

К РАСЧЕТУ ЧАСТОТЫ ВОЛНОВОДНО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА
ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПАРАЛЛЕЛЕПИПЕДА
В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ

1. Собственные колебания. Поле в диэлектрике для последовательности волн типа H_{20} запишем в виде $E_s(x) = A_s \sin(t_s x + \varphi_s)$, используя интегральное представление уравнений Максвелла [1, 2], можно получить систему однородных линейных уравнений для амплитуд $A_s^\pm$:

$$\sum_{s=1}^n \left\{ A_s^+ \frac{M_{sm} e^{-\Gamma_s \frac{l}{2}}}{\gamma_m + \Gamma_s} + A_s^- \frac{M_{sm} e^{\Gamma_s \frac{l}{2}}}{\gamma_m - \Gamma_s} \right\} = 0; \quad (m = 1, \dots, 2n)$$

$$\sum_{s=1}^n \left\{ A_s^+ \frac{M_{sm} e^{\Gamma_s \frac{l}{2}}}{\gamma_m - \Gamma_s} + A_s^- \frac{M_{sm} e^{-\Gamma_s \frac{l}{2}}}{\gamma_m + \Gamma_s} \right\} = 0,$$

где $A_s^\pm$ — амплитуды прямых и обратных волн соответственно; Γ_s — постоянные распространения волн на участке волновода с диэлектриком, $\gamma_m = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 - k^2}$, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, l — длина диэлектрика (рисунок).

Определитель системы Λ имеет вид $\Lambda = \det \begin{pmatrix} A & B \\ B & A \end{pmatrix}$,

где

$$A = \left(\frac{M_{sm} e^{-\Gamma_s \frac{l}{2}}}{\gamma_m + \Gamma_s} \right)_{m, s=1}^n, \quad B = \left(\frac{M_{sm} e^{\Gamma_s \frac{l}{2}}}{\gamma_m - \Gamma_s} \right)_{m, s=1}^n.$$

Введем обозначения: $\vec{x} = \begin{pmatrix} A_1^+ \\ \vdots \\ A_n^+ \end{pmatrix}$, $\vec{y} = \begin{pmatrix} A_1^- \\ \vdots \\ A_n^- \end{pmatrix}$, тогда в матричной форме система запишется следующим образом:

$$\begin{pmatrix} A & B \\ B & A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{x} \\ \vec{y} \end{pmatrix} = 0. \quad (1)$$

При помощи невырожденного преобразования

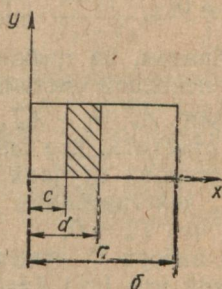
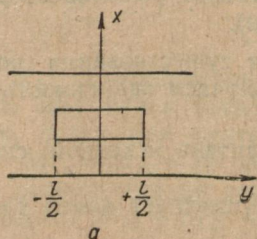
$$S = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix}, \quad S^{-1} = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix}, \quad (\det S \neq 0)$$

исходную матрицу $\begin{pmatrix} A & B \\ B & A \end{pmatrix}$ можно привести к виду

$$S \begin{pmatrix} A & B \\ B & A \end{pmatrix} S^{-1} = \begin{pmatrix} A+B & 0 \\ 0 & A-B \end{pmatrix},$$

причем

$$\begin{aligned} \det \begin{pmatrix} A & B \\ B & A \end{pmatrix} &= \det \left[S \begin{pmatrix} A & B \\ B & A \end{pmatrix} S^{-1} \right] = \\ &= \det \begin{pmatrix} A+B & 0 \\ 0 & A-B \end{pmatrix} = \det(A+B) \det(A-B). \end{aligned}$$



Заметим, что (1) можно записать так:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} A & B \\ B & A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{x} \\ \vec{y} \end{pmatrix} &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} A & B \\ B & A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{x} \\ \vec{y} \end{pmatrix} = \\ &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} A & B \\ B & A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{x} + \vec{y} \\ \vec{x} - \vec{y} \end{pmatrix} = \\ &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} A+B & A-B \\ A+B & B-A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{x} + \vec{y} \\ \vec{x} - \vec{y} \end{pmatrix} = 0. \end{aligned}$$

Применив к последнему равенству матрицу S^{-1} , получим

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A+B & A-B \\ A+B & B-A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{x} + \vec{y} \\ \vec{x} - \vec{y} \end{pmatrix} = \\ = \begin{pmatrix} A+B & 0 \\ 0 & A-B \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{x} + \vec{y} \\ \vec{x} - \vec{y} \end{pmatrix} = 0, \end{aligned}$$

что эквивалентно двум подсистемам:

$$\begin{cases} (A+B)(\vec{x} + \vec{y}) = 0 \\ (A-B)(\vec{x} - \vec{y}) = 0 \end{cases}$$

Очевидно, что для существования нетривиального решения исходной системы (1) необходимо потребовать равенства нулю определителя системы

$$\det \begin{pmatrix} A & B \\ B & A \end{pmatrix} = \det(A + B) \det(A - B) = 0.$$

В таком случае будем иметь

$$\left. \begin{array}{l} \det(A + B) \neq 0 \\ \det(A - B) = 0 \end{array} \right\} \Rightarrow \vec{x} = -\vec{y} \quad (\text{тривиальное решение первой под-системы}), \quad (2)$$

$$\left. \begin{array}{l} \det(A + B) = 0 \\ \det(A - B) \neq 0 \end{array} \right\} \Rightarrow \vec{x} = \vec{y} \quad (\text{тривиальное решение второй под-системы}). \quad (3)$$

Таким образом, из требования существования нетривиального решения исходной системы получаем зависимость между амплитудами волн $A_s^+ = \pm A_s^-$.

Следует отметить, что определитель исходной системы равен нулю в следующих случаях:

1) Все Γ_s действительны и существует номер $s = k$ хотя бы один такой, что $\Gamma_k = 0$;

2) Среди набора Γ_s существует хотя бы один чисто мнимый элемент, такой что $\text{Im } \Gamma_s l = \pi k$ ($k = \pm 1, \dots$).

II. Вынужденные колебания. В этом случае получаем систему неоднородных уравнений для амплитуд

$$\begin{aligned} A_1^+ \frac{M_{11}}{\gamma_1 - \Gamma_1} + A_1^- \frac{M_{11}}{\gamma_1 + \Gamma_1} + A_2^+ \frac{M_{21}}{\gamma_1 - \Gamma_2} + A_2^- \frac{M_{21}}{\gamma_1 + \Gamma_2} + \dots = \\ = A_{\text{ст}} \frac{2\gamma_1}{(\varepsilon - 1)k^2}, \\ A_1^+ \frac{M_{12}}{\gamma_2 - \Gamma_1} + A_1^- \frac{M_{12}}{\gamma_2 + \Gamma_1} + A_2^+ \frac{M_{22}}{\gamma_2 - \Gamma_2} + A_2^- \frac{M_{22}}{\gamma_2 + \Gamma_2} + \dots = 0, \\ \vdots \\ A_1^+ \frac{M_{11}e^{-\Gamma_1 l}}{\gamma_1 + \Gamma_1} + \dots + A_n^+ \frac{M_{n1}e^{-\Gamma_n l}}{\gamma_1 + \Gamma_n} + \dots + A_1^- \frac{M_{11}e^{\Gamma_1 l}}{\gamma_2 - \Gamma_1} + \dots = 0, \\ A_1^+ \frac{M_{12}e^{-\Gamma_1 l}}{\gamma_2 + \Gamma_1} + \dots + A_n^+ \frac{M_{n2}e^{-\Gamma_n l}}{\gamma_2 + \Gamma_n} + \dots + A_1^- \frac{M_{12}e^{\Gamma_1 l}}{\gamma_2 - \Gamma_1} + \dots = 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где $A_{\text{ст}}$ — амплитуда падающей волны.

В данном случае

$$\gamma_1 = \sqrt{k^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2}; \quad \gamma_m = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 - k^2}, \quad m = 2, 3, \dots$$

Условием резонанса в этом случае является равенство нулю мнимой части главного определителя (в (4) мы, естественно,

ограничились конечным числом членов), так как выделение мнимой части определителя порядка шесть и выше связано с довольно громоздкими вычислениями, мы ограничимся определителем четвертого порядка

$$\begin{vmatrix} \frac{M_{11}}{\gamma_1 - \Gamma_2} & \frac{M_{21}}{\gamma_1 - \Gamma_2} & \frac{M_{11}}{\gamma_1 + \Gamma_1} & \frac{M_{21}}{\gamma_1 + \Gamma_2} \\ \frac{M_{12}}{\gamma_2 - \Gamma_1} & \frac{M_{22}}{\gamma_2 - \Gamma_2} & \frac{M_{12}}{\gamma_2 + \Gamma_1} & \frac{M_{22}}{\gamma_2 + \Gamma_2} \\ \frac{M_{11}}{\gamma_1 + \Gamma_1} e^{-\Gamma_1 l} & \frac{M_{21}}{\gamma_1 + \Gamma_2} e^{-\Gamma_2 l} & \frac{M_{11}}{\gamma_1 - \Gamma_1} e^{\Gamma_1 l} & \frac{M_{21}}{\gamma_1 - \Gamma_2} e^{\Gamma_2 l} \\ \frac{M_{12}}{\gamma_2 + \Gamma_1} e^{-\Gamma_1 l} & \frac{M_{22}}{\gamma_2 + \Gamma_2} e^{-\Gamma_2 l} & \frac{M_{12}}{\gamma_2 - \Gamma_1} & \frac{M_{22}}{\gamma_2 - \Gamma_2} e^{\Gamma_2 l} \end{vmatrix} = 0. \quad (5)$$

Положим $\Gamma_1, \Gamma_2, \gamma_1$ — мнимыми, γ_2 — действительным. В дальнейшем вместо $\text{Im } \Gamma$ будем писать Γ (аналогично с γ). Положим также $\Gamma_1 l = \pi$, тогда при центральном расположении диэлектрика (т. е. $M_{12} = M_{21} = 0$) мнимая часть рассматриваемого определителя распадается на два выражения (достаточно в определителе положить $M_{12} = M_{21} = 0$ и выделить из него мнимую часть):

$$\text{ctg } \frac{\Gamma_2 l}{2} = \frac{\Gamma_2}{\gamma_2}; \quad \text{tg } \frac{\Gamma_2 l}{2} = -\frac{\Gamma_2}{\gamma_2}. \quad (6)$$

Путем несложных, но громоздких вычислений можно получить, что мнимая часть определителя (5) будет иметь вид

$$\begin{aligned} & \Gamma_1 \gamma_1 \frac{8M_{11}M_{12}M_{21}M_{22}}{(\gamma_2^2 + \Gamma_1^2)(\gamma_2^2 + \Gamma_2^2)} \left[\frac{2\Gamma_2\gamma_2(1 - \cos \Gamma_2 l) + (\Gamma_2^2 - \gamma_2^2) \sin \Gamma_2 l}{(\gamma_1^2 - \Gamma_1^2)(\gamma_1^2 - \Gamma_2^2)} \right] + \\ & + 16M_{12}^2 M_{21}^2 \left[\frac{\Gamma_2 \gamma_2 \cos \Gamma_2 l}{(\gamma_1^2 - \Gamma_2^2)^2 (\gamma_2^2 + \Gamma_1^2)^2} \right] + \\ & + 8M_{11}^2 M_{22}^2 \left[\frac{(\gamma_2^2 - \Gamma_2^2) \sin \Gamma_2 l + 2\Gamma_2 \gamma_2 \cos \Gamma_2 l}{(\gamma_2^2 + \Gamma_2^2)^2 (\gamma_1^2 - \Gamma_1^2)^2} \right] = 0. \end{aligned}$$

Очевидно, что положив в выражении (7) $M_{12} = M_{21} = 0$, мы получим выражение (6), определяющее резонансную частоту в одноволновом приближении для четных и нечетных типов резонанса колебания квази- $H_{20\sigma}$.

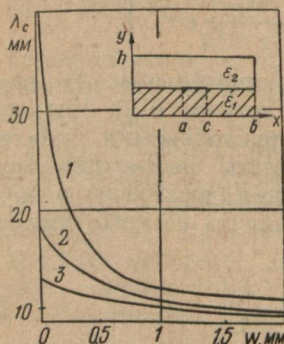
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хижняк Н. А. Функция Грина уравнений Максвелла для неоднородных сред. — ЖТФ, 1958, т. 28, вып. 7, с. 20—25.
2. Кислюк М. Ж. Метод вторичных волн в задачах электродинамики. Л., Физматгиз, 1970. 230 с.

В. М. СЕДЫХ, канд. физ.-мат. наук
И. И. САПРЫКИН, Н. И. АБАШКИНА

ПРОДОЛЬНО-ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В ЭКРАНИРОВАННОЙ НЕСИММЕТРИЧНОЙ ПОЛОСКОВОЙ ЛИНИИ

В [1] показано, что высшими типами волн в экранированной несимметричной полосковой линии являются продольные волны, причем более длинноволновыми являются LM -волны. Однако при выполнении определенных условий могут возникать и продольно-электрические волны (LE -волны).



Определим зависимость критической длины волны LE -волн от основных параметров несимметричной полосковой линии ЭНПЛ. Для этого предположим, что центральный металлический проводник в ЭНПЛ имеет нулевую толщину, это справедливо для реальных конструкций линий. Линия заполнена двумя средами с параметрами $\epsilon_1 \mu_1$ и $\epsilon_2 \mu_2$. Сложную область поперечного сечения ЭНПЛ разбиваем

на две простых (рисунок).

Поля в линии определим следующим образом: $\vec{E} = j\omega\mu \text{rot } \vec{\Pi}^m$; $\vec{H} = (\text{grad div} + k^2) \vec{\Pi}^m$, где $\vec{\Pi}^m = \vec{e}_y \Pi_y^m$ — магнитный вектор Герца. Решая волновое уравнение для вектора Герца, имеем для I области

$$\Pi_{y1}^m = \sum_{m=1}^{\infty} A_{m1} \cos\left(\frac{\pi m}{b} x\right) \sin k_{y1} y,$$

для II области

$$\Pi_{y2}^m = \sum_{m=1}^{\infty} A_{m2} \cos\left(\frac{\pi m}{b} x\right) \sin [k_{y2} (h - y)],$$

где k_{y1} , k_{y2} — волновые числа по координате y соответственно для I и II областей.

Используя непрерывность тангенциальных составляющих электрического и магнитного поля на границе раздела сред ($y = d_1$), найдем граничные условия для вектора Герца

$$\frac{\partial \Pi_{y1}^m}{\partial y} = \frac{\partial \Pi_{y2}^m}{\partial y}, \quad \mu_1 \frac{\partial \Pi_{y1}^m}{\partial x} = \mu_2 \frac{\partial \Pi_{y2}^m}{\partial x}.$$

Расписывая граничные условия, получим

$$\sum_{m=1}^{\infty} A_m k_{y1} \cos\left(\frac{\pi m}{b} x\right) \cos k_{y1} d_1 = \sum_{m=1}^{\infty} A_m k_{y2} \cos\left(\frac{\pi m}{b} x\right) \cos k_{y2} d_2,$$

$$-\sum_{m=1}^{\infty} A_m \mu_1 \frac{b}{\pi m} \sin\left(\frac{\pi m}{b} x\right) \sin k_{y1} d_1 = \sum_{m=1}^{\infty} A_m \mu_2 \frac{b}{\pi m} \sin\left(\frac{\pi m}{b} x\right) \sin k_{y2} d_2,$$

где $d_2 = h - d_1$.

Рассматривая эти уравнения как разложение в ряд Фурье одних и тех же функций в интервале $[0, b]$, можно найти коэффициенты разложения и связь между ними, учитывая, что на металлической полоске в интервале $[a, c]$ тангенциальная составляющая электрического поля равна нулю. Прделав преобразования по аналогии с [1], получим дисперсионное уравнение

$$\frac{\mu_1 k_{y1}}{\mu_2 k_{y2}} \operatorname{tg} k_{y1} d_1 \sum_{m=1}^{\infty} [1 + \beta_m] - \frac{2a}{b} \operatorname{tg} k_{y2} d_2 \sum_{m=1}^{\infty} [1 - \beta_m] = 0,$$

где

$$\beta_m = (-1)^m \frac{b}{2\pi m a} \sin \frac{\pi m \omega}{b}; \quad \omega = c - a.$$

Учитывая только первую гармонику ($m = 1$) и вводя условие $\mu_1 = \mu_2 = 1$ (т. е. пространство полосковой линии заполнено двухслойным диэлектриком), получаем

$$k_{y1} \operatorname{tg} k_{y1} d_1 \left(1 - \frac{b}{2\pi a} \sin \frac{\pi \omega}{b}\right) - \frac{2a}{b} k_{y2} \operatorname{tg} k_{y2} d_2 \left(1 + \frac{b}{2\pi a} \sin \frac{\pi \omega}{b}\right) = 0.$$

Если предположить, что центральная полоска несимметричной полосковой линии отсутствует ($\omega = 0$), полученное дисперсионное уравнение переходит в дисперсионное уравнение LE -волн в двухслойном волноводе [2].

На рисунке приведены зависимости критической длины волны первых трех типов LE -волн от ширины центрального проводника полосковой линии для линии с параметрами: $d_1 = 0,5$ мм, $d_2 = 5$ мм, $b = 14$ мм, $\epsilon_1 = 10$, $\epsilon_2 = 1$.

Из графика следует, что увеличение ширины центрального проводника смещает критические длины волн в коротковолновую область.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Седых В. М., Сапрыкин И. И., Ляпунов Н. В. Продольно-магнитные волны в экранированной несимметричной полосковой линии. — В кн.: Антенно-фидерные и измерительные устройства СВЧ. Изд-во Харьк. ун-та, 1971, с. 71—77.
2. Егоров Ю. В. Частично заполненные прямоугольные волноводы. М., «Сов. радио», 1967, с. 24—36.

