнитных волн в многомерном волноводе	28
Краинец Н. И., Хижняк Н. А. Резонансное рассеяние электромагнитных волн на диэлектрическом кубе в прямоугольном волноводе	32
Оробец Н. Н. Энергетические и поляризационные диаграммы слабонаправленных кругополяризованных антенн	36
Лященко В. А., Яцук Л. П., Булгаков А. А. Распределение поля в волноводно-щелевых излучателях	44
Сидорин В. В., Карбовский С. Б. Расчет фазовращателей на круглом и прямоугольном волноводах с азимутально намагниченным ферритом	49
Пятак Н. И., Коробкин В. А. Расчет прямоугольного волновода, содержащего периодическую ферритовую структуру	53
Кокодий Н. Г., Санелкин А. И. Добротность ячейки и затухание внутри спирального волновода прямоугольного сечения	58
Седых В. М., Шаулов Е. А. Поперечно-нерегулярная волноводная линия передачи	63
Олейник О. С., Петьков Г. М., Покусай В. В., Сапрыкин И. И., Седых В. М. Компланарные линии и коаксиально-компланарные переходы	64
Ленисов Д. С., Ляпунов Н. В., Таранова Н. Я., Шаулов Е. А. Исследованию коаксиально-волноводных переходов	67
Христенко В. М., Провалов А. В., Тотьев Ю. К. Экспериментальное исследование СВЧ узлов с переключающими диодами	69
Прохоров Э. Д., Дядченко А. В. Энергетические характеристики генераторов Ганна на основе $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Sb}$	70
Шеховцов Н. А. Вольтамперная характеристика запиорного $m-n$ контакта	72
Светличный В. М., Сатюков А. И., Плаксий В. Т. Анализ схем включения термоэлектрических индикаторов СВЧ-излучения. Часть I. Параллельное и последовательное включение	78
Гаврик А. П., Кононенко К. И., Погребняк В. А. Влияние	

ионно-звуковых волн, возбуждаемых внешним электрическим полем, на газовый разряд	81
Гаврик А. П., Кононенко К. И., Погребняк В. А. Влияние рекомбинации на детекторный эффект в газоразрядной плазме	83
Тютюнник В. Б., Ткаченко В. М. Плазменный фазовращатель 4-мм диапазона с цилиндрическим полым катодом	86
Кириченко В. И., Ткаченко В. М. Исследование тлеющего разряда с цилиндрическим полым катодом в воздухе	88
Сорокина В. М., Тиманюк В. А. Исследование электрических колебаний звуковой частоты в тлеющем разряде с цилиндрическим полым катодом	91
Винокуров Н. И., Фоменко Ю. Ф. Исследование запаздывания электрического пробоя в импульсных лампах накачки ОКГ	93
Климко А. П., Степин Л. Д. Исследование акустических эффектов лазерного излучения	95
Тананыхин А. А., Степин Л. Д., Затенко Н. А. Коэффициент отражения лазерного излучения слоем металла	97
Ананьин Е. Д., Блудов В. Я., Конопля В. Н., Полушкин А. С., Шейко В. П. Малогабаритный транспортный локатор	99
Комарь И. Н., Николов О. Т. О структуре радиационного дефекта, образующегося в кристаллах DL-валина	101
Комарь И. Н., Николов О. Т. Об исследовании методом ЭПР «низкотемпературной» карбонизации в облученном кристаллическом DL-серине	104
Сысоев А. С., Звягинцев А. А. Свойства фазы плоской электромагнитной волны с вращающейся поляризацией	106
Мисюра В. А., Морозов В. Е., Пивень Л. А., Сомов В. Г., Федоренко Ю. П., Черногор Л. Ф. К исследованию нижней ионосферы методами кроссмодуляции и частичных отражений	111
Добрыдень В. А., Чекалин Г. М. Об одной возможности улучшения точностных характеристик спектроанализаторов	125
Добрыдень В. А., Ткаченко Ю. М., Чекалин Г. М. О формировании прогнозирующего параметра сложных систем	126

ВЕСТНИК ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 138

Радиофизика и электроника

Выпуск 5

Редактор А. Г. Роскопыт

Обложка художника С. Павлова

Художественные редакторы А. С. Романова, Т. П. Воробийченко

Технический редактор Г. П. Александрова

Корректоры М. Ф. Христенко, Л. А. Федоренко

Сдано в набор 15/XII 1975 г. Подписано в печать 5/V 1976 г. Формат 60×90^{1/16}

Бумага типографская № 1. Усл. печ. л. 8,5. Уч.-изд. л. 8,9. Тираж 1000.

