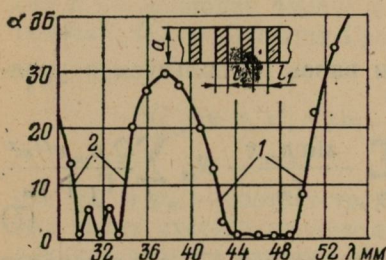


В. И. ГРУЦЯК,
Н. И. ПЯТАК, канд. физ.-мат. наук,

В. А. КОРОБКИН, канд. физ.-мат. наук

К РАСЧЕТУ ОТРАЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН МНОГОСЛОЙНЫМИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ СТРУКТУРАМИ

В данном сообщении приведены строгие формулы, удобные для инженерных расчетов отражающих и частотно-избирательных свойств конечной по длине периодической диэлектрической



структуры в цилиндрическом волноводе произвольного поперечного сечения (рисунок). Полное заполнение поперечного сечения волновода приводит к тому, что в такой структуре нет условий для преобразований типов волн, т. е. расчет можно провести для одномодового режима.

Последовательно решая электродинамическую задачу отражения и прохождения электромагнитной волны для однослойной, двухслойной и т. д. диэлектрических структур, методом математической индукции были получены выражения для коэффициентов отражения и прохождения, аналогичные приведенным в работе [1] для таких структур в оптическом диапазоне.

Выделяя модуль и фазу и учитывая рекуррентное соотношение для полинома Чебышева 2-го рода $U_n^2(x) - 2xU_n(x) \times U_{n-1}(x) + U_{n-1}^2(x) = 1$, после несложных преобразований получили выражения для коэффициентов отражения и прохождения в виде

$$R = \frac{\left(\frac{\gamma}{\Gamma} - \frac{\Gamma}{\gamma}\right) U_{n-1}(x) \sin \Gamma L_2}{2 \sqrt{1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\gamma}{\Gamma} - \frac{\Gamma}{\gamma}\right)^2 U_{n-1}^2(x) \sin^2 \Gamma L_2}} \times e^{-i \arctg \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\gamma}{\Gamma} - \frac{\Gamma}{\gamma}\right) U_{n-1}(x) \sin \Gamma L_2 \right]}, \quad (1)$$

$$T = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\gamma}{\Gamma} - \frac{\Gamma}{\gamma}\right)^2 U_{n-1}^2(x) \sin^2 \Gamma L_2}} \times$$

$$\times e^{-i\left\{\frac{\pi}{2} + \arctg \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\gamma}{\Gamma} - \frac{\Gamma}{\gamma} \right) U_{n-1}(x) \sin \Gamma l_2 \right] \right\}} \quad (2)$$

где

$$\gamma = \sqrt{k^2 - p^2}; \quad \Gamma = \sqrt{\epsilon k^2 - p^2}; \quad k = 2\pi/\lambda;$$

p — поперечное волновое число рассматриваемого волновода;

$$U_{n-1}(x) = \sum_{k=0}^{\left[\frac{n-1}{2} \right]} (-1)^k \cdot \frac{(n-k-1)!}{k! (n-2k-1)!} (2x)^{n-2k-1}$$

— полином Чебышева 2-го рода; n — число диэлектрических слоев;

$$x = \cos \gamma l_1 \cos \Gamma l_2 - \frac{1}{2} \left(\frac{\gamma}{\Gamma} + \frac{\Gamma}{\gamma} \right) \sin \gamma l_1 \cdot \sin \Gamma l_2. \quad (3)$$

Из (3) нетрудно увидеть, что x совпадает с правой частью дисперсионного уравнения диэлектрической периодической структуры [2] и при достаточно больших n $x = \cosh(h(l_1 + l_2))$, где h — постоянная распространения периодической структуры.

На рисунке в качестве примера приведена частотная характеристика затухания $\alpha = 20 \lg \frac{1}{|T|}$ для периодической диэлектрической структуры, состоящей из четырех элементов в прямоугольном волноводе ($a = 28,5$ мм; $l_1 = 19,3$ мм; $l_2 = 8,4$ мм; $\epsilon = 9,2$; $\text{tg} \delta = 1 \cdot 10^{-4}$). Результаты эксперимента достаточно хорошо согласуются с расчетом. На частотной характеристике затухания можно выделить две характерные полосы пропускания. Одна из них (1) связана с полуволновостью диэлектрических вкладывшей, вторая (2) — с полуволновостью воздушных промежутков.

Из (1) видно, что максимальное отражение от рассматриваемой структуры будет, когда $|U_{n-1}(x)|$ максимально, откуда следует условие максимального отражения

$$\text{tg} \Gamma l_2 / \Gamma = - \text{tg} \gamma l_1 / \gamma,$$

что совпадает с условием полного отражения для полубесконечной периодической диэлектрической структуры [2]. Заметим, что уже при четырех элементах в структуре коэффициент отражения практически не отличается от единицы.

Выражения (1), (2) для коэффициентов прохождения и отражения диэлектрической структуры, состоящей из конечного числа элементов, удобны для проведения численных расчетов на ЭВМ при любых параметрах структуры, а также позволяют, в случае необходимости, все операции вычисления довольно просто выполнять вручную.

В заключение следует отметить, что приведенные результаты могут быть использованы для расчета многослойных диэлек-

трических структур и устройств на их основе как в волноводах, так и в свободном пространстве.

Список литературы: 1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., Наука, 1973. 719 с. 2. Диэлектрические слоистые покрытия с большим коэффициентом отражения / А. А. Воробьев, Л. Н. Безматерных, А. Н. Диденко и др. — Изв. вузов. Радиофизика, 1964, т. 7, № 2, с. 338—342.

УДК 621.372.8.049.75—416

Д. С. ДЕНИСОВ, канд. физ.-мат. наук,
Б. Д. ТРУФАНОВ, Н. Я. МАКАРОВА

К РАСЧЕТУ ВОЛНОВОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ОБРАЩЕННОЙ ПОЛОСКОВОЙ ЛИНИИ

При конструировании различных элементов на полосковых линиях внимание специалистов привлекает обращенная полосковая линия (рис. 1). Преимущества такой линии по сравнению

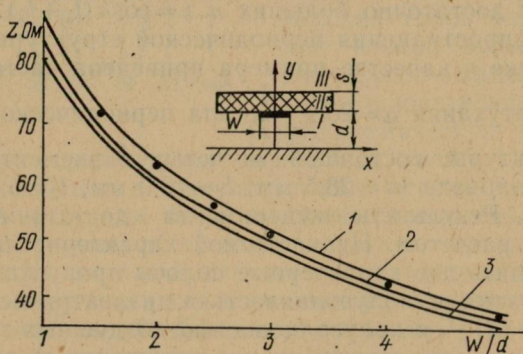


Рис. 1. Теоретические (—) и экспериментальные (• — для $S=1,0$ мм) графики волнового сопротивления обращенной полосковой линии ($\epsilon=9,8$):
1 — $S=1,0$ мм; 2 — $S=1,5$ мм; 3 — $S=2,0$ мм.

с другими типами полосковых линий обусловлены ее конструктивными особенностями, благодаря которым в диэлектрике распространяется только небольшая часть электромагнитного поля. В результате уменьшаются потери в диэлектрике и потери на излучение. Наиболее перспективны обращенные полосковые линии в устройствах, где между токонесущей полоской и экраном помещаются какие-либо элементы.

Для расчета волнового сопротивления обращенной полосковой линии воспользуемся известной формулой [1]

$$Z_0 = 1 / [v_0 (C_0 C)^{1/2}], \quad (1)$$

где v_0 и C_0 — соответственно скорость распространения электромагнитной волны в свободном пространстве и погонная емкость воздушной линии; C — погонная емкость линии с диэлектриком. Для определения волнового сопротивления достаточно найти погонную емкость линии. Расчет производим для бесконечно тонкой проводящей полоски в приближении ТЕМ-волны. Используем уравнение Пуассона

$$\Delta^2 U(x, y) = \frac{1}{\epsilon \epsilon_0} \rho(x, y), \quad (2)$$

где $\rho(x, y)$ — плотность зарядов; ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость вещества; ϵ_0 — проницаемость вакуума. Плотность зарядов на полоске определяется следующим выражением:

$$\rho(x, y) = \delta(y-b) f(x), \quad (3)$$

где $\delta(y-b)$ — дельта-функция Дирака; $f(x)$ — функция распределения зарядов на полоске. В таком виде уравнение (2) решить очень трудно. Поэтому воспользуемся преобразованием Фурье:

$$\tilde{f}(\beta) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{i\beta x} dx. \quad (4)$$

При этом уравнение (2) примет вид:

$$\left(\frac{d^2}{dy^2} - \beta^2 \right) \tilde{U}(\beta, y) = 0, \quad (y \neq b, a), \quad (5)$$

где $\tilde{U}(\beta, y) = \int_{-\infty}^{\infty} U(x, y) e^{i\beta x} dx$.

Общим решением дифференциального уравнения (5) в ограниченной области является линейная комбинация $\exp(|\beta|y)$ и $\exp(-|\beta|y)$

$$\tilde{U}(\beta, y) = C_1^n e^{|\beta|y} + C_2^n e^{-|\beta|y}, \quad (6)$$

где n — номер области. Для нахождения потенциала на полоске воспользуемся методом частичных областей.

Разобьем обращенную линию (рис. 1) на три области. Граничные условия имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \tilde{U}_1(\beta, 0) = 0; \quad \tilde{U}_1(\beta, b) = \tilde{U}_2(\beta, b); \quad \epsilon \frac{d\tilde{U}_2}{dy}(\beta, b) = \frac{d\tilde{U}_2}{dy}(\beta, b) - \frac{1}{\epsilon_0} \tilde{f}(\beta); \\ \tilde{U}_2(\beta, a) = \tilde{U}_3(\beta, a); \quad \epsilon \frac{d\tilde{U}_2}{dy}(\beta, a) = \frac{d\tilde{U}_3}{dy}(\beta, a); \quad \tilde{U}_{3|y \rightarrow \infty} = 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Известно [2], что при симметричной структуре линии $f(x)$ и $f(\beta)$ также будут симметричными.

Подставляя в граничные условия (7) общее решение (6) получаем систему линейных неоднородных уравнений для определения коэффициентов функции потенциала. Тогда решение уравнения Пуассона (5) для потенциала на полоске примет вид

$$\tilde{U}(\beta, b) = \frac{f(\beta)(1 + \varepsilon \operatorname{cth} |\beta| S)}{\varepsilon_0 |\beta| [\operatorname{cth} |\beta| b + \varepsilon \operatorname{cth} |\beta| S + \varepsilon(\varepsilon + \operatorname{cth} |\beta| S \operatorname{cth} |\beta| b)]}. \quad (8)$$

Погонная емкость, выраженная через потенциал и функцию распределения плотности зарядов, представляется так [2]:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{Q^2} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) U(x, b) dx, \quad (9)$$

где $Q = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) dx$ — заряд, сосредоточенный на полоске. Используя формулу Парсеваля [2], получаем погонную емкость, выраженную в β -координатах:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{2\pi Q^2} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(\beta) \tilde{U}(\beta, b) d\beta. \quad (10)$$

Поскольку $f(x)$, $f(\beta)$ симметричны, следует брать удвоенное значение интеграла (10) в пределах от 0 до ∞ :

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{\pi Q^2} \int_0^{\infty} \tilde{f}(\beta) \tilde{U}(\beta, b) d\beta. \quad (11)$$

Для расчета погонной емкости воздушной линии достаточно в конечной формуле $S \rightarrow 0$. Тогда формула (11) значительно упрощается:

$$\frac{1}{C_0} = \frac{1}{\pi Q^2 \varepsilon_0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\{\tilde{f}(\beta)\}^2 d\beta}{\beta(1 + \operatorname{cth} \beta b)}. \quad (12)$$

Для расчета волнового сопротивления обращенной полосковой линии, на основании работы [3], примем распределение плотности зарядов в виде

$$f(x) = \left(1 - \left(\frac{2x}{W}\right)^2\right)^{-1/2}, \quad \left(-\frac{W}{2} \leq x \leq \frac{W}{2}\right). \quad (13)$$

С целью упрощения математических выкладок выражение (13) можно разложить в бесконечный степенной ряд и ограничиться

первыми членами ряда в виду его хорошей сходимости. При этом распределение плотности зарядов можно записать так:

$$f(x) = 1 + \left(\frac{2x}{W}\right)^3. \quad (14)$$

Подставляя выражение (14) в (11) и (12), можно определить емкость, а следовательно, и волновое сопротивление полосковой

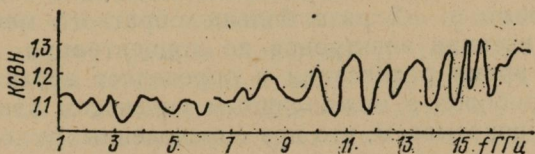


Рис. 2. Зависимость КСВН от частоты для пары переходов от коаксиальной линии на обращенную полосковую линию.

линии. Волновое сопротивление по формулам (11) и (12) рассчитано на ЭВМ для диэлектрика с $\epsilon=9,8$.

Для проверки правильности полученных теоретических результатов экспериментально исследовано волновое сопротивление обращенной полосковой линии методом Q -метра. Теоретические экспериментальные графики приведены на рис. 1. По результатам исследования сконструированы переходы от коаксиальной линии сечением $3,5 \times 1,0$ мм на обращенную полосковую линию с диэлектриком $\epsilon=9,8$, $d=0,5$ мм, $S=1$ мм и токонесущим проводником $W=1,5$ мм. Зависимость КСВН от частоты для пары переходов приведена на рис. 2.

Список литературы: 1. Полосковые линии и устройства СВЧ. М., Высш. школа, 1974. 262 с. 2. Yamachita E. Variational method for the analysis of microstrip-like transmission lines. — IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, 1968, vol. MTT-16, № 9, p. 529—535. 3. Hallen E. Electromagnetic theory. Lnd., Chapman Hall, 1962. 64 p.

УДК 621.382.2

БЕЛЕЦКИЙ Н. И., канд. физ.-мат. наук,
ПРОХОРОВ Э. Д., д-р. физ.-мат. наук

НОВАЯ ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ МОДА КОЛЕБАНИЙ В ПРИБОРАХ С МЕЖДОЛИННЫМ ПЕРЕНОСОМ ЭЛЕКТРОНОВ

Приборы с междолинным переносом электронов имеют частотный предел 150—180 ГГц (последняя цифра при действии на диоды сигнала из 2-х гармоник). Это показано в целом ряде работ для GaAs и полупроводников A_3B_5 [см. 1]. Физически

ограничение частотного диапазона сверху обусловлено конечностью времен релаксации электронов — внутридолинных и междолинных. Для образца полупроводника с междолинным переносом электронов (GaAs и др.), не ограниченного каким-либо условием по длине, эти времена являются определяющим в установлении верхнего частотного предела. Если сравнить указанные времена, наибольшим из них окажется внутридолинное время релаксации электронов по энергии в Γ -долине, для GaAs это время в ~ 2 раза больше обратного междолинного времени релаксации электронов по концентрации $\tau_{\text{тг}}$, $\tau_{\text{лг}}$. Именно это время релаксации и определяет верхнюю частоту генерации приборов с междолинным переносом электронов.

Ниже мы показываем, что при определенных условиях в приборах с междолинным переносом электронов может существовать более высокочастотная мода, по сравнению с наиболее высокочастотной из известных мод — режимом с ограничением накопления объемного заряда (ОНОЗ или LSA). Соответственно и частоты генерации приборов при этих условиях могут быть значительно увеличены.

Рассмотрим междолинный перенос электронов в приборе конечной длины с учетом влияния на процессы в объеме катодного контакта. Последний влияет на процессы в диоде с междолинным переносом электронов в случае, если он модулирует плотность концентрации электронов в пролетной области диода или создает «горячие» электроны у контакта на расстоянии в несколько длин свободного пробега электронов. Нас интересует второй случай (когда контакт вводит в пролетную область носители с энергией, превосходящей энергии электронов n -области).

При наличии определенного катодного контакта время, необходимое для нагрева электронов в Γ -долине, возможно свести практически до нуля — именно это может увеличить частотный диапазон работы приборов с междолинным переносом электронов. Действительно, в приборе с катодным контактом, способным поставлять в n -область электроны, не нуждающиеся в дополнительном наборе энергии и способные сразу же рассеиваться в боковые долины X , L , влияние внутридолинных времен релаксации электронов по энергии и импульсу в Γ -долине сказывается значительно меньше. Наибольшими остаются обратные времена релаксации для междолинных переходов электронов, которые и определяют верхний частотный предел. Сведение к минимуму времени, необходимого для набора энергии электронами для перехода в X , L долины, инжекцией через контакт определяет новую, более высокочастотную моду колебаний приборов с междолинным переносом электронов. Рассмотрим некоторые качественные требования, необходимые для реализации на практике такой моды.

1. Требования к контакту металл-полупроводник. Работа выхода электронов $\varphi_m > \varphi_{n/n}$. На границе металл—полупроводник образуется запорный слой с несколько пониженной у границы концентрацией электронов. При сильном электрическом поле в области полупроводника на границе металл—полупроводник образуется высокий (больше, чем в равновесном состоянии) и узкий потенциальный барьер, который высокоэнергетичные электроны в металле могут преодолеть туннельным образом. Для этого толщина слоя должна составлять при общем напряжении на структуре, равном пороговому, 100—200 Å. Вероятность прохождения через такой барьер определяется концентрацией электронов в металле, числом свободных мест в полупроводнике (при рабочем включении «минус на катоде» их всегда много) и коэффициентом прозрачности барьера

$$D \approx \exp \left\{ -\frac{2}{h} \int_0^{\delta} \sqrt{2m(\epsilon - U(x))} \cdot dx \right\}.$$

В условиях узкого барьера поток электронов будет достаточен, чтобы соответствовать необходимой плотности тока через полупроводники.

2. Требования к длине активной области. Под длиной активной области понимается область вблизи контакта, в которой существуют «горячие» электроны, поступающие через контакт металл—полупроводник при приложении напряжения к структуре. Длина активной области диода может составлять 2—3 длины свободного пробега электронов (на таком расстоянии электроны еще полностью не остывают), поскольку важно, чтобы область полупроводника с ОДП образовалась вблизи контакта, а не по всему полупроводнику. При инжекции горячих электронов через контакт наиболее быстро они перейдут во 2-ю долину именно вблизи контакта — это приведет к общему быстрому переключению диода.

3. Высокочастотная мода колебаний. Пусть диод помещен в резонатор. Тогда на диоде действует переменная составляющая напряженности электрического поля с частотой резонатора f . При увеличении напряженности электрического поля увеличивается поток и энергия электронов, туннелирующих из металла в полупроводник. Энергия электронов такова, что они без дополнительного набора энергии попадают в верхние долины — для этого им требуется немного меньше времени, чем τ^e (внутридолинное время релаксации по энергии). Это и должно в итоге приводить к увеличению частотного предела работы. Уменьшение напряжения на диоде (в основном при напряженностях электрического поля ниже пороговых) приводит к обратному переносу электронов — из верхних долин в нижние с по-

стоянной времени $\tau_{\text{ХГ}}$ и $\tau_{\text{ЛГ}}$. Рассматриваемая мода более высокочастотна по сравнению с LSA — оценка верхнего частотного предела с учетом только времен $\tau_{\text{ХГ}}$ и $\tau_{\text{ЛГ}}$ (междолинных) показывает [2], что верхний частотный предел должен составлять 300 ГГц — 350 ГГц. За неимением других расчетов можно сохранить указанную оценку для рассматриваемой моды колебаний (150—300 ГГц).