АЛГОРИТМ СЧЕТА ПОЛЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ N СВЯЗАННЫХ
ЛОГАРИФИЧЕСКИХ СПИРАЛЕЙ С ПРОИЗВОЛЬНЫМИ УГЛАМИ
НАМОТКИ

В работе [1] проведены экспериментальные исследования двух связанных спиралей. В [2] предложен метод расчета таких систем для частных случаев спиралей с одинаковыми и противоположными намотками. В настоящем сообщении метод анализа [2] обобщен на случай конечного числа спиралей с произвольными углами намотки.

Исследуемая система (рис. 1) состоит из N бесконечных плоских логарифмических спиралей с произвольными углами намотки φ_v , расположенных соосно в плоскостях $z = z_v$ ($v = 1, 2, \dots, N$) цилиндрической системы координат r, φ, z . Одна или несколько спиралей могут быть активными, остальные пассивными. Активные возбуждаются кольцом δ -генераторов, расположенных на окружностях с радиусами r_0 .

Задача решается в приближении анизотропно проводящей плоскости. Выделяются $N + 1$ области, в каждой из которых электрический Π_e^v и магнитный Π_m^v векторы Герца берутся в виде интегралов Фурье — Бесселя.

Компоненты полей записываются через векторы Герца известным образом [3]. Поля в дальней зоне ($N + 1$ и 1 области) находятся путем перехода к сферической системе координат ρ, θ, φ и пренебрежения членами, содержащими множитель ρ^{-1} . Оставшиеся интегралы оцениваются по методу стационарной фазы [4]. Так для φ -й компоненты E поля получаются следующие выражения:

$$E_{\varphi}^{N+1} = \kappa B_m^{N+1}(\gamma_{ст}); \quad (1a)$$

$$E_{\varphi}^1 = \kappa A_m^1(\gamma_{ст}), \quad (1б)$$

где

$$\kappa = \frac{1}{2} k^3 \sin 2\theta \frac{\exp \left\{ i \left[\frac{\pi}{2} (n-1) - k\rho + n\varphi \right] \right\}}{\rho}, \quad \gamma_{ст} = k \sin \theta.$$

Остальные составляющие полей также выражаются через коэффициенты $B_{m,e}^v(\gamma)$, $A_{m,e}^v(\gamma)$ в стационарной точке $\gamma_{ст}$.

Для определения неизвестных коэффициентов используются граничные условия, обычные для приближения анизотропно проводящей плоскости [1]. Подстановка полей с неизвестными коэффициентами в граничные условия приводит к системе $4N$ интегральных уравнений 1-го рода относительно этих неизвестных. Применение к каждому из уравнений обратного преобразо-

вания Ханкеля дает ряд связей между коэффициентами и следующую систему дифференциальных уравнений:

$$\frac{d}{d\gamma} \left(\sum_s^{4N} \alpha_{qs} C_s \right) = \sum_s^{4N} \beta_{qs} C_s + \delta_q, \quad q = 1, 2, \dots, 4N; \quad (2)$$

$$\delta_q = \begin{cases} \int_0^\infty (E_r^0 + \operatorname{ctg} \psi_r E_\varphi^0) J_n(\gamma r) \gamma dr, & \text{если } q = \nu_a, \\ 0, & \text{если } q \neq \nu_a, \end{cases}$$

$C_s(\gamma)$ — переобозначенные последовательно коэффициенты

$$\operatorname{Re} \{A_m^\nu, B_m^\nu, A_e^\nu, B_e^\nu\}, \operatorname{Im} \{A_m^\nu, B_m^\nu, A_e^\nu, B_e^\nu\}^*.$$

Здесь $\nu = 1, 2, \dots, N+1$, а α_{qs}, β_{qs} — известные функции параметров системы $\operatorname{ctg} \psi_\nu, z_\nu, n, k$ и постоянной распространения γ .

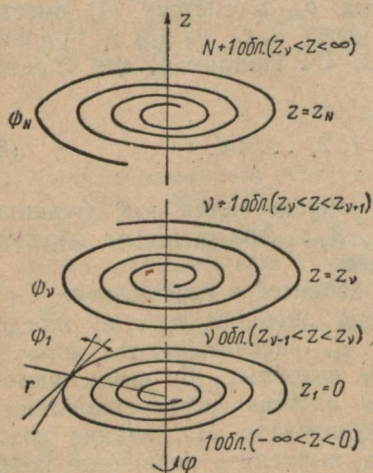


Рис. 1.

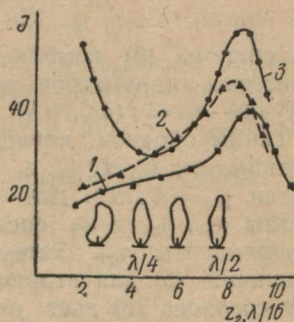


Рис. 2.

Для произвольных α_{qs}, β_{qs} система (2) относительно первичных коэффициентов C_s не может быть разрешена аналитически и не анализируется численными методами. Предлагается следующее преобразование системы (2) к виду, пригодному для счета на ЭВМ.

Введем для функций, стоящих под знаком дифференциала, новый базис переменных (вторичные коэффициенты)

$$M_q = \sum_{s=1}^{4N} \alpha_{qs} C_s, \quad (3)$$

где $q = 1, 2, \dots, 4N$.

* В системе (2) произведено деление на действительные и мнимые части неизвестных коэффициентов, что удобно для численных расчетов методом Рунге — Кутты на ЭВМ М-220. При использовании других методов можно не производить такого деления. Тогда число неизвестных и соответственно дифференциальных уравнений будет вдвое меньше.

Тогда и первое слагаемое правой части уравнений (2) можно представить через новые вторичные переменные

$$\sum_{s=1}^{4N} \beta_{qs} C_s = \sum_{s=1}^{4N} a_{qs} M_s, \quad q = 1, 2, \dots, 4N. \quad (4)$$

При этом система (2) преобразуется к системе дифференциальных уравнений относительно вторичных коэффициентов M_q , уже пригодной для расчетов на ЭВМ:

$$\frac{dM_q}{d\gamma} = \sum_{s=1}^{4N} a_{qs} M_s + \delta_q, \quad (5)$$

где $q = 1, 2, \dots, 4N$.

Для определения новых переменных a_{qs} , в систему (4) вместо M_s надо подставить значения их через $a_{qs} C_s$ из (3) и приравнять коэффициенты при одинаковых C_s . Например, для определения a_{1s} получим

$$\beta_{1s} = \sum_{s=1}^8 a_{1s} a_{qs}, \quad q = 1, 2, \dots, 4N. \quad (6)$$

Из системы (6) коэффициенты a_{1s} определяются как функции известных параметров задачи a_{qs} , β_{qs} . Аналогичным образом получим $a_{2s} = f(a_{qs}, \beta_{qs})$ и так далее.

Таким образом, алгоритм счета сводится к следующему. При заданных n , k , $\text{ctg } \psi$, z , фиксируется значение θ , т. е. определяется $\gamma_{\text{ст}} = k \sin \theta$. Для заданных $\gamma_{\text{ст}}$ рассчитываются коэффициенты a_{qs} , β_{qs} и из системы (6) и подобных (6) вычисляются коэффициенты a_{qs} . Затем решается система дифференциальных уравнений (5) для вторичных коэффициентов M_q , знание которых согласно (3) дает возможность вычислить первичные коэффициенты C_s , т. е. $A'_{m,e}$, $B'_{m,e}$, а значит, и величины полей по формулам (1а), (1б). При новом значении θ процесс повторяется и, таким образом, можно будет определить диаграмму направленности или другие характеристики системы.

Предложенный алгоритм был испробован на двух связанных спиралях с произвольными углами намотки. Изучались интенсивность излучения и форма ДН в зависимости от расстояний между спиралями z_2 для двух режимов: директорного (I) — ищется поле над пассивной спиралью и рефлекторного (II) — ищется поле над активной спиралью. Получили следующие данные.

1. Для $\psi_1 = \pm \psi_2$ результаты совпали с полученными в работе [2].

2. Для произвольных значений ψ_1 и ψ_2 с изменением z_2 наблюдался рост интенсивности J при z_2 , кратных $\lambda/2$. При этом:

а) для $\text{sign } \psi_1 = -\text{sign } \psi_2$ возрастание J наблюдалось при $z_2 \rightarrow 0$, тогда как для $\text{sign } \psi_1 = \text{sign } \psi_2$ возрастания при $z_2 \rightarrow 0$ не было;

б) в режиме I интенсивность оказалась больше, чем в II;

в) для противоположных углов больше, чем для одинаковых.

3. Изменением углов намотки ψ_1 , ψ_2 и расстояний между спиралями можно варьировать ширину ДН в больших пределах.

Так для режима II при $\frac{\text{ctg } \psi_1}{\text{ctg } \psi_2} = \frac{50}{20}$ были получены ДН с шириной 40° в интервале $z_2 = (1 \div 7)\lambda/16$, а при $\text{ctg } \psi_1 = \text{ctg } \psi_2 = 20$ ДН имели ширину 150° в интервале $z_2 = (9 \div 15)\lambda/16$.

Эксперименты были проведены на частоте 10^4 мГц с однозаконными спиралями при $\text{ctg } \psi_{1,2} = \pm 20; \pm 50$ в режимах I и II. Часть результатов представлена на рис. 2, из которого следует, что существует качественное подтверждение расчетных данных.

Предложенный алгоритм правильно отражает качественные закономерности в полях излучения двух связанных спиралей и может быть использован для расчета более сложных систем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сверхширокополосные антенны. Пер. с англ. под ред. Бененсона Л. С. М., «Мир», 1964. 416 с.
2. Яцук К. П., Орел С. Н., Быховец В. В. Диаграммы направленности плоской логарифмической спирали с экраном и системы связанных спиралей. — «Радиотехника и электроника», т. 19, № 8, с. 1743 — 745.
3. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. М., «Сов. радио», 1957. 483 с.
4. Эрдейи А. Асимптотические разложения. Пер. с англ., ГИФМЛ, 1962, с. 127.

УДК 621.382

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

УМНОЖЕНИЕ ЧАСТОТЫ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ДЕТЕКТОРАМИ СВЧ ИЗЛУЧЕНИЯ С ГОРЯЧИМИ НОСИТЕЛЯМИ ЗАРЯДА

Один из результатов разогрева электронного газа в полупроводниках — явление нелинейности на вольт-амперной характеристике гомогенных образцов. В данной работе рассматривается умножение частоты СВЧ сигнала вследствие разогрева электронного газа, происходящего вблизи электронно-электронного перехода малой площади.

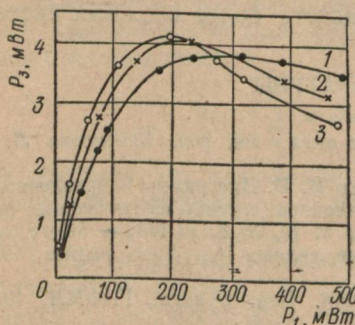
Вольт-амперная характеристика приборов с такими переходами, описанная в [1], представляется в виде полинома третьей степени

$$J = \frac{U}{R_0} + \frac{2\alpha\beta T_0 R_0}{r_k^2} \cdot \frac{U^2}{R_0^2} - \frac{\beta R_0^2}{5r_k^2} \cdot \frac{U^3}{R_0^3} = aU + bU^2 - cU^3, \quad (1)$$

где R_0 — сопротивление прибора при $U \rightarrow 0$; α — дифференциальная термо-э. д. с. полупроводника; β — коэффициент, характеризующий эффективность разогрева носителей в слабых полях; r_k — радиус электронно-электронного перехода; T_0 — температура кристаллической решетки. В выражении (1) второе слагаемое описывает нелинейность, связанную с термоэлектрическим эффектом горячих носителей, третье слагаемое есть результат полевой зависимости подвижности носителей заряда.

Если $U = U_m \cos \omega t$, то из (1) может быть легко получено выражение для тока, протекающего через прибор:

$$J = \frac{bU_m^2}{2} + \left(a - \frac{3cU_m^2}{4}\right) U_m \cos \omega t + \frac{bU_m^2}{2} \cos 2\omega t - \frac{cU_m^3}{4} \cos 3\omega t, \quad (2)$$



Зависимость мощности третьей гармоники от мощности первой гармоники, поглощаемой прибором: 1 — $R_0 = 350$ Ом; 2 — $R_0 = 400$ Ом; 3 — $R_0 = 450$ Ом.

откуда определяется эффективность преобразования по второй и третьей гармоникам

$$\eta_2 = \frac{\chi^2 P}{4R_0}, \quad (3)$$

$$\eta_3 = \frac{\beta^2 R_0^2 P^2}{200 \cdot 10^4}. \quad (4)$$

Здесь P — мощность, подаваемая на прибор; χ — его вольт-ваттная чувствительность, расчет которой проведен в [2]. Следует отметить, что полученные соотношения справедливы в режиме малых сигналов, когда разность температур электронного газа и кристаллической решетки намного меньше температуры последней.

Результаты показывают, что эффективность преобразования по второй гармонике существенно зависит от чувствительности прибора, которая может в широких пределах изменяться подачей постоянного смещения [3]. Эффективность преобразования по третьей гармонике сильно зависит от размеров перехода и от параметров полупроводника за счет величины β .

Экспериментально исследовалось умножение частоты на приборах, изготовленных из дырочного германия с удельным сопротивлением $6,5$ Ом·см. Частота основного сигнала составляла $9,5$ гГц. Установлено, что мощность третьей гармоники, в полном соответствии с (4), сильно зависит от мощности сигнала основной частоты (рисунок) и не зависит от смещения постоянным током. Мощность второй гармоники измерить не удалось из-за малой эффективности преобразования по этой гармонике, что подтверждается также расчетами по формуле (3). Эффективность преобразования по третьей гармонике начинает падать

при переходе в область больших сигналов, однако провести расчеты в этой области не представляется возможным, поскольку вольт-амперная характеристика приборов рассматриваемого типа здесь не может быть описана в достаточно простом аналитическом виде.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сатюков А. И., Светличный В. М. Вольт-амперные характеристики термоэлектрических индикаторов СВЧ излучения.— «Изв. вузов. Радиоэлектроника», 1971, т. XIV, № 1, с. 94—98.
2. Полупроводниковые индикаторы высокочастотных импульсов.— «Изв. вузов. Радиоэлектроника», 1969, т. XII, № 11, с. 1259—1267. Авт.: В. М. Светличный, В. А. Петров, В. Т. Плакий и др.
3. Сатюков А. И., Светличный В. М., Плакий В. Т. Влияние смещения на чувствительность германиевых индикаторов СВЧ-излучения с горячими носителями заряда.— «Изв. вузов. Радиоэлектроника», 1973, т. XVI, № 10, с. 35—40.

УДК 538.537.3

Е. А. ДОМАНОВА

ПОЛУПРОВОДНИКОВАЯ ЗОННАЯ ПЛАСТИНКА ФРЕНЕЛЯ

Устройство, аналогичное известной зонной пластинке Френеля, может быть создано, если в пластинке полупроводника возбудить кольцевую периодическую неоднородность плазмы.

В настоящей работе исследованы фокусирующие свойства зонной пластинки из германия n -типа с удельным сопротивлением 40 ом·см, толщиной 1,5 мм, в которой плазма возбуждалась освещением через маску или проектированием на поверхность полупроводника изображения зонной пластинки, как показано на рис. 1. Здесь 1 — излучатель, 2 — полупроводниковая пластинка, 3 — области высокой концентрации электронно-дырочной плазмы, а следовательно, малой прозрачности (освещенные области), 4 — области низкой концентрации плазмы и высокой прозрачности (области тени), 5 — осветитель. При включении осветителя на пути потока электромагнитной энергии возникает зонная пластинка Френеля, радиусы зон которой r_m могут плавно изменяться, если использовать объектив с переменным фокусным расстоянием. Значения r_m рассчитывались по формуле геометрической оптики

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b}} m\lambda.$$

Измерения проводились на длине волны $\lambda = 4$ мм и для $a = 10,5$ см, $b = 6,6$ см, радиусы зон имели следующие значения: $r_1 = 12,8$ мм, $r_2 = 18,1$ мм, $r_3 = 22,8$ мм, $r_4 = 25,6$ мм, $r_5 = 28,6$ мм, $r_6 = 31,4$ мм.

Зоны более высокого порядка вносят малый вклад в суммарное действие пластинки Френеля, и поэтому их в эксперименте не использовали. Плазма генерировалась в пределах нечетных зон Френеля. Для сравнения в измерениях применялась металлическая зонная пластинка с нечетными зонами из фольги тех же размеров, что и у полупроводника, наклеенными на пенополистирол.

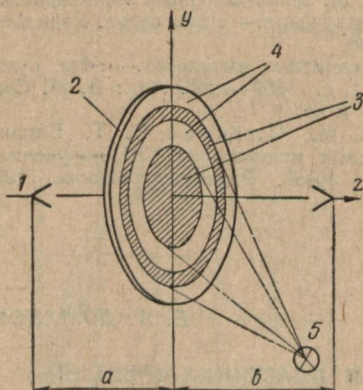


Рис. 1.

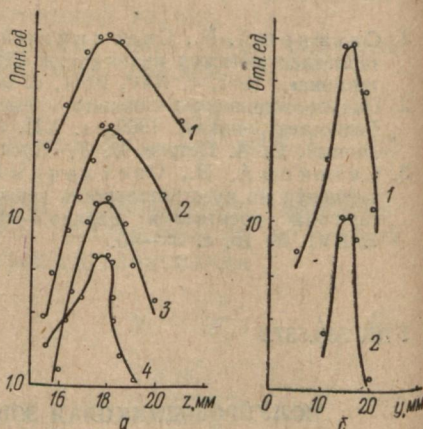


Рис. 2.

На рис. 2, а приведено экспериментальное распределение интенсивности излучения вдоль оптической оси системы z для пластинки германия при разной интенсивности освещения нечетных зон (кривые 2, 3, 4). Как видно из кривых, максимум интенсивности наблюдается при $z = 18$ см ($b = 6,6$ см), что хорошо согласуется с расчетным значением. С увеличением интенсивности света (кривые 3, 4 соответственно) возрастает проводимость полупроводниковых зон и уменьшаются интенсивность излучения в фокусе и ширина сфокусированного потока. Кривая 1 получена для металлической зонной пластинки.