Заказ 2882. БЦ 50124. Цена 62 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 621.372.8

Дифракция радиоимпульсов на решетках. Гаврилова Т. В., Сысоев А. С., Третьяков О. А. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1976, вып. 5, с. 3—7.

Для случая дифракции широкополосного импульса на ленточной решетке приведены аналитические выражения для рассеянного поля в дальней зоне. С помощью расчетов, проведенных на ЭВМ, получены диаграммы направленности для импульсных полей высших пространственных гармоник. Выявлены границы применения методики, используемой для анализа дифракции квазимонохроматических импульсов на периодических структурах.

Ил. 1. Список лит. 2 назв.

УДК 621.372.8

Диаграммы направленности частично-поляризованных полей, рассеянных одномерными решетками. Звягинцев А. А., Сысоев А. С., Третьяков О. А. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1976, вып. 5, с. 7—12.

В работе исследуется рассеяние периодическими структурами радиоволн, ортогонально поляризованные компоненты которых описываются нормальными случайными процессами. Конечной целью исследования является отыскание статистических характеристик рассеянного поля — направление на максимум интенсивности. Анализ показывает, что статистические характеристики рассеянного поля по сравнению с аналогичными для падающего могут претерпевать существенные изменения. Полученные общие результаты проиллюстрированы для случая плоской ленточной решетки.

Ил. 1. Список лит. 4 назв.

УДК 691.396.67

Дифракция волн на несимметричной решетке из элементов сложного профиля. Облывач С. А. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1976, вып. 5, с. 12—16.

Рассмотрена задача о дифракции плоской волны на несимметричной решетке из объемных элементов. Задача решалась методом переразложения одной, полной на некотором интервале, системы функций по системе функций, полной на другом интервале. Решение получено в виде бесконечных систем линейных алгебраических уравнений первого рода относительно амплитуд дифрагированного поля и представлено дисперсионными зависимостями коэффициента пропускания.

Ил. 2. Список лит. 2 назв.

УДК 538.574.6

Дифракция импульсных электромагнитных полей на решетчатых периодических структурах. Адонина А. И., Воробьев С. Н., Сердаков С. А. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1976, вып. 5, с. 17—20.

В работе получено общее решение задачи о дифракции импульсных электромагнитных полей на периодических решетках, исследованы экранирующие свойства системы, состоящей из ленточной периодической решетки, проводящего экрана и слоя анизотропного магнитоэлектрика между ними. Для этой структуры передаточные функции определены методом задачи Римана—Гильберта. Решение, описывающее прошедшее поле, приводится к некоторому интегральному выражению, пригодному для расчетов на ЭВМ. Исследования показали, что подобная структура обладает лучшими экранирующими свойствами, нежели один экран, и может применяться во всех тех случаях, где применяются сплошные экраны.

Список лит. 5 назв.

УДК 538.574.4 : 533.9

Рассеяние электромагнитных волн на цилиндрических структурах с неоднородной плазмой. Крепак В. Н., Якименко И. П. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1976, вып. 5, с. 20—23.

Проводится подробный численный анализ рассеивающих характеристик радиально неоднородного плазменного цилиндра. Зависимости обратного и дифференциального сечений рассеяния от частоты, рассчитанные для различных законов изменения плотности электронов плазмы по радиусу и в широком диапазоне изменения параметров плазмы, позволяют выявить основные свойства рассеивающих объектов. Приведены результаты численного эксперимента, подтверждающие правомерность представления плавнеонеоднородных структур слоями.

Ил. 4. Список лит. 6 назв.

УДК 538.574.6

Применение операторного метода к расчету объемных периодических решеток. Гридина В. А., Казанский В. Б. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1976, вып. 5, с. 24—28.

Рассмотрено применение операторного метода к расчету объемных периодических структур. Идея метода состоит в делении сложной структуры на более простые неоднородности, для которых решение задач дифракции известно или легко может быть получено. Это позволяет создать универсальные алгоритмы расчета рассеивателей как с простой, так и сложной формой.

Ил. 2. Список лит. 4 назв.

УДК 621.372.822

Распространение электромагнитных волн в многогребневом волноводе. Чумаченко Н. А. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1976, вып. 5, с. 28—32.