Таким образом, поставка высокоэнергетичных электронов катодным контактом в объем n -области уменьшает время релаксации горячих электронов и увеличивает частотный предел работы приборов с междолинным переносом электронов. Снятие, казалось бы, непреодолимого присущего кристаллу физического ограничения по времени релаксации введением специального катодного контакта позволяет существенно увеличить максимальную частоту генерации приборов с междолинным переносом электронов.

Список литературы 1. Прохоров Э. Д. Перспективные соединения из элементов III и V групп для диодов Ганна. Частотные свойства. — Радиотехника и электроника, 1978, т. 23, вып. 4, с. 811—817. 2. Прохоров Э. Д., Белецкий Н. И., Дядченко А. В. О возможности увеличения высокочастотного предела работы диодов Ганна. — Радиотехника и электроника, 1972, т. 17, вып. 5, с. 1103—1106.

УДК 621.382.2

Н. И. БЕЛЕЦКИЙ, канд. физ.-мат. наук,
Н. Е. ПОЛЯНСКИЙ,
Э. Д. ПРОХОРОВ, д-р физ.-мат. наук

ГЕНЕРАЦИЯ ПРИБОРАМИ С МЕЖДОЛИННЫМ ПЕРЕНОСОМ ЭЛЕКТРОНОВ 2-й ГАРМОНИКИ В ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

Один из путей получения высокочастотной генерации на частотах больше максимальной частоты генерации приборов с междолинным переносом электронов — генерация гармоник. Речь может идти в основном о 2-й гармонике, поскольку на более высоких гармониках эффективность генерации ничтожна. Наличие 2-й гармоники в сигнале напряжения, действующего на диоде, приводит к увеличению эффективности генерации на низких частотах (КПД возрастает на 10—15%) и увеличению максимальной частоты генерации приборов с междолинным переносом электронов на 15—20%. На 2-й гармонике увеличение эффективности генерации (до 10—12% в импульсном режиме на низких частотах ~ 10 ГГц) возможно при увеличении отношения амплитуды 2-й гармоники к амплитуде 1-й гармоники до значений 0,6—0,9 [1]. Подробные теоретические расчеты для низких частот приведены в работе [1].

Ниже мы хотим показать, каким образом эффективность генерации на 2-й гармонике (при работе диода на 1-й гармонике) зависит от частоты в широком диапазоне частот (рассматриваются только полученные результаты).

1. Путем теоретических расчетов установлено, что на низких частотах эффективность генерации на 2-й гармонике при $E_1/E_2 \rightarrow 1$ растет и даже может превышать эффективность генерации на 1-й гармонике, достигая $\sim 10\text{--}12\%$ при 300°K и $\sim 5\text{--}6\%$ при 500°K .

Эти значения, однако, не характерны для диапазона частот. С увеличением частоты начинают сказываться инерционность перераспределения электронов или эффекты релаксации электронов по энергии. Дрейфовая скорость всей совокупности электронов приобретает вид динамической кривой, имеющей гистерезис, при увеличивающихся $E_{\text{пор}}$ и $V_{\text{пор}}$; возрастает сдвиг фаз между током через кристалл (или дрейфовой скоростью) и действующим на приборе переменным напряжением. Все это вместе приводит к падению эффективности генерации с увеличением частоты вплоть до нуля на частотах $\sim 150\text{--}180$ ГГц (рис. 1). Отрицательная дифференциальная проводимость также исчезает на этих частотах.

2-я гармоника ведет себя аналогично 1-й. Эффективность генерации 2-й гармоники на частотах ~ 20 ГГц невелика и составляет $\sim 3\text{--}4\%$ при $K=0,33$ — в условиях, наиболее благоприятных для 1-й гармоники по эффективности генерации и частотному пределу. Для 1-й гармоники f_{max} составляет $\sim 170\text{--}180$, а для 2-й 350 ГГц. При любых других соотношениях максимальные частоты генерации на 1-й и 2-й гармониках уменьшаются соответственно до ~ 150 и 300 ГГц. Это показано на рис. 2 (теоретические результаты). Частоты кривых 1—4 следует соотносить с удвоенными частотами кривых 2'—4'.

Разогрев рабочей области прибора до 500°K (реальных температур в непрерывном режиме) уменьшает эффективность генерации на низких частотах до $10\text{--}12\%$ и частотный предел до ~ 150 ГГц. Эффективность генерации на 2-й гармонике на низких частотах в непрерывном режиме составляет $2\text{--}2,5\%$ и постепенно уменьшается до нуля на частотах ~ 300 ГГц.

Следует отметить следующее: если на сравнительно низких частотах (до частот 1-й гармоники ~ 75 ГГц) генерация на 2-й гармонике происходит за счет отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) полупроводника (GaAs), то на частотах основной гармоники более 75 ГГц ОДП на частоте 2-й гармоники нет, на 2-й гармонике идет поглощение мощности, она компенсируется частью мощности первой гармоники.

Таким образом, теоретические расчеты показывают, что при работе прибора с междолинным переносом электронов на частотах до 150 ГГц, на 2-й гармонике можно получать частоты до 300 ГГц (КПД низкий, порядка 1% и менее).

2. Эксперименты проводили в связанных резонаторах, настроенных на частоты 1-й и 2-й гармоник. Диод помещали в резонатор, настроенный на 1-ю гармонику. Резонаторы связаны отверстием по широкой стенке волновода и штырем, проходящим через оба резонатора и контактирующим с диодом.

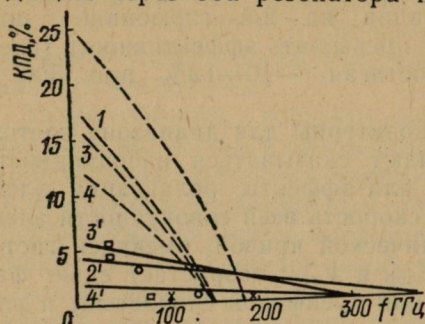


Рис. 1. Экспериментальные точки для 1-й и 2-й гармоник ($K=E_2/E_1$):
1 — $K=0$; 22' — $K=0,33(300^\circ\text{K})$; 33' — $K=0,7(300^\circ\text{K})$; 44' — $K=0,33(500^\circ\text{K})$;
□○× — эксперимент.

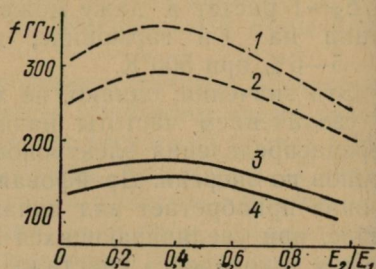


Рис. 2. Максимальные частоты генерации на 1-й и 2-й гармониках (теоретические результаты):
1 — $300^\circ\text{K}(2)$; 2 — $500^\circ\text{K}(2)$; 3 — $300^\circ\text{K}(1)$; 4 — $500^\circ\text{K}(1)$.

Диоды выполнены на штыревых кристаллодержателях. Конструкции диодов описаны в работе [2]. Соотношения амплитуд гармоник и фазовый сдвиг регулируются отверстием связи и перенесением диода между широкими стенками волновода, настроенного на 1-ю гармонику. Были использованы связанные резонаторы диапазонов 8—4 и 4—2 мм (планируется эксперимент в диапазоне 2—1 мм). Экспериментально на частоте 1-й гармоники 25—40 ГГц при мощности ~ 50 мВт мощность 2-й гармоники составляла ($f_2 \sim 50$ —80 ГГц) ~ 10 —20 мВт. При работе прибора с междолинным переносом электронов на 1-й гармонике на частотах ~ 60 —70 ГГц на 2-й гармонике были получены мощности ~ 1 мВт на частотах 120—140 ГГц. На рис. 1 приведены экспериментальные точки для 1-й и 2-й гармоник. Качественно эксперименты подтверждают расчеты (эксперименты проводились в непрерывном режиме работы). Количественные расхождения обусловлены рядом экспериментальных причин: выбором неоптимального КПД на 1-й гармонике, невозможностью одновременно измерить частоту и мощность на первой и второй гармониках и т. д.

Таким образом, теория и эксперимент свидетельствуют о возможности увеличения максимальной частоты генерации приборов с междолинным переносом электронов путем использования мощности 2-й гармоники. Частоты генерации при этом могут быть увеличены до ~ 300 ГГц (1 мм).

Следует отметить, что генерация гармоник — вынужденный вариант увеличения максимальной частоты генерации твердотельных активных элементов (таких как ЛПД и диоды с междолинным переносом электронов), поскольку эффективность генерации на частотах 200—300 ГГц невелика (менее 1%). Поэтому так важны сейчас новые принципы и эффекты, которые имели бы прямой выход в диапазон 1 мм и субмиллиметровый диапазон (на основной гармонике, а не на высших).

Список литературы: 1. Генерация СВЧ-колебаний диодом Ганна на второй гармонике резонатора / Э. Д. Прохоров, Н. Е. Полянский, Н. И. Белецкий, А. А. Дрогаченко. — Радиотехника и электроника, 1979, № 6, с. 1232—1234. 2. Экспериментальное исследование частотных возможностей диодов Ганна на основе GaAs / Н. Е. Полянский, А. А. Дрогаченко, Е. С. Золотарев, Э. Д. Прохоров. — Вестн. Харьк. ун-та, № 180. Радиотехника, электроника, вып. 8, 1979, с. 84—87.

УДК 621.382.2

А. И. КОСТИН,

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

ЛАВИННЫЙ ПРОБОЙ В InSb—NiSb

В ряде работ [1, 2] сообщалось, что в двухфазной системе InSb—NiSb под действием сильного электрического поля возникает шумовое излучение, природа которого до настоящего времени не установлена. В статье [2] отмечалось, что появление шума в InSb—NiSb связано с развитием лавинного пробоя, в связи с чем в настоящей работе исследуются особенности пробойных явлений в этом материале.

Образцы для исследований вырезали из монокристаллов с электронным типом проводимости, концентрация носителей в них при температуре 77° К составляла $2,3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, подвижность — $5,1 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Измерения проводили на образцах двух типов. В первом из них (тип А) контакты приплавляли таким образом, что приложенное электрическое поле действовало перпендикулярно направлению ориентации игл, во втором (тип В) — параллельно. Для проведения измерений был построен специальный импульсный генератор с малым внутренним сопротивлением, длительность импульсов могла регулироваться от долей микросекунды до 1,5—2 мкс, амплитуда — в пределах 0—100 В.

Типичные результаты измерений зависимости $I(U)$ приведены на рис. 1. Как видно из этих графиков, среди образцов типа А наблюдается зависимость двух видов. Одни из них (А7 и А8), имеющие более низкое ($\sim 200 \text{ Ом}$) сопротивление в предпробойной области, характеризуются плавным характером пробоя, в то время как другие образцы этого типа (АК5

и АК6) в предпробойной области имеют более высокое (~ 300 Ом) сопротивление при тех же размерах, и более крутую зависимость $I(U)$ в области пробоя. Все образцы типа В имеют плавную пробойную характеристику, однако пробой здесь начинается при меньших значениях поля: если у образцов

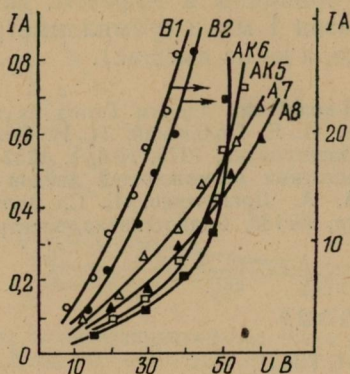


Рис. 1.

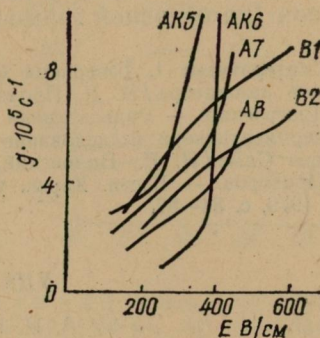


Рис. 2.

типа А величина пробойного поля составляет 150—230 В/см, то у образцов типа В это поле равно 130 В/см.

Более четко различие между образцами типов А и В обнаруживается в зависимости скорости генерации g от напряженности электрического поля, приведенной на рис. 2. Эта зависимость построена по графикам (рис. 1) согласно выражению $g(E) = n_0^{-1} (dn/dt) \approx n_0^{-1} (\Delta n/\Delta t)$, где Δt — длительность импульса; $\Delta n = n - n_0$; n_0 — равновесная концентрация носителей, n — их концентрация по истечении импульса. Если образцы типа А обнаруживают экспоненциальный рост $g(E)$ (образцы АК) или, по крайней мере, тенденцию к такому росту (образцы А), то у образцов типа В наблюдается зависимость другого вида: за участком быстрого роста $g(E)$ следует область полей, где рост скорости генерации замедляется.

Существующие теории лавинного пробоя предсказывают экспоненциальный рост скорости генерации, соответствующий зависимости $g(E) = g_{01} \exp(-a_1/E)$ либо $g(E) = g_{02} \exp(-a_2/E^2)$. Из данных рис. 2 следует, что в образцах типа А реализуется зависимость первого вида, в образцах же типа В зависимость $g(E)$ не укладывается ни в первую, ни во вторую из приведенных формул. Следует также отметить, что при обеих ориентациях электрического поля скорость генерации в InSb—NiSb по крайней мере на порядок меньше, чем в InSb.

Полученные результаты могут быть объяснены следующим образом. В образцах типа А искажения однородного распределения поля невелики по сравнению с теми, которые имеют ме-

сто в образцах типа B , поэтому в первых пробойные явления в основном укладываются в рамки теории. Различие в пробойных характеристиках образцов типа A и типа AK связано, по-видимому, с тем, что образцы второго типа являются частично компенсированными. Что касается образцов типа B , то на развитие лавинного пробоя здесь существенное влияние оказывает концентрация силовых линий вблизи концов игл, так что максимальная напряженность поля может намного превосходить среднюю.

Уменьшение скорости генерации носителей в $InSb - NiSb$ по сравнению с $g(E)$ для $InSb$ может быть объяснено как результат противодействия двух эффектов. Наличие игл приводит к концентрации поля в малых объемах кристалла, что должно вести к увеличению скорости генерации. Во то же время неупругое рассеяние носителей на границах фаз должно вызвать снижение генерации, так что конечный результат будет определяться тем, какой из двух указанных факторов в данном случае доминирует. Кроме того, измеренные нами значения $g(E)$ могут оказаться заниженными из-за большой длительности пробойных импульсов, вследствие чего в течение импульса происходит не только генерация, но и рекомбинация носителей.

Список литературы: 1. Эванс А., Уолш Д. СВЧ излучение из эвтектического сплава $InSb - NiSb$ — ТИИЭР, 1968, т. 56, № 3, с. 110—111. 2. Костин А. И., Сатюков А. И., Светличный В. М. Генерация шума в $InSb - NiSb$. — УФЖ, 1978, т. 23, № 2, с. 335—336.

УДК 621.382

В. М. С В Е Т Л И Ч Н Ы Й, канд. физ.-мат. наук

РАЗОГРЕВ ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПЛАСТИНЕ, ПОМЕЩЕННОЙ В ВОЛНОВОД

Разогрев электронного газа в образце полупроводника, помещенном в волновод, исследовался в ряде работ, в которых был изучен сам процесс разогрева и высказаны предложения по использованию полученных результатов для прикладных целей — детектирования, смешивания сигналов, умножения частоты. Однако эти исследования проводились на образцах специальной сложной формы. Представляет интерес выяснить, какие сведения могут быть получены при изучении разогрева носителей в полупроводниковой пластине, расположенной на широкой стенке прямоугольного волновода.

Пусть в прямоугольном волноводе на широкой стенке перпендикулярно направлению распространения волны помещена полупроводниковая пластина толщиной h , намного меньшей глубины скин-слоя, и шириной b , намного меньшей длины волны. Считается, что период колебаний намного превосходит вре-

мя релаксации избыточной энергии и время диэлектрической релаксации. Будем полагать, что разогрев носителей слабый, т. е. зависимость удельной электропроводности от поля представляется выражением

$$\sigma(E) = \sigma_0(1 - \beta E^2), \quad (1)$$

где $\sigma_0 = \sigma(E)$ при $E \rightarrow 0$; β — коэффициент, описывающий эффективность разогрева носителей в данном материале.

Пусть по волноводу распространяется сигнал, имеющий в своем составе ряд гармоник с частотами, кратными основной частоте ω , причем все они имеют тип H_{k0} , т. е. в полупроводнике действует электрическое поле

$$E(y, t) = \sum_{k=1}^n E_{mk}(y) \cos k\omega t. \quad (2)$$

Тогда удельная электропроводность полупроводника изменяется по закону

$$\sigma(y, t) = \sigma_0 \left\{ 1 - \beta \left[\sum_{k=1}^n E_{mk}(y) \cos k\omega t \right]^2 \right\}. \quad (3)$$

Если к образцу приложено постоянное напряжение U_0 столь малое, что создаваемое им электрическое поле не дает заметного вклада в разогрев носителей, тогда протекающий в образце ток

$$I(t) = \frac{U_0}{R_n + R_{обп}(t)}, \quad (4)$$

где R_n — сопротивление, включенное последовательно с образцом; $R_{обп}(t)$ — изменяющееся во времени сопротивление образца. Поскольку сопротивление бесконечно тонкого слоя толщиной dy в направлении постоянного электрического поля

$$dR_{обп}(y, t) = \frac{1}{\sigma(y, t)} \frac{dy}{bh}, \quad (5)$$

то

$$R_{обп}(t) = R_0 \int_0^a \left\{ 1 + \beta \left[\sum_{k=1}^n E_{mk}(y) \cos k\omega t \right]^2 \right\} dy, \quad (6)$$

где $R_0 = a/\sigma_0 bh$ — сопротивление образца в отсутствие сигнала. Подставляя (6) в (4) и учитывая, что разогрев слабый ($\beta E^2 \ll 1$), получим:

$$I(t) = I_0 \left\{ 1 - \frac{R_0 \beta}{a(R_n + R_0)} \left[\sum_{k=1}^n \cos^2 k\omega t \int_0^a E_{mk}^2(y) dy \right] + \right.$$

$$+ 2 \sum_{k,l=1}^n \cos k\omega t \cos l\omega t \int_0^a E_{mk}(y) E_{ml}(y) dy \Bigg\}. \quad (7)$$

Постоянная составляющая тока, протекающего через образец, может быть измерена на опыте:

$$\bar{I} = I_0 - \frac{U_0 \beta R_0^2}{2\alpha \sigma_0 b h (R_n + R_0)^2} \sum_{k=1}^n \int_0^a \sigma_0 E_{mk}^2(y) b h dy. \quad (8)$$

Поскольку мощность, поглощаемая в единице объема полупроводника $p = \sigma E^2$, то сумма интегралов в (8) представляет полную пиковую мощность, поглощаемую образцом, так как $b h dy = dV$ — объем тонкого слоя, в котором E_{mk} постоянно. Таким образом,

$$\bar{I} = I_0 - \frac{U_0 \beta R_0^2}{2\alpha \sigma_0 b h (R_n + R_0)^2} \sum_{k=1}^n \int_V p_{mk} dV, \quad (9)$$

где V — объем образца. Учитывая, что эффективная мощность для гармонического сигнала $\tilde{p} = p_m/2$, получим

$$\bar{I} = I_0 - \frac{U_0 \beta R_0^2}{\alpha^2 (R_n + R_0)^2} \tilde{P}_{\text{полг}}, \quad (10)$$

где $P_{\text{полг}}$ — полная мощность, поглощаемая образцом.