На рис. 2, б представлено распределение интенсивности излучения в фокальной плоскости для металлической зонной пластинки (кривая 1) и для полупроводниковой (кривая 2).

Описанный эксперимент показывает, что при прохождении электромагнитного излучения через пластинку полупроводника с кольцевой периодически неоднородной плазмой наблюдается фокусировка излучения. Положение фокуса определяется шагом неоднородности согласно соотношению геометрической оптики. Имеется возможность менять условия создания неоднородной плазмы и соотношение проводимости различных участков полупроводника, а следовательно, положение фокуса, размеры и интенсивность излучения в фокусе.

Е. А. ДОМАНОВА, Л. А. ЗУБРИЦКИЙ, Г. И. КОМАРЬ

МЕТОД ФОТОКАЛИБРОВАННОГО ТОЧЕЧНОГО ЗОНДА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

При исследовании распределения неравновесной концентрации неосновных носителей заряда в полупроводниковых приборах часто используется точечный зонд из вольфрама с радиусом закругления 5 мкм и менее. Обратный ток точечного контакта металла с полупроводником определяется не только экстракцией неосновных носителей, но также удельным давлением, состоянием поверхности, возможностью попадания в место контакта дислокаций. При больших удельных давлениях происходит необратимая деформация кристаллической решетки и коэффициент выпрямления контакта резко снижается. При этом зонд становится мало чувствительным к изменению концентрации неосновных носителей.

Для получения однозначных значений обратного тока, пропорционального концентрации неосновных носителей, применялся метод калибровки тока точечно-контактного зонда в каждой точке постоянным по интенсивности световым потоком с использованием осветителя, дающего равномерное освещение зондируемого участка полупроводникового прибора.

При равномерном освещении однородной поверхности полупроводника можно принять постоянной фотогенерированную плотность неосновных носителей заряда. Если есть близко лежащий $p-n$ переход, могущий экстрагировать неосновные носители, достаточно отключить p -область от n -области, и потенциальный барьер его в очень короткое время понизится до величины, обеспечивающей ничтожную экстракцию (аналогично фотодиоду в режиме холостого хода).

Концентрация неосновных носителей может быть определена из соотношения

$$\frac{p}{\Delta J} = \frac{p_{\Phi}}{\Delta J_{\Phi}}, \quad (1)$$

где ΔJ_{Φ} и ΔJ — приращение тока точечного зонда при освещении и при введении избыточных неосновных носителей инжекцией; p_{Φ} и p — концентрация фотогенерированных и инжектированных дырок соответственно.

Удобно снимать зависимость концентрации с привязкой к известному уровню (относительные изменения концентрации). Известный уровень концентрации может быть найден или вблизи инжектирующего $p-n$ перехода, или по току и распределению потенциала в линейном образце. В условиях наших экспериментов p_{Φ} определялось с помощью диода с длинной и тонкой

базой из собственного германия. Для этого на средней части такого диода в режиме инжекции проводилось измерение распределения потенциала φ и плотности тока j , где концентрация неосновных носителей и электрическое поле почти однородны. Для почти собственного полупроводника ($n \approx p$) можно записать

$$p = \frac{j}{Ee(\mu_n + \mu_p)}, \quad (2)$$

где $E = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{\Delta x}$ — электрическое поле; μ_n , μ_p — подвижности электронов и дырок; e — заряд электрона. Тогда p_Φ может быть определено из соотношения (1), если измерить приращение тока зонда при освещении и при инжекции.

Возможна калибровка по интенсивности света, которая регулируется и устанавливается таким образом, чтобы $\Delta J = \Delta J_\Phi$. В этом случае относительные изменения интенсивности света равны изменениям концентрации неосновных носителей при условии $p_\Phi \sim \Phi$, где Φ — освещенность.

УДК 531.787.913.

Л. А. ЗУБРИЦКИЙ, Н. П. РАЗОВСКИЙ

СПАД КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ ТОКА В КРЕМНИЕВЫХ ТЕНЗОТРАНЗИСТОРАХ

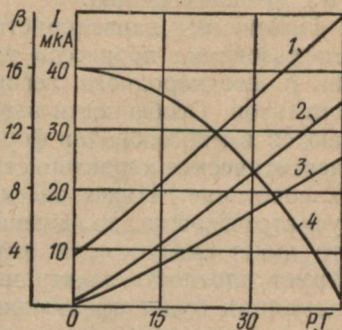
Исследовались планарные кремниевые $n-p-n$ тензотранзисторы с базой (толщины 2 и 5 $\mu\text{м}$) и эмиттером ($0,3 \times 80 \times 200 \mu\text{м}$), выполненными диффузией бора и фосфора в эпитаксиальный n -слой. Деформация небольшого участка $p-n$ перехода эмиттера обеспечивалась давлением на корундовую иглу с радиусом закругления 50 $\mu\text{м}$. Значения площадок соприкосновения (сжатия) сферы с поверхностью эмиттера были вычислены и составили для 5Г — $1,79 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2$, 15Г — $3,72 \times 10^{-7}$, 30Г — $5,92 \cdot 10^{-7}$, 45Г — $7,78 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2$. Распределение удельного давления в пределах площадки сжатия пропорционально упругой деформации кремния (при допущении небольшой ошибки, деформацией корунда можно пренебречь и удельное давление принимать обратно пропорциональным глубине продавливания кремния корундовой сферой). Остаточная деформация и необратимые изменения параметров наблюдались при нагрузках свыше 80Г.

На рисунке приведены зависимости тока базы тензотранзистора от давления (включение с общим эмиттером) при трех значениях напряжения эмиттера — база (кривая 1 $U_{эб} = 0,55 \text{ В}$; 2 — $U_{эб} = 0,45 \text{ В}$; 3 — $U_{эб} = 0,35 \text{ В}$). Кривая 4 — зависимость коэффициента усиления тока β от давления при токе базы 25 $\mu\text{А}$. С повышением давления от нуля до 45Г β меняется от 16 до 1.

В недеформированном $p-n$ переходе эмиттера при напряжении $U_{э0} = 0,45 \text{ В}$ ток менее 1 мкА . Деформация сжатия понижает потенциальный барьер $p-n$ перехода и диффузионный ток возрастает (у кремния производная ширина запрещенной зоны от давления отрицательна)*. Давление через сферу создает неоднородное деформационное поле, соответственно будет неоднородным и изменение высоты потенциального барьера — максимальным в центре и минимальным у краев площадки сжатия. Максимальный ток инжекции будет

протекать в месте наибольшего понижения высоты потенциального барьера — в центре площадки. Если в исследованном транзисторе к $p-n$ переходу эмиттера приложено менее $0,45 \text{ в}$, то в недеформированной части эмиттера инжекция практически отсутствует (во всяком случае при $T < 300 \text{ К}$) и весь ток инжекции проходит через деформированную часть эмиттера. Причем большая часть тока будет проходить через наиболее деформированную, центральную часть площадки сжатия. Локализация большой избыточной концентрации носителей обуславливает диффузию неосновных носителей не только к коллектору, но и вдоль базы. У краев площадки сжатия и, тем более, за ее пределами высота потенциального барьера $p-n$ перехода эмиттера возрастает, и он не только не обеспечивает инжекцию неосновных носителей в базу, но способен интенсивно их экстрагировать из базы. Те неосновные носители, которые диффундируют вдоль базы, частично экстрагируются самим же эмиттером и величина β снижается.

Рассмотренный механизм большого спада β в режимах малых напряжений эмиттера-базы подтверждается варьированием соотношения толщины базы и деформируемой площадки (с уменьшением диаметра сферы, но при том же удельном давлении, спад β увеличивается, а с уменьшением толщины базы становится менее интенсивным). Влияние на β увеличения плотности инжекции при деформации сказывается намного меньше.



* Физическая акустика. Под ред. У. Мэзона, т. 1Б, «Мир», 1967.

О ВОЗМОЖНОСТЯХ ДАЛЬНЕЙШЕГО ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ
ГЕНЕРАЦИИ ДИОДОВ ГАННА

Повышение эффективности генерации диодов Ганна возможно путем изменения внутренних свойств и характеристик самого диода как активного элемента и особенностей взаимодействия его с внешней цепью.

Изменение характеристик самого диода возможно за счет использования процессов ударной ионизации, изменения геометрии и неоднородного легирования активной области, влияния контактов. Особенности взаимодействия с внешней цепью заключаются в многообразии форм напряжения на диоде, улучшающих энергетические характеристики генератора. Наиболее плодотворно их сочетание. Ниже рассмотрены две такие возможности, предусматривающие включение в процессы катодного контакта. Это имеет смысл, если катодный контакт дополнительно модулирует плотность электронов в пролетной области диода*. Если модуляция будет эффективной ($n > n_0$ — равновесной концентрации) и будет происходить в нужные моменты времени, возможно увеличение эффективности в сравнении со случаем чисто омического контакта. В резонансно-пролетных режимах этого не так легко добиться, поскольку напряженность поля вне домена становится меньше E_n при образовании самого домена. В ОНОЗ режиме и гибридном E в образце в течение большей части периода намного больше E_n и именно здесь (в сильных полях) возможно включение в работу катодного контакта.

1. К процессам в диоде можно подключить ударную ионизацию у катода. Пусть на диоде действует поле $E_0 + E_1 \cos \omega t$. Распределение $E(x, t)$ таково, что максимальная напряженность всегда у катода (это возможно, например, при контакте металл — полупроводник с $\varphi_m > \varphi_{n/n}$). При максимальной напряженности электрического поля необходимо, чтобы в течение части периода у катода генерировался сгусток электронов, дрейфующих в дальнейшем к аноду.

В результате превышения $E > E_n$ ток через диод уменьшается от J_n до J_0 (минимального тока, обусловленного зависимостью $V(E)$); во второй части полупериода ток возрастает от J_0 до J_n . Если напряженность такова, что у катода за счет ударной ионизации генерируется сгусток электронов, то при достижении им анода в течение пролетного времени, определяемого средней дрейфовой скоростью и длиной диода l , ток в цепи изменяется и будет больше J_n . Если он совпадает по времени с большим

* S. P. Yn, W. Tantraporn, I. D. Young. Transit-Time negative conductance in GaAs — effect diodes. — «IEEE Trans.», ED-18, № 1971, vol. 2, p. 88.

током через диод, то это приведет к увеличению первой гармоники тока через диод и эффективности генерации. Переход в состояние с высоким КПД возможен при превышении E_0 некоторой критической величины, при которой возникает ударная ионизация у катода. Эффективность возрастает при сложной форме напряжения на диоде (рис. 1).

В рассмотренном качественном анализе комбинируются эффект Ганна и лавинно-пролетный эффект. У диодов Ганна при сложной форме напряжения эффективность по теории может достигать 30—40%, у ЛПД — ~ 60%, совмещение их может привести к эффективным ~ 40—60%.

2. К процессам в диоде можно подключить и модуляцию концентрации носителей в рабочей области диода за счет катодного контакта. На диоде действует напряженность аналогичная предыдущему случаю. Катодный контакт выполнен в виде контакта металл — полупроводник с $\varphi_m < \varphi_{n/n}$. Вблизи контакта концентрация превышает равновесную n_0 . При понижении барьера внешне приложенным полем распределение неравновесных электронов от контакта может составлять микроны. При длине ра-

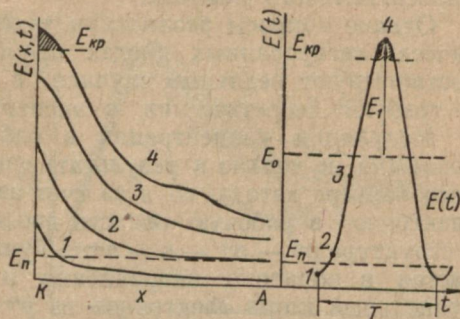


Рис. 1.

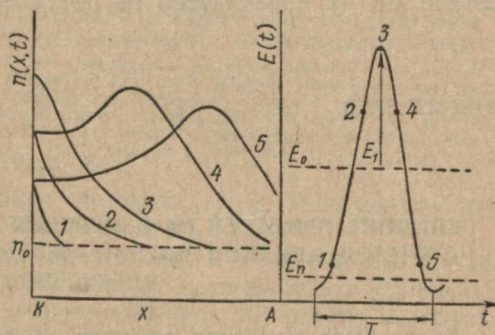


Рис. 2.

бочей области в единицы микрон внешнее поле модулирует поток электронов по концентрации. При малом поле $n > n_0$ вблизи катода; неравновесная концентрация максимальна у катода при максимальной напряженности (рис. 2); при уменьшении напряженности максимум концентрации перемещается к аноду. Приход ступка электронов на анод вызывает ток выше J_n . Если он совпадает с большим током через диод, то это увеличит эффективность генерации.

Одно из основных условий работы в данном случае — однородное электрическое поле в рабочей области диода. В реальном диоде оно неоднородно из-за большей концентрации электронов у катода. Уравнять напряженность по длине рабочей области можно геометрией рабочей области (катодный контакт меньше

анодного). Эффективность модуляции зависит от высоты потенциального барьера контакта, его изменения внешнеприложенным электрическим полем и т. д.

Модуляция проводимости рабочей области диода при сложной форме напряжения на диоде в совокупности с эффектом Ганна может привести к эффективным $\sim 40\text{--}50\%$.

Вторая возможность теоретически реализована в субкритически легированных усилителях ($n_0 < 10^{11} \text{ см}^{-2}$) в условиях малосигнального анализа.

Однако вопросы реализации такой возможности в суперкритически легированных диодах при больших сигналах, которые соответствуют реальным случаям, в настоящее время не решены и требуют теоретических и экспериментальных исследований.

Модуляция концентрации в рабочей области диода Ганна возможна не только в результате изменения высоты потенциального барьера катода, но и за счет изменения туннельного потока электронов в рабочую область диода из $p^+ - n^+$ катода диода в структуре $p^+ - n^+ - n - n^{++}$. Туннельный диод $p^+ - n^+$ включается в обратном направлении и обеспечивает меняющийся туннельный поток электронов из p^+ -области в n^+ и модуляцию проводимости n -области диода. Последняя возможность ни теоретически, ни практически не реализована.

УДК 621.382.2

Ю. В. АРКУША,

Э. Д. ПРОХОРОВ, канд. физ.-мат. наук

ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСЕЙ НА ИЗМЕРЕНИЯ $V(E)$ GaAs СВЧ-МЕТОДОМ С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ ИНЕРЦИОННОСТИ ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

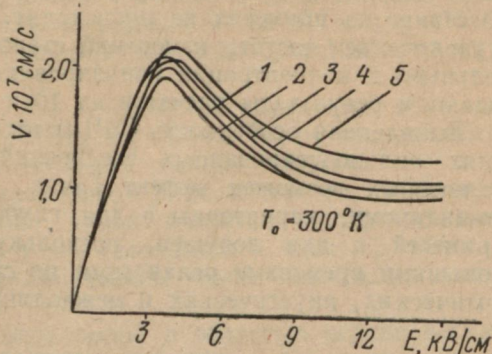
Ранее было показано влияние инерционности перераспределения электронов в GaAs на измерения $V(E)$ СВЧ-методом [1]. Рассматривали совершенный кристалл с присущими ему механизмами рассеяния. Цель настоящего сообщения — показать влияние ионизированных примесей на измерение $V(E)$ GaAs СВЧ-методом (ионизированные примеси влияют на статические зависимости $V(E)$ GaAs при концентрациях $n_0 > 10^{16} \text{ см}^{-3}$, реальных в mm -диодах Ганна).

Расчет проводили на основе двухуровневой модели GaAs ($\Gamma - X$) методом усреднения кинетического уравнения Больцмана. Функция распределения электронов в каждой из рассматриваемых долин — смещенная максвелловская. В каждой из долин учтены оптическое и акустическое рассеяние, междолинное рассеяние и рассеяние между эквивалентными долинами, а также рассеяние на ионизированных примесях. Последнее рассматри-

вали как упругое рассеяние электронов на потенциале экранированного свободными носителями тока иона примеси. Изучение его аналогично [2]. Все основные параметры GaAs, необходимые для расчетов, такие же как в [1], концентрация ионизированных примесей $n_0 \approx$ от 10^{16} см^{-3} и выше. Условия для действующей на диоде напряженности электрического поля такие же, как в [1], то же относится к особенностям восстановления зависимостей $V(E)$ GaAs с учетом инерционности перераспределения электронов между Γ -долиной и X-долинами.

Остановимся кратко на некоторых результатах расчетов зависимостей $V(E)$ GaAs (восстановленных).

На рисунке приведены восстановленные по «измерениям» СВЧ-методом зависимости $V(E)$ GaAs для случая, когда примесей нет ($n_0 = 0$) и зависимости $V(E)$ GaAs по «измерениям» СВЧ-методом, когда $n_0 \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$, здесь же даны статические зависимости $V(E)$ GaAs для $n_0 = 0$ и $n_0 = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (все зависимости теорети-



Зависимость дрейфовой скорости электронов от напряженности электрического поля: 1, 2 — статические зависимости $V(E)$ для $n_0 = 0$ и $n_0 = 1 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ соответственно; 3 — восстановленная зависимость $V(E)$ для $n_0 = 0$; 4 — восстановленная зависимость $V(E)$ для $n_0 = 1 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $f = 10 \text{ ГГц}$; 5 — восстановленная зависимость $V(E)$ для $n_0 = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $f = 25 \text{ ГГц}$.

ческие, но рассчитаны одним методом [1, 2]. Зависимости по СВЧ-методу сняты на частотах ~ 10 и 25 ГГц .