Рассматривается задача о распространении H -волн в многогребневом волноводе. Приведено строгое решение краевой задачи, которое сводится к решению бесконечной системы линейных алгебраических уравнений второго рода. Полученные системы позволяют определить численными методами критические частоты и другие параметры многогребневого волновода.

Ил. 1. Список лит. 2 назв.

УДК 621.372.852

Резонансное рассеяние электромагнитных волн на диэлектрическом кубе в прямоугольном волноводе. Украинец Н. И., Хижняк Н. А. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1976, вып. 5, с. 32—36.

Получены эмпирические соотношения для определения положения резонансов электрического и магнитного типа, возникающих при рассеянии электромагнитных волн на диэлектрическом кубе, изготовленном из материала с большой ϵ и малым $\text{tg } \delta$ и расположенном в волноводе. Показана возможность измерения параметров диэлектриков по резонансному рассеянию волн на кубе. Исследовано влияние стенок волновода на характеристики рассеяния.

Табл. 1. Ил. 2. Список лит. 7 назв.

УДК 621.396.671

Энергетические и поляризационные диаграммы слабонаправленных кругополяризованных антенн. Горобец Н. Н. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1976, вып. 5, с. 36—44.

Приведены результаты теоретических и экспериментальных исследований диаграмм направленности по мощности полного поля и поляризационных диаграмм основных типов слабонаправленных кругополяризованных излучателей. Расчеты проведены для широкого диапазона частот. Показано, что поляризационные диаграммы антенн вытекающей волны (волноводы, рупоры), возбуждаемые электрическими и магнитными токами одновременно имеют большую ширину, чем поляризационные диаграммы плоских антенн (вибраторы, щели, рамки), возбуждаемые либо только электрическими, либо только магнитными токами.

Ил. 3. Список лит. 3 назв.

УДК 621.396.671

Распределение поля в волноводно-щелевых излучателях. Лященко В. А., Яцук Л. П., Булгаков А. А. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1976, вып. 5, с. 44—49.

Теоретически и экспериментально исследовано распределение электрического поля в продольной щели произвольной длины и конечной ширины, прорезанной в стене прямоугольного волновода. Показано, что распределение в полуволновых щелях отличается от синусоидального, что функция распределения зависит от дисперсионных свойств волновода. Выяснены пределы применения полуволновой аппроксимации поля в щелевых излучателях. Экспериментальные и теоретические результаты находятся в хорошем согласии.

Табл. 1. Ил. 3. Список лит. 7 назв.

УДК 621.372.853.2

Расчет фазовращателей на круглом и прямоугольном волноводах с азимутальным намагнитченным ферритом. Сидорин В. В., Карбовский С. Б. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1976, вып. 5, с. 49—53.

Методом возмущений получены зависимости величины невязанного фазового сдвига от поперечных размеров и электродинамических параметров конструкции фазовращателя на круглом и прямоугольном волноводах с аксиально-расположенным трехслойным феррито-диэлектрическим вкладышем.

Ил. 3. Список лит. 4 назв.

УДК 621.372.825

Расчет прямоугольного волновода, содержащего периодическую ферритовую структуру. Коробкин В. А., Пятак Н. И. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1976, вып. 5, с. 53—57.

Методом частичных областей получено дисперсионное уравнение прямоугольного волновода, содержащего периодическую структуру, состоящую из поперечно-намагнитченных ферритовых параллелепипедов, частично заполняющих поперечное сечение волновода.

Ил. 1. Список лит. 4 назв.

УДК 621.372.8

Добротность ячейки и затухание внутри спирального волновода прямоугольного сечения. Кокодий Н. Г., Сапелкин А. И. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1976, вып. 5, с. 58—63.

Найдены поля внутри спирального свернутого волновода прямоугольного сечения. Определены фазовое и групповое замедление волны, добротность отрезка волновода и затухание в нем. Учтена шероховатость стенок волновода. Расчетные данные по затуханию совпадают с экспериментальными результатами.

Список лит. 2 назв.

УДК 621.372.82

Поперечно-нерегулярная волноводная линия передачи. Седых В. М., Шаулов Е. А. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1976, вып. 5, с. 63—64.

В статье рассматривается новый тип волноводной линии передачи, представляющей собой однородную линию в продольном направлении и гребенчатую в поперечном. Приводятся результаты экспериментального исследования дисперсионных свойств такой линии.

Ил. 2.