Отсюда следует, что, измеряя изменение тока, протекающего через образец, при облучении образца, можно установить величину β — величину, определяющую эффективность разогрева носителей. Кроме того, описываемое устройство может служить основой для измерения мощности, причем подобный измеритель пригоден для измерений не только на основном типе волн, но и на любом из типов $H_{\text{по}}$.

УДК 537.856

В. С. ПОПОВ, канд. физ.-мат. наук,
В. М. ТКАЧЕНКО, канд. физ.-мат. наук

О ПРОХОЖДЕНИИ ИМПУЛЬСА МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ПОЛОСТЬ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ЦИЛИНДРА

В работах [1; 2], исходя из уравнений квазистационарного электромагнитного поля, решена задача о проникновении переменного магнитного поля вида $H_0 \sin \omega t$ внутрь проводящих камер различной формы. В настоящей работе в том же приближе-

нии рассмотрено прохождение импульса магнитного поля в полость бесконечного металлического цилиндра круглого сечения. Форма импульса магнитного поля, заданного во внешней по отношению к цилиндру области, описывается функцией вида

$$\vec{H}^i = \vec{H}_0 f(t), \quad f(t) = \begin{cases} e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}, & t > 0; \\ 0, & t < 0. \end{cases} \quad (1)$$

Для простоты полагаем, что вектор $\vec{H}_0$ направлен вдоль оси цилиндра. Тогда в стенках цилиндра под действием поля (1) возникают кольцевые вихревые токи, которые возбуждают поле только во внутренних областях цилиндра. В этих условиях, решая уравнение квазистационарного электромагнитного поля методом преобразования Лапласа, получаем следующее выражение магнитного поля, прошедшего в полость цилиндра:

$$H(t) = \frac{4H_0}{\pi q^2 ab} \left\{ \frac{e^{-\alpha t}}{\alpha D(\alpha)} - \frac{e^{-\beta t}}{\beta D(\beta)} + \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{1}{p_m + \alpha} - \frac{1}{p_m + \beta} \right) \times \right. \\ \left. \times \frac{e^{p_m t}}{p_m \frac{dD(p)}{dp} \Big|_{p=p_m}} \right\}, \quad (2)$$

где $D(p) = I_0(ka)N_2(kb) - I_2(kb)N_0(ka)$; $k^2 = q^2 p$; $q^2 = \frac{4\pi\mu\sigma}{c^2}$;

a и b — соответственно внутренний и внешний радиусы цилиндра; p_m — m -й корень уравнения $D(p) = 0$; I_0 и N_2 — функции Бесселя; σ — проводимость; μ — проницаемость.

Выражение (2) существенно упрощается в случае тонкостенного цилиндра, когда $b, a \gg \Delta$; $|k|\Delta \ll 1$, где Δ — толщина боковой стенки цилиндра. При этом формула (2) приобретает следующий вид:

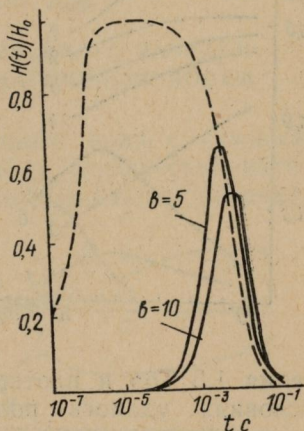
$$H(t) = H_0 \left(\frac{e^{-\alpha t} - e^{-t/\tau}}{1 - \alpha\tau} - \frac{e^{-\beta t} - e^{-t/\tau}}{1 - \beta\tau} \right), \quad (3)$$

где $\tau = Hq^2 b \Delta / 2$. Как видно из этого выражения, форма импульса магнитного поля, прошедшего в полость цилиндра, определяется электромагнитными свойствами и толщиной стенок цилиндра и его поперечными размерами.

С помощью формулы (3) был выполнен численный расчет формы импульса, прошедшего в алюминиевые ($\mu = 1$; $\sigma = 3,3 \times 10^{17} \text{ с}^{-1}$) цилиндры радиусом 5 и 10 см и толщиной стенок $\Delta = 0,1$ см. В случае, когда $\alpha = 10^2 \text{ с}^{-1}$, $\beta = 10^6 \text{ с}^{-1}$, результаты этих расчетов показаны на рисунке в виде графиков зависимости $H(t)/H_0$ от времени t (время отложено в логарифмическом масштабе). Для сравнения на том же рисунке пунктирной ли-

нией показана форма исходного импульса (1), для которого при заданных значениях α и β характерным является наличие крутого переднего и плавного заднего фронтов. Из графиков (рисунок) хорошо прослеживаются особенности прохождения таких импульсов в полость цилиндра.

К ним относятся довольно резкое искажение переднего фронта и совпадение задних фронтов прошедшего и исходного импульсов, начиная с времен t , чуть больших τ . Эти особенности объясняются тем, что в условиях используемого здесь квазистатического приближения основным фактором, влияющим на процесс проникновения поля в экранированную область, является скин-эффект. Наиболее эффективно скинируется быстро меняющийся во времени передний фронт исходного импульса, а для плавно меняющегося заднего фронта влияние скин-эффекта несущественно. Это также ясно указывает на то, что импульс, длительность фронтов которого порядка или чуть больше τ , будет проходить внутрь цилиндра без заметных искажений.



Список литературы: 1. Алексин В. Ф., Романов С. С. Проникновение квазистационарных магнитных полей внутрь проводящих камер. — ЖТФ, 1973, т. 43, вып. 6, с. 1153—1162. 2. Алексин В. Ф., Демуцкий В. П., Романов С. С. Диффузия квазистационарного магнитного поля в сферическую оболочку. — ЖТФ, 1978, т. 48, вып. 3, с. 460—464.

УДК 537.525

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

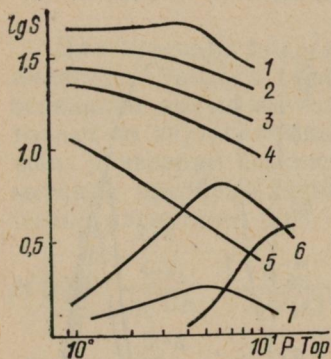
ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РАЗРЯДА С ЦИЛИНДРИЧЕСКИМ ПОЛЫМ КАТОДОМ В ГЕЛИИ

Исследование эмиссионного спектра разряда с полым катодом дает информацию о процессах возбуждения линий материала катода и линий рабочего газа, что необходимо для анализа механизма этого типа разряда [1; 2]. Однако несмотря на слабое понимание механизма разряда с полым катодом, он широко применяется в спектральном анализе газов и металлов. При этом используются конструкции разрядных трубок и условия в разряде, определяемые из эксперимента.

Целью настоящей работы является исследование спектральных характеристик разряда с никелевым полым катодом в гелии, имеющем аномально низкое значение катодного паде-

ния потенциала [3]. Измерения проведены в разряде с цилиндрическим никелевым полым катодом диаметром 7,5 мм и длиной 50 мм. Спектр разряда регистрировался на фотоплёнке с помощью спектрографа ИСП-51.

С применением обычной методики сравнения со спектром железа определены длины волн линий, наблюдающихся в свечении разряда. Найдено, что 16 из наблюдаемых линий принадлежат атомарному гелию, 16 — молекулярным ионам азота, 5 — атомарному водороду, 1 — атомарному неону, 1 — молекулярному гелию, 1 — атомарному азоту. Интенсивности линий в полученном спектре лежат в широком диапазоне. Максимальную интенсивность имеет линия гелия 5015А — 1,68, минимальную — линия молекулярного азота 4278,1А — 0,01 (интенсивность приведена в относительных единицах в логарифмическом масштабе). Данные результаты приведены для давления



гелия 1,5 Тор и плотности разрядного тока 5 мА/см² (в этих условиях удалось получить наибольшее количество линий в спектре излучения).

При использовании разряда с полым катодом в спектральных источниках света важное значение имеет зависимость интенсивности излучаемых линий от давления газа. На рисунке приведена такая зависимость для некоторых линий гелия, азота и водорода. Оказалось, что интенсивность всех линий гелия (кривые 1—5, соответствующие длинам волн 5015А, 4471А, 4922А, 4713А и 3965А) с ростом давления уменьшается. Интенсивность линий водорода (6 — 4861А (H_{β}), 7 — 4340А (H_{γ}) и молекулярного азота (8 — 4278А) в области оптимальных давлений разряда с полым катодом данных размеров (1—10 Тор) с ростом давления увеличивается. Для линий водорода в исследованном диапазоне давлений наблюдается максимум интенсивности расположенный при давлении 6—7 Тор.

Несмотря на то, что разряд был исследован при относительно больших плотностях тока (5÷25 мА/см²), в спектре излучения не были обнаружены линии материала катода — никеля, т. е. распыления материала катода не наблюдалось. Следовательно, описанные условия эксперимента применимы в спектральном анализе газов для обнаружения примесей, имеющих малую концентрацию. В использованном в работе гелии водород содержался в количестве 0,002%, азот — 0,016%. При этом, как показывает эксперимент, для каждого сорта примеси существует оптимальное давление, при котором чувствительность анализа будет максимальной.

- Список литературы: 1. Schvebel W. K. Transverse-discharge slotted hollow-cathode laser.—IEEE J. Quantum Electronics, 1970, vol. QE-6, p. 574-575.
2. Sugawara V., Tohiwa G. CW laser oscillations in Zn II and Cd II in hollow-cathode discharge.—Japan J. Appl. Phys., vol. 9, No 5, p. 588-589.
3. Ткаченко В. М., Тютюнник В. Б. Исследование параметров плазмы в разряде с цилиндрическим полым катодом в гелии. — ЖТФ, 1976, т. 46, вып. 7, с. 1449—2458.

УДК 537.525.3

В. В. БЕЛОУС, канд. физ.-мат. наук

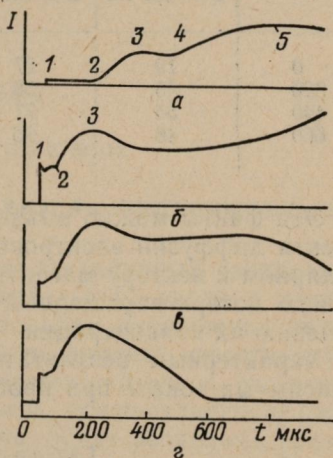
ОБ УПРАВЛЕНИИ ПАРАМЕТРАМИ ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА В ДЛИННЫХ ТРУБКАХ ПРОДОЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Исследование взаимодействия магнитного поля с газовым разрядом представляет большой научный и технический интерес, так как оно позволяет лучше выяснить механизм разряда, а также использовать магнитное поле для управления характеристиками и параметрами газоразрядных приборов.

Стеклоянная разрядная трубка ($\varnothing 3$ см, $d=70$ см) с алюминиевыми электродами заполнялась водородом или воздухом до давления $2 \div 10$ Тор и помещалась в продольное магнитное поле. Режим одиночных импульсов разрядного тока в трубке осуществляется путем разряда накопительного конденсатора $C=2,5$ мкФ через трубку с заземленным анодом, тиратрон ТГИ-400/16 и ограничительное сопротивление $R=3$ кОм.

На рисунке показана осциллограмма импульса тока в водороде при отсутствии магнитного поля (а). Как показали исследования, проведенные ранее, после первого лавинно-стримерного максимума (1), соответствующего стадии распространения фронта ионизации вдоль трубки, наступает таунсендовская стадия (1—2) относительно медленного развития разряда, в которой большую роль играет движение положительных ионов по направлению к катоду вдоль трубки. Обе эти стадии образуют рабочее время развития разряда t_p , в течение которого создаются условия для возникновения пробоя.

В данной работе проводились исследования радиального распределения интенсивности излучения разряда путем перемеще-



Осциллограммы импульсов разрядного тока в водороде при давлении 9 Тор и напряжении $U=5,9$ кВ для магнитной индукции: а—0 Т; б— $2,2 \cdot 10^{-2}$ Т; в— $4,4 \cdot 10^{-2}$ Т; г— $6,6 \cdot 10^{-2}$ Т.

ния фотоумножителя поперек разрядной трубки. Исследования показали, что при увеличении тока от точки 2 до точки 3 пробой развивается преимущественно вдоль стенок трубки, а от точки 4 до точки 5 — вблизи оси трубки. Ступенька 3—4 соответствует отщипыванию разряда, которое скорее всего происходит из-за постепенного перераспределения плотности газа в поперечных сечениях трубки вследствие более сильного нагрева его на оси при развитии пробоя.

При наложении продольного магнитного поля амплитуда первого лавинно-стримерного максимума I_1 увеличивалась (табл. 1, $p=9$ Тор), а рабочее время развития разряда t_p уменьшалось (табл. 2).

Таблица 1

$B \cdot 10^{-4} \text{ Т}$	$I_1 \text{ мА}$	
	$U=6,2 \text{ кВ}$	$U=6,8 \text{ кВ}$
0	19	27
220	48	58
440	54	77
660	46	96

Таблица 2

$B \cdot 10^{-4} \text{ Т}$	$t_p \text{ мкс}$	
	$U=6,5 \text{ кВ}$	$U=6,9 \text{ кВ}$
0	192	64
220	143	58
440	135	55
660	90	55

Эти факты можно объяснить, учитывая уменьшение коэффициента диффузии электронов и ионов в направлении, перпендикулярном к вектору магнитной индукции. Это приводит к уменьшению потерь заряженных частиц на стенках трубки и к увеличению их концентрации.

Характерным результатом является уменьшение основного максимума тока I при пробое (точка 5 на рисунке) при увеличении магнитной индукции (осциллограммы б, в, г). Видно, что при увеличении B до $6,6 \cdot 10^{-2} \text{ Т}$ I уменьшается практически до нуля (табл. 3). Это можно объяснить возникновением аномальной диффузии заряженных частиц к стенкам трубки, приводящей к неустойчивости разряда.

При случайной, даже небольшой винтообразной деформации

шнура разряда появляется электромагнитная сила $I \times B$ (см.: Грановский В. Л. Электрический ток в газе. М., Наука, 1971, с. 471). В достаточно сильном магнитном поле величина этой силы будет больше, чем стабилизирующее воздействие диффузии на шнур разряда. Тогда указанная деформация будет разви-

Таблица 3

$B \cdot 10^{-4} \text{ Т}$	$I \text{ мА}$	
	$U=5,9 \text{ кВ}$	$U=6,8 \text{ кВ}$
0	190	460
220	160	430
440	82	390
660	0	300

ваться до тех пор, пока шнур не будет стабилизирован диффузией к ближайшей стенке трубки. Винтообразный шнур разряда, находящийся в продольном электрическом поле, поляризуется так, что внутри него появляется азимутальное поле. Направление его таково, что заряженные частицы дрейфуют в скрещенных электрическом и магнитном полях по направлению к стенкам трубки. Это приводит к аномально большим потерям заряженных частиц на стенках трубки, что эквивалентно увеличению коэффициента поперечной диффузии.

При зажигании стационарного разряда в трубке ($I_c \sim 100$ мА) неустойчивость разряда, сопровождавшаяся уменьшением разрядного тока, наблюдалась визуально. С увеличением давления газа, когда разряд был более отшнурован, неустойчивость появлялась при меньшей величине магнитной индукции. Это служит подтверждением правильности предположения о механизме влияния магнитного поля на развитие разряда.

УДК 621.396.669

РУЛА В. М., БЕЗРУК В. И.

ДИНАМИЧЕСКИЙ СЕЛЕКТОР-РАСШИРИТЕЛЬ ВИДЕОИМПУЛЬСОВ

При обработке импульсных радиолокационных сигналов на ЭЦВМ возникает необходимость отдельного ввода в машину видеоимпульсов, соответствующих сигналам, отраженным от двух или более объектов, расположенных на заранее известных расстояниях друг от друга. При этом может оказаться, что в каждом такте зондирования видеоимпульсов, соответствующие сигналам, отраженным от разных объектов, будут разделены временным интервалом, соизмеримым с их длительностью. Известные [1; 2] устройства не позволяют производить в ЭЦВМ надежную временную селекцию видеоимпульсов в импульсных последовательностях такого вида. Кроме того, длительность видеоимпульсов может оказаться малой по сравнению с временем, требуемым для считывания амплитуды входным устройством ЭЦВМ. В связи с этим возникла необходимость увеличения длительности каждого видеоимпульса перед вводом в ЭЦВМ с сохранением его амплитуды.

Ниже описывается устройство, названное нами динамическим селектором-расширителем видеоимпульсов и предназначенное для временной селекции и последующего увеличения длительности видеоимпульсов с сохранением их амплитуды в импульсных последовательностях указанного вида. Реализация устройства такого назначения требует применения усилительных элементов с большим входным сопротивлением. Использование

ламп, удовлетворяющих указанному требованию, привело бы к значительному увеличению габаритов устройства. В связи с этим разработана специальная схема на полевых транзисторах с изолированным затвором, имеющих большое входное сопротивление, т. е. полностью эквивалентных современным радиолампам.

На рис. 1 приведена блок-схема двух каналов селектора-расширителя. В общем случае, число каналов должно соответствовать числу ожидаемых видеоимпульсов в последовательности.

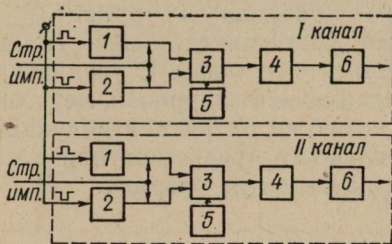


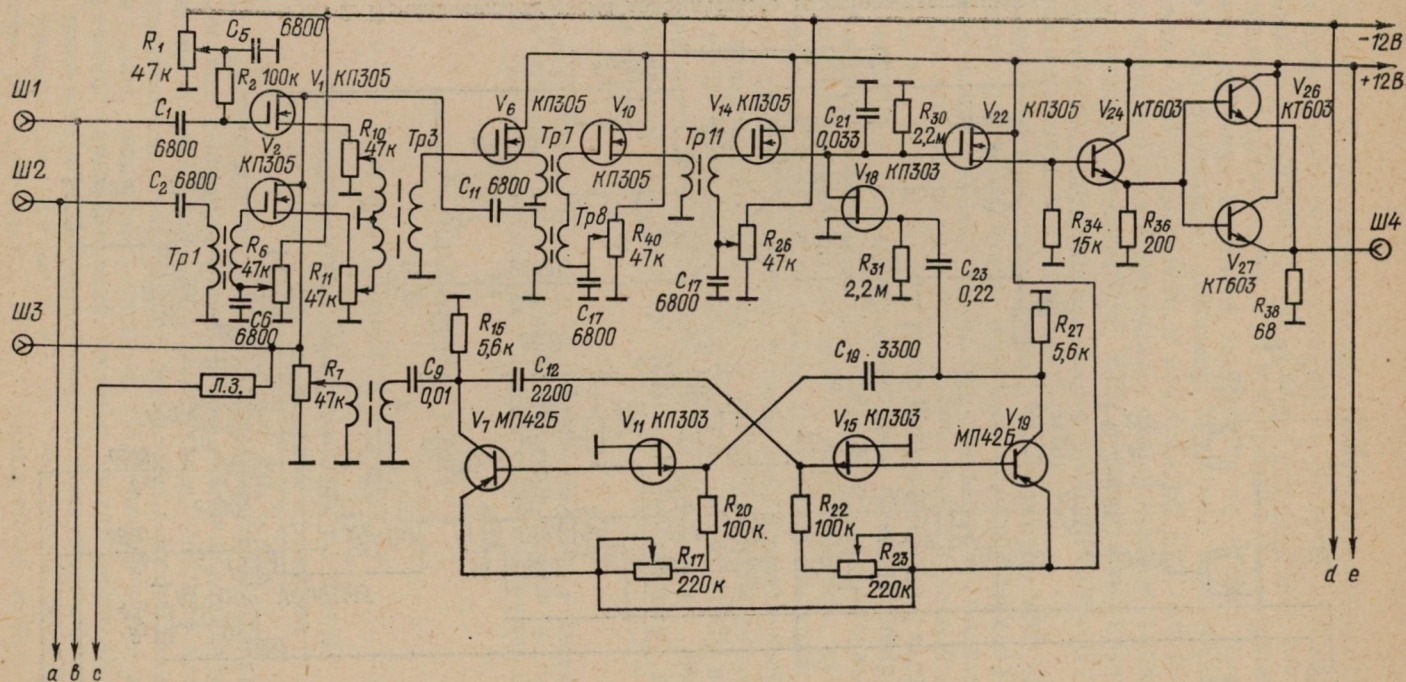
Рис. 1. Блок-схема селектора-расширителя.