Видно, что примеси (ионизированные) влияют на измерения $V(E)$ GaAs СВЧ-методом и на статические зависимости $V(E)$ GaAs. Общий характер влияния ионизированных примесей в обоих случаях одинаков — примеси влияют на $V(E)$ лишь в области $E \sim 10 \text{ кВ/см}$, уменьшают максимальную дрейфовую скорость электронов и увеличивают пороговую напряженность электрического поля [2].

Однако есть и отличия — зависимость $V(E)$ по СВЧ-методу при $n_0 = 0$ ближе к $V(E)$ при $n_0 = 0$ по сравнению со статической зависимостью $V(E)$; $V_{\text{пор}}$ выше, $E_{\text{пор}}$ меньше, чем у статической $V(E)$. Кривая $V(E)$ по СВЧ-методу менее «чувствительна» к присутствию примесей, чем статическая зависимость. Дело в том, что времена релаксации по импульсу и энергии электронов для рассеяния на ионизированных примесях ($\tau_k^{n_0}$, $\tau_E^{n_0}$) намного больше (на порядок и более) остальных времен релаксации (оптических, акустических и междолинных). При высоких концентрациях n_0 $\tau_k^{n_0}$, $\tau_E^{n_0}$ уменьшаются и становится ощутимым вклад примесного рассеяния (при этом времена по-прежнему велики).

Если период СВЧ-колебаний СВЧ-метода $T > \tau_k^{n_0}$ и $\tau_E^{n_0}$ (что справедливо для статического случая и низких частот измерений), то рассеяние на ионизированных примесях будет отражаться на результатах восстановленных зависимостей $V(E)$ GaAs (рисунков, кривая 1, 2). При обратном соотношении времен $T < \tau_k^{n_0}$ и $\tau_E^{n_0}$ вклад примесного рассеяния в восстанавливаемую зависимость $V(E)$ меньше, чем в первом соотношении. Это обусловлено тем, что в течение СВЧ-периода или нескольких периодов рассеяние на примесях не происходит. В результате СВЧ-метод с увеличением частоты измерений становится все менее «чувствительным» к концентрации ионизированной примеси (что подтверждают и результаты расчетов на 10 и 25 ГГц, рисунок).

Выявленная особенность СВЧ-методики ценна при исследованиях сильнолегированных соединений полупроводников A_3B_5 , в которых возможен эффект Ганна. Аналогичные результаты, по-видимому, характерны и для глубоколежащих нейтральных примесей и для ловушек, поскольку они обладают намного большими временами релаксации по сравнению с рассеянием на оптических, акустических и междолинных фононах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аркуша Ю. В., Прохоров Э. Д. Некоторые результаты исследования влияния инерционности перераспределения электронов в GaAs на измерение зависимости $V(E)$ СВЧ-методом. — Вестн. Харьк. ун-та. «Радиофизика и электроника», 1977, № 151, вып. 6, с. 71—72.
2. Прохоров Э. Д., Белецкий Н. И. Зависимость скорости дрейфа от электрического поля в GaAs с учетом рассеяния на ионизированных и нейтральных примесях. — «Радиотехника и электроника», 1973, № 9, с. 1905—1909.

УДК 621.382.2

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

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НЕРАВНОВЕСНОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ В ГЕРМАНИЕВЫХ $m-p-m$ И p^+-p-p^+ СТРУКТУРАХ

Исследование вольт-амперных характеристик (ВАХ) длинных германиевых $m-p-m$ и p^+-p-p^+ структур, где m — Sn [1, 2] показало, что интегральное сопротивление структур с ростом тока через структуру может уменьшаться или увеличиваться. Интегральное сопротивление $m-p-m$ и p^+-p-p^+ структур с низкоомной p областью ($\rho_p = 0,5 \div 5$ Ом·см) увеличивается, а с высокоомной p областью ($\rho_p \leq 30$ Ом·см) уменьшается.

В связи с этим было исследовано распределение неравновесной концентрации в p области $m-p-m$ и p^+-p-p^+ структур в зависимости от тока через них.

Распределение неравновесной концентрации рассчитывали по распределению удельного сопротивления. Последнее измеряли на постоянном токе компенсационным методом с помощью двух зондов. Поверхность p области, на которую устанавливали зонды, шлифовали и промывали в кипящей дистиллированной воде. Расстояние между зондами было 0,3 мм.

Для изготовления структур использовали пластины германия p типа размерами $0,4 \times 2 \times 10$ мм³, вырезанные параллельно плоскости (111). Контакты $m-p$ и p^+-p в виде полосок размерами $0,6 \times 2$ мм² получали сплавлением Sn и In при 475°С и 550°С соответственно в атмосфере водорода. Расстояние между полосками $l = 7$ мм.

Исследование показало, что характер распределения неравновесной концентрации в структурах обоих типов определяется величиной удельного сопротивления средней области.

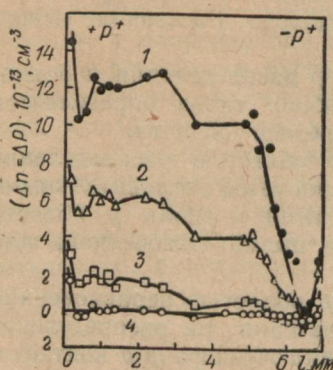
У $m-p-m$ структур с низкоомной p областью распределение неравновесной концентрации характеризуется отрицательными значениями концентрации у $m-p$ контактов и вдоль p области и положительными значениями вблизи прямо включенного $m-p$ контакта.

У $m-p-m$ структур с высокоомной p областью неравновесная концентрация имеет положительные значения. Ее распределение характеризуется максимумом у прямо включенного $m-p$ контакта, практически постоянным значением вдоль p области и небольшим увеличением у обратно включенного $m-p$ контакта. С ростом тока через структуру неравновесная концентрация увеличивается по всей p области без изменения характера распределения. Уменьшение концентрации с удалением от прямо включенного $m-p$ контакта объясняется рекомбинацией неравновесных пар электрон — дырка. Постоянные значения неравновесной концентрации вдоль p области при заданном токе через структуру свидетельствуют об отсутствии рекомбинации на этом участке.

У p^+-p-p^+ структур, так же как и у $m-p-m$ неравновесная концентрация вдоль p области в случае низкоомной p области отрицательна, а в случае высокоомной p области положительна. Однако характер распределения неравновесной концентрации у p^+-p-p^+ и $m-p-m$ структур с высокоомной p областью разный. У p^+-p-p^+ структур с удельным сопротивлением в интервале между низкими и высокими значениями ($\rho_p = 15$ Ом·см) неравновесная концентрация вдоль p области при малых токах через структуру отрицательна, а с ростом тока становится положительной (рисунок). Дальнейшее увеличение тока через p^+-p-p^+ структуру увеличивает положительные значения концентрации вдоль p области без изменения характера распределения. Характерной особенностью распределения положительной неравновесной концентрации является медленное уменьшение с удалением от инжектирующего p^+-p контакта и быстрое уменьшение вблизи обратно включенного p^+-p контакта.

Значения неравновесной концентрации $\Delta p = \Delta n < 0$, рассчитанные по измеренному удельному сопротивлению свидетельствуют о появлении на p области избыточной э. д. с., совпадающей по полярности с приложенным напряжением U . Переход от значений $\Delta p < 0$, $\Delta n < 0$ к значениям $\Delta p > 0$, $\Delta n > 0$ при увеличении тока через структуру обусловлен уменьшением доли избыточной э. д. с. в общем напряжении на структуре.

Следует отметить, что $\Delta p < 0$ и $\Delta n < 0$ в структурах обоих типов получаются при токах, соответствующих неравенству кон-



Распределение концентрации неравновесных носителей заряда $\Delta n = \Delta p$ вдоль p области p^+-p-p^+ структуры с $r_p = 15$ Ом · см

при токах через структуру:

1 — 1 мА, 2 — 10 мА, 3 — 15 мА,
4 — 20 мА.

центраций основных и неосновных носителей заряда $p_p + \Delta p \gg n_p + \Delta n$. При токах через структуры, обеспечивающих $\Delta p > 0$ и $\Delta n > 0$, концентрации $p_p + \Delta p$ и $n_p + \Delta n$ становятся сравнимы за счет $\Delta p = \Delta n \gg n_p$. В структурах с высокоомной p областью соизмеримые значения концентраций p_p и n_p обеспечивают положительные значения неравновесной концентрации.

Непрерывность величин тока вдоль диодной структуры при уменьшении тока неосновных носителей заряда за счет рекомбинации обеспечивается ростом дрейфового тока основных носителей заряда [3]. Исходя из этого, в $m-p-m$ и p^+-p-p^+ структурах измеренные неравновесные концентрации должны быть положительными.

Таким образом, отрицательные значения концентрации в p области $m-p-m$ и p^+-p-p^+ структур обусловлены неизвестной особенностью неравновесных процессов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шеховцов Н. А., Мишнев А. А. Влияние магнитного поля на вольт-амперные характеристики германиевых p^+-p-m и $m-p-m$ структур. — «Физика и техника полупроводников», 1973, т. 7, № 1, с. 66—71.
2. Шеховцов Н. А., Мишнев А. А. Влияние магнитного поля на процесс образования отрицательного дифференциального сопротивления в германиевых $m-p-m$ и p^+-p-p^+ структурах. — «Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», вып. 2, 1973, с. 81—84.
3. Р. Д. Миддлбрук. Введение в теорию транзисторов. М., Атомиздат, 1960. 304 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА РАЗРЯД
С НИКЕЛЕВЫМ ЦИЛИНДРИЧЕСКИМ ПОЛЫМ КАТОДОМ В ГЕЛИИ

В настоящее время объем сведений по вопросу исследования разряда с полым катодом в магнитном поле довольно ограничен [1—4]. Кроме того, сопоставление имеющихся данных затруднено тем, что они получены разными авторами для различных конструкций газоразрядных трубок, материалов, формы и размеров полых катодов, диапазона давлений и рода газа, при различном направлении магнитного поля. В большинстве работ изучается разряд с плоским катодом. Однако практическое применение чаще находят конструкции с цилиндрическим полым катодом.

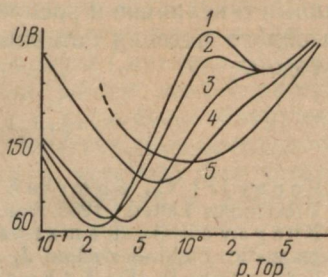
В настоящей работе исследовано влияние поперечного магнитного поля на характеристики разряда с никелевым цилиндрическим полым катодом в гелии. Данная пара материал катода — газ выбрана потому, что в области оптимальных давлений она дает напряжение горения разряда с полым катодом меньше, чем для всех других исследованных нами материалов и газов.

Разрядную трубку, конструкция которой аналогична описанной в работе [4] (диаметр катода 30 мм, длина 200 мм), помещали по оси соленоида, позволявшего получать магнитное поле с напряженностью H до 1200 Э. После зажигания разряда в такой системе магнитное поле перпендикулярно к электрическому в катодной области и не оказывает прямого воздействия на движение электронов в направлении анодов. Все измерения проводили в режиме непрерывного протекания через трубку спектрально чистого гелия.

Нами исследовано влияние магнитного поля на зависимость напряжения горения (U_r) от давления и разрядный ток. На рисунке приведены зависимости U_r от давления при фиксированном разрядном токе 100 мА. Кривые 1, 2, 3, 4, 5 соответствуют напряженности магнитного поля 0, 80, 250, 520 и 880 Эрстед.

Анализируя эти зависимости, можно выделить три области давлений: 1) $p = 0,1 \div 0,3$ Тор. U_r с ростом H возрастает; 2) $p = 0,3 \div 1$ Тор. U_r с ростом H сначала убывает, а затем возрастает; 3) $p = 1 \div 10$ Тор. U_r с ростом H убывает.

Минимум зависимости U_r от давления в магнитном поле смещается в сторону больших давлений и значение U_r в минимуме возрастает. При больших H вид зависимости $U_r = f(p)$, как видно из рисунка, существенно изменяется.



Наложение магнитного поля приводит к резкому возрастанию разрядного тока, значение которого в максимуме для $U_r = 145$ В в 40 раз и для $U_r = 150$ В в 20 раз больше величины разрядного тока в отсутствие магнитного поля.

Анализ результатов, полученных в данной работе, а также в [4] показывает, что принцип эквивалентного давления, на основании которого объясняется влияние магнитного поля на разряд с полым катодом в работе [1], в нашем случае несправедлив. Более приемлемой, на наш взгляд, является точка зрения, принятая в работе [2]. По-видимому, объяснение эффектов, вызываемых магнитным полем, необходимо искать из расчета и анализа траекторий электронов в поперечном сечении катодной полости. Однако решение такой задачи затруднено отсутствием данных о величине и распределении электрического поля в области катодного падения потенциала разряда с цилиндрическим полым катодом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Popovici C., Somesan M. Hollow—Cathode in a magnetic Field Electronics Letters, 1965, vol. 1, N 2, p. 29—52.
2. Bhagavat G., Ramachandra D. Hollow—Cathode Discharge in a magnetic Field.—«Indian J. Pure Appl. Phys.», 1965, N 3, p. 149—151.
3. Каримов Р. Г., Климкин В. М. Влияние продольного магнитного поля на разряд с полым катодом.—«Изв. вузов. Физика», 1973, № 6, с. 154—155.
4. Ткаченко В. М., Тютюнник В. Б. Разряд с полым катодом в магнитном поле.—«Журн. тех. физики», 1972, 42, вып. 1, с. 67—70.

УДК 537.526.6

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

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ОСВЕТИТЕЛЕЙ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМПУЛЬСНЫХ ЛАМП НАКАЧКИ

Работа импульсных ламп в системе накачки ОКГ имеет ряд особенностей по сравнению с работой в открытом объеме. Две из них, на наш взгляд, заслуживают особого внимания. 1. Помещение ламп в осветитель искажает распределение потенциала между ее электродами и изменяет величины, определяющие условия возникновения разряда. 2. Отраженное осветителем излучение снова возвращается в лампу и частично поглощается в ней, что вызывает дополнительное увеличение температуры плазмы и колбы лампы и приводит к изменению электрических, оптических и эксплуатационных характеристик ламп (электропроводности σ , спектральной мощности излучения W_λ и др.).

В настоящей работе приведены результаты сравнительных исследований некоторых электрических и оптических характеристик трубчатых ламп, работающих как в открытом объеме, так и в комплекте с зеркальным, диффузным и интерференционным осветителями цилиндрической конструкции. Осветители изготовляли из кварцевых трубок, на наружную поверхность которых наносили отражающее покрытие.

Одновременное осциллографирование импульсов разрядного тока и напряжения на лампе и расчет по этим данным электропроводности плазмы позволили установить, что для всех исследованных типов ламп, помещение их в зеркальный осветитель увеличивает амплитудные значения плотности разрядного тока j_m на 12%, в диффузном — на 8%. Например, для ИФП 1200-2 при удельной подводимой мощности $P_{уд} = 400 \text{ кВт/см}^3$ j_m изменяется от 3,4 до 3,8 кА/см^2 . Соответственно σ увеличивается от 34 до 39 $\text{Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$, т. е. на 15%. Температура плазмы для приведенных значений σ , вычисленная по формуле Спитцера [1], увеличивается от $11 \cdot 10^3$ до $12 \cdot 10^3$ К. При работе ламп с интерференционным осветителем увеличения σ и j_m не было обнаружено.

Для исследования оптических характеристик ламп использовали монохроматор УМ-2, за выходной щелью которого был установлен фотоумножитель ФЭУ-79. Лампы помещали в осветитель, в противоположных стенках отражающих покрытий которого вырезали окна размером $5 \times 5 \text{ мм}^2$. Через одно из этих окон излучение лампы попадало на входную щель УМ-2. Другое окно вырезали для устранения влияния отраженного излучения. Перед окном устанавливали диафрагму с круглым отверстием диаметром 2 мм, жестко укрепленную на торце зачерненной трубы, по которой излучение попадало на входную щель УМ-2. При смене осветителей диафрагма не изменялась.

Спектральную чувствительность системы $C(\lambda)$ целесообразно определить как соотношение тока ФЭУ i_φ к спектральной мощности излучения ΔP_λ , падающей на входную щель УМ-2 и выразить в единицах А/Вт . Методика определения C_λ описана в работе [2].

Полную мощность излучения W_λ из 1 см^3 плазмы в расчете на 1 нм находили по формуле

$$W_\lambda = \frac{\Delta P_\lambda S_n}{\Delta V \Delta \lambda d f_1} \left(\frac{\text{Вт}}{\text{см}^3 \cdot \text{нм}} \right), \quad (1)$$

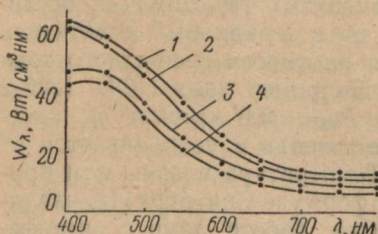
где $S_n = 4\pi r^2$. Объем ΔV определяли путем геометрических построений и, в основном, диаметром отверстия диафрагмы.

На рисунке представлено спектральное распределение W_λ лампы ИФП 1200—2 ($C = 450 \text{ мкФ}$, $L = 100 \text{ мкГн}$, $U_0 = 2 \text{ кВ}$) для момента времени $t = 500 \text{ мкс}$. Погрешность определения W_λ не превышает 20%. Из рисунка видно, что наибольшее влияние на W_λ оказывает зеркальный осветитель.

Если считать, что на квазистационарной стадии разряда весь объем лампы заполнен плазмой, то можно определить полную

энергию вспышки всей лампы $Q_\lambda = \frac{V_\lambda \tau_u}{4\pi} \int W_\lambda dt$ (Дж/стер·нм), где

V_λ — объем разрядного промежутка лампы в см³, а τ_u — длительность импульса излучения, а затем по данным Q_λ найти спектральный КПД η_λ всей лампы и по методике, изложенной в [3], определить температуру плазмы для максимума излучения. Например, для $W_\lambda = 40$ Вт/см³нм, $V_\lambda = 4,6$ см³, $\tau_u = 1,2$ мс,



Спектральное распределение мощности излучения для лампы ИФП 1200-2; $L = 100$ мкГн, $C = 450$ мкФ, $U_0 = 2$ кВ. $t = 500$ мкс.