УДК 621.372.049.75—416

Компланарные линии и коаксиально-компланарные переходы. Олейник О. С., Петьков Г. М., Покусай В. В., Сапрыкин И. И., Седых В. М. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1976, вып. 5, с. 64—67.

Рассмотрены свойства компланарной передающей линии, выполненной на керамике с $\epsilon=10$. Описаны два варианта коаксиально-компланарных переходов. Введение компенсаций обеспечивают КСВН переходов меньше 1,2 в широкой полосе частот.

Ил. 2. Список лит. 2 назв.

УДК 621.372.833

К исследованию коаксиально-волноводных переходов. Денисов Д. С., Ляпунов Н. В., Таранова Н. Я., Шаулов Е. А. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1976, вып. 5, с. 67—68.

Приведен схематический расчет и экспериментальное исследование коаксиально-волноводных переходов. Переход осуществляется посредством ступенчатого П-образного волновода с волновым сопротивлением, равным волновому сопротивлению коаксиальной линии. Экспериментальное исследование проводилось с переходами от коаксиальной линии сечением $4 \times 1,75$ мм на прямоугольные волноводы сечением 23×5 мм и $28,5 \times 6,25$ мм в 40% полосе частот.

Ил. 1. Список лит. 3 назв.

УДК 621.382.029

Экспериментальное исследование СВЧ узлов с переключающими диодами. Христенко В. М., Провалов А. В., Тотьев Ю. К. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1976, вып. 5, с. 69—70.

Приведены результаты экспериментальных исследований СВЧ узлов диафрагменного типа с PIN диодами. Получены параметры потерь пропускания ($L_{\text{ш}}$) и потерь запырания ($L_{\text{з}}$) ($0,5-1,5$ дБ) — ($35-40$ дБ) соответственно. Полоса разработанных устройств имела величину 2,5—3% от основной рабочей частоты трехсантиметрового волновода. В отдельных случаях, в зависимости от функционального назначения, может быть получена полоса устройства в 10—15% на уровне 15—20 дБ.

Ил. 2.

УДК 621.382.2.011.222

Энергетические характеристики генераторов Ганна на основе $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Sb}$. Прохоров Э. Д., Дядченко А. В. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1976, вып. 5, с. 70—72.

Проведен анализ эффективности генерации в режиме ОНОЗ без накопления объемного заряда соединения $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Sb}$. Максимальные значения КПД достигаются при 4—6 $E_{\text{пор}}$ и составляют для $D_{\text{TL}} = 3 \cdot 10^8$ эВ/см $\sim 30\%$, для $D_{\text{TL}} = 1 \cdot 10^8$ эВ/см $\sim 35\%$ при синусоидальной форме напряженности электрического поля в диоде. Наибольшими КПД характеризуются соединения по составу более близкие к In Sb (при $x=0,2-0,4$).

Ил. 1. Список лит. 3 назв.

УДК 621.382.2

Вольтамперная характеристика запиорного $m-n$ контакта. Шеховцов Н. А. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1976, вып. 5, с. 72—78.

Получено выражение вольтамперной характеристики широкого запиорного контакта металл-полупроводник. В соответствии с принципом Ле-Шателье та-

кое перераспределение электронов в области контакта ослабляет действие приложенного напряжения. Показано, что у рассчитанных вольтамперных характеристик олово—германий n -типа изменение соотношения прямого и обратного токов при изменении проводимости германия совпадает с экспериментом.

Ил. 1. Список лит. 8 назв.

УДК 621.382

Анализ схем включения термоэлектрических индикаторов СВЧ-излучения. Часть 1. Параллельное и последовательное включение. Светличный В. М., Сатюков А. И., Плаксий В. Т. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1976, вып. 5, с. 78—81.

Исследуется вопрос о возможности согласования термоэлектрических индикаторов СВЧ излучения на горячих носителях и на полуметалле с СВЧ трактом при параллельном и последовательном включении нескольких приборов. Экспериментально показана целесообразность параллельного включения нескольких индикаторов на горячих носителях для увеличения выходного сигнала.

Список лит. 2 назв.

УДК 537.521

Влияние ионно-звуковых волн, возбуждаемых внешним электрическим полем, на газовый разряд. Гаврик А. П., Кононенко К. И., Погребняк В. А. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1976, вып. 5, с. 81—83.