Продетектированные положительные видеоимпульсы поступают на вход каскада 1, отрицательные — на вход каскада 2. Эти каскады стробируются таким образом, что из двух видеоимпульсов пропускают только первый. Каскады 1 и 2 второго канала закрыты до времени прихода видеоимпульса, отраженного

от второго объекта. С выхода этих каскадов видеоимпульсы подают на сумматор 3, где происходит суммирование видеоимпульсов с постоянным напряжением. После этого видеоимпульсы подаются на каскад 4. В этом каскаде производится расширение видеоимпульсов до длительности, необходимой для работы ЭЦВМ. Каскад 5 служит для установления заданной длительности расширенного видеоимпульса. Каскад 6 является эмиттерным повторителем и предназначен для согласования выхода схемы расширителя со входом ЭЦВМ.

Принципиальная схема динамического селектора-расширителя приведена на рис. 2. Так как схемы каналов идентичны, рассмотрим работу одного канала.

Положительные видеоимпульсы поступают на вход каскада, собранного на транзисторе V1, а отрицательные — на вход транзистора V3. С выхода этих каскадов видеоимпульсы поступают на истоковый повторитель, собранный на транзисторе V2. С выхода истокового повторителя видеоимпульсы поступают на каскад формирования постоянного уровня 2,5 В, с которым алгебраически складываются амплитуды видеоимпульсов. Просуммированный сигнал с истока транзистора V10 поступает на каскад расширения. Рабочие видеоимпульсы поступают на затвор транзистора V14. Нагрузкой этого транзистора является транзистор V18, включенный в исток транзистора V14. На затвор транзистора V18 подаются отрицательные импульсы длительностью 3,5 мс с выхода мультивибратора. Во время действия отрицательного импульса транзистор закрыт, его внутреннее сопротив-



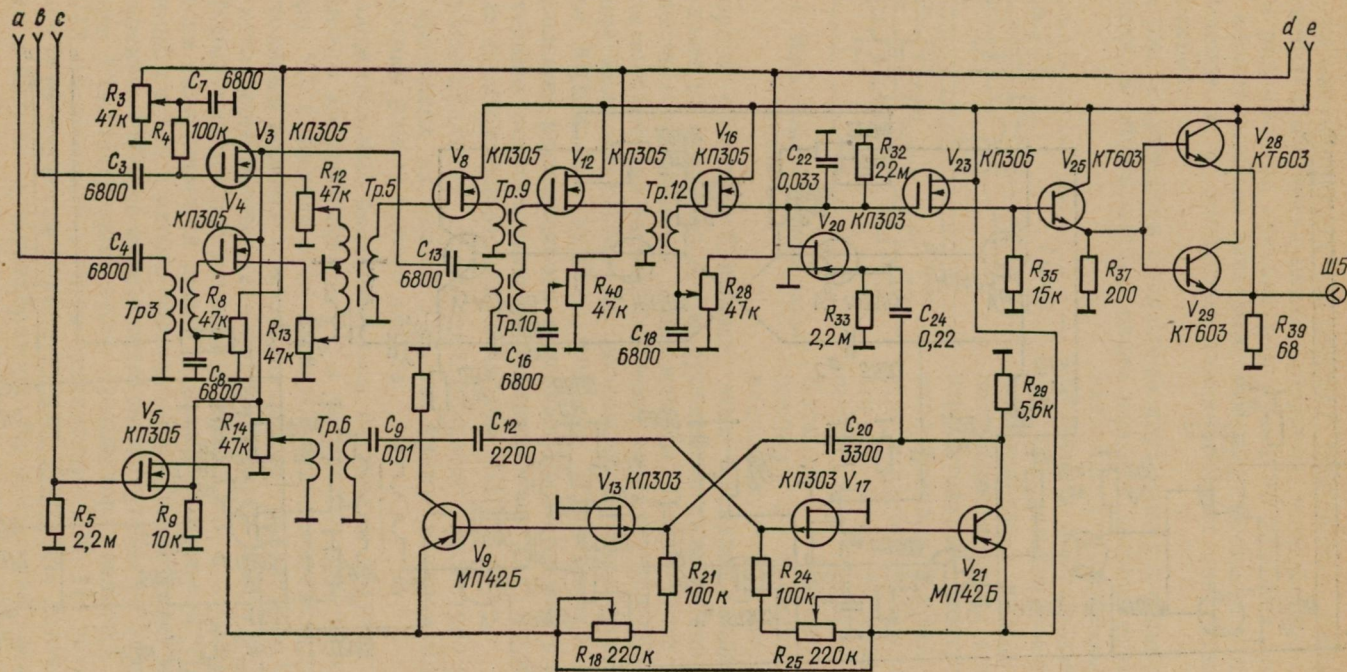


Рис. 2. Принципиальная схема динамического селектора-расширителя.

ление велико. В это время происходит заряд конденсатора C23 за счет протекания тока видеоимпульса. За время, равное 3,5 мс, конденсатор не успевает разрядиться через большое внутреннее сопротивление транзистора V18 и сохраняет полученный заряд до конца действия импульса, поданного на затвор транзистора V18. По окончании действия импульса мультивибратор транзистор V18 открывается, и конденсатор C23 быстро разряжается через его малое внутреннее сопротивление. Таким образом, на затворе транзистора V22 формируется практически прямоугольный видеоимпульс, амплитуда которого пропорциональная амплитуде входного видеоимпульса.

Выходной каскад, собранный на транзисторах V24, V26, V27, необходим для того, чтобы получить низкое (порядка 50 Ом) выходное сопротивление схемы без уменьшения амплитуды расширенного видеоимпульса. Мультивибратор, собранный на транзисторах V7, V11, V15, V19 синхронизируется импульсами, которые используются для стробирования схемы расширителя.

При экспериментальной проверке динамического селектора — расширителя, собранного по схеме, изображенной на рис. 2, были получены следующие технические характеристики: 1) длительность входных видеоимпульсов 1 мкс; 2) длительность выходных видеоимпульсов 0,5 мс; 3) амплитуда видеоимпульсов на входе ± 5 В; 4) входное сопротивление 50 кОм; 5) выходное сопротивление 50 Ом; 6) погрешность передачи амплитуды видеоимпульсов 5%; 7) завал вершины расширенных видеоимпульсов 0,05%.

Список литературы: 1. Аганян Т. М. Электронные ключи и нелинейные импульсные усилители. М., Сов. радио, 1966. 217 с. 2. Слуцкий В. З., Фогельсон Б. И. Импульсная техника и основы радиолокации. Воениздат, 1975. 362 с.

УДК 621.372.4 : 538.565

В. И. БОЦМАН, А. З. ВЕНГЕР

ОБ УМЕНЬШЕНИИ УГЛА НАКЛОНА ФАЗОВОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЯЗАННЫХ КОНТУРОВ

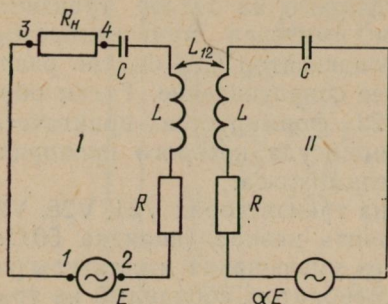
Для уменьшения ошибок в фазометрических измерительных устройствах и системах желательно уменьшить или исключить зависимость изменения фазы от частоты, для чего необходимо минимизировать угол наклона фазовой характеристики элементов и узлов, входящих в систему. Наибольший вклад в крутизну фазовой характеристики системы вносят резонансные цепи. Для уменьшения угла наклона может быть применен режекторный фильтр (см.: Симонов Ю. Л. Усилители промежуточной частоты. М., Сов. радио, 1973), однако такой метод уменьше-

ния крутизны фазовой характеристики не всегда применим из-за малой ширины участка с уплощенной фазовой характеристикой (порядка $0,1\Delta f$, где Δf — полоса пропускания фильтра). Оказалось возможным улучшить фазовые характеристики

фильтра посредством подпитки режекторного контура синхронным колебанием.

Рассмотрим эквивалентную схему контуров с магнитной связью (рисунок), где в режекторный контур включена э. д. с. синхронной подпитки.

Как известно, такая схема описывается парой уравнений



$$I_1[R + R_n + i\rho\eta] - i\omega L_{12}I_2 = E; I_2[R + i\rho\eta] - i\omega L_{12}I_1 = \alpha E, \quad (1)$$

где $\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}$; $\eta = \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right)$; $\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}}$; α — параметр

подпитки; I_1 и I_2 — токи I и II контуров соответственно. Комплексная передаточная функция относительно точек 1; 2 и 3; 4, как следует из системы (1), может быть записано в виде

$$T(\omega) = \frac{i\rho\eta + R + i\alpha\omega L_{12}}{i\rho\eta(R_n + 2R) + R(R + R_n) + \omega^2 L_{12}^2 - \rho^2\eta^2}. \quad (2)$$

Так как в дальнейшем мы в основном будем интересоваться фазой функции $T(\omega)$, то перепишем $T(\omega)$ в показательной форме:

$$T(\omega) = |T(\omega)| e^{i\varphi(\omega)}, \quad (3)$$

$$|T(\omega)| = \frac{\sqrt{[(\rho\eta + \alpha\omega L_{12})(R^2 + R_n R + \omega^2 L_{12}^2 - \rho^2\eta^2) - \rho\eta(R_n + 2R)R]^2 + [(R^2 + R_n R + \omega^2 L_{12}^2 - \rho^2\eta^2)R - \rho\eta(\rho\eta + \alpha\omega L_{12})(R_n + 2R)]^2}}{\rho^2\eta^2(R_n + 2R)^2 + (R^2 + R_n R - \rho^2\eta^2 + \omega^2 L_{12}^2)}; \quad (3a)$$

$$\varphi(\omega) = \arctg \frac{\alpha\omega L_{12}(R^2 + R_n R + \omega^2 L_{12}^2 - \rho^2\eta^2) - \rho\eta(R_n R + 2R^2)}{R^3 + R_n R^2 + \omega^2 L_{12}^2 R - \rho^2\eta^2 R + \rho^2\eta^2 R_n + 2\rho^2\eta^2 R + \alpha\omega L_{12}(R_n + 2R)\rho\eta}. \quad (36)$$

Будем рассматривать фазовую характеристику в узкой полосе ($\Delta\omega \ll \omega_0$) вблизи частоты ω_0 . Можно считать, что $R \ll R_n$ и $\omega_0 L_{12} \ll R_n$. Тогда, выбирая параметр подпитки α , в пределах

$$\frac{\rho\eta}{\omega L_{12}} < \alpha < \frac{\rho^2\eta^2 + R^2}{\rho\eta\omega L_{12}}, \quad (4)$$

мы получаем фазовую характеристику

$$\varphi(\omega) = \operatorname{arctg} \frac{\alpha \omega L_{12} R}{\rho^2 \eta^2 + R^2}. \quad (5)$$

При $\alpha < \frac{\rho \eta}{\omega L_{12}}$ мы приходим к известной характеристике для режекторного контура $\varphi_r(\omega) = -\operatorname{arctg} \frac{\rho \eta R}{\rho^2 \eta^2 + R^2}$. При $\alpha > \frac{\rho^2 \eta^2 + R^2}{\rho \eta \omega L_{12}}$ фазовая характеристика получается резко меняющейся и для рассмотрения интереса не представляет.

Соотношение (4) позволяет провести оценку ширины полосы $\Delta\omega$:

$$\Delta\omega \leq \frac{R\omega_0}{2\rho} \quad (6)$$

и величины α , необходимой для реализации характеристики (5):

$$\alpha \sim \frac{R}{\omega L_{12}}. \quad (7)$$

Сравним характеристику $\varphi(\omega)$ и фазовую характеристику режекторного контура $\varphi_r(\omega)$. Так как зачастую важна не сама величина сдвига фазы, а ее изменение в зависимости от частоты, будем сравнивать производные $\varphi'(\omega)$ и $\varphi'_r(\omega)$ вблизи частоты ω_0 . Элементарные расчеты показывают, что в рассматриваемой полосе (6)

$$|\varphi'(\omega)| \approx \frac{1}{4}; \quad |\varphi'_r(\omega)| \approx \frac{\rho}{R}, \quad (8)$$

т. е. $\left| \frac{\varphi'(\omega)}{\varphi'_r(\omega)} \right| = \frac{R}{4\rho} \ll 1.$

(Производная вычислялась по параметру η . Выражение для $\varphi'_r(\omega)$ приближенное, так как найденная полоса (6) для контура с подпиткой много больше полосы, в которой $\varphi_r(\omega)$ имеет малый наклон).

Таким образом, наличие синхронизированной подпитки с подобранным согласно (4) коэффициентом α существенно улучшает фазовую характеристику фильтра в полосе $\Delta\omega$ (8), сравнимой с полосой пропускания контура. Приведенные вычисления достаточно хорошо согласуются с экспериментальными результатами.

Проведенное экспериментальное исследование показало возможность минимизации угла наклона фазовой характеристики связанных контуров посредством выбора параметра подпитки α во всей полосе пропускания контура без ухудшения избирательных свойств колебательной системы.

А. З. ВЕНГЕР, Н. И. ГАВРИЛОВА, А. М. ЯКИМЕНКО

О ВЫХОДНЫХ СПЕКТРАХ УМНОЖИТЕЛЕЙ ЧАСТОТЫ

Существенное повышение требований к чувствительности радиоизмерительных и приемных устройств обуславливает необходимость снижения шумов гетеродинов последних. Как показывает практика, часто используемые в гетеродинах умножители частоты весьма критичны к воздействию различного рода флуктуаций.

Целью данной работы является получение инженерных соотношений, пригодных для расчета спектров выходного сигнала различных видов умножителей. Используемая нами методика расчета импульсного случайного процесса, изложенная в [1; 2], применялась ранее рядом авторов для расчета спектров различных видов импульсных и радиоимпульсных случайных процессов. Так, в работах [3; 4] рассмотрены спектры радиоимпульсных последовательностей, однако в них не учтена характерная для выходных колебаний радиоимпульсных, коммутационных и других умножителей корректировка фазы заполнения импульсов, что делает невозможным применение полученных соотношений для анализа умножителей частоты.

Найдем выражение для энергетического спектра выходного колебания умножителя частоты $f^{(k)}(t)$:

$$f^{(k)}(t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=0}^{N-1} (1 + \alpha_{mn}^{(k)}) U\left(\frac{t - t_{mn}^{(k)}}{\tau_{mn}^{(k)}}\right) e^{-j(\omega_0 + \Delta\omega_{mn}^{(k)})(t - t_{mn}^{(k)})}, \quad (1)$$

где $t_{mn}^{(k)} = T_0 m + \delta T_{0m}^{(k)} + Tn/N + \delta T_{mn}^{(k)}$, $T < T_0$; $\tau_{mn}^{(k)} = \tau_u + \delta\tau_{mn}^{(k)}$, $\tau_u \leq T/N$; $\alpha_{mn}^{(k)}$, $\Delta\omega_{mn}^{(k)}$, $\delta\tau_{mn}^{(k)}$, $\delta T_{0m}^{(k)}$, $\delta T_{mn}^{(k)}$ — случайные отклонения амплитуды, частоты длительности импульсов, фронтов пачек и фронтов импульсов в пачках от их средних значений.

Очевидно, (1) описывает бесконечную последовательность пачек радиоимпульсов длительности T периода T_0 по N импульсов в пачке с учетом корректировки фазы в начале каждого импульса.

Спектр такой последовательности $F(\omega)$ определяется соотношением

$$F(\omega) = \lim_{l \rightarrow \infty} \frac{2}{(2l+1)T_0} m_l \{|Z_l^{(k)}(\omega)|^2\},$$

$$\text{где } |Z_l^{(k)}(\omega)|^2 = \left| \sum_{m=-l}^l \sum_{n=0}^{N-1} (1 + \alpha_{mn}^{(k)}) \tau_{mn}^{(k)} g[(\omega - \omega_0 - \Delta\omega_{mn}^{(k)}) \tau_{mn}^{(k)}] \times \right. \\ \left. \times e^{-j\omega t_{mn}^{(k)}} \right|^2$$

— модуль Фурье преобразования ее усеченной реализации.

При вычислении предела (2) предположим, что флуктуации амплитуды, частоты заполнения и длительности радиоимпульсов малы по сравнению с их средними значениями, а флуктуации отклонений фронтов пачек и импульсов в пачках накапливаются характерным для умножителей частоты образом [5]: $\delta T_{0m}^{(k)} = \lambda^{(k)} m T_0$; $\delta T_{mn}^{(k)} = \mu_m^{(k)} n T/N$. Вышесказанное позволяет представить функцию $g[(\omega - \omega_0 - \Delta\omega_{mn}^{(k)}) \tau_{mn}^{(k)}]$ в виде разложения в ряд Тейлора и при вычислении двойной суммы (2) ограничиться вторым порядком малости по указанным флуктуациям (членами вида сигнал $\times$ шум², шум $\times$ шум).