Кривые 1, 2, 3, 4 — соответственно для ламп в зеркальном, диффузном, интерференционном осветителях и открытом объеме.

$C = 450$ мкФ, $U_0 = 2$ кВ, $Q_\lambda = 3,5 \cdot 10^{-2}$ Дж·стер⁻¹нм⁻¹, а η_λ равен $4 \cdot 10^{-5}$ стер⁻¹нм⁻¹. Рассчитанные по этим данным значения T показывают, что при изменении j_m от 2,5 до 4,5 кА/см² температура плазмы в лампе ИФП 1200-2 растет от $11 \cdot 10^3$ до $13 \cdot 10^3$ К если лампа в открытом объеме и от $11 \cdot 10^3$ до $14 \cdot 10^3$ К, если лампа в зеркальном осветителе.

Показатель поглощения плазмы R_λ измеряли путем просвечивания исследуемой лампы ИФП 1200-2 излучением такой же лампы. Спектральные интервалы выделялись интерференционными

фильтрами в области 408 и 540 нм: Приемником излучения служил фотоэлемент Ф-13, сигнал с которого регистрировался осциллографом С8-2. При использовании этой методики исключаются погрешности, связанные с поглощением излучения в стенках лампы. В области 408 нм для $t = 500$ мкс R_λ изменяется от 0,1 до 1 см⁻¹ при изменении j_m от 2 до 5 кА/см², если лампа без осветителя. При $\lambda = 540$ нм и таком же изменении j_m , R_λ изменяется от 0,3 до 1,5 см⁻¹. Для лампы, помещенной в зеркальный осветитель, R_λ изменяется от 0,1 до 1,3 см⁻¹ при $\lambda = 408$ нм и от 0,3 до 1,7 см⁻¹ при $\lambda = 540$ нм. Эти данные получены усреднением по трем лампам.

Проведенные исследования дают возможность заключить следующее.

1. Удельная электропроводность плазмы увеличивается на 15%, а плотность тока разряда — на 8—12%.
2. Отраженное осветителем излучение лампы изменяет ее оптические характеристики. Спектральная мощность излучения в диапазоне 400—800 нм увеличивается на ~50% в случае зеркального осветителя и на ~40% в случае диффузного. Коэффициент поглощения плазмы увеличивается на ~15—17%. С интерференционным осветителем существенного изменения оптических характеристик не наблюдалось.

3. С увеличением удельной подводимой мощности степень влияния отраженного осветителем излучения лампы возрастает.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Спитцер Л. Физика полностью ионизированного газа. М., «Мир», 1965. 183 с.
2. Винокуров Н. И., Костин В. Н. Спектрофотометрические исследования начальных стадий импульсного разряда в длинных трубках.— «Электр. техн.», 1969, сер. ГРП, вып. 3, с. 25—32.
3. Измерение показателя поглощения трубчатых импульсных ламп.— В кн.: Импульсная фотометрия. Л., «Машиностроение», 1969, с. 136—144. Авт.: Л. И. Гаврилова, А. С. Дойников, В. Г. Игнатьев, В. Е. Мнускин.

УДК 621.382

В. М. МЕДВЕДЕВ

«МЯГКИЙ» РЕЖИМ ПИТАНИЯ ФОТОУМНОЖИТЕЛЯ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ СЛАБЫХ ПОТОКОВ

При создании установки для регистрации сверхслабого свечения особое внимание уделяется выбору фотоумножителя. Этот вопрос разрешается путем конкретизации характеристик исследуемого источника света, подлежащего излучению. Далее следует выбор оптимального режима питания ФЭУ. На практике предлагаемый изготовителем паспортный режим не всегда является приемлемым при использовании ФЭУ в режиме счета одиночных фотонов малой интенсивности. В связи с этим часто возникают трудности при подборе фотоумножителей, удовлетворяющих необходимой чувствительности.

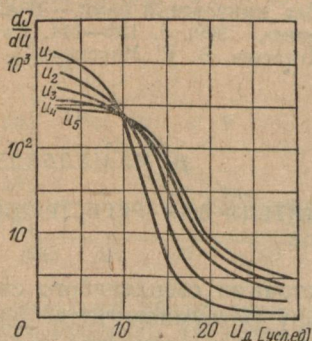
В данной работе исследованы восемь фотоумножителей типа ФЭУ-42 для выбора оптимального режима питания соответствующего максимальному отношению сигнал — шум. Приведены характерные данные, полученные при анализе характеристик исследованных фотоумножителей.

Изучение и выбор соответствующих напряжений на диодах основывался на детальном рассмотрении темновых шумов фотоумножителя. Учтены компоненты, вносящие весомый вклад в общий темновой фон. К ним относятся: термоэлектронная эмиссия катода, дробовой шум, автоэлектронная эмиссия, ионная и оптическая обратные связи, фликер-эффект фотокатода, шум Джонсона, шум среднеквадратичной флуктуации вторичной эмиссии [1—3]. Более подробный анализ перечисленных компонент темнового шума читатель найдет в приведенной литературе.

В нашей работе аналитическое выражение данных компонент использовались в целях выяснения основных параметров, влияющих на их величину и возможности устранения. При выборе делителя необходимо учитывать конкретную задачу исследования, т. е. приблизительные свойства изучаемого источника. К ним относятся предполагаемая интенсивность (по отношению

к темновой) и предполагаемая природа излучения (пачка или одиночные кванты). Первое определяет оптимальное значение сигнал — шум, второе — режим дискриминации выходных импульсов.

В данном случае задача сводилась к регистрации одиночных квантов света, спонтанно излучаемых биологическими субстратами. Интенсивность такого рода излучений лежит в пределах десятков-сотен актов в секунду. Исследуемый сигнал мало от-



Амплитудное распределение темнового тока при различных напряжениях между последним диодом и анодом.

личен от тепловой компоненты. Так, энергия квантов видимой области лежит в пределах 1,7—4,5 эВ, работа выхода сурьмяно-цезиевого катода ($\Phi = 1,5$ эВ).

Вылетевшие электроны обладают энергией 0,2—3 эВ, что практически неотличимо от энергии тепловых электронов. Режим работы ФЭУ определяется также тем, что все фотоны, регистрируемые фотоумножителем, с гарантией должны быть разрешены во времени. Так, если время пролета одной лавины в приборе $T = 10^{-8}$ сек, то при частоте $\nu = 10^4$ отношение равно 10^4 , что дает хорошее разрешение процессов во времени.

Для выбора режима питания ФЭУ были сняты счетные характеристики в темновом режиме с однофотонной подсветкой с различными напряжениями на диодах. Показано, что при напряжениях, на 10—60% меньших паспортных, практически у всех ФЭУ обнаружены «одноэлектронные» режимы, в то время как в паспортном режиме питания все фотоумножители не имели плато «одноэлектронной» компоненты.

Зависимости отношения сигнал — шум от напряжения анод — катод при выбранных оптимальных соотношениях напряжений между диодами указывают, что максимальное значение сигнал — шум получается при общем напряжении анод — катод до 10^3 В, что значительно ниже паспортных значений.

Исследование влияния напряжения между последним диодом — анодом показало, что уменьшение этого напряжения приводит к уменьшению темновых импульсов в оптимальной области дискриминаций (10—20 усл. ед.) (рисунок), для всех исследованных образцов ФЭУ оптимальное значение лежит в пределах 25—30 В.

Таким образом, при использовании фотоумножителей для регистрации одиночных фотонов малой интенсивности напряжения на диодах должны быть низкими.

При этом значительно ухудшаются коэффициент усиления и время пролета, но улучшается отношение сигнал — шум.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Чечик Н. О., Файнштейн С. М., Лифшиц Т. М. Электронный фотоумножитель. М., Гостехиздат, 1957, с. 15—28.
2. Грановский В. Л. Электрические флуктуации. М.—Л., ОНТИ, с. 6—9.
3. Перцев А. Н., Писаревский А. Н. Одноэлектронные характеристики ФЭУ и их применение. М., Атомиздат, 1971, с. 4—7.

УДК 681.3:53.083.2:662.66

Ю. Г. ТКАЧ, В. П. ИКОНОМОПУЛО,
Я. С. ЛЕБЕДЕВ, Л. Д. СТЕПИН

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ЛИНЕЙНЫХ ЦИФРОВЫХ ФИЛЬТРОВ ДЛЯ РАЗДЕЛЕНИЯ СИГНАЛОВ ЭПР В УГЛЯХ

Электронный парамагнитный резонанс в веществах органической массы углей (ОМУ) обусловлен существованием двух типов парамагнитных центров (ПМЦ) и, следовательно, регистрируемый ЭПР-спектр и рассчитываемая концентрация являются суммарными.

Известно несколько способов разделения сигналов ЭПР от разных типов ПМЦ. Это применение миллиметровой ЭПР-спектроскопии или методов, основанных на различии релаксационных характеристик ПМЦ.

Трудности приобретения релаксометрической и миллиметровой ЭПР-аппаратуры ограничивают применение этих методов. Для анализа сигнала ЭПР веществ ОМУ мы применили математический метод линейных цифровых фильтров (МЛЦФ).

Известно, что механизмы уширения действуют на каждую линию в отдельности, поэтому их действие в целом на спектр можно выразить линейным оператором Фредгольма

$$f(t) = \int_{-\infty}^{\infty} k(t, \tau) \varphi(\tau) d\tau, \quad (1)$$

где $f(t)$ — наблюдаемый спектр ЭПР; $\varphi(\tau)$ — спектр неуширенных линий; $k(t, \tau)$ — аналитическая функция. Задача вычисления хорошо разрешенного спектра $\varphi(\tau)$ из (1) является некорректно поставленной и в общем случае не имеет решения. Если разбить множество сигналов $\{\varphi(t)\}$ на классы функций определенного вида (например, гауссовы, лоренцовые и т. п.), то каждый такой класс представляет собой компактное подмножество, и это обеспечивает задаче корректность, а ее решению — единственность и стремление к точному решению при уменьшении погрешности измерений наблюдаемого спектра [1]. Известно много способов решения этой задачи — от примитивных, основанных на наглядных представлениях методов и различных вариантов подбора решения, до сложных поисковых алгоритмов, где используется идея регуляризирующего оператора [1]

и трудоемкие методы поиска. Сложные методы требуют использования крупных вычислительных машин с большим быстродействием и объемом памяти; простыми методами хотя иногда и удастся получить решение, но невозможно оценить его точность. Идея метода цифровой фильтрации [3], который лишен этих недостатков, заключается в следующем.

Всякое искусственное улучшение разрешенности сигнала связано с перераспределением его энергии по частотам так, что доля энергии, сосредоточенной в высокочастотной области, увеличивается. Необходимым условием при этом является сохранение формы и положения каждой линии сигнала. Но так как сигнал ЭПР в малометаморфизованных углях содержит узкий сигнал лоренцовой формы, разрешенность суммарного спектра ЭПР будет увеличена, а положение и форма широкого и узкого сигналов не изменится, если частотный спектр сигнала (т. е. Фурье-образ сигнала $\tilde{f}(\omega)$) умножить на возрастающую функцию $\tilde{h}(\omega) = \exp\left(\frac{\sqrt{3}}{2} \delta |\omega|\right)$, где δ — разница в ширине каждой линии до и после сужения.

Пусть для регистрации сигнал $f(t)$ измерен N раз через равные интервалы времени Δ с относительной среднеквадратичной погрешностью σ_n . Сигнал $f(t)$ является определенной всюду на $-\infty \leq t \leq \infty$ функцией с интегрируемым квадратом, поэтому для него интерполяция по измеренным значениям приводит к частной сумме ряда Котельникова

$$f_{N,\Delta}(t) = \sum_{k=-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}} f(k\Delta) \frac{\sin \frac{\pi}{\Delta} (t - k\Delta)}{\frac{\pi}{\Delta} (t - k\Delta)}. \quad (2)$$

Функция $f_{N,\Delta}(t)$ — целая аналитическая функция. Ее частотный спектр $\tilde{f}_{N,\Delta}(\omega) \equiv 0$ при $|\omega| > \frac{\pi}{\Delta}$ [2]. Произведению $\tilde{f}_{N,\Delta}(\omega) \times \tilde{h}(\omega)$ соответствует во временной области функция (описывающая сигнал с улучшенной разрешенностью)

$$f_{N,\Delta}(t) * h(t) = \sum_{k=-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}} f(k\Delta) h(t - k\Delta). \quad (3)$$

Здесь

$$h(t) = \frac{\Delta}{\pi} \int_0^{\pi/\Delta} \tilde{h}(\omega) \cos \omega t d\omega.$$

Если $f(t)$ — сумма сдвинутых во времени лоренцовых линий, то

$$\tilde{h}(\omega) = \exp\left(\frac{\sqrt{3}}{2} \delta |\omega|\right)$$

$$h(t) = \frac{e^{m\{rt \sin rt + m \cos rt\}} - m}{m^2 + r^2 t^2}, \quad (4)$$

где

$$m = \frac{\sqrt{3}}{2} \pi \frac{\delta}{\Delta}, \quad r = \frac{\pi}{\Delta}.$$

Таким образом, спектр с улучшенной разрешенностью получается в результате фильтрации совокупности измеренных значений $\{f(k\Delta)\}$ наблюдаемого спектра цифровым фильтром (3) с коэффициентами $h(t - k\Delta)$, вычисляемыми по формуле (4).

Другими словами, выражение (3) является алгоритмом для составления программы искусственного улучшения разрешенности сигнала ЭПР.

Для получения уравнения, позволяющего вычислить оптимальный шаг фильтрации Δ/Δ_n , найдем квадрат среднеквадратичного отклонения вычисленного спектра ЭПР от точного:

$$d^2 = \left\{ \frac{\Delta}{\pi} \int_0^{\pi/\Delta} |\tilde{h}(\omega)|^2 d\omega \right\} \sigma_n^2 + 6 \int_{\pi/\Delta}^{\infty} |\tilde{h}(\omega) \tilde{f}(\omega)|^2 d\omega. \quad (5)$$

Дифференцируя правую часть по Δ и приравнивая производную к нулю, получим, что минимальное отклонение для лоренцовых линий будет при Δ/Δ_n , которое удовлетворяет уравнению

$$\frac{e^{2m}}{2m} = e^{2m} \left[1 - \frac{3}{\sigma_n^2} \left(\sqrt{3} \pi \frac{\Delta_n}{\Delta} - 2m \right) \exp \left(-\sqrt{3} \pi \frac{\Delta_n}{\Delta} \right) \right]. \quad (6)$$

Квадрат минимального отклонения равен

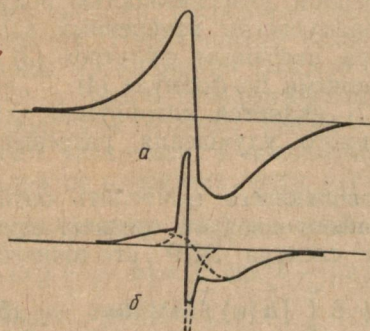
$$\begin{aligned} \min d^2 = e^{2m} \left\{ \sigma_n^2 + 3 \exp \left(-\sqrt{3} \pi \frac{\Delta_n}{\Delta} \right) \right\} - 3 \sqrt{3} \pi \frac{\Delta_n}{\Delta} \exp \times \\ \times \left(-\sqrt{3} \pi \frac{\Delta_n - \delta}{\Delta} \right). \end{aligned} \quad (7)$$

Замечателен тот факт, что вычисление оптимального шага фильтрации Δ/Δ_n из (6) дает при значительном сужении линий (вдвое и более) такие же результаты, как решение следующей задачи интерполяции полиномами (2). Квадрат ошибки интерполяции (при нормировке $\int_{-\infty}^{\infty} |f(t)|^2 dt = 1$) есть

$$d^2(f, f_{N, \Delta}) = \sigma_n^2 + 6 \int_{\pi/\Delta}^{\infty} |\tilde{f}(\omega)|^2 d\omega + \int_{-\infty}^{-\frac{N\Delta}{2}} |f(t)|^2 dt + \int_{\frac{N\Delta}{2}}^{\infty} |f(t)|^2 dt. \quad (8)$$

Ошибка интерполяции складывается из случайной и координатной ошибок и уменьшается при $1/\Delta \rightarrow \infty$ или $N\Delta \rightarrow \infty$ и в пределе совпадает с ошибкой измерений. Однако дополнительное

Требование экономичности регистрации, т. е. регистрации с минимальным количеством измерений сигнала, но достаточным для того, чтобы среднеквадратичная координатная ошибка не превосходила среднеквадратичную случайную ошибку измерений, дает единственное для каждого значения σ_n решение интерполяционной задачи ($N, \Delta/\Delta_n$). В этом решении величина Δ/Δ_n совпадает с вычисленной по уравнению (6). Таким образом, условия экономичной регистрации сигналов ЭПР одинаковы с условиями их оптимальной цифровой фильтрации фильтром (3).



Пример обработки спектра ЭПР термообработанного образца угля «Д» по методу линейных цифровых фильтров: а — исходный спектр; б — обостренный по МЛЦФ.

Возможности метода линейных цифровых фильтров проверяли на прогретых до разных температур и вакуумированных до 10^{-3} мм Нг образцах угля Д, поскольку по имеющимся предварительным данным соотношение концентрации ПМЦ, дающих широкую и узкую линии в спектре ЭПР, у этого угля самое близкое и, следовательно, разделение должно быть самым эффективным.

Спектры ЭПР обрабатывали по МЛЦФ с помощью системы автоматизированной математической обработки спектров ЭПР,

разработанной в лаборатории химической радиоспектроскопии ИХФ АН СССР и состоящей из накопителя спектров «С-1024», ЭВМ «Мир-1» и графикопостроителя. На рисунке показан исходный (а) и обостренный (б) спектр ЭПР образца угля «Д», прогретого до температуры 350°C . Результаты расчетов отношения интенсивности узкого и широкого сигналов, а также значения суммарной концентрации ПМЦ в образцах угля «Д», термообработанных при разных температурах, приведены в таблице.