Исследуется детекторный эффект газоразрядной плазмы. Выводится детекторная характеристика при детектировании низкочастотного сигнала, когда частота колебаний ниже плазменной частоты, и волна в плазму не проникает. Показано, что в этом случае детекторный ток пропорционален частоте при условии слабой напряженности электромагнитного поля.

Список лит. 4 назв.

УДК 537.521

Влияние рекомбинации на детекторный эффект в газоразрядной плазме. Гаврик А. П., Кононенко К. И., Погребняк В. А. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1976, вып. 5, с. 83—86.

В статье проведено исследование детекторного эффекта газоразрядной плазмы с учетом процессов рекомбинации и ионизации. Показано, что рекомбинация и ионизация приводят к качественному отличию зависимости детекторного тока от величины приложенного поля.

Список лит. 4 назв.

УДК 621.372.852.26

Плазменный фазовращатель 4-мм диапазона с цилиндрическим полым катодом. Тютюнник В. Б., Ткаченко В. М. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1976, вып. 5, с. 86—88.

В работе описана конструкция и приведены характеристики плазменного фазовращателя 4-мм диапазона с тлеющим разрядом в полом катоде. Эксперимент проведен в аргоне, неоне и гелии при давлениях от 0,4 до 6 Тор. Показано, что наибольший сдвиг фазы достигается при разряде в аргоне (2,5л при токе разряда 150 ма и длине волны 3,9 мм).

Ил. 2. Список лит. 5 назв.

УДК 537.525

Исследование тлеющего разряда с цилиндрическим полым катодом в воздухе. Кнриченко В. И., Ткаченко В. М. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1976, вып. 5, с. 88—91.

В работе исследован тлеющий разряд в секционированном цилиндрическом полом катоде диаметром 30 мм при давлениях воздуха 0,01—2 Тор. Приведены зависимости напряжения горения от давления газа при различной длине катода и продольные распределения тока по катоду. Показано, что эффект полого катода проявляется в воздухе так же, как и в инертных газах, а продольное распределение тока относительно равномерно во всем исследованном диапазоне давлений.

Ил. 1. Список лит. 5 назв.

Исследование электрических колебаний звуковой частоты в тлеющем разряде с цилиндрическим полым катодом. Сорокина В. М., Тиманюк В. А. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1976, вып. 5, с. 91—93.

Исследованы зависимости формы и частоты регулярных низкочастотных колебаний в разряде с цилиндрическим полым катодом диаметром 30 мм. Измерения проведены в диапазоне давлений 0,4—10 Тор для гелия, неона и аргона. Показано, что для разных газов колебания наблюдаются в различном диапазоне давлений. Частота колебаний немонотонно зависит от давления газа и изменяется в пределах 3—20 кГц. Форма колебаний в большинстве случаев близка к синусоидальной. Амплитуда колебаний максимальна при разряде в гелии и достигает при давлении 0,8 Тор и токе разряда 300 мА величины 10 В.

Табл. 1. Ил. 1. Список лит. 6 назв.

УДК 537.526.6

Исследование запаздывания электрического пробоя в импульсных лампах накачки ОКГ. Винокуров Н. И., Фоменко Ю. Ф. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1976, вып. 5, с. 93—95.

Для импульсных ламп накачки ИФП 800 и МФП 5000-2 изучены зависимости времени запаздывания пробоя от начального напряжения на накопительных конденсаторах и напряжения поджига при работе ламп в схемах с внешним и внутренним поджигом. Показано, что длительность времени запаздывания пробоя определяется рабочим временем развития разряда.

Ил. 1. Список лит. 5 назв.

УДК 534.221—14

Исследование акустических эффектов лазерного излучения. Клишко А. П., Степин Л. Д. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1976, вып. 5, с. 95—97.

С помощью пьезодатчика исследованы акустические эффекты, возникающие при взаимодействии излучения рубинового лазера в режиме свободной генерации импульсов с водой и водными растворами NaCl и C_2H_5OH . Показано, что скорость нарастания акустического давления в кювете не связана непосредственно с плотностью раствора и отражает процессы релаксации в жидкости.

Табл. 1. Ил. 1. Список лит. 5 назв.

УДК 621.378.325 : 539.216.2

Коэффициент отражения лазерного излучения слоем металла. Тананько А. А., Степин Л. Д., Затенко Н. А. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1976, вып. 5, с. 97—99.

В работе выведена формула коэффициента зеркального отражения, зависящего от величины падающей энергии лазерного излучения, длительности действия и толщины слоя отражающего металла. Полученная формула проверена на ранее проведенных экспериментах в области линейных и нелинейных измерений.