Полагая, что случайные параметры импульсного процесса имеют статистические характеристики, не зависящие от номера импульса и пачки, и не коррелируют между собой, получим следующее выражение для спектра выходного колебания:

$$\begin{aligned}
 F(\omega) = & \frac{2}{T_0} \left\{ m_1 |Z_m^{(k)}(\omega)|^2 - m_1 (Z_N^{(k)}(\omega)) \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n |\chi_{1\lambda}(\omega T_0 k)|^2 + \right. \\
 & \left. + |m_1 (Z_N^{(k)}(\omega))|^2 \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \chi_{1\lambda}(\omega T_0 n) \chi_{1\lambda}(\omega T_0 m) |e^{-j\omega T_0(n-m)}| \right\}; \quad (3) \\
 m_1 (Z_N^{(k)}(\omega)) = & \left\{ \tau_u g(\beta) + \frac{\sigma_{\tau_u}^2}{\tau_u} \left(\beta \frac{dg(\beta)}{d\beta} + \frac{1}{2} \beta^2 \frac{d^2 g(\beta)}{d\beta^2} \right) + \frac{\sigma_{\Delta}^2 \omega}{2} \tau_u^3 \times \right. \\
 & \left. \times \frac{d^2 g(\beta)}{d\beta^2} \right\} \sum_{n=0}^{N-1} \chi_{1\mu} \left(\frac{\omega T n}{N} \right) e^{-j\omega \frac{T}{N} n}; \\
 m_1 |Z_N^{(k)}(\omega)|^2 = & NK(\omega) - h(\omega) \sum_{n=0}^{N-1} \left| \chi_{1\mu} \left(\frac{\omega T n}{N} \right) \right|^2 + h(\omega) \sum_{k=0}^{N-1} \sum_{n=0}^{N-1} \chi_{1\mu} \times \\
 & \times \left(\frac{\omega T n}{N} \right) \chi_{1\mu} \left(\frac{\omega T k}{N} \right) e^{-j\omega \frac{T}{N} (n-k)}; \\
 K(\omega) = & \tau_u^2 |g(\beta)|^2 (1 + \sigma_a^2) + \sigma_{\tau_u}^2 \left[\beta^2 \operatorname{Re} \left(\overline{g(\beta)} \frac{d^2 g(\beta)}{d\beta^2} \right) + \right. \\
 & \left. + \beta^2 \left| \frac{dg(\beta)}{d\beta} \right|^2 + |g(\beta)|^2 + 4\beta \operatorname{Re} \left(\overline{g(\beta)} \frac{dg(\beta)}{d\beta} \right) \right] + \\
 & + \sigma_{\Delta\omega}^2 \tau_u^4 \left[\operatorname{Re} \left(\overline{g(\beta)} \frac{d^2 g(\beta)}{d\beta^2} \right) + \left| \frac{dg(\beta)}{d\beta} \right|^2 \right];
 \end{aligned}$$

$$h(\omega) = \tau_u^2 |g(\beta)|^2 + \sigma_a^2 \tau_u^2 \left[\beta^2 \operatorname{Re} \left(\overline{g(\beta)} \frac{d^2 g(\beta)}{d\beta^2} \right) + 2\beta \operatorname{Re} \left(\overline{g(\beta)} \frac{dg(\beta)}{d\beta} \right) \right] + \\ + \sigma_{\Delta\omega}^2 \tau_u^4 \operatorname{Re} \left(\overline{g(\beta)} \frac{d^2 g(\beta)}{d\beta^2} \right),$$

где $\beta = (\omega - \omega_0)\tau_u$; σ_a^2 , $\sigma_{\Delta\omega}^2$, $\sigma_{\tau_u}^2$ — дисперсия случайных отклонений амплитуды, частоты заполнения, длительности импульсов; $\chi_{1\lambda}(\omega)$, $\chi_{1\mu}(\omega)$ — характеристические функции случайных отклонений фронтов пачек и импульсов в пачках.

Из (3) следует, что в данном приближении на ширину спектральной линии влияют только флуктуации фронтов пачек, а так как они определяются в основном флуктуациями высокостабильного управляющего сигнала умножителя, то ширина спектральной линии может быть получена более узкой, чем спектральная линия колебаний внутриимпульсного заполнения. Накопление флуктуаций фронтов импульсов в пачках приводит только к перераспределению мощности между дискретной и непрерывной составляющими спектра, однако они должны учитываться при высоких кратностях умножения (десятки — сотни), особенно в случае использования в качестве генераторов внутриимпульсного заполнения активных элементов с большим уровнем собственных шумов.

При различных соотношениях параметров, входящих в выражение (3), по нему может быть рассчитан спектр большинства видов умножителей частоты (радиоимпульсных при $N=1$; коммутационных при $\omega_0=0$; искажающих $N=1$, $\omega_0=0$ и т. д.).

Практическое использование полученных соотношений облегчается тем обстоятельством, что случайные величины характеризуются только дисперсией и характеристической функцией, остальные же функции регулярны.

Список литературы: 1. *Левин В. Р.* Теоретические основы статистической радиотехники. М., Сов. радио, 1966. 92 с. 2. *Харкевич А. А.* Спектры к анализ. М., Физматгиз, 1962. 78 с. 3. *Коновалов Г. В., Тарасенко Е. М.* Импульсные случайные процессы в электросвязи. М., Связь, 1973. 117 с. 4. *Левин В. Р., Виленик Л. С.* — Радиотехника, 1970, т. 25, № 8, с. 63—65. 5. *Григулевич В. И., Иммолев И. Я.* Радиоимпульсное преобразование частоты. М., Сов. радио, 1966. 178 с.

УДК 535.568.1(088.8)

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

О МЕХАНИЗМЕ РАССЕЯНИЯ СВЕТА В ЖИДКОСТЯХ

Метод светорассеяния в настоящее время широко используется для изучения структуры и термодинамических свойств рас-

творов. Богатую информацию о структуре молекул в растворе дает измерение интенсивности и коэффициента деполаризации рассеянного света. Однако существующие методы измерения этих величин требуют тщательной очистки образца от посторонних примесей. Для очистки простых жидкостей обычно применяют метод многократной вакуумной перегонки, растворы очищают с помощью микрофильтров. Последний способ далеко не всегда дает желаемый результат, особенно при работе с биобъектами (растворами ДНК, РНК и т. д.).

С другой стороны, механизм рассеяния на посторонних взвешах отличается от механизма молекулярного рассеяния. Благодаря этому существует принципиальная возможность отделить фоновое излучение от полезного при измерении молекулярного рассеяния света. Обсуждению этой возможности и посвящено данное сообщение.

Интенсивность изотропной компоненты молекулярного рассеяния в растворах для случая, когда падающий свет поляризован перпендикулярно лучу, определяется выражением [1]

$$I_{\text{из}} = \left(\frac{k^2 \Delta \epsilon E_0 V}{4\pi \epsilon L} e^{ikL} \right) \sin^2 \varphi, \quad (1)$$

где E_0 — амплитуда падающей волны; $k = 2\pi/\lambda$; λ — длина волны света; V — рассеивающий объем; L — расстояние от рассеивающего объема до точки наблюдения; φ — угол между вектором поляризации волны и направлением наблюдения в плоскости, перпендикулярной направлению луча и проходящей через рассеивающий объем; ξ — среднее значение диэлектрической проницаемости среды; $\Delta \xi$ — флуктуации диэлектрической проницаемости, являющейся функцией статистически независимых флуктуаций плотности, концентрации и температуры. Выражая $\sin^2 \varphi$ через $\cos 2\varphi$, соотношение (1) можно привести к виду

$$I_{\text{из}} = \frac{1}{2} F (1 - \cos 2\varphi), \quad (2)$$

где F определяется из формулы (1).

При расчете интенсивности света, рассеянного на взвешах посторонних, интенсивность рассеянного света выводится из положений теории дифракции и определяется выражением вида

$$I_{\text{из}} = \frac{I_0 (i_1 + i_2)}{2k^2 L^2}, \quad (3)$$

где I_0 — интенсивность падающего света; i_1 и i_2 — амплитудные функции [2]. Важно отметить что функции i_1 и i_2 не зависят от угла φ .

Из самых общих соображений следует, что при плоскополяризованном падающем свете распределение суммарной интенсивности рассеянного света (изотропной и анизотропной ком-

поненты молекулярного рассеяния, а также рассеяния на посторонних примесях) в плоскости перпендикулярной направлению падающего луча будет симметрично относительно плоскости, проходящей через направления вектора поляризации и волнового вектора падающей волны, и может быть представлено в виде тригонометрического ряда Фурье

$$I_{\text{общ}}(\varphi) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \cos 2n\varphi. \quad (4)$$

Множитель 2 в аргументе учитывает указанную выше симметричность в распределении интенсивности рассеянного света.

Из сопоставления формулы (4) с (2) и (3) следует, что первый член в (4) определяется фоновым рассеянием, а также содержит вклад от изотропного молекулярного рассеяния. Второй член ($n=1$) зависит только от изотропного рассеяния, вследствие чего эти два вида рассеяния могут быть разделены. Сумма последующих членов ($n \geq 2$) в выражении (4) описывает анизотропную часть молекулярного рассеяния.

Таким образом, разложив экспериментально определенное в плоскости, перпендикулярной направлению падающего луча, распределение рассеянного света в ряд, можно разделить все три указанные вида рассеянного излучения и избавиться от фонового излучения, повысив тем самым точность измерений.

Список литературы: 1. *Фабелинский И. Л.* Молекулярное рассеяние света. М., Наука, 1955. 511 с. 2. *Шифрин К. С.* Рассеяние света в мутной среде. М. — Л., ГИТТЛ, 1951. 158 с.

УДК 535.34.083.2.

П. КИЙБАК., А. С. ПОГОРЕЛОВ, Э. А. РОМОДАНОВА,
Л. Д. СТЕПИН

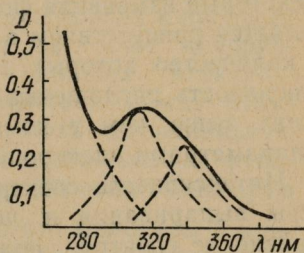
ИССЛЕДОВАНИЕ ДОНОРНЫХ СВОЙСТВ СЕРУСОДЕРЖАЩИХ РАДИОПРОТЕКТОРОВ

Проведено исследование взаимодействия моносulfидов (цистеина, цистеамина) и дисulfидов (цистина и цистамина) с хлоранилом методами электронной, ЭПР-спектроскопии и квантовой химии.

Для снятия спектров использовались спектрометры СФ-4, СФ-18 и радиоспектрометр РЭ1301. Методика квантово-химических расчетов и используемых при этом параметров опубликована ранее [1].

Растворы хлоранила в спирте и ацетоне дают интенсивную полосу поглощения с максимумом при 285 нм. Растворы исследуемых протекторов в области ближнего УФ не поглощают. При

сливании эквимольных растворов ($C=5 \times 10^{-4}$ моль/л) хлоранила и моносulfидов окраска раствора резко меняется. Электронный спектр характеризуется исчезновением полосы $\pi-\pi^*$ перехода в хлораниле и появлением новой полосы, имеющей дублетную структуру (рисунок). Применение гауссова анализа [3] позволило разложить суммарную линию поглощения на отдельные компоненты. При этом положение максимума отдельных компонент для различных растворов оказалось следующим. Спиртовой раствор хлоранила и цистеина — $\lambda_1=307$ нм, $\lambda_2=335$ нм, водно-ацетоновый раствор хлоранила и цистеина — $\lambda_1=495$ нм, $\lambda_2=470$ нм и раствор хлоранила с солянокислым цистеином — $\lambda_1=500$ нм, $\lambda_2=475$ нм. Результаты работы [2] позволяют предположить, что более коротковолновую полосу можно рассматривать как bathochromно сдвинутую полосу $\pi-\pi^*$ перехода хлоранила. Более длинноволновая является полосой КПЗ. Близкое значение для расстояния между компонентами дублета свидетельствует, вероятно, о том, что природа новой полосы одинакова для всех перечисленных комплексов. Степень переноса заряда в комплексах, а следовательно, донорные свойства исследуемых соединений, должны коррелировать с величиной bathochromно сдвига $\pi-\pi^*$ полосы хлоранила [2] и по донорной активности моносulfиды можно расположить в следующий ряд: цистамин < цистеин < цистеин.



Следует отметить, что комплексы цистеина и его солянокислой соли образуются достаточно быстро, о чем свидетельствует кинетика роста оптической плотности новой полосы, которая удовлетворительно описывается уравнением $D=D_0(1-e^{-t/\tau})$, где $\tau=2,1$ мин и $\tau=3,6$ мин для цистеина и его соли соответственно.

Оптические спектры смешанных растворов хлоранила и дисulfидов представляют собой, практически, наложение спектров отдельных компонент и, следовательно, не образуют КПЗ с хлоранилом. Появление новой слабой широкой полосы в оптическом диапазоне можно трактовать как полосу поглощения некоторого количества хлораниловой кислоты, образующейся при взаимодействии хлоранила с радикалом воды [2].

Поликристаллические образцы комплексов, полученные выпариванием из водно-ацетоновых растворов хлоранила с моносulfидами дают спектры ЭПР, представляющие одиночную асимметричную линию с эффективным g -фактором 2,005. Ширина линии зависела от условий приготовления комплексов и лежала в пределах 13—16 э для цистеаминовых и 12—15 э для цистеиновых комплексов.

Появление сигналов ЭПР свидетельствует о высокой степени переноса заряда, приводящей к ион-радикальному состоянию. Наличие характерной асимметрии формы спектров ЭПР у комплексов моносulfидов, свойственной парамагнитным системам с локализацией неспаренного электрона на атоме серы. Некоторые изменения формы и ширины линии поглощения определяется присутствием в образцах примесных центров, характер и количество которых зависит от условий приготовления. Интенсивность поглощения КПЗ свободного и солянокислого цистеина выше, чем у комплексов цистеамина, что коррелирует с параметрами электронных спектров.

Интенсивность спектра ЭПР растет с повышением температуры выпаривания и достигает максимума при $t=55-60^{\circ}\text{C}$. Сравнение спектров, полученных при оптимальной температуре и различном соотношении донора и акцептора показывает, что максимальный сигнал наблюдается при эквимольном соотношении, что позволяет предположить стехиометрическое отношение компонент 1:1. При соотношении, отличном от эквимольного, сигнал ЭПР уменьшается за счет диамагнитного разбавления образца некомплексообразующим компонентом. Отсутствие взаимодействия хлоранила с дисulfидами, в которых активность атома серы блокирована стерическими препятствиями, а также форма спектров ЭПР комплексов моносulfидов являются доказательством доминирующей роли атомов серы в комплексообразовании.

Для оценки донорных свойств, а также возможного изменения электронной структуры молекул радиопротекторов в процессе образования комплекса, был проведен квантово-химический расчет исследуемых соединений по методике из работы [1]. Результаты расчета показывают, что, как в молекуле цистеамина, так и в молекуле цистеина волновая функция донорного уровня представлена в основном атомными орбиталями атома серы. Энергия этого уровня, характеризующая ионизационный потенциал, минимальна для цистеина (8,17), а для цистеамина эта величина несколько выше (9,8), что подтверждает результаты экспериментальных исследований. Теоретически рассчитанный ионизационный потенциал цистамина (9,34) на первый взгляд противоречит выводам, сделанным на основе анализа оптических спектров. Однако качественный сравнительный расчет комплексов с переносом заряда цистеина, цистеамина и цистамина с хлоранилом показывает, что степень переноса заряда в комплексах дисulfида (0,12) на порядок меньше, чем у цистеина (2,001) и цистеамина (1,9). Полученные величины являются заведомо завышенными, что определяется недостатком метода Гоффмана, не учитывающего межэлектрон-

ного отталкивания. Результаты расчета комплексов удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Сравнение молекулярных диаграмм отдельных компонент и КИЗ свидетельствует о том, что наибольшее изменение электронной плотности наблюдается на атомах серы цистеина и цистеина, что подтверждает вывод о их активной роли в процессе комплексообразования. Выигрыш энергии за счет донорно-акцепторного взаимодействия составляет единицы электрон-вольт. Учет электростатического взаимодействия между атомными центрами в комплексе позволил получить потенциальную кривую, характеризующую энергию связи в комплексе как функцию от расстояния между компонентами. Наличие минимума на кривой при $2,8 \text{ \AA}$ свидетельствует о том, что молекулы в комплексе находятся на таком расстоянии, что по порядку величины согласуется с литературными данными по аналогичным соединениям.

Результаты проведенных исследований показывают, что донорные свойства дисульфидов по отношению к хлоранилу, в отличие от моосульфидов, практически не реализуются. Так как наличие донорных свойств необходимо для достижения радиозащитного эффекта, то при участии молекул дисульфидов в механизмах защиты биологических систем от проникающей радиации необходимо их превращение в моосульфиды, обладающие повышенными донорными свойствами.

Список литературы: 1. Степин Л. Д., Ромоданова Э. А., Погорелов А. С. Исследование комплекса с переносом заряда хлоранил—цистеин. — Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника, 1977, вып. 6, с. 34—37. 2. Birks J. B., Slifkin M. A. Interaction of amino-acids, proteins and amines with cloranil. — Nature, 1963, vol. 5, p. 44—48. 3. Спектроскопические методы в химии. М., Химия, 1968. 417 с.

УДК 535.34.033.2

Н. Н. ЖИГАЛОВА, А. С. ПОГОРЕЛОВ

СРАВНИТЕЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОМПЛЕКСОВ КАРБАМИДА И ТИОКАРБАМИДА

Образование комплексов биологически важных «критических» молекул с молекулами радиозащитного вещества предотвращает взаимодействие макромолекул с продуктами радиолиза. Комплексообразование может происходить за счет донорно-акцепторного взаимодействия, что обусловлено наличием донорных свойств у большого числа радиопротекторов и акцепторных свойств биологических соединений (коферментов, витаминов и т. д.). Возможно, что образование комплексов вызывает неко-

торое изменение метаболических процессов, оказывающих дополнительное влияние на радиорезистентность биологических систем.

Для проверки этого предположения были исследованы комплексы радиопротектора тиокарбамида и карбамида, не обладающего защитным эффектом, с хлоранилом, близким по строению к убихинонам — биологически важным молекулам, методами ЭПР и ИК спектроскопии, а также проведен сравнительный расчет электронной структуры отдельных компонент и их комплексов. Методика расчета электронной структуры и исследования парамагнетизма опубликована ранее [1]. ИК-спектры получены на приборе UR-20 по методике, приведенной в работе [2].

Результаты расчета показывают, что ионизационный потенциал (ИП) карбамида (13,1) гораздо выше, чем у радиопротектора (тиокарбамида) (9,9). Учет *d*-орбиталей при решении задачи приводит к изменению распределения заряда на тиомочевине, тогда как ИП меняется незначительно (10,06). Это незначительное изменение позволяет пренебречь *d*-орбиталями при расчете комплекса. Резкое повышение донорных свойств, вызванное введением атома серы, определяется низкими атомными потенциалами ионизации (10,50 и 20,09 эВ для *p*- и *s*-орбиталей серы соответственно). Расчет электронной структуры комплекса тиокарбамид—хлоранил при расстоянии между компонентами 3,7 Å свидетельствует об образовании комплекса, в котором степень переноса заряда от донора к акцептору достаточно велика (1,1 ед. заряда). По-видимому, эта величина несколько завышена, что является характерной особенностью метода Гоффмана. Сравнение молекулярных диаграмм компонент и комплекса показывает, что наибольший вклад в перенесенный заряд дает атом серы тиокарбамида, и подтверждает предположение об определяющем влиянии атома серы на донорные свойства молекул, согласуясь с ранее опубликованными результатами [1].

Образцы комплексов для экспериментального исследования получены выпариванием из смешанного эквимольного водно-ацетонового раствора компонент в виде поликристаллов. Комплекс тиокарбамида с хлоранилом обладает интенсивным сигналом ЭПР поглощения, представляющим одиночную асимметричную линию с эффективным *g*-фактором около 2,006 и шириной, близкой к 8 Э. Наблюдаемая интегральная интенсивность сигнала ЭПР соответствует величине перенесенного заряда. Зависимость интенсивности поглощения от температуры выпаривания раствора в диапазоне 20—100°C имеет максимум поглощения при 60°C.