Показатель	Температура обработки образцов угля «Д» $^\circ\text{C}$									
	20	100	150	200	250	300	350	400	450	500
Отношение интенсивностей узкого и широкого сигналов $K_{у/ш}$, определяемое по МЛЦФ (отн. ед.)	1,74	1,71	1,68	1,68	1,64	1,71	1,81	1,75	1,26	1,00
Суммарная концентрация ПМЦ N_Σ (отн. ед.)	1,00	1,01	1,02	1,03	1,04	1,04	1,05	1,11	1,16	1,34

Из таблицы видно, что после температуры 350°C начинается резкое уменьшение отношения $K_{у/ш}$ при одновременном увели-

чении суммарной концентрации ПМЦ. По нашему мнению, это свидетельствует о преобладающем протекании процессов зарождения и формирования ПМЦ, дающих широкую линию в спектрах ЭПР термообработанных образцов угля Д.

Протекание процессов десорбции кислорода, связанного со структурой органической массы углей «физически» или «квазихимически» [4], затрудняет интерпретацию наблюдаемых изменений значений $K_{у/ш}$ и N_2 в интервале температур 20—350°С.

Спектр термообработанного при 600°С образца угля «Д» не обострился и имел ширину узкой линии. Возможно, это связано с тем, что до температуры 600°С уже прошли глубокие деструкционные и поликонденсационные процессы, сформировалась более однородная чем при 500°С структура полукокса, а за счет увеличения концентрации, и как следствие, сильных обменных взаимодействий, линия сузилась.

Таким образом, математическая обработка спектров ЭПР мало-метаморфизованного угля по методу линейных цифровых фильтров позволяет получать новую информацию, а именно — количественные оценки изменения соотношения интенсивностей узкого и широкого сигналов. Дальнейшая доработка программы МЛЦФ позволит получать отдельные значения концентраций локальных ПМЦ и ПМЦ с развитым π -сопряжением.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. М., «Наука», 1974. 156 с.
2. Хургин Я. И., Яковлев В. П. Методы теории целых функций в радиофизике, теории связи и оптике. М., Физматгиз, 1962. 240 с.
3. Кач Ю. Г., Добряков С. Н., Лебедев Я. С. — «Физическая химия», вып. 8, 1977, с. 20—25.
4. Инграм Д. Электронный парамагнитный резонанс в свободных радикалах. М., ИЛ, 1961. 186 с.

УДК 535.34.083.2.088

А. С. ПОГОРЕЛОВ, Л. Д. СТЕПИН, канд. физ.-мат. наук

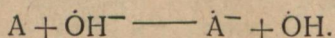
ЭПР ВОДНЫХ РАСТВОРОВ ХЛОРАНИЛА

При синтезировании комплексов с переносом заряда хлоранила с биологически важными молекулами в качестве растворителя используется вода. Известно, что растворители могут принимать активное участие в комплексообразовании. Однако считается, что хлоранил нерастворим в воде и данных о взаимодействии этого распространенного акцептора с водой в литературе нет.

Взвесь хлоранила в воде (245 мг $C_6Cl_4O_2$ на 50 мл H_2O) помещали в термостат и выдерживали при различных температурах

в течение одного часа. Затем взвесь фильтровали и раствор в стеклянном капилляре с внутренним диаметром 0,5 мм помещали в рабочий резонатор спектрометра РЭ-1301. Полученные образцы обладают интенсивным сигналом ЭПР, который представляет собой одиночную практически симметричную линию с g -фактором, близким к 2,006 и шириной около 6 эрстед. Анализ линии методом линейных анаморфоз показал, что между точками максимального наклона сигнал поглощения имеет лоренцеву, а на крыльях — гауссову форму. Интенсивность сигнала поглощения непрерывно растет с повышением температуры выдерживания взвеси в термостате. Так, для температур 30 и 50°С отношение интенсивностей составляет $\frac{I_{30^\circ\text{C}}}{I_{50^\circ\text{C}}} = 0,6$. Полученные сигналы ЭПР быстро уменьшаются по интенсивности, следуя экспоненциальному закону с характеристическим временем $\tau = 16,2$ мин. Свежеприготовленный раствор хлоранила в ацетоне также обнаруживает сигнал ЭПР поглощения, характеризующийся таким же g -фактором и шириной линии. Интенсивность поглощения ацетонового раствора в 1,2 раза меньше и обладает более крутой временной зависимостью (характеристическое время $\tau = 5,6$) по сравнению с водным раствором. Аналогичный сигнал наблюдается и в смешанном 50%-ном водно-ацетоновом растворе, но интенсивность его в 1,5 раза больше, чем для водного раствора, и падает по экспоненте с $\tau = 9,2$ мин.

Идентичность формы линии поглощения для этих систем позволяет предположить, что за наличие парамагнитного поглощения отвечает один и тот же механизм. Так как во всех трех системах принимает участие вода, то естественно предположить, что хлоранил каким-то образом взаимодействует с водой. Известно, что в растворах сильные акцепторы (А) могут взаимодействовать с ионами гидроксила (ОН) по следующей схеме [1]:

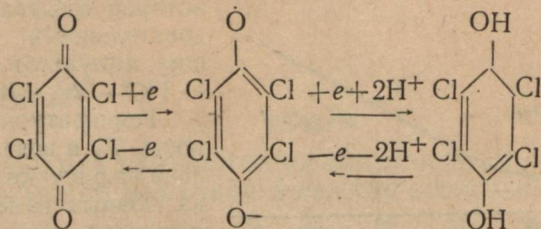


Образующиеся при этом радикалы гидроксила могут как взаимодействовать между собой, образуя перекись водорода, так и стабилизироваться молекулами акцептора. Справедливость этого предположения доказывает тот факт, что наблюдаемый в исследуемых водных системах спектр ЭПР идентичен спектру анион-радикала хлоранила [1]. Роль ацетона в исследуемых системах сводится лишь к повышению растворимости хлоранила, что ускоряет реакцию восстановления хинона, и некоторому повышению pH среды.

Таким образом, можно предположить, что фильтрат взвеси хлоранила в воде представляет собой слабый раствор хлоранила, в котором происходит взаимодействие хинона с ионами гидроксила. Оптический спектр водного раствора хлоранила имеет 2 максимума, главный при $34,2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ и дополнительный при $18,4 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$, ширина основного пика на уровне половинной

поглощаемой мощности равна $4,2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$. Полученные нами оптические спектры близки к спектрам водно-спиртового раствора хлоранила, полученным в [2]. Некоторые различия в частотах пиков поглощения в ширине главного пика объясняются влиянием этилового спирта как растворителя на спектры поглощения.

Результаты проведенных исследований позволяют предположить, что хлоранил растворяется в воде и, взаимодействуя с ионами гидроксила, восстанавливается до тетрахлоргидрохинона, имея в качестве промежуточного продукта регистрируемый методом ЭПР семихиноновый радикал:



Спад интенсивности ЭПР поглощения исследуемых систем определяется установлением динамического равновесия системы хлоранил-тетрахлоргидрохинон и сопровождается монотонным понижением pH среды более, чем на 0,6 единиц pH , что подтверждает сделанные предположения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фомин Г. В., Блюменфельд Л. А., Сухоруков Б. И. Электродонорные свойства ионов гидроксила.—«ДАН СССР», 1964, т. 157, № 5, с. 1199—1201.
2. Sliifkin M. A., Sumner R. A., Heathcote G. J. The interaction of chloranil in aqueous solution.—«Spectrochimica Acta», 1967, 23A, p. 1751—1756.

УДК 532.783+536

В. И. ГАЙДУК, канд. физ.-мат. наук,

Б. Г. ЕМЕЦ, канд. физ.-мат. наук.

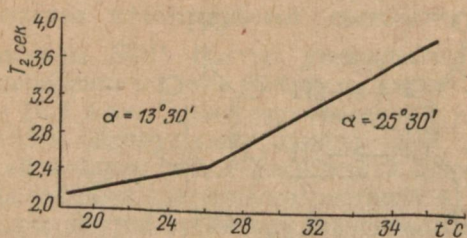
ОБ ОСОБОЙ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ТОЧКЕ ВОДЫ

Известны экспериментальные результаты [1—4], фиксирующие аномалии в температурных зависимостях разного рода параметров для воды и водных растворов. К сожалению, большинство приведенных в литературе данных описывает проявление аномальных свойств сложных систем, находящихся в контакте с водой, а не собственно воды. Ответственность же за наблюдаемые аномалии возлагается на воду. Поэтому для выяс-

нения природы отмеченных особенностей целесообразно исследовать собственно воду.

Данные [3, 4] об изломах в температурных зависимостях времен релаксации в воде, полученные методом ЯМР, носят предварительный характер. Нами проведены детальные исследования температурной зависимости поперечного времени ядерной магнитной релаксации T_2 на импульсном ЯМР-спектрометре в области, предполагаемого фазового перехода ($T \approx 300$ К).

Импульсный ЯМР-спектрометр обеспечивает наблюдение протонного магнитного резонанса на частоте 15,9 МГц. Для измерения T_2 использовали методику Карра — Парселла [5], согласно



которой создавали последовательность зондирующих импульсов $90^\circ - \tau - 180^\circ - 2\tau - 180^\circ - 2\tau - \dots$. Температурная зависимость T_2 в воде представлена на рисунке. Обработка данных измерений по методу наименьших квадратов показывает, что

ниже и выше температуры $t = 26,5^\circ\text{C}$ экспериментальные точки хорошо ложатся на прямые, наклоненные к оси абсцисс под углами $13^\circ 30'$ и $25^\circ 30'$. Таким образом, в зависимости $T_2(T)$ выявляется излом $T = 26,5^\circ\text{C}$; величина угла излома составляет 12° . Обработка данных эксперимента для различных реализаций с учетом погрешности измерений T_2 указывает на достоверность факта существования указанного излома.

Особенность в температурной характеристике воды в области $T = 300$ К в данной работе установлена с большей точностью и в более явном виде, чем [3—4]. В [3] определялось время продольной ядерной магнитной релаксации T_1 , причем измерялась ширина резонансной линии для ядра кислорода O^{17} . В этих условиях на результатах эксперимента могли сказываться дополнительные факторы, например, протонный обмен между H_2O^{17} и H_2O^{16} . К сожалению, детальных сведений об этом эксперименте авторы не сообщают. В работе [4] вывод о наличии особенности в воде следует из графического анализа зависимости $\frac{1}{T_1} = f(T)$, представленной в виде суммы двух экспонент.

Полученные нами данные более надежно устанавливают факт существования излома и указывают на значительную перестройку структуры воды при 300 К.

Авторы благодарят В. И. Шейкина, А. А. Моисеенко, В. А. Василенко и А. А. Дмитренко за помощь в проведении экспериментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гуриков Ю. В. Современное состояние проблемы структуры воды. — В кн.: Состояние и роль воды в биологических объектах. М., «Наука», 1967, с. 5—15.
2. Drost-Hansen W. The structure of water and watersolute interactions. — «Equilibrium concepts in natural water systems», Washington, 1967, p. 70—120.
3. Glasel J. A. The water in biological systems. — «Proc. Nat. Acad. Sci. USA», 1966, vol. 55, p. 479—486.
4. Hindman J. G. Relaxation processes in water. — «J. Chem. Phys.», 1971, vol. 54, p. 521—531.
5. Carr H. Y., Purcell E. M. Effects of diffusion on free precession in magnetic resonance. — «Phys. Rev.», 1954, vol. 94, p. 630—638.

УДК 621.373.853.08

О. Ф. МАНИТА

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ЛАЗЕРА С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ В РЕЖИМЕ СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ

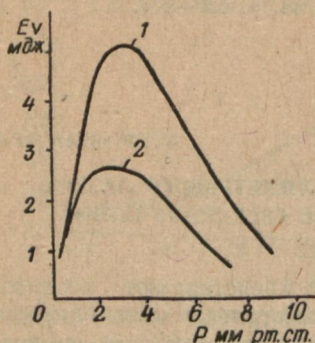
В настоящее время большой интерес представляют исследования с целью создать мощные субмиллиметровые молекулярные лазеры с оптической накачкой. Здесь открываются новые возможности в смысле выбора подходящих рабочих волн и нет принципиальных ограничений в наращивании уровня мощности генерации. Однако в лазерах с открытым резонатором в субмиллиметровом диапазоне возникают трудности, связанные с вводом и выводом энергии излучения, уменьшением мощности вследствие потерь в резонаторе, многомодовостью излучения и т. д. Генерацию можно получить и без резонатора, в режиме сверхизлучения, если длина кюветы, заполненной активной средой с большим коэффициентом усиления достаточно велика. Появились сообщения [1] о получении генерации на нескольких молекулах в режиме сверхизлучения.

Наряду с повышением мощности излучения необходим поиск новых линий генерации, а также исследование и определение оптимальных параметров работы лазера. Известно много линий излучения в субмиллиметровом диапазоне, но только на некоторых из них получена генерация в режиме сверхизлучения.

Для решения некоторых из перечисленных задач были проведены исследования на экспериментальной установке, описанной в работе [2]. Для исследования явления сверхизлучения применяли непроходную кювету из стеклянной трубы $\varnothing 40$ мм, длина которой изменилась от 0,5 до 6 метров. В кювете имелось входное окно Брюстера из NaCl, обеспечивающее низкие потери для излучения накачки. Субмиллиметровое излучение выводили через окно Брюстера из фторопласта-4 на противоположном торце кюветы. На данной установке была получена

импульсная генерация в режиме сверхизлучения на линиях следующих молекул: NH_3 , CH_3F , CH_3I , D_2O и других. Основное внимание было уделено исследованию сверхизлучения в аммиаке. Одной из причин выбора NH_3 для исследований было то, что спектр аммиака сравнительно хорошо известен, это позволяет идентифицировать переход накачки и излучения.

Исследовали зависимости энергии субмиллиметрового сверхизлучения от давления активного газа и длины кюветы, а также измерение коэффициента усиления активной среды. Зависимость



выходной энергии от давления рабочего газа при оптимальной активной длине кюветы показана на рисунке. Выходная энергия имеет хорошо выраженный максимум по давлению. Спад энергии при низких давлениях обусловлен уменьшением числа активных молекул. При значительном увеличении давления населенность верхнего лазерного уровня падает вследствие быстрого увеличения скорости столкновительной релаксации. При меньшей длине кюветы максимум выходной мощности достигается при больших давлениях аммиака.

Зависимость энергии сверхизлучения от длины кюветы при оптимальном давлении имеет максимум, который достигается при длине кюветы равной 2,5—3 м для соответствующих линий сверхизлучения. Было замечено, что произведение давления активного газа на величину активного пути кюветы остается примерно постоянным. Определены пороговые значения длины кюветы при оптимальном давлении в ней, при которой еще возможно получить сверхизлучение. Измерение соответствующего коэффициента усиления производилось с помощью однократного пропускания луча, задающего субмиллиметрового лазера вдоль оси активной кюветы. Результаты измерений для NH_3 представлены в таблице.

Для импульсов сверхизлучения аммиака с $\lambda = 151$ мкм выходная энергия равнялась 0,5 мдж при энергии накачки 0,6 джс. Это соответствует эффективности преобразования энергии, при-

Излучение накачки			СубММ, мкм	Переход СубММ излучения	Коэффициент усиления, дб/м	Мощность сверхизлуче- ния, квт
9,6 мкм	10,6 мкм	CO_2 , мкм				
R(16)	P(32)	10,719	151	Q(5,3) $J=5 \rightarrow 4$	42	2,4
	R(6)	10,350	291	Q(5,4) $J=5 \rightarrow 4$	28	2,7
		9,293	90,5	R(6,1) $J=6 \rightarrow 6$	21	0,8

мерно 0,1%. Длительность импульса сверхизлучения изменилась от 1,5 до 0,3 мкс с повышением давления NH_3 . В режиме сверхизлучения импульс выходного излучения имеет нерегулярную форму и состоит из отдельных пиков, что само по себе мало пригодно для практических целей. Но большой коэффициент усиления активной среды позволит создать эффективные усилители субмиллиметрового диапазона. Перспективной системой для получения больших мощностей монохроматического и когерентного субмиллиметрового излучения является система генератор — усилитель, которая позволит получить импульсы излучения с воспроизводимыми параметрами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. High Power Optically Pumped Far Infrared Lasers.—«IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques», 1974, vol. MM.—22, N 12. Auth.: T. K. Plant, L. A. Newman, E. J. Danielewicz, E. A. Detemple, P. D. Coleman.
2. Манита О. Ф., Данилевич С. Б. Экспериментальная установка для исследования лазеров субмиллиметрового диапазона с оптической накачкой в импульсном режиме.—«Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника», 1977, № 151, вып. 6, с. 87—90.

УДК 621.373.853.08

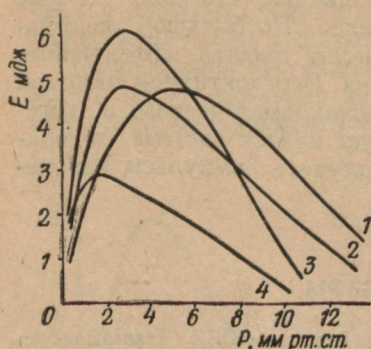
О. Ф. МАНИТА

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ЛАЗЕРА С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ НА МОЛЕКУЛАХ NH_3 , CH_3J , CH_3F , D_2O

В настоящее время нет мощных источников, работающих в коротковолновой части субмиллиметрового диапазона. Такие источники могут быть применены для диагностики плазмы с исследованием рассеяния на неоднородностях, в исследованиях по пробой в газах и нагреву плазмы при наличии циклотронного резонанса, изучению нелинейных эффектов в твердых телах и газах в субмиллиметровом диапазоне. Наиболее перспективным представляется создание мощных субмиллиметровых молекулярных лазеров с оптической накачкой. Сейчас получено более тысячи линий генерации в диапазоне от 34 до 1856 мкм при оптической накачке многоатомных молекул излучением непрерывного CO_2 лазера. Но только на очень немногих из них получено мощное излучение в импульсном режиме.