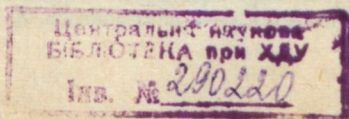
Табл. 1. Список лит. 4 назв.

УДК 621.396.96

Малобаритный транспортный локатор. Ананьин Е. Д., Блудов В. Я., Конопля В. Н., Полушкин А. С., Шейко В. П. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1976, вып. 5, с. 99—101.

Описывается конструкция малобаритного транспортного локатора, предназначенного для обнаружения препятствия на проезжей части дороги, определения расстояния до него и информирования водителя об измеренном параметре. Локатор работает в трехсантиметровом диапазоне длин волн. Диапазон измеряемых дальностей составляет 20—180 м. Индикация дальности — дискретная с шагом 40 м. Информацией для водителя служит цифровое табло, устанавливаемое на передней панели в салоне автомобиля. В качестве источника генерации используется минитрон. Локатор разработан для установки на автомобили «Жигули» моделей ВАЗ-2101 и ВАЗ-2102.

Ил. 1. Список лит. 3 назв.



УДК 538.69 : 538.124

О структуре радиационного дефекта, образующегося в кристаллах DL-валина. Комарь И. Н., Николов О. Т. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1976, вып. 5, с. 101—103.

Уточнена структура радиационного дефекта, образующегося в облученном кристаллическом DL-валине при естественных условиях.

Табл. 1. Ил. 1. Список лит. 3 назв.

УДК 538.69 : 538.124

Об исследовании методом ЭПР «низкотемпературной» карбонизации в облученном кристаллическом DL-серине. Комарь И. Н., Николов О. Т. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1976, вып. 5, с. 104—106.

Методом электронно-парамагнитного резонанса ЭПР проведено изучение влияния радиационного поражения на начальные стадии процесса «низкотемпературной» карбонизации молекулярных кристаллов облученного DL-серина. Показано, что он проходит весьма интенсивно уже при $T/T_{пл} = 0,6—0,7$ и существенно зависит от дозы облучения.

Ил. 1. Список лит. 10 назв.

УДК 538.574.6

Свойства фазы плоской электромагнитной волны с вращающейся поляризацией. Сысоев А. С., Звягинцев А. А. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1976, вып. 5, с. 106—111.

Показано, что эллиптически-поляризованная волна будет полностью определена, если заданы параметры поляризации и фаза при угле ориентации, равным нулю. Выписаны значения фазы для наиболее характерных значений ϕ и θ . Уточнен физический смысл параметра угла ориентации при трансформации эллиптически поляризованной волны в крутополяризованную. Приведены графики зависимостей фазы от параметров поляризации, для всего диапазона изменения последних.

Ил. 2.

УДК 551.510.535

К исследованию нижней ионосферы методами кроссмодуляции и частичных отражений. Мисюра В. А., Морозов В. Е., Пивень Л. А., Сомов В. Г., Федоренко Ю. П., Черногор Л. Ф. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1976, вып. 5, с. 111—125.

Приводятся результаты теоретического и экспериментального исследования методов кроссмодуляции и частичных отражений для изучения нижней ионосферы. Предлагается способ расширения высотного диапазона метода частичных отражений. Оценивается влияние нелинейных эффектов на точность метода частичных отражений.

Табл. 2. Ил. 5. Список лит. 27 назв.

УДК 621.317.757 : 681.14

Об одной возможности улучшения точностных характеристик спектроанализаторов. Добрыдень В. А., Чекалин Г. М. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1976, вып. 5, с. 125—126.

Приводится сравнительный анализ погрешностей анализаторов спектра за счет операции аналогового интегрирования и цифрового. Предлагается способ снижения погрешности анализаторов в широкой полосе частот исследуемого сигнала.

Список лит. 2 назв.

УДК 621.3.019

О формировании прогнозирующего параметра сложных систем. Добрыдень В. А., Ткаченко Ю. М., Чекалин Г. М. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1976, вып. 5, с. 126—128.

Рассматриваются условия, при которых сформированный одномерный параметр, необходимый для построения модели прогноза сложных систем, сохраняет почти всю информацию о состоянии системы, описываемой вектором. Предлагается способ оценки существенности компонент вектора при формировании одномерного прогнозирующего параметра.

Список лит. 4 назв.