Анализ ИК-спектров исходных компонент и комплексов показывает, что изменения, происходящие в спектрах, обусловлены образованием электронно-донорно-акцепторного комплекса.

Полоса валентных колебаний группы NH_2 сдвигается в сторону более низких частот (от 3300 до 3155 см^{-1}), что связано с ослаблением этой связи в результате комплексообразования. Полоса поглощения средней интенсивности $\nu(\text{C}=\text{S})$, наблюдаемая в спектре тиокарбамида при 1475 см^{-1} , в спектре комплекса сдвигается к 1490 см^{-1} и интенсивность ее заметно падает, что объясняется активным участием атома серы в процессе образования комплекса [3].

Образцы, полученные из растворов карбамида и хлоранила, парамагнетизмом не обладают, их ИК-спектры заметных изменений не обнаруживают.

Результаты исследований подтверждают предположения о возможности образования комплексов протекторов с коферментами в организме, вызывающих структурно-метаболические сдвиги и повышающие радиорезистентность биологических систем.

Список литературы: 1. Степин Л. Д., Ромоданова Э. А., Погорелов А. С. Исследование комплекса с переносом заряда хлоранил — цистеин. — Вестн. Харьк. ун-та, Радиофизика и электроника, 1977, вып. 6, с. 34—37. 2. *Slifkin M. A. Infrared spectra of some organic charge-transfer complexes. — Spectrochimica acta*, vol. 29 A, No 5, p. 835—841. 3. Гурьянова Е. Н., Гольдштейн И. П., Ромм И. П. Донорно-акцепторная связь. М., Химия, 1973. 234 с.

УДК 538 : 69 : 538.124

И. Н. КОМАРЬ, О. СЛАВИК, Т. СЕГНОУТКА

ОПИСАНИЕ НАКОПЛЕНИЯ ВТОРИЧНЫХ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В МОЛЕКУЛЯРНЫХ КРИСТАЛЛАХ С ПОМОЩЬЮ МЕХАНИЗМА «КРАТНЫХ ПОРАЖЕНИЙ»

Кривые накопления (КН) вторичных радиационных дефектов (РД) при естественных условиях в кристаллических аминокислотах не насыщаются, а плавно проходят широкий максимум, в области $5 \cdot 10^7$ р, и затем спадают при дозах 10^8 — 10^9 р [1; 2]. Обычно используемые формально кинетические уравнения [3] для описания таких кривых непригодны, так как учитывают только «насыщение» накопления. Первая попытка [4] применения для описания этих кривых, предложенного в работе [5] механизма «кривых поражений», хорошо описывающего КН F -центров в ионных кристаллах, также не может быть признана удачной, так как отклонение от линейной зависимости выхода РД от дозы облучения начинается задолго до существенного развития областей радиационного неупорядочения в кристаллах, на учете которых основывается описание процесса в статье [4]. Здесь предпринята новая попытка использования этого механизма в применении ко всей структуре облучаемого кристалла с введением областей (объемов) локализации квантов ионизирующего излучения θ [5].

При условии случайного распределения квантов излучения ε по объемам θ в объеме образца $V_0 = 1 \text{ см}^3$ вероятность r -кратной локализации кванта в объеме $\theta \ll 1$ будет описываться биномиальным распределением вида

$$P(j, r) \equiv P_{jr} \equiv P_r = \frac{j!}{r! (j-r)!} (1-\theta)^{j-r} \theta^r, \quad (1)$$

где $j = D/\varepsilon$ — общее число квантов излучения ε поглощенных единицей объема вещества при суммарной дозе излучения D . При $j \gg r$ это выражение переходит в распределение Пуассона:

$$P_{jr} = [(j\theta)^r / r!] \exp(-j\theta). \quad (2)$$

Фактически (2) определяет долю объема образца, в которой имеет место r -кратная локализация кванта, а величина $j\theta$ — среднее число квантов локализующееся в объеме θ при данной суммарной дозе облучения D . Функции P_{jr} имеют максимумы при значениях $j\theta = r$, т. е. максимальная вероятность локализации данной кратности имеет место при вполне определенной дозе облучения, зависящей от конкретного значения величины θ . Величина максимума $P_r = \frac{(r)^r}{r!} e^{-r}$ уменьшается с ростом r .

Средняя энергия излучения, поглощаемая при r -кратной локализации кванта в объеме θ в пересчете на единицу объема, очевидно равна $\varepsilon r / \theta$, а энергия, поглощаемая всеми объемами r -кратной локализации в единице объема вещества,

$$\Phi_{jr} = \frac{\varepsilon r}{\theta} P_{jr}. \quad (3)$$

Полная энергия, поглощаемая веществом при данной дозе облучения с учетом объемов любой кратности локализации, очевидно будет

$$\Phi_n = \Phi_I = \sum_r \frac{\varepsilon r}{\theta} \frac{(j\theta)^r}{r!} \exp(-j\theta). \quad (4)$$

При этом максимальное возможное число РД можно записать в виде

$$n_{\max} = \frac{\Phi_I}{\varepsilon_R} = \sum_r \frac{\varepsilon r}{\varepsilon_R \theta} \frac{(j\theta)^r}{r!} \exp(-j\theta), \quad (5)$$

где ε_R — энергия, необходимая на образование одного повреждения, определяемая, как обычно, по величине $G_{\text{пл}}$ выхода РД на 100 эВ поглощаемой энергии на начальном (линейном) участке КН ($\varepsilon_R = 1/G_{\text{пл}}$). Однако мы регистрируем только радиационные парамагнитные дефекты (РПД) со спином $S = 1/2$, число которых может быть меньше полного числа актов радиационного поражения. Обычно полагают, что РД образуются в объемах гибели v_0 ($v_0 \ll \theta'$), при кратных поражениях которых

могут образовываться РД различной кратности i , причем не все они могут быть парамагнитными. Мы можем условиться, что в нашем случае парамагнитными (с $S=1/2$) являются только четные РД, т. е., что при четном поражении объема v_0 РПД гибнут. Итак, в уравнение (5) для описания реально образующегося числа РПД нужно ввести некоторые операторы $\hat{K}_r^i$, зависимость концентрации (числа) РД данной кратности от суммарной дозы облучения в объеме r -кратной локализации, т. е. записать

$$n_{ri} = \sum_{r,i} \hat{K}_r^i \left[\frac{\varepsilon r}{\varepsilon_{R^0}} \right] \frac{(j^0)^r}{r!} \exp(-j^0). \quad (6)$$

Поскольку распределение поражений по объемам v_0 в пределах объемов r -кратной локализации θ можно считать случайным (чего в общем случае нельзя предположить для их распределения по всему объему образца), то вероятность i -кратного поражения объема гибели v_0 также может описываться распределением Пуассона

$$P_{r\Lambda,i} \equiv P_{r,i} = [(r\Lambda v_0)^i / i!] \exp(-r\Lambda v_0), \quad (7)$$

где $\Lambda = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_{R^0}}$ — полное число возможных поражений объемов v_0 в единице объема θ , имеющее место при однократной локализации энергии кванта в θ , а $r\Lambda v_0$ — среднее число поражений объемов v_0 , заключенных в объемах r -кратной локализации θ ; $r\Lambda \gg \gg i$. Вместе с тем та же вероятность образования i -кратных РД в объемах v_0 будет равна

$$P_{ri} = v_0 n_{ri}, \quad (8)$$

так как при $V_0 = 1 \text{ см}^3$ v_0 равно вероятности поражения этого объема. Таким образом, число i -кратных РД в объемах r -кратной локализации энергии квантов может быть записано в виде

$$n_{ri} = \frac{1}{v_0} [(r\Lambda v_0)^i / i!] \exp(-r\Lambda v_0). \quad (9)$$

Этими выражениями и можно воспользоваться для конкретизации вида операторов $\hat{K}_r^i$. Таким образом, полное число РД данной кратности, образующихся в веществе, с учетом объемов любой кратности локализации кванта может быть получено путем комбинирования выражений (6) и (9):

$$n_{ni} = \sum_{r=1} \hat{K}_r^i(r\Lambda) \frac{(j^0)^r}{r!} e^{-j^0} = \sum_{r=1} \left(\frac{1}{v_0} \frac{(r\Lambda v_0)^i}{i!} e^{-r\Lambda v_0} \right) \frac{(j^0)^r}{r!} e^{-j^0}. \quad (10)$$

Вводя обозначения $Q=j\theta$ и $p=Q\exp(-\Lambda v_0)$, путем несложных преобразований можно показать, что это выражение сводится к виду

$$n_{pi} = [(\Lambda v_0)^{i-1}/i!] n_1 \left\{ 1 + \sum_{r=2}^i C_{ri} \cdot p^{r-1} \right\}, \quad (11)$$

где

$$n_1 = \Lambda Q \exp \{ -\Lambda v_0 - Q [1 - \exp(-\Lambda v_0)] \} \equiv n_{pi}, \quad (12)$$

а

$$C_{ri} = \sum_{k=0}^{r-2} (-1)^k \frac{(r-k)^{i-1} - 1}{[r - (k+1)]! k!}, \quad (13)$$

причем $C_{ri}=1$, а при $i < r$ все $C_{ri}=0$.

При обычных экспериментальных суммарная доза облучения не превышает 10^9-10^{10} р и разумными значениями можно полагать величины $\theta \approx 10^{-15} - 10^{-17}$ см³, что находится в согласии с [5] и не противоречит общим представлениям о поражении органического вещества ионизирующими излучениями [3]. Объем гибели РД v_0 , по-видимому, должен ограничиваться несколькими молекулами и составлять около 10^{-21} см³. Тогда число нечетных РД в основном будет описываться выражением (12), которое может быть записано в более конкретном виде:

$$n_1 = DG_{\Lambda} \exp[-\varepsilon G_{\Lambda} \eta] \exp \left[-\frac{v_0 D}{\varepsilon \eta} (1 - e^{-\varepsilon G_{\Lambda} \eta}) \right], \quad (12a)$$

где $\eta = v_0/\theta$, и имеет максимум при значении суммарной дозы

$$D_{\max} \approx \varepsilon_R/v_0 = 1/v_0 G_{\Lambda}. \quad (14)$$

Выход РПД в молекулярных кристаллах обычно составляет около $(1-5) \times 1/100$ эВ [3]; $D_{\max}$ для аминокислот довольно точно лежит в области $5,10^7$ р [2]. Получаемое при этом значение $v_0 \approx 10^{-21}$ см³ находится в согласии с полученным из общих соображений. Кроме того, становится понятным почему максимумы КН почти для всех аминокислот лежат в одной области доз облучения. Подстановка (14) в (12a) и определение величины $n_{i\max}$ позволяет получить выражение для оценки по экспериментальным параметрам КН

$$\theta \approx \frac{\varepsilon G_{\Lambda} v_0}{1 - e v_0 n_{i\max}} \approx \frac{\varepsilon}{\varepsilon_R} v_0. \quad (15)$$

т. к. $n_{i\max}$ обычно не превышает 10^{20} РПД/см³. Исходя из (15) получаем $\theta \approx 10^{-16} - 10^{-17}$ см³, что опять-таки согласуется с грубыми оценками. Таким образом, из экспериментально полученных КН могут быть определены все параметры приближенных выражений (12a) и проведено их сопоставление с экспериментальными данными. Сопоставление формул (14) и (15) дает

выражения $G_{\lambda} \approx 1/v_o D_{\max}$ или $G_{\lambda} \approx \theta/\epsilon v_o$ и $D_{\max} \approx \epsilon/\theta$, которые могут оказаться полезными для понимания особенностей накопления РПД в различных веществах.

При очень больших дозах в результирующем выражении для числа нечетных РД могут начать сказываться члены со старшими коэффициентами C_{ri} , что может привести к некоторому подъему расчетных кривых в области выше максимума накопления, но, по-видимому, существенно не скажется на положении самого максимума. Выражение (12а) довольно хорошо описывает общий характер кривых, их начальные участки и положение максимума. Ниспадающие ветви кривых описываются гораздо хуже, особенности если учесть, что в реальных условиях величины $n_{\max}$ и «хвосты» кривых меняются по интенсивности в зависимости от времени, прошедшего после облучения, а иногда и от качества кристаллов. Эти изменения, вероятно, связаны с диффузией и медленной гибелью РПД уже при естественных условиях, особенно при достаточно больших концентрациях РПД [4]. Поэтому для полного описания КН РПД в молекулярных кристаллах при естественных условиях нужно учитывать и диффузионные эффекты.

Список литературы: 1. Комарь И. Н., Николов О. Т. О вторичных радиационных нарушениях в кристаллической решетке, ответственных за особенности процессов накопления и рекомбинации свободных радикалов, образующихся в γ -облученных аминокислотах. — В кн.: IV Международный биофизический конгресс. Тезисы секционных докладов, т. 1. М., 1972, с. 156—157. 2. Комарь И. Н., Николаев О. Т. Об изучении методом ЭПР структуры радиационного дефекта, образующегося в кристаллах γ -облученного DL-гистидина HCl. — Вестн. Харьк. ун-та, № 110. Радиофизика и электроника, вып. 3. Харьков, 1971, с. 126—130. 3. ЭПР свободных радикалов в радиационной химии / С. Я. Пшежецкий, А. Г. Котов, В. К. Милинчук и др. М., Химия, 1972, 480 с. 4. Комарь И. Н., Николов О. Т., Славик О. Стабилизация и накопление ЭПР обнаружимых радиационных дефектов в кристаллических аминокислотах. — Вестн. Харьк. ун-та, № 151. Радиофизика и электроника, вып. 6. Харьков 1977, с. 90—92. 5. Мелик-Гайказен И. Я. Кинетика радиационного накопления электронных центров окраски в щелочно-галоидных кристаллах. — Радиационная физика неметаллических кристаллов. Киев, Наукова думка, 1967, с. 62—70.

УДК 538.69 : 538.124

О. Т. НИКОЛОВ, С. В. ГАТАШ,
А. Д. СЕРДЮК, канд. физ.-мат. наук,
Б. ЛАНГЕ

АНАЛИЗ МОДЕЛИ ОТЖИГА РАДИАЦИОННЫХ СВОБОДНЫХ РАДИКАЛОВ В КРИСТАЛЛАХ АМИНОКИСЛОТ

Модельное описание кинетики отжига радиационных дефектов в кристаллических веществах представляет большой интерес как в случае идентификации лимитирующей стадии, так и в случае выяснения механизмов процесса. В литературе [на-

пример, 1; 2] предложен ряд моделей твердофазных реакций свободных радикалов (СР), однако ни одна из них не может удовлетворительно описать интересующую нас кинетику отжига радиационных СР в молекулярных кристаллах аминокислот.

В данной работе приведен математический анализ системы диффузионно-кинетических уравнений, составленных для модели, учитывающей диффузию СР в объеме кристалла (V) и их рекомбинацию на поверхности (в области σ). Концентрация радикалов в области V определяется объемной диффузией, а в области σ диффузионным потоком СР из объема кристалла через границу (S) между областями V и σ и скоростью реакции рекомбинации 2-го порядка. Соответствующая система диффузионно-кинетических уравнений с начальными и граничными условиями имеет вид

$$\begin{cases} \frac{\partial C}{\partial t} = D \Delta C; & (a) \\ \frac{\partial N}{\partial t} = M \frac{S}{\sigma} - kN^2; & (б) \end{cases} \quad (1)$$

$$C(x, y, z, 0) \equiv C_0; \quad N(0) \equiv 0; \quad C(x, y, z, t)|_S \equiv 0, \quad (B)$$

где $C(x, y, z, t)$ — концентрация СР в объеме V ; D — коэффициент диффузии; $M = -D \frac{\partial C}{\partial n} dS$ — плотность диффузионного потока через границу S ; k — константа скорости реакции 2-го порядка.

Аналитическое решение системы (1) возможно лишь в некоторых частных случаях, допускающих упрощающие предположения, как это было сделано при решении задачи о диффузии, сопровождающейся химической реакцией [3].

Концентрация СР в объеме V для случая параллелепипеда со сторонами a, b, c будет определяться выражением

$$\begin{aligned} C(x, y, z, t) = & \\ = \frac{64}{\pi^3} C_0 \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin \frac{(2n-1)\pi}{a} x \sin \frac{(2m-1)\pi}{b} y \sin \frac{(2l-1)\pi}{c} z}{(2n-1)(2m-1)(2l-1)} \times & \\ \times e^{-\pi^2 D \left[\left(\frac{2n-1}{a} \right)^2 + \left(\frac{2m-1}{b} \right)^2 + \left(\frac{2l-1}{c} \right)^2 \right] t} & \end{aligned} \quad (2)$$

которое является решением уравнения (1a).

Используя выражение (2) и принимая $a=b=c=L$, получим для плотности диффузионного потока:

$$M(t) = \alpha \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2n-1)^2 + (2m-1)^2 + (2l-1)^2}{(2n-1)^2(2m-1)^2(2l-1)^2} \times \\ \times e^{-\beta[(2n-1)^2 + (2m-1)^2 + (2l-1)^2]t}, \quad (3)$$

где $\alpha = \frac{512}{S\pi^4} C_0 DL$ и $\beta = \frac{D\pi^2}{L^2}$ — постоянные коэффициенты.

Изменение общей концентрации СР в системе ($P(t)$), регистрируемое в эксперименте, определяется количеством радикалов в областях V и σ :

$$P(t) = \frac{C(t) \cdot V + N(t) \cdot \sigma}{V + \sigma}, \quad (4)$$

где $C(t) = \iiint_V C(x, y, z, t) dV$.

Поскольку величину $N(t)$ получить в явном виде из уравнения (16) не удастся, рассмотрим два предельных случая, позволяющих оценить $N(t)$ и сделать выводы о характере изменения концентрации СР в кристалле $P(t)$.

Случай малых времен. В случае малых t плотность диффузионного потока $M(t)$ велика, так как сумма ряда в выражении (3) увеличивается с уменьшением времени и $M(t) = \infty$ при $t=0$. Напротив, величина $N(t)$ для малых времен мала и при $t=0$ концентрация $N(t)=0$, т. е. выполняется неравенство $MS/\sigma \gg kN^2$. Тогда членом kN^2 можно пренебречь и уравнение (26) примет вид

$$\frac{\partial N}{\partial t} = M \frac{S}{\sigma}. \quad (5)$$

Решение уравнения (5) легко получить, используя начальное условие $N(0)=0$:

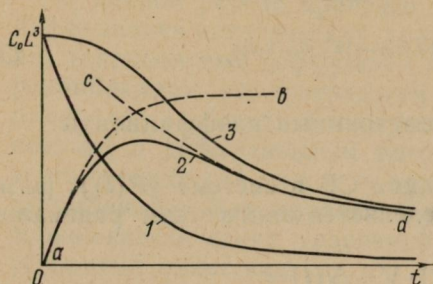
$$N(t) = -\frac{\alpha S}{\beta \sigma} \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\beta[(2n-1)^2 + (2m-1)^2 + (2l-1)^2]t}}{(2n-1)^2(2m-1)^2(2l-1)^2} + \gamma, \quad (6)$$

где $\gamma = \frac{\alpha S}{\beta \sigma} \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(2n-1)^2(2m-1)^2(2l-1)^2}$ — постоянная

интегрирования. Учитывая, что сумма ряда в выражении для γ равна $\pi^6/512$, получим значение $\gamma = C_0 L^3/\sigma$. График функции $N(t)$, согласно (6), представляет собой обратную экспоненту со знаком минус с асимптотой $C_0 L^3/\sigma$ (рисунок, кривая ab).