В данной работе исследовались энергетические характеристики импульсных субмиллиметровых лазеров на молекулах NH_3 , CH_3J , CH_3F и D_2O на экспериментальной установке, описанной ранее*. Субмиллиметровый лазер имел длину 1 м, диаметр — 80 мм

и радиус кривизны зеркал — 0,9 м. Излучение накачки вводилось в лазер фокусирующим зеркалом с $f = 32$ см, а СубММ излучение выводилось через отверстие связи диаметром 12 мм.



Зависимость энергии выходного излучения от давления рабочего газа:

1 — CH_3F $\lambda = 496$ мкм; 2 — NH_3 $\lambda = 151$ мкм; 3 — D_2O $\lambda = 66$ мкм; 4 — CH_3J $\lambda = 447$ мкм.

Результаты настоящих измерений и идентификация линий излучения представлены в таблице. Проводилось исследование зависимости выходной мощности СубММ лазера от давления активного газа. Типичные кривые этих зависимостей представлены на рисунке. Выходная мощность имеет ярко выраженный максимум по давлению. Спад мощности при низком давлении обусловлен уменьшением числа активных молекул. При значительном увеличении давления населенность верхнего лазерного уровня становится недостаточной для поддержания инверсии вследствие увеличения скорости релаксации возбужденного уровня.

Молекула	Излучение накачки			СубММ, мкм	Переход СубММ излучения		Выходная мощность субММ, ат
	9,6 мкм	10,6 мкм	CO ₂				
NH ₃	(16)	P(32)	10,719	151	Q(5,3)	J=5→4	3000
		P(20)	10,591	56	Q(4,2)	J=4→4	150
		P(8)	10,333	280,5	Q(5,4)	J=5→5	1800
		(6)	10,350	291,2	Q(5,4)	J=5→4	2000
		(4)	10,719	58	Q(5,3)	J=5→4	800
			9,293	90,5	P(6,1)	J=6→6	700
CH ₃ J		P(18)	10,571	447	J=45→44, K=6		400
		P(32)	10,718	1253			200
CH ₃ F		P(20)	9,552	496	Q(12,12)	J=12→11	3800
		P(32)	9,657	66			8000
D ₂ O		R(12)	9,317	34			200
		R(22)	9,260	385			8000
		R(24)	9,249	480			200

Из всех рассмотренных молекул наиболее характерной является молекула аммиака, для которой имеет место нерезонансная оптическая накачка. Самый яркий пример — это накачка перехода $sQ(5, 3)$ линией P(32), где центры лазерной линии и линии

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

поглощения разнесены на 950 Мгц. Длительность импульса субмиллиметрового излучения изменялась от 0,3 до 2 мксек в зависимости от давления активного газа. Была замечена задержка выходного импульса от импульса излучения накачки, которая также зависела от рабочего давления.

В данных экспериментах эффективность преобразования энергии составляла 0,1%.

Таким образом, показана возможность создания мощного лазера субмиллиметрового диапазона с большим числом волн, в котором нет принципиальных ограничений в наращивании мощности генерации.

УДК 621.373.826:538.569

В. Н. КОСТИН, В. В. БЕЛОУС, Л. В. СИВАШ

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НЕОДНОРОДНОГО ВЧ-ПОЛЯ НА НЕКОТОРЫЕ ПАРАМЕТРЫ ГЕЛИЙ-НЕОНОВОГО ЛАЗЕРА ЛГ-126

Ранее* было исследовано влияние неоднородного ВЧ-поля ($U_{вч} = 0 \div 130$ В, $f = 10^{-2} \div 350$ МГц) на некоторые параметры гелий-неонового лазера ЛГ-55 ($\lambda = 0,63$ мкм). Значительно больший интерес представляют подобные исследования для широкодиапазонного гелий-неонового лазера ЛГ-126, генерирующего в видимой ($\lambda = 0,63$ мкм) и инфракрасной ($\lambda = 1,15$ и $3,39$ мкм) областях спектра.

ВЧ-поле создавали системой из 40 пар тонких (0,4 мм) медных колец (ширина 3 мм, зазор 3 мм), надетых на лазерную трубку, на которые подавали ВЧ-напряжение ($U_{вч} = 0 \div 75$ В, $f = 0,5 \div 25$ МГц).

Мощность лазерного излучения измеряли в относительных единицах с помощью фотосопротивления ФСА-Г2, включенного в мостовую схему, а при $\lambda = 0,63$ мкм — методом, описанным ранее*.

Если $U_{вч} = 0$, с ростом разрядного тока I от 20 до 70 мА мощность генерации P_0 для $\lambda = 0,63$ мкм падала на 12—14%, а для $\lambda = 1,15$ и $3,39$ мкм увеличивалась на 17—19%.

При $\lambda = 0,63$ мкм и $f \sim 0,3$ МГц наложение ВЧ-поля увеличивало мощность генерации. Относительная мощность P/P_0 с увеличением тока I от 40 до 70 мА возросла от 1 до 1,8. При $f \sim 0,5 \div 4$ МГц влияние ВЧ-поля было незначительным, а при $f = 4 \div 25$ МГц ВЧ-поле уменьшало мощность генерации ($P/P_0 = 0,7 \div 1$) и зависимость P/P_0 от f имела экстремальный характер. Уменьшение P объясняется увеличением ВЧ-ионизации газа,

* Белоус В. В., Костин В. Н. Исследование влияния неоднородного высокочастотного электрического поля на параметры гелий-неонового лазера. — «Изв. вузов. Физика», 1973, № 7, с. 154—156.

увеличением концентрации электронов n_e и заселенности нижнего лазерного уровня $2p_4$. Так как с ростом I растет n_e , то зависимость P/P_0 от I для $f \sim 7$ мГц имела убывающий характер. Низкочастотная модуляция ВЧ-напряжения позволила осуществить модуляцию лазерного излучения на низких частотах. С увеличением f от 0,37 до 7 мГц коэффициент модуляции уменьшался ($M \sim 0,5-0,1$), а при увеличении I — возрастал.

Для $\lambda = 1,15$ и $3,39$ мкм при $I = 20 \div 35$ мА наложение ВЧ-поля увеличивало мощность генерации (на 5%), для $I > 35$ мА — уменьшало (на 10%).

Различное влияние ВЧ-поля на характеристики лазеров ЛГ-55 и ЛГ-126 объясняется различными значениями параметров плазмы (n_e , T_e и T_r) и в настоящее время исследуется подробнее.

СОДЕРЖАНИЕ

Мисюра В. А., Леус С. Г., Пивень Л. А., Сомов В. Г., Федоренко Ю. П., Черногор Л. Ф. О некоторых особенностях радиопизических исследований высокоширотной нижней ионосферы	3
Черногор Л. Ф. Интегральное возмущение ионосферы последовательностью мощных радиоимпульсов	10
Пушин В. Ф., Барков А. Д. Численный метод решения краевой задачи в лучевой теории распространения радиоволн в магнитоактивной ионосфере	16
Жилков В. С. Адиабатический инвариант для электромагнитного резонатора, возмущаемого эллипсоидальным телом с размерами $a/\lambda \ll 1$	19
Облывач С. А., Хорошун В. В. Новый подход к решению одной задачи дифракции	22
Курбаров С. Г., Шматько А. А. Нелинейный режим дифракционного излучения	25
Адоина А. И., Варавин В. Ю. Дифракция плоской волны на решетке из прямоугольных брусьев конечной проводимости, близкой к идеальной	28
Казанский В. Б., Колчигин Н. Н., Резник И. И., Провирнина З. Н. Электродинамические свойства несимметричной решетки в диэлектрическом слое	32
Андренко С. Д., Сидоренко Е. Б. К вопросу об исследовании рассеянных электромагнитных полей в случае дифракции однородной плоской волны	34
Вертий А. А., Деркач В. Н., Иванченко И. В., Попенко И. А., Шестопалов В. П. Новый метод измерения фазовой структуры поля в открытых резонаторах	37
Адоина А. И., Злуницына В. Н. Связанные поперечными щелями прямоугольный и плоский волноводы, заполненные анизотропными магнитодиэлектриками	40
Вавриу Д. М. Потери энергии частиц при возбуждении периодической структуры	44
Катрич В. А., Кононенко С. А., Яцук Л. П. Взаимные частичные проводимости пересекающихся ортогональных щелей в бесконечном экране	46
Городец Н. Н., Матросов С. Н., Хижняк Н. А. Сопротивление излучения короткой вибраторной антенны, окруженной шаровой оболочкой из магнитодиэлектрика с потерями	49
Городец Н. Н., Жиронкина А. В., Здоров А. Г. Несимметричные крестообразные щелевые излучатели в стенках волноводов	52
Украинец Н. И., Хижняк Н. А. Диэлектрический цилиндр в прямоугольном волноводе	56
Коробкин В. А., Никишов Ю. А. К расчету частоты волноводно-диэлектрического резонанса диэлектрического параллелепипеда в прямоугольном волноводе	60
Седых В. М., Сапрыкин И. И., Абашкина Н. И. Продольно-электрические волны в экранированной несимметричной полосковой линии	64
Яцук К. П., Кривохижа В. П. Алгоритм счета полей излучения N связанных логарифмических спиралей с произвольными углами намотки	66
Светличный В. М., Сатюков А. И., Мещерякова О. А. Умножение частоты термоэлектрическими детекторами СВЧ излучения с горячими носителями заряда	69
Доманова Е. А. Полупроводниковая зонная пластинка Френеля	71
Доманова Е. А., Зубрицкий Л. А., Комарь Г. И. Метод фотокалиброванного точечного зонда для определения концентрации неравновесных носителей заряда в полупроводниках	73

Зубрицкий Л. А., Разовский Н. П. Спад коэффициента усиления тока в кремниевых тензотранзисторах	74
Прохоров Э. Д. О возможностях дальнейшего повышения эффективности генерации диодов Ганна	76
Аркуша Ю. В., Прохоров Э. Д. Влияние примесей на измерения $V(E)$ GaAs СВЧ-методом с учетом влияния инерционности перераспределения электронов	78
Шеховцов Н. А., Мишнев А. А. Распределение неравновесной концентрации в германиевых $m-p-m$ и $p+-p-p+$ структурах	80
Сорокина В. М., Ткаченко В. М. Исследование влияния магнитного поля на разряд с никелевым цилиндрическим полым катодом в гелии	83
Винокуров Н. И., Лейба С. П., Фоменко Ю. Ф. Исследование влияния осветителей на электрические и оптические характеристики импульсных ламп накачки	84
Медведев В. М. «Мягкий» режим питания фотоумножителя для регистрации слабых потоков	87
Ткач Ю. Г., Икономопуло В. П., Лебедев Я. С., Степин Л. Д. Применение метода линейных цифровых фильтров для разделения сигналов ЭПР в углях	89
Погорелов А. С., Степин Л. Д. ЭПР водных растворов хлоранила	93
Гайдук В. И., Емец Б. Г. Об особой температурной точке воды	95
Манита О. Ф. Исследование параметров субмиллиметрового лазера с оптической накачкой в режиме сверхизлучения	97
Манита О. Ф. Энергетические характеристики сумбиллиметрового лазера с оптической накачкой на молекулах NH_3 , CH_3J , CH_3F , D_2O	99
<u>Костин В. Н.</u> , Белоус В. В., Сиваш Л. В. Исследование влияния неоднородного ВЧ-поля на некоторые параметры гелий-неонового лазера ЛГ-126	101

ВЕСТНИК ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 163

Радиофизика и электроника

Выпуск 7

Редактор Л. Ф. Кизилова
Художественный редактор Т. П. Воробьенко
Технический редактор Г. П. Александрова
Корректоры Л. А. Федоренко, Е. И. Шевкунова

Информ. бланк № 2967

Сдано в набор 2.08 1977 г. Подписано в печать 22.12 1977 г. Формат 60×90^{1/16}. Бумага типографская № 3. Лит. гарн. Вис. печать. 7 усл. печ. л. 8 уч.-изд. л. Тираж 1000 экз. Изд. № 559. БЦ 50299. Зак. 7-335. Цена 1 р. 10 к.

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

Отпечатано с матриц книжной ф-ки «Коммунист» в типографии № 16 Областного управления по делам издательства, полиграфии и книжной торговли. 310003, Харьков, 3, Университетская, 16. Зак. 608.

РЕФЕРАТЫ

УДК 551.510.535

О некоторых особенностях радиофизических исследований высокоширотной нижней ионосферы. Мисюра В. А., Леус С. Г., Пивень Л. А., Сомов В. Г., Федоренко Ю. П., Черногор Л. Ф. — Вестн. Харьк. ун-та, № 163, «Радиофизика и электроника», вып. 7. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1978, с. 3—10.

Обсуждаются особенности исследования нижней ионосферы на высоких широтах методами некогерентного рассеяния, кроссмодуляции и частичных отражений. Приведен ряд рекомендаций для экспериментаторов. Обоснованы оптимальные параметры установок, которые оказались отличными от соответствующих параметров устройств, применяемых на средних широтах. Отдельные факты получили экспериментальное подтверждение.

Табл. 1. Ил. 2. Список лит.: 20 назв.

УДК 550.388

Интегральное возмущение ионосферы последовательностью мощных радиоимпульсов. Черногор Л. Ф. — Вестн. Харьк. ун-та, № 163, «Радиофизика и электроника», вып. 7. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1978, с. 10—15.

Рассмотрено интегральное возмущение температуры T_e и плотности электронов последовательностью мощных радиоимпульсов. Получены соотношения, описывающие изменение T_e и N во времени. Проанализирована зависимость возмущений от мощности импульса. Показано, что возмущения пропорциональны средней мощности передатчика. Полученные оценки возмущения не противоречат известным экспериментальным фактам и не превышают десятка процентов. Это позволяет в большинстве случаев пренебрегать ими при исследовании ионосферы импульсными установками некогерентного рассеяния, частичных отражений, кроссмодуляции и др.

Список лит.: 10 назв.

УДК 550.388.2

Численный метод решения краевой задачи в лучевой теории распространения радиоволн в магнитоактивной ионосфере. Пушин В. Ф., Барков А. Д. — Вестн. Харьк. ун-та, № 163, «Радиофизика и электроника», вып. 7. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1978, с. 16—18.

Рассматривается численный метод решения системы обыкновенных дифференциальных уравнений в лучевой теории распространения коротких радиоволн в магнитоактивной ионосфере при фиксированных положениях источника излучения и точки наблюдения. На примере численного решения на ЭЦВМ

типичной модельной задачи проведена качественная оценка точности предлагаемого метода.

Показано хорошее совпадение приближенных результатов с точными.

Ил. 1. Список лит.: 7 назв.

УДК 621.396.67

Адиабатический инвариант для электромагнитного резонатора, возмущаемого эллипсоидальным телом с размерами $a/\lambda \ll 1$. Жилков В. С. — Вестн. Харьк. ун-та, № 163, «Радиофизика и электроника», вып. 7. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1978, с. 19—22.

Приведено доказательство теоремы действия для электромагнитного резонатора, адиабатическая деформация которого осуществляется путем поворота эллипсоида вращения с размерами $a/\lambda \ll 1$. Показано, что при $v \ll V$ (v — объем эллипсоида, V — объем резонатора) влиянием рассеянных полей можно пренебречь. Уточнены условия, при которых допускается применение метода Каллена для экспериментальной калибровки пондеромоторных преобразователей.

Список лит.: 8 назв.

УДК 538.574.6

Новый подход к решению одной задачи дифракции. Облывач С. А., Хорошун В. В. — Вестн. Харьк. ун-та, № 163, «Радиофизика и электроника», вып. 7. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1978, с. 22—24.

Рассмотрена задача о дифракции плоской волны на решетке конечной толщины с поперечно намагниченным ферритом. Задача решалась методом переразложения системы функций, полной на одном интервале по системе функций, полной на меньшем интервале. Решение получено в виде бесконечных систем линейных алгебраических уравнений первого рода относительно амплитуд дифрагированного поля.

Список лит.: 5 назв.

УДК 621.385.6

Нелинейный режим дифракционного излучения. Курбаров С. Г., Шматько А. А. — Вестн. Харьк. ун-та, № 163, «Радиофизика и электроника», вып. 7. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1978, с. 25—28.

Проведено численное исследование системы нелинейных уравнений, описывающих взаимодействие потока электронов с собственным полем электродинамической структуры в режиме дифракционного излучения. Получена формула и рассчитано сопротивление связи системы. Представлены графики изменения амплитуды поля дифракционного излучения вдоль системы при разных значениях сопротивления связи и графики траекторий электронов.

Ил. 2.

УДК 538.574.6

Дифракция плоской волны на решетке из прямоугольных брусьев конечной проводимости, близкой к идеальной. Адонина А. И., Варавин В. Ю. — Вестн. Харьк. ун-та, № 163, «Радиофизика и электроника», вып. 7. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1978, с. 28—32.

Проведено теоретическое исследование задачи о дифракции плоской волны на решетке, состоящей из материала конечной проводимости в случае, когда справедлива постановка граничных условий Леонтовича на поверхности брусьев. Решение проведено методом переразложений с использованием ортогонализации системы функций на интервале неортогональных решений урав-

нения Гельмгольца для области между брусками. Амплитуды спектральных волн для отраженного и прошедшего полей определяются из решения неоднородных линейных алгебраических уравнений первого рода.

Список лит.: 3 назв.

УДК 538.574.6

Электродинамические свойства несимметричной решетки в диэлектрическом слое. Казанский В. Б., Колчигин Н. Н., Резник И. И., Просвирнина З. Н. — Вестн. Харьк. ун-та, № 163, «Радиофизика и электроника», вып. 7. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1978, с. 32—34.

Исследовано взаимодействие плоской монохроматической волны с двойной несимметричной ленточной решеткой, расположенной в диэлектрическом слое. Алгоритм решения краевой задачи составлен с помощью операторного метода с привлечением обобщенной матрицы рассеяния для одиночной решетки. Проведен численный анализ электродинамических свойств структуры, изучено влияние параллельного сдвига решеток на коэффициент прохождения в широком частотном диапазоне.