Таким образом, при малых t рекомбинация СР практически отсутствует и процесс отжига лимитируется диффузией из объема V в область σ .

Случай больших времен. С ростом t диффузионный поток уменьшается и $M(t) \rightarrow 0$ при $t \rightarrow \infty$. В этом случае при некото-



Теоретическая зависимость количества радикалов в кристалле от времени отжига:

1 — $CL^3 = f(t)$ в объеме V ; 2 — $\sigma N = f(t)$ в области σ ; $PL^3 = f(t)$ во всей системе.

рых t справедливо неравенство $MS/\sigma \ll kN^2$. Пренебрегая членом MS/σ уравнение (26) можно записать в виде

$$\frac{\partial N}{\partial t'} = -kN^2, \quad (7)$$

где $t' = t - t_1$ — новая переменная времени, а $t_1 > 0$ — значение t , начиная с которого, выполняется неравенство $MS/\sigma \ll kN^2$. Решение уравнения (7) в области $t' > 0$ с начальным условием $N(t' = 0) = N_0$ будет

$$N(t') = \frac{N_0}{1 + kN_0 t'}. \quad (8)$$

Зависимость $N = f(t')$ представлена на рисунке (кривая cd).

Для больших t величина $C(t)$ мала, и общая концентрация радикалов (4) определяется значением $N(t)$, т. е. отжиг СР лимитируется реакцией рекомбинации в области σ .

Анализируя экспериментальные кинетические кривые отжига СР в кристаллах аминокислот [4] можно выделить два характерных участка: медленный отжиг радикалов при малых t и сравнительно быстрый — при больших t . Аналогичная зависимость получается и для теоретической кривой отжига СР $P(t)$, у которой, как видно из рисунка, тоже наблюдаются такие же характерные участки отжига.

Таким образом, в рамках предложенной нами модели можно сделать вывод о том, что кинетика отжига СР в молекулярных кристаллах аминокислот на начальном участке лимитируется объемной диффузией радикалов, а последующий интенсивный отжиг — реакцией рекомбинации СР на поверхности кристалла.

Список литературы: 1. Михайлов А. И., Лебедев Я. С., Бубен Н. Я. «Ступенчатобразная» рекомбинация свободных радикалов в облученных органических веществах. — Кинетика и катализ, 1965, т. 6, с. 48—55. 2. Cracco F., Arvia A., Dole M. ESR studies of free radical decay in irradiated polyethylene. — J. Chem. Phys., 1962, vol. 37, № 10, p. 2449-2457. 3. Лебедев Я. С. Диффузионная кинетика бимолекулярных реакций в твердой фазе. Реакции неподвижных центров с подвижными компонентами из гетерофазы. — Кинетика и катализ, 1965, т. 6, с. 522—531. 4. Комарь И. Н., Николов О. Т. Некоторые результаты применения метода ЭПР для исследования процессов отжига радиационных дефектов в молекулярных кристаллах. — Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника, 1975, вып. 4, с. 124—132.

УДК 538.69:538.124

С. В. ГАТАШ, О. Т. НИКОЛОВ,
А. Д. СЕРДЮК, канд. физ.-мат. наук,
Б. ЛАНГЕ

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ДИФфуЗИОННОЙ КИНЕТИКИ НА ЭВМ

Кинетику отжига свободных радикалов (СР), стабилизированных в твердой матрице идеального кристалла, можно описать с помощью модели, предложенной в работе [5].

В литературе описана подобная задача о диффузии, сопровождающейся бимолекулярной реакцией [1—3], но аналитическое решение получено лишь для некоторых частных случаев. В работе [4] система уравнений, аналогичная [1—3], решена на ЭВМ методом численного дифференцирования для случая бесконечного цилиндра. Система диффузионно-кинетических уравнений, приведенная в статье [5], также не может быть решена аналитически, так как в уравнении (16) переменные N и t не разделяются.

В настоящей работе предлагается численный метод и программа на языке АЛМИР (АНАЛИТИК) для решения системы уравнений вида (1) с помощью ЭВМ «Мир-2». Этот метод основан на представлении процесса, описываемого уравнением (16), в виде последовательности элементарных процессов длительностью Δt . За время $\Delta t = t_i - t_{i-1}$, благодаря потоку из области V , в область σ поступает количество (ΔC_i) свободных радикалов, определяемое как

$$\Delta C_i = \int_{t_{i-1}}^{t_i} M(t) S dt = C(t_{i-1}) - C(t_i), \quad (2)$$

где $C(t_i)$ — число СР в области V в момент времени t_i . Предполагая, что порции ΔC_i поступают в область σ дискретно с частотой $1/\Delta t$ в моменты времени $t_i + \Delta t/2$, мы можем описать из-

менение концентрации СР (N^*) в области σ в течение каждого промежутка времени $\{t_{i-1} + \Delta t/2, t_i + \Delta t/2\}$ уравнением

$$\frac{\partial N^*}{\partial t'} = -k(N^*)^2, \quad (3)$$

где $t' = t - (t_{i-1} + \Delta t/2)$ и $0 \leq t' \leq \Delta t$.

Учитывая, что к моменту времени $t_i + \Delta t/2$ в области σ имеется n_i непрорекомбинировавших СР, получим для уравнения (3) следующее начальное условие:

$$N^*/t'=0 = n_i + \Delta C_i. \quad (4)$$

Решение уравнения (3) с условием (4) будет иметь вид

$$N^*(t') = \frac{n_i + \Delta C_i}{\sigma + k(n_i + \Delta C_i)t'}. \quad (5)$$

Аппроксимацию искомой функции $N(t)$ удобно проводить по значениям $N^*(t_i)$, которые определяются выражением

$$N^*(t_i) \equiv N_i^* = \frac{n_i + \Delta C_i}{\sigma + k(n_i + \Delta C_i)\Delta t/2}. \quad (6)$$

Входящую в выражения (4)–(6) величину n_i легко найти, используя рекуррентное соотношение

$$n_i = \frac{(n_{i-1} + \Delta C_{i-1})\sigma}{\sigma + k(n_{i-1} + \Delta C_{i-1})\Delta t}. \quad (7)$$

Приведенный выше численный метод достаточно прост и дает хорошее приближение при небольшом числе интервалов Δt .

Значения функции $P(t_i)$, определяющей общую концентрацию СР в кристалле (выражение (4) в работе [5]) можно получить вычисляя значения $N^*(t_i)$ и $C(t_i)$, где

$$C(t_i) = \frac{512}{\pi^6} abc C_0 \times \\ \times \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\pi^2 D \left[\left(\frac{2n+1}{a} \right)^2 + \left(\frac{2m-1}{b} \right)^2 + \left(\frac{2l-1}{c} \right)^2 \right] t_i}}{(2n-1)^2 (2m-1)^2 (2l-1)^2}. \quad (8)$$

Ниже приведена программа для вычисления значений функции $P(t)$ в относительных единицах $P(t)/P(0)$.

ПРОГРАММА

Стандартная информатива

«ПУСТЬ» Ю. «РАЗРЯДНОСТЬ» 8; $G = A \times B \times C \times NO$; $V = 2 \times (A \times B + B \times C + A \times C) \times H$; $X = 0$; $SUM(D, X, A, B, C, G, Z)$; $P[1] = Z/G$; $U = 0$; $J = 1$; «ДЛЯ» $X = T/R \times \text{«ШАГ»} (T/R) \times \text{«ДО»} \text{«ВЫПОЛНИТЬ»} (SUM(D, X, A, B, C, G, S); W = U + (Z - S)/V; U = 1/(1/W + K \times T/R); J = J + 1; P[J] = V/(G \times (1/W + K \times T/(2 \times X))) + S/G; Z = S)$; «ВЫВОД» 34, «МАССИВ» Р; «СТОП»; «МАСШТАБ» 0, T, 0, 1; «ДЛЯ» $1 = 1 \times \text{«ШАГ»} 1 \times \text{«ДО»} \text{«ГЭ»} \text{«ВЫПОЛНИТЬ»} \text{«ГРАФИК»} 1, T \times [1] \times 60, P \times [1]; X = 0$; «ДЛЯ» $J = 1 \times \text{«ШАГ»} 1 \times \text{«ДО»} (R + 1) \text{«ВЫПОЛНИТЬ»} \text{«ГРАФИК»} 2, X, P[J]; X = X + T/R \text{«ГДЕ»} \text{«ПРОЦЕДУРА»} SUM(D, X, A, B, C, G, Y) \text{«ПУСТЬ»} \Delta F = 1/EXP(\pi^2 \times D \times X \times (1/A^2 + 1/B^2 + 1/C^2)); S = 0; L = 1; 1.D = 0; M = 1; 2.B = 0; N = 1; 3.E = 1/(N \times M \times L)^2 \times 1/EXP(\pi^2 \times D \times X \times ((N/A)^2 + (M/B)^2 + (L/C)^2)); \text{«ЕСЛИ»} E > F/100000 \times 5 \times \text{«ТО»} (S = S + E; B = B + 1; D = D + 1; N = N + 2; \text{«НА»} 3) \text{«ИНАЧЕ»} (\text{«ЕСЛИ»} B > 0 \times \text{«ТО»} (M = M + 2; \text{«НА»} 2) \text{«ИНАЧЕ»} (\text{«ЕСЛИ»} D > 0 \times \text{«ТО»} (L = L + 2; \text{«НА»} 1))); Y = 512 \times G \times S/\pi^6 \times \text{«КОНЕЦ»} \text{«КОНЕЦ»} \diamond.$

Порядок работы с программой

Для решения задачи необходимо к стандартной информативе дописать рабочую информативу и директиву.

В рабочей информативе должны быть заданы: D — коэффициент диффузии; K — константа скорости рекомбинации; A, B, C — геометрические размеры кристалла; NO — средняя начальная концентрация CP в кристалле; T — максимальное значение времени t , для которого проводится расчет; $R = r$ — количество интервалов разбиения Δt по оси времени; $G \times n$ — количество экспериментальных точек кинетической кривой, выводимых на экран; TЭ [n] — массив значений абсцисс (времен отжига) экспериментальных точек; H — толщина поверхностного слоя кристалла; PЭ [n] — массив значений ординат (концентрации CP) экспериментальных точек; P [r+1] — рабочий массив.

Рабочая информатива имеет вид.

«ПУСТЬ» D = ...; K = ...; NO = ...; A = ...; B = ...; C = ...; T = ...; R = ...; GЭ = ...; TЭ [n] = ...; PЭ [n] = ...; P [r+1] «КОНЕЦ»

Директива имеет вид

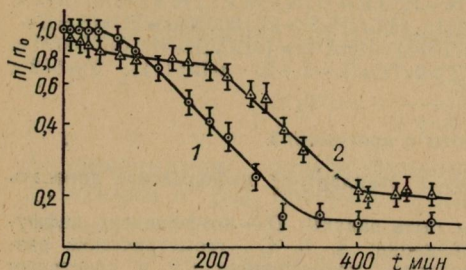
«ВЫПОЛНИТЬ» «НА» «Ю» «КОНЕЦ»

Результатом работы программы является: а) вывод на печать массива рассчитанных значений относительной концентрации CP для заданных интервалов времени; б) вывод на экран дисплея экспериментальных точек и теоретически рассчитанного графика кинетической кривой отжига CP:

Список литературы: 1. Katz S. M., Kubu E. T., Wakelin J. H. The Chemical attack on polymeric materials as modified by Diffusion. — Textile Res. J., 1950, vol. XX, No 11, p. 754-760. 2. Reese C. E., Eyring H. Mechanical properties and the structure of hair. — Textile Res. J., 1950, vol. XX, № 11, p. 743-753. 3. Hermans J. J. — J. Colloid. Sci., 1947, vol. 2, p. 387. 4. Лебедев Я. С. Диффузионная кинетика бимолекулярных реакций в твердой фазе. — Кинетика и катализ, 1965, т. 6, вып. 3, с. 522—531. 5. Николов О. Т., Гаташ С. В., Сердюк А. Д., Ланге Б. Анализ модели отжига радиационных свободных радикалов в кристаллах аминокислот. — Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника, 1980, вып. 9, с. 93—97.

ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ ОТЖИГА РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В МОЛЕКУЛЯРНЫХ КРИСТАЛЛАХ ОТ КАЧЕСТВА КРИСТАЛЛОВ

Изучению процессов отжига радиационных дефектов (РД) в молекулярных кристаллах посвящено довольно много работ [1—7], однако до сих пор не создано единой физической теории, которая описывала бы все основные особенности этих



Кривые изотермического отжига радиационных дефектов в монокристаллах солянокислого DL-гистидина:

1 — хороший монокристалл; 2 — монокристалл с сильно развитой блочной структурой.

процессов. Исключение, по-видимому, представляет только работа [8], где кратко формулируются основные положения такой теории. Вместе с тем, за исключением наших работ [3—7], на которых и основывается работа [8], в литературе отсутствуют сведения о систематических экспериментальных исследованиях процессов отжига в однотипных объектах. Тем интереснее сказываются новые результаты

из этой серии исследований, которые могут быть поняты только на основании представлений, выдвинутых в статье [8].

В данной работе методом ЭПР исследовался обжиг РД прилипания, образующихся при облучении ^{60}Co монокристаллов солянокислого DL-гистидина [9]. Монокристаллы выращивались методом медленного выпаривания из водных растворов солянокислого DL-гистидина. Качество кристаллов (степень развития в них блочной структуры) контролировалось методом Лауэ. Доза облучения (10^6 р) и температура отжига (130°C) были выбраны таким образом, чтобы эффект отжига еще не осложнялся гибелью РД на внутренних дефектах кристаллов [6—8].

На рисунке представлены типичные изотермические кривые отжига РД соответственно в «хороших» и «плохих» монокристаллах солянокислого DL-гистидина. Как видно из рисунка, процесс отжига идет быстрее и полнее в хороших кристаллах. В плохих кристаллах он идет медленнее и резче тормозится, выходя на почти горизонтальную «ступеньку».

С точки зрения обычных представлений о молекулярном характере процессов диффузии РД в молекулярных кристаллах такой эффект совершенно необъясним, так как хорошо известно, что в плохих кристаллах самодиффузия по границам идет зна-

чительно быстрее, чем по объему. В рамках же развитой в работе [8] теории отжига РД как атомарных вакансий, торможение диффузии РД на плоскостных молекулярных дефектах является естественным.

Полученные результаты подтверждают выдвинутые в работе [8] общие положения теории отжига РД в молекулярных кристаллах и перспективность систематических и комплексных исследований процессов отжига. Следует еще отметить, что приведенные на рисунке кривые отжига для «хороших» и «плохих» монокристаллов соответственно очень сходны с кривыми отжига для мелкокристаллических (но не молотых) поликристаллических образцов и большинства крупных монокристаллов, выращенных без особых предосторожностей. Таким образом, путем изучения кривых отжига РД можно легко оценить качество исследуемых кристаллов.

Список литературы: 1. ЭПР свободных радикалов в радиационной химии/ С. Я. Пшежевский, А. Г. Котов, В. К. Милинчук и др. М., Химия, 1972. 180 с. 2. Диффузионные процессы в облученных монокристаллах/ Михайлов А. И., Большаков Л. И., Лебедев Я. С., Гольдманский В. И. — ФТТ, 1972, т. 14, № 4, с. 1172—1179. 3. Дубинский А. А., Гринберг О. Я., Лебедев Я. С. Кинетика отжига радиационных пар в твердых телах. — Кинетика и катализ, 1972, т. 13, № 3, с. 660—664. 4. Белькова Л. П., Лебедев Я. С. Изучение молекулярных движений в полимерах по спектрам ЭПР «близких» радикальных пар. — Высокомолекулярные соединения, 1975, т. А 17, № 2, с. 324—328. 5. Комарь И. Н., Николов О. Т. О вторичных радиационных нарушениях в кристаллической решетке, ответственных за особенности процессов накопления и рекомбинации свободных радикалов, образующихся в γ -облученных аминокислотах. — В кн.: Тезисы докл. IV Международного биофизического конгресса, т. 1. М., 1972, с. 156—157. 6. Комарь И. Н., Николов О. Т. Некоторые результаты применения метода ЭПР для исследования процессов отжига радиационных дефектов в молекулярных кристаллах. — Вестн. Харьк. ун-та, № 130. Радиофизика и электроника, вып. 4. Харьков, 1975, с. 124—132. 7. Комарь И. Н., Николов О. Т. Применение техники ЭПР для исследования механизмов радиационного последействия в биологически важных объектах. — В кн.: Резюме 2-й национальной конференции по биомедицинской физике и технике с международно участие. София, 1976, с. 32. 8. Комарь И. Н. О первичных механизмах радиационных поражений кристаллических аминокислот и белков. — В кн.: Тезисы Международной конференции по квантовой химии, биологии и фармакологии, вып. 4. Киев, 1978, с. 57—58. 9. Комарь И. Н., Николов О. Т. Об изучении методом ЭПР структуры радиального дефекта, образующегося в кристаллах γ -облученного DL-гистидина HCl. — Вестн. Харьк. ун-та, № 110. Радиофизика и электроника, вып. 3. Харьков, 1974, с. 126—130.