Ил. 1. Список лит.: 2 назв.

УДК 621.372.8

К вопросу об исследовании рассеянных электромагнитных полей в случае дифракции однородной плоской волны. Андренко С. Д., Сидоренко Е. Б. — Вестн. Харьк. ун-та, № 163, «Радиофизика и электроника», вып. 7. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1978, с. 34—36.

Предлагается довольно простой метод исследования рассеянного одиночным препятствием поля однородной плоской волны. В основе метода положен алгоритм, позволяющий получить дифракционные характеристики одиночных рассеивателей при облучении их полем плоской неоднородной волны. Проведенный эксперимент и расчеты на ЭВМ показали вполне удовлетворительное качественное совпадение полученных результатов.

Ил. 1. Список лит.: 3 назв.

УДК 621.372

Новый метод измерения фазовой структуры поля в открытых резонаторах. Вертий А. А., Деркач В. Н., Иванченко И. В., Попенко И. А., Шестопалов В. П. — Вестн. Харьк. ун-та, № 163, «Радиофизика и электроника», вып. 7. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1978, с. 37—40.

Предлагается новый экспериментальный метод регистрации фазовой структуры электромагнитного поля открытого резонатора (ОР) в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн, основанной на голографическом принципе введения опорной когерентной волны в резонансный объем.

Предлагаемый метод регистрации фазовой структуры поля позволит получить информацию о пространственной неоднородности различных образцов (диэлектриков, полупроводников, газового разряда), помещенных в объем открытого резонатора.

Ил. 3. Список лит.: 5 назв.

УДК 621.372.82

Связанные поперечными щелями прямоугольный и плоский волноводы, заполненные анизотропными магнитодиэлектриками. Адонина А. И., Злуниченко В. Н. — Вестн. Харьк. ун-та, № 163, «Радиофизика и электроника», вып. 7. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1978, с. 40—43.

Получено дисперсионное уравнение для полного спектра собственных волн структуры, представляющей собой связанные периодически расположенными

поперечными щелями прямоугольный и плоский волноводы. Пространство внутри волноводов заполнено различными анизотропными магнитоэлектриками, соответствующими одноосным кристаллам с осью анизотропии, направленной вдоль щелей. Дисперсионное уравнение имеет вид бесконечного нормального определителя. Показано, что собственные волны исследуемой структуры имеют все компоненты поля. Исключение составляют волны, у которых постоянная распространения вдоль координаты, связанной с направлением щелей, равна нулю. Эти волны можно рассматривать как возмущенные щелями $H_{\text{то}}$ волны закрытого прямоугольного волновода.

Список лит.: 2 назв.

УДК 538.561.538.6

Потери энергии частицей при возбуждении периодической структуры. Ваврин Д. М.—Вестн. Харьк. ун-та, № 163, «Радиофизика и электроника», вып. 7. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1978, с. 44—46.

Исследуются потери энергии частицей при возбуждении периодической структуры. Показано, что потери на возбуждение колебаний в системе сравнимы с потерями частицы на дифракционное излучение.

Ил. 1.

УДК 621.372.825.4

Взаимные частичные проводимости пересекающихся ортогональных щелей в бесконечном экране. Катрич В. А., Кононенко С. А., Яцук Л. П.—Вестн. Харьк. ун-та, № 163, «Радиофизика и электроника», вып. 7. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1978, с. 46—49.

Получены выражения для взаимных проводимостей пересекающихся ортогональных щелей по высшим гармоникам функции распределения электрического поля на щели.

Ил. 1. Список лит.: 3 назв.

УДК 621.396.674.3

Сопrotивление излучения короткой вибраторной антенны, окруженной шаровой оболочкой из магнитоэлектрика с потерями. Горобец Н. Н., Матросов С. Н., Хижняк Н. А.—Вестн. Харьк. ун-та, № 163, «Радиофизика и электроника», вып. 7. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1978, с. 49—52.

Приведены результаты расчетов влияния потерь на сопротивление излучения электрически коротких вибраторных антенн, помещенных в шаровую оболочку из магнитоэлектрика с потерями. Показано, что диэлектрические потери приводят к большему снижению эффективности подобной антенны по сравнению с магнитными.

Ил. 2. Список лит.: 4 назв.

УДК 621.396.677.71

Несимметричные крестообразные щелевые излучатели в стенках волноводов. Горобец Н. Н., Жиронкина А. В., Здоров А. Г.—Вестн. Харьк. ун-та, № 163, «Радиофизика и электроника», вып. 7. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1978, с. 52—56.

Приведены результаты теоретических и экспериментальных исследований характеристик несимметричных крестообразных щелей, прорезанных в середине широкой стенки и в узкой стенке прямоугольного волновода. Показано, что близкая к круговой поляризация излучения достигается в узкой (6—8%) по-

лосе частот при отношении длин плеч щелей: в середине широкой стенки 1,11—1,13, в узкой стенке — 1,13—1,18.

Ил. 2. Список лит.: 3 назв.

УДК 621.372.852

Диэлектрический резонансный цилиндр в прямоугольном волноводе. Украинец Н. И., Хижняк Н. А. — Вестн. Харьк. ун-та, № 163, «Радиофизика и электроника», вып. 7. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1978, с. 56—59.

Исследуется резонансное рассеяние электромагнитных волн на диэлектрических дисках и цилиндрах в прямоугольном волноводе. Получены эмпирические соотношения для определения положения резонансов в зависимости от параметров неоднородности для различных ее ориентаций в волноводе.

Ил. 2. Список лит.: 5 назв.

УДК 621.372.853

К расчету частоты волноводно-диэлектрического резонанса диэлектрического параллелепипеда в прямоугольном волноводе. Коробкин В. А., Никишов А. Ю. — Вестн. Харьк. ун-та, № 163, «Радиофизика и электроника», вып. 7. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1978, с. 60—63.

Рассмотрены собственные и вынужденные колебания волноводно-диэлектрического резонатора. Получены выражения для определения резонансной частоты, а также связь между амплитудами прямых и обратных волн.

Ил. 1. Список лит.: 2 назв.

УДК 621.372.8.049.75—416

Продольно-электрические волны в экранированной несимметричной полосковой линии. Седых В. М., Сапрыкин И. И., Абашкин Н. И. Вестн. Харьк. ун-та, № 163, «Радиофизика и электроника», вып. 7. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1978, с. 64—65.

Рассмотрены продольно-электрические волны в экранированной несимметричной полосковой линии. Получено дисперсионное уравнение, справедливость которого определена предельными переходами. Приведена зависимость критических длин волн продольно-электрических волн от ширины центрального проводника.

Ил. 1. Список лит.: 2 назв.

УДК 621.396.67

Алгоритм счета полей излучения N связанных логарифмических спиралей с произвольными углами намотки. Яцук К. П., Кривохижа В. П. — Вестн. Харьк. ун-та, № 163, «Радиофизика и электроника», вып. 7. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1978, с. 66—69.

Предложен алгоритм счета полей излучения для системы соосно связанных плоских бесконечных спиралей с произвольными углами намотки. Проведены численные расчеты для системы активная — пассивная «спирали». Прослежено влияние расстояния между ними и углов намотки на интенсивность излучения и диаграммы направленности. Проведены эксперименты, подтверждающие качественные закономерности.

Ил. 2. Список лит.: 4 назв.

УДК 621.382

Умножение частоты термоэлектрическими детекторами СВЧ излучения с горячими носителями заряда. Светличный В. М., Сатюков А. И., Мещерякова О. А. — Вестн. Харьк. ун-та, № 163, «Радиофизика и электроника», вып. 7. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1978, с. 69—71.

Проведен анализ работы термоэлектрических детекторов СВЧ-излучения с горячими носителями заряда в качестве умножителей для второй и третьей гармоники. Получены выражения для эффективности преобразования на этих гармониках, качественно подтверждающиеся экспериментами на приборах с электронно-электронными переходами малой площади.

Ил. 1. Список лит: 3 назв.

УДК 538.537.3

Полупроводниковая зонная пластинка Френеля. Доманова Е. А. — Вестн. Харьк. ун-та, № 163, «Радиофизика и электроника», вып. 7. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1978, с. 71—72.

Показано, что если в пластинке полупроводника создать кольцевую периодическую неоднородность плазмы в пределах зон Френеля, которые должны быть непрозрачны, как в амплитудной зонной пластинке Френеля, то наблюдается фокусировка электромагнитного излучения, проходящего через такую пластинку. Положение фокуса определяется шагом неоднородности согласно соотношениям геометрической оптики.

Ил. 2.

УДК 621.315.592

Метод фотокалиброванного точечного зонда для определения концентрации неравновесных носителей заряда в полупроводниках. Доманова Е. А., Зубрицкий Л. А., Комарь Г. И. — Вестн. Харьк. ун-та, № 163, «Радиофизика и электроника», вып. 7. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1978, с. 73—74.

Рассматривается метод измерения распределения неравновесной концентрации неосновных носителей заряда в полупроводниковых приборах точечно-контактным металлическим зондом с калибровкой обратного тока точечного контакта металл-полупроводник в каждой исследуемой точке постоянным световым потоком, равномерно освещающим зондируемый участок полупроводникового прибора.

УДК 531.787.913

Спад коэффициента усиления тока в кремниевых тензотранзисторах. Зубрицкий Л. А., Разовский Н. П. — Вестн. Харьк. ун-та, № 163, «Радиофизика и электроника», вып. 7. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1978, с. 74—75.

Показано, что в условиях деформации сжатия части эмиттера кремниевого тензотранзистора инжекция может иметь место только в деформированном участке эмиттера, недеформированная же часть эмиттера экстрагирует неосновные носители из базы. Потеря инжектированных неосновных носителей приводит к спаду коэффициента передачи тока β в 10—20 раз.

Ил. 1.

УДК 621.382.2

О возможности дальнейшего повышения эффективности генерации диодов Ганна. Прохоров Э. Д. — Вестн. Харьк. ун-та, № 163, «Радиофизика и электроника», вып. 7. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1978, с. 76—78.

Рассмотрены возможности повышения эффективности генерации диодов Ганна путем комбинации эффекта Ганна с лавиннопролетным эффектом или эффектом модуляции плотности за счет изменения высоты потенциального барьера контакта или за счет туннельного потока электронов в рабочую область диода из $p^+ - n^+$ катодного контакта. Предполагается на основе качественного анализа, что в первом случае эффективность генерации при сложной форме напряжения на диоде может достигать 40—60%, во втором случае до 50% для диодов, работающих в гибридном или ОНОЗ режиме.

Ил. 2.

УДК 621.382.2

Влияние примесей на измерения $V(E)$ GaAs СВЧ-методом с учетом влияния инерционности перераспределения электронов. Аркуша Ю. В., Прохоров Э. Д. — Вестн. Харьк. ун-та, № 163, «Радиофизика и электроника», вып. 7. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1978, с. 78—80.

Теоретически исследуется влияние ионизированных примесей на измерения зависимости (EV) в GaAs СВЧ-методом с учетом влияния инерционности перераспределения электронов. Восстановленные по СВЧ-методике зависимости $V(E)$ сравниваются со статическими $V(E)$ для концентрации ионизированных примесей $n_0=0$ и $n_0=1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Ил. 1. Список лит.: 2 назв.

УДК 621.382.2

Распределение неравновесной концентрации в германиевых $m - p - m$ и $p^+ - p - p^+$ структурах. Шеховцов Н. А., Мишнев А. А. — Вестн. Харьк. ун-та, № 163, «Радиофизика и электроника», вып. 7. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1978, с. 80—82.

В длинных германиевых $m - p - m$ и $p^+ - p - p^+$ структурах исследовано распределение неравновесной концентрации по измеренному двухзондовым методом распределению удельного сопротивления. Показано, что неравновесная концентрация в случае низкоомной p -области отрицательна, а в случае высокоомной — положительна.

Ил. 1. Список лит.: 3 назв.

УДК 537.525.3

Исследование влияния магнитного поля на разряд с никелевым цилиндрическим полым катодом в гелии. Сорокина В. М., Ткаченко В. М. — Вестн. Харьк. ун-та, № 163, «Радиофизика и электроника», вып. 7. Харьков, издательское объединение «Вища школа», с. 83—84.

Исследовано влияние поперечного магнитного поля на характеристики разрядов с никелевым цилиндрическим полым катодом в гелии. Показано, что магнитное поле позволяет эффективно управлять разрядным током и изменяет ход зависимости напряжения горения от давления газа, характерный для разряда с полым катодом.

Ил. 1. Список лит.: 4 назв.

УДК 537.526.6

Исследование влияния осветителей на электрические и оптические характеристики импульсных ламп накачки. Винокуров Н. И., Лейба С. П., Фоменко Ю. Ф.—Вестн. Харьк. ун-та, № 163, «Радиофизика и электроника», вып. 7. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1978, с. 84—87.

Приводятся результаты исследования влияния зеркального, диффузного интерференционного осветителей на оптические и электрические характеристики импульсных ламп. Показано, что помещение ламп в зеркальный осветитель приводит к увеличению спектральной мощности излучения на 50% в диапазоне 400—800 нм.

Ил. 1. Список лит.: 3 назв.

УДК 621.382.

«Мягкий» режим питания фотоумножителя для регистрации слабых потоков. Медведев В. М.—Вестн. Харьк. ун-та, № 163, «Радиофизика и электроника», вып. 7. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1978, с. 87—89.

Предлагается новый «мягкий» режим питания фотоумножителей, используемых для регистрации одиночных фотонов малой интенсивности. На основе анализа компонент темнового тока ФЭУ и экспериментально полученных зависимостей делается вывод, что для достижения максимальной чувствительности системы, т. е. для получения максимального значения отношения С/Ш необходимо работать при пониженных напряжениях на диодах.

Ил. 1. Список лит.: 3 назв.

УДК 681.3:53.083.2:662.66

Применение метода линейных цифровых фильтров для разделения сигналов ЭПР в углях. Ткач Ю. Г., Икономопуло В. П., Лебедев Я. С., Степин Л. Д.—Вестн. Харьк. ун-та, № 163, «Радиофизика и электроника», вып. 7. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1978, с. 89—93.

Предложен алгоритм для математической обработки спектров ЭПР с целью искусственного улучшения их разрешенности. Получены выражения для расчета оптимального шага фильтрации. На примере термообработанных при разных температурах образцов угля «Д» показаны возможности метода линейных цифровых фильтров (МЛЦФ).

Применение МЛЦФ позволило получить количественные оценки изменения соотношения интенсивностей узкого и широкого сигналов в спектрах ЭПР термообработанных образцов угля «Д».

Табл. 1. Ил. 1. Список лит.: 4 назв.

УДК 535.34.083.2.088

ЭПР водных растворов хлоранила. Погорелов А. С., Степин Л. Д.—Вестн. Харьк. ун-та, № 163, «Радиофизика и электроника», вып. 7. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1978, с. 93—95.

Методом ЭПР и оптической спектроскопии показано, что хлоранил частично растворим в воде. Исследована кинетика процесса восстановления хинона до тетрахлоргидрохинона в водных, водно-ацетоновых и ацетоновых растворах. Показано, что в процессе взаимодействия изменяется pH среды.

УДК 532.783 + 536

Об особой температурной точке воды. Гайдук В. И., Емец Б. Г.—Вестн. Харьк. ун-та, № 163, «Радиофизика и электроника», вып. 7. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1978, с. 95—97.

Методом ядерного магнитного резонанса изучена температурная зависимость времени поперечной магнитной релаксации протонов воды (T_2). На

графике указанной зависимости обнаружен «излом» при $T \approx 300^\circ \text{ К}$. Поскольку T_2 является структурно зависимым параметром, полученный результат представляет существенный интерес для задач структуры жидкостей.

Ил. 1. Список лит.: 5 назв.

УДК 621.373.853.08

Исследование параметров субмиллиметрового лазера с оптической накачкой в режиме сверхизлучения. Манита О. Ф. — Вестн. Харьк. ун-та, № 163, «Радиофизика и электроника», вып. 7. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1978, с. 97—99.

Описывается экспериментальная установка для исследования лазеров субмиллиметрового диапазона в режиме сверхизлучения. Получена генерация в режиме сверхизлучения на линиях следующих молекул: NH_3 , CH_3I , CH_3F , D_2O . Приводятся оптимальные параметры работы лазера в режиме сверхизлучения.

Табл. 1. Ил. 1. Список лит.: 2 назв.

УДК 621.373.853.08

Энергетические характеристики субмиллиметрового лазера с оптической накачкой на молекулах NH_3 , CH_3I , CH_3F , D_2O . Манита О. Ф. — Вестн. Харьк. ун-та, № 163, «Радиофизика и электроника», вып. 7. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1978, с. 99—101.

Сообщается о получении импульсного субмиллиметрового излучения на вращательно-инверсионных переходах молекул NH_3 , CH_3I , CH_3F , D_2O при накачке излучением CO_2 лазера с поперечным разрядом.

Приведены зависимости энергии субмиллиметрового излучения от давления активной среды.

Табл. 1. Ил. 1.

УДК 621.373.826.538.569

Исследование влияния неоднородного ВЧ-поля на некоторые параметры гелий-неонового лазера ЛГ—126. [Костин В. Н.], Белоус В. В., Сиваш Л. В. — Вестн. Харьк. ун-та, № 163, «Радиофизика и электроника», вып. 7. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1978, с. 101—102.

Исследовано влияние неоднородного ВЧ-поля ($U_{\text{ВЧ}} = 0 \div 130$, $f \sim 0,3 \text{ мГц}$), созданного из 40 пар колец (надетых на лазерную трубку), на мощность генерации трехканального ($\lambda = 0,63$; 1,15 и 3,39 $\mu\text{м}$) газового лазера при различных разрядных токах ($I \sim 20 \div 70 \text{ мА}$). Также изучены частотные зависимости относительной мощности P/P_0 .

уиБ-1*