СОДЕРЖАНИЕ

Адонина А. И., Веремей Н. В. Решетка из брусьев с экраном и конечной проводимостью материалов, близкой к идеальной	3
Егоров М. Б., Казанский В. Б. О решении задач дифракции на периодических решетках со сложной субструктурой	8
Литвиненко Л. Н., Просвирнин С. Л., Ульянов В. Н. Длинноволновое дифракционное излучение плоского модулированного по плотности электронного потока в присутствии диэлектрического шара	10
Прокопчук Ю. А. Излучение, возникающее при пересечении металлических решетки пучками заряженных частиц	17
Бородаев В. А., Прокопчук Ю. А., Якименко А. М. Поверхностные электромагнитные волны в Н-волноводе	20
Петленко В. А., Хижняк Н. А. Представление аффинорной функции Грина прямоугольного волновода в области источника	23
Городец Н. Н. Амплитудные, фазовые и поляризационные диаграммы апертурных антенн в ближней, промежуточной и дальней зонах	26
Городец Н. Н., Ломан В. И., Ляховский А. Ф., Хилевич С. В. Исследование излучателя на прямоугольных волноводах с учетом взаимного влияния	34
Нечипоренко А. Н., Репа Ю. Т., Харин Ю. В., Шейко В. П. Экспериментальное исследование электрически сканирующей антенны миллиметрового диапазона волн	40
Соболева А. И., Украинец Н. И. Волноводные датчики полных сопротивлений и проходящей мощности	45
Седых В. М., Шаулов Е. А., Погарский С. А. Предельная мощность и характеристическое сопротивление волноводов с поперечным сечением сложной формы и слоистым диэлектрическим заполнением	46
Коробкин В. А., Двадненко В. Я. Рассеяние электромагнитных волн на стыке частично заполненного диэлектриком прямоугольного волновода с незаполненным	49
Груцян В. И., Пятак Н. И., Коробкин В. А. К расчету отражения электромагнитных волн многослойными диэлектрическими структурами	52
Денисов Д. С., Труфанов Б. Д., Макарова Н. Я. К расчету волнового сопротивления обращенной полосковой линии	54
Белецкий Н. И., Прохоров Э. Д. Новая высокочастотная мода колебаний в приборах с междолинным переносом электронов	57
Белецкий Н. И., Полянский Н. Е., Прохоров Э. Д. Генерация приборами с междолинным переносом электронов 2-й гармоники в диапазоне частот	60
Костин А. И., Сатюков А. И., Светличный В. М. Лавинный пробой в InSb — NiSb	63
Светличный В. М. Разогрев электронного газа в полупроводниковой пластине, помещенной в волновод	65

Попов В. С., Ткаченко В. М. О прохождении импульса магнитного поля в полость металлического цилиндра	67
Тиманюк В. А., Ткаченко В. М. Исследование оптических характеристик разряда с цилиндрическим полым катодом в гелии	69
Белоус В. В. Об управлении параметрами импульсного разряда в длинных трубках продольным магнитным полем	71
Рула В. М., Безрук В. И. Динамический селектор-расширитель видеосигналов	73
Богданов В. И., Венгер А. З. Об уменьшении угла наклона фазовой характеристики связанных контуров	77
Венгер А. З., Гаврилова Н. И., Якименко А. М. О выходных спектрах умножителей частоты	80
Климко А. П., Степин Л. Д., Тананыхин А. А., Затенко Н. А. О механизме рассеяния света в жидкостях	82
Кийбак П., Погорелов А. С., Ромоданова Э. А., Степин Л. Д. Исследование донорных свойств серусодержащих радиопротекторов.	84
Жигалова Н. Н., Погорелов А. С. Сравнительное исследование комплексов карбамида и тиокарбамида	87
Комарь И. Н., Славик О., Сегноутка Т. Описание накопления вторичных радиационных дефектов в молекулярных кристаллах с помощью механизма «кратных поражений»	89
Николов О. Т., Гаташ С. В., Сердюк А. Д., Ланге Б. Анализ модели отжига радиационных свободных радикалов в кристаллах аминокислот	93
Гаташ С. В., Николов О. Т., Сердюк А. Д., Ланге Б. Решение задачи диффузионной кинетики на ЭВМ	97
Комарь И. Н. Зависимость скорости отжига радиационных дефектов в молекулярных кристаллах от качества кристаллов	100

**ВЕСТНИК
ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА**

№ 203

Радиофизика и электроника

Выпуск 9

Редактор *В. Н. Забелин*
Художественный редактор *В. Б. Мартыняк*
Технический редактор *Г. П. Александрова*
Корректор *Н. С. Калинина*

Сдано в набор 24.10.79. Подп. в печать 13.08.80.
БЦ 09375. Формат 60×90/16. Бумага типогр. № 3.
Лит. гарн. Выс. печать. 7 усл.-печ. л. 7,9 уч.-изд. л.
Тираж 1000 экз. Изд. № 803. Зак. 2240. Цена 1 р. 10 к.

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

Харьковская городская типография № 16 Областного
управления по делам издательств, полиграфии и книж-
ной торговли. 310003, Харьков-3, ул. Университетская, 16.

УДК 538.574.6

Решетка из брусьев с экраном и конечной проводимостью материалов, близкой к идеальной. Адонина А. И., Веремей Н. В. — Вестн. Харьк. ун-та, № 203. Радиофизика и электроника, вып. 9. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1980, с. 3—7.

Учет проводимости материала брусьев и экрана осуществлен при помощи постановки импедансных граничных условий Леонтовича. Решение волнового уравнения совместно с граничными условиями Леонтовича для пространства между брусьями записано в виде разложения по неортогональной системе функций. Применение метода малого параметра к решению характеристического уравнения для пространства между брусьями позволило записать поля в виде разложений по полной системе функций. Методом Фурье получены бесконечные системы линейных алгебраических уравнений второго рода относительно амплитуд дифракционных спектров Е- и Н-поляризованных волн, которые отличаются от соответствующих решений для идеальных структур малыми добавками, пропорциональными волновым сопротивлениям материала брусьев и решетки. Численный расчет на ЭВМ коэффициента прохождения Н-поляризованной волны на решетке из меди (без экрана) показал, что идеализация реальных материалов с высокой проводимостью не приводит к заметным ошибкам при исследовании задач дифракции.

Список лит.: 3 назв.

УДК 538.574.6

О решении задач дифракции на периодических решетках со сложной субструктурой. Егоров М. Б., Казанский В. Б. — Вестн. Харьк. ун-та, № 203. Радиофизика и электроника, вып. 9. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1980, с. 8—10.

Рассмотрена задача дифракции плоской волны на двухэлементной решетке из брусьев прямоугольного поперечного сечения. Решение проведено методом переразложений. В результате получены системы линейных алгебраических уравнений относительно амплитуд дифрагированного поля, пригодные для численных расчетов на ЭЦВМ.

Ил. 1.

УДК 538.574.6

Длинноволновое дифракционное излучение плоского модулированного по плотности электронного потока в присутствии диэлектрического шара. Литвиненко Л. Н., Просвирнин С. Л., Ульянов В. Н. — Вестн. Харьк. ун-та, № 203. Радиофизика и электроника, вып. 9. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1980, с. 10—16.

С помощью уравнений электромагнитного поля в интегральной форме решена задача о длинноволновом дифракционном излучении плоского модулированного электронного потока в присутствии диэлектрического шара. Исследованы энергетические характеристики рассеянного поля. Установлено, что по распределению интенсивности рассеянного поля можно определить скорость движения потока и фазовую скорость распространения падающей поверхностной волны. Выяснено влияние малой проводимости на интенсивность поля излучения шара.

Ил. 1. Список лит.: 5 назв.

Излучение, возникающее при пересечении металлической решетки пучками заряженных частиц. Прокопчук Ю. А. — Вестн. Харьк. ун-та, № 203. Радиофизика и электроника, вып. 9. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1980, с. 17—20.

Проведено теоретическое исследование излучения электромагнитных волн пучками заряженных частиц, пересекающими решетку из металлических лент. С помощью метода задачи Римана—Гильберта получена бесконечная система уравнений относительно амплитуд поля излучения. В длинноволновом приближении получены сравнительно простые аналитические формулы. Дан анализ характеристик рассматриваемого излучения.

Ил. 1. Список лит.: 3 назв.

УДК 534.4 : 621.371

Поверхностные электромагнитные волны в Н-волноводе. Бородаев В. А., Прокопчук Ю. А., Якименко А. М. — Вестн. Харьк. ун-та, № 203. Радиофизика и электроника, вып. 9. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1980, с. 20—23.

Теоретически исследовано распространение поверхностных электромагнитных волн в Н-волноводе, состоящем из двух параллельных металлических плоскостей, между которыми находится решетка из металлических полосок. Выведено дисперсионное уравнение, справедливое при произвольных параметрах волновода и длины волны. Дано численное решение этого уравнения.

Ил. 1. Список лит.: 2 назв.

УДК 517.511

Представление аффинорной функции Грина прямоугольного волновода в области источника. Петленко В. А., Хижняк Н. А. — Вестн. Харьк. ун-та, № 203. Радиофизика и электроника, вып. 9. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1980, с. 23—26.

Аффинорная функция Грина прямоугольного волновода представлена в виде суммы двух функций, одна из которых регулярна и непрерывна всюду внутри волновода, а другая регулярна и непрерывна всюду, кроме точек пространства, занятых источником поля, где она имеет разрыв.

Список лит.: 12 назв.

УДК 621.396.67

Амплитудные, фазовые и поляризационные диаграммы апертурных антенн в ближней, промежуточной и дальней зонах. Горобец Н. Н. — Вестн. Харьк. ун-та, № 203. Радиофизика и электроника, вып. 9. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1980, с. 26—34.

Методом вектора Герца получены выражения для всех трех компонент электрического и магнитного векторов поля излучения прямоугольной апертуры, возбуждаемой эллиптически поляризованной волной с известным распределением источников поля. На ЭВМ рассчитаны амплитудные и поляризационные характеристики в направлении нормали к раскрытию. Рассчитаны и проанализированы амплитудные, фазовые и поляризационные диаграммы направленности в ближней, промежуточной и дальней зонах.

Ил. 4.

Исследование излучателя на прямоугольных волноводах с учетом взаимного влияния. Горобец Н. Н., Ломан В. И., Ляховский А. Ф., Хилевич С. В. — Вестн. Харьк. ун-та, № 203. Радиофизика и электроника, вып. 9. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1980, с. 34—40.

Теоретически и экспериментально исследованы диаграммы направленности по мощности полного поля и поляризационные диаграммы излучателя из прямоугольных волноводов, раскрыты которых расположены ортогонально по сторонам квадрата. Рассчитан коэффициент отражения для открытого конца волновода, входящего в систему из ортогональных волноводов. Показано, что используемый метод теоретического исследования позволяет оценить степень влияния работы схемы питания излучателя на характеристики излучателя. Экспериментальные и теоретические результаты находятся в хорошем согласовании.

Ил. 4. Список лит.: 2 назв.

Экспериментальное исследование электрически сканирующей антенны миллиметрового диапазона волн. Нечипоренко А. Н., Репа Ю. Т., Харин Ю. В., Шейко В. П. — Вестн. Харьк. ун-та, № 203. Радиофизика и электроника, вып. 9. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1980, с. 40—44.

Показана возможность создания электрически сканирующей антенны миллиметрового диапазона волн, апертура которой заполнена ферромагнитным материалом с электрически управляемыми параметрами. Получено качание диаграммы направленности $\pm 9^\circ$ и сделан ряд конкретных замечаний и предложений по дальнейшему улучшению конструкции антенны с целью увеличения сектора сканирования.

Ил. 3. Список лит.: 4 назв.

Волноводные датчики полных сопротивлений проходящей мощности. Соболева А. И., Украинец Н. И. — Вестн. Харьк. ун-та, № 203. Радиофизика и электроника, вып. 9. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1980, с. 45—46.

Представлены результаты экспериментальных исследований трехдетекторных датчиков полных сопротивлений и проходящей мощности волноводного типа.

Ил. 1. Список лит.: 2 назв.

Предельная мощность и характеристическое сопротивление волноводов с поперечным сечением сложной формы и слоистым диэлектрическим заполнением. Седых В. М., Шаулов Е. А., Погарский С. А. — Вестн. Харьк. ун-та, № 203. Радиофизика и электроника, вып. 9, Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1980, с. 46—49.

Получены формулы для определения предельной мощности и характеристического сопротивления в волноводах с поперечным сечением сложной формы и слоистым диэлектрическим заполнением. Для волновода крестообразного сечения приведены зависимости предельной мощности и характеристического сопротивления от частоты.

Ил. 1. Список лит.: 2 назв.

Рассеяние электромагнитных волн на стыке частично заполненного диэлектриком прямоугольного волновода с незаполненным. Коробкин В. А., Двадненко В. Я. — Вестн. Харьк. ун-та, № 203. Радиофизика и электроника, вып. 9. Харьков, 1980, с. 49—51.

Рассматривается задача расчета спектра собственных волн, возбуждающихся на стыке частично заполненного диэлектриком прямоугольного волновода с незаполненным, методом функции Грина уравнений Максвелла. Представлены графики для возбуждающихся амплитуд высших типов волн в зависимости от положения диэлектрического заполнения. Полученные результаты могут быть использованы при разработке СВЧ устройств, работающих на основе волноводно-диэлектрического резонанса.

Ил. 1. Список лит.: 5 назв.

УДК 621.371.162

К расчету отражения электромагнитных волн многослойными диэлектрическими структурами. Груцк В. И., Пятак Н. И., Коробкин В. А. — Вестн. Харьк. ун-та, № 203. Радиофизика и электроника, вып. 9. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1980, с. 52—54.

Приведены строгие формулы, удобные для инженерных расчетов отражающих и частотно-избирательных свойств периодических диэлектрических структур, состоящих из конечного числа элементов, а также расчет и анализ частотных характеристик коэффициента затухания таких структур в СВЧ диапазоне. Отмечено хорошее совпадение экспериментальных и расчетных данных.

Ил. 1. Список лит.: 2 назв.

УДК 621.372.8.049.75—416

К расчету волнового сопротивления обращенной полосковой линии. Денисов Д. С., Труфанов Б. Д., Макарова Н. Я. — Вестн. Харьк. ун-та, № 203. Радиофизика и электроника, вып. 9. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1980, с. 54—57.

Методом частичных областей рассчитано волновое сопротивление обращенной полосковой линии. Приведены теоретические и экспериментальные графики волнового сопротивления и график зависимости КСВН от частоты для переходов от коаксиальной линии на обращенную полосковую линию.

Ил. 2. Список лит.: 3 назв.

УДК 621.382.2

Новая высокочастотная мода колебаний в приборах с междолинным переносом электронов. Белецкий Н. И., Прохоров Э. Д. — Вестн. Харьк. ун-та, № 203. Радиофизика и электроника, вып. 9. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1980, с. 57—60.

Рассмотрены условия, при которых в приборах с междолинным переносом электронов может существовать более высокочастотная мода по сравнению с режимом ОНОЗ. Наличие катодного контакта, инжектирующего «горячие» электроны в активную область, позволяет уменьшить влияние внутридолинных времен релаксации на частотный предел работы генераторов Ганна. Рассмотрены требования к контакту металл — полупроводник и к длине активной области.

Список лит.: 2 назв.

УДК 621.382.2

Генерация приборами с междолинным переносом электронов 2-й гармоники в диапазоне частот. Белецкий Н. И., Полянский Н. Е., Прохоров Э. Д. — Вестн. Харьк. ун-та, № 203. Радиофизика и электроника, вып. 9, Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1980, с. 60—63.

Теоретически и экспериментально исследована зависимость эффективности генерации приборов с междолинным переносом электронов на 2-й гармонике в широком диапазоне частот. Расчеты проведены с учетом эффектов релаксации электронов по энергии. Эффективность генерации падает до нуля на частотах 150 ГГц при 500°K, а на 2-й гармонике — на частотах 300 ГГц. Эксперименты в диапазонах 8—4 и 4—2 мм подтверждают расчеты.

Ил. 2. Список лит.: 2 назв.

УДК 621.382.2

Лавинный пробой в InSb—NiSb. Костин А. И., Сатюков А. И., Светличный В. М. — Вестн. Харьк. ун-та, № 203. Радиофизика и электроника, вып. 9, Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1980, с. 63—65.

Экспериментально измерена скорость генерации носителей в двухфазной системе InSb—NiSb для двух направлений электрического поля: при поле, перпендикулярном ориентации металлических игл NiSb, и при поле, параллельном иглам. Объясняется различие в зависимости коэффициента генерации от поля для этих двух случаев, а также снижение величины коэффициента генерации в исследуемом материале по сравнению с InSb.

Ил. 2. Список лит.: 2 назв.

УДК 621.382

Разогрев электронного газа в полупроводниковой пластине, помещенной в волновод. Светличный В. М. — Вестн. Харьк. ун-та, № 203. Радиофизика и электроника, вып. 9, Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1980, с. 65—67.

Получено выражение для постоянной составляющей тока, протекающего через образец полупроводника, помещенный в волновод, в котором распространяется совокупность волн типа $H_{по}$. Показано, что по изменению тока, протекающего через образец, можно судить об эффективности разогрева носителей в данном полупроводниковом материале. Описываемое устройство может также применяться для измерения мощности, распространяющейся по волноводу в виде совокупности волн типа $H_{по}$.

УДК 537.856

О прохождении импульса магнитного поля в полость металлического цилиндра. Попов В. С., Ткаченко В. М. — Вестн. Харьк. ун-та, № 203. Радиофизика и электроника, вып. 9, Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1980, с. 67—69.

В квазистатическом приближении решена задача о прохождении импульса магнитного поля заданной формы в полость проводящего цилиндра. В случае тонкостенного цилиндра получено простое выражение, описывающее форму импульсов, прошедшего внутрь полого цилиндра. Численный анализ, выполненный по этой формуле, показал, что наиболее сильные искажения формы импульса наблюдаются в тех его участках, для которых характерно быстрое изменение во времени.

Ил. 1. Список лит.: 2 назв.

Исследование оптических характеристик разряда с цилиндрическим полым катодом в гелии. Тиманюк В. А., Ткаченко В. М. — Вестн. Харьк. ун-та, № 203. Радиофизика и электроника, вып. 9. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1980, с. 69—71.

Исследованы оптические спектры излучения разряда с цилиндрическим никелевым полым катодом в гелии с малыми примесями водорода (0,002%) и азота (0,016%). Показано, что ход зависимости интенсивности спектральных линий от давления газа для основного газа и примесей различен.

Ил. 1. Список лит.: 3 назв.

УДК 537.525.3

Об управлении параметрами импульсного разряда в длинных трубках продольным магнитным полем. Белоус В. В. — Вестн. Харьк. ун-та, № 203. Радиофизика и электроника, вып. 9. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1980, с. 71—73.

Исследовано влияние однородного продольного магнитного поля ($B=0 \div 6,6 \cdot 10^{-2}$ Т) на импульсный разряд ($I=0 \div 500$ мА) в водороде ($p=2 \div 10$ Тор) в длинных трубках ($d=70$ см). Обнаружено увеличение первого максимума тока, уменьшение рабочего времени развития разряда и значительное уменьшение тока разряда на стадии, наступающей после отщипывания разряда. Последнее объяснено влиянием аномальной диффузии заряженных частиц в магнитном поле.

Табл. 3. Ил. 1.

УДК 621.396.669

Динамический селектор-расширитель видеоимпульсов. Рула В. М., Безрук В. И. — Вестн. Харьк. ун-та, № 203. Радиофизика и электроника, вып. 9. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1980, с. 73—77.

Описано устройство, позволяющее производить расширение видеоимпульсов с длительности 1 мкс до длительности 3,9 м/сек, обладающее линейной передаточной характеристикой амплитуды видеоимпульсов. Устройство позволяет преобразовать радиолокационные сигналы с последующей обработкой на ЭВМ с малой скоростью ввода информации.

Ил. 2. Список лит.: 2 назв.

УДК 621.372.4 : 538.565

Об уменьшении угла наклона фазовой характеристики связанных контуров. Бойцман В. И., Венгер А. З. — Вестн. Харьк. ун-та, № 203. Радиофизика и электроника, вып. 9. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1980, с. 77—79.

В работе исследована возможность получения нулевого (малого) угла наклона фазовой характеристики связанных контуров без ухудшений фильтрующих свойств посредством синхронной подпитки второго контура. Получены аналитические выражения для оптимального параметра подпитки и полосы нулевого (малого) наклона. Экспериментальные данные свидетельствуют о хорошем совпадении с теорией. Малый (нулевой) угол наклона фазовой характеристики получен в полосе пропускания практически равной полосе контура.

Ил. 1.

УДК 621.391.822.3

О выходных спектрах умножителей частоты. Венгер А. З., Гаврилова Н. И., Якименко А. М. — Вестн. Харьк. ун-та, № 203. Радиофизика и электроника, вып. 9. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1980, с. 80—82.

Получены приближенные выражения для энергетического спектра случайной последовательности пачек радиоимпульсов с учетом корректировки фазы в начале каждого импульса и накопления флуктуаций моментов возникновения пачек и импульсов в пачках. Такая импульсная последовательность хорошо описывает выходные колебания большинства типов умножителей частоты (коммутационные, радиоимпульсные, искажающие и т. д.). Приведенные соотношения позволяют вычислить уширение спектральной линии, распределение мощности между непрерывными и дискретными составляющими спектра и оценить вклад различных случайных воздействий в их соотношение.

Список лит.: 5 назв.

УДК 535.568.1(088.8)

О механизме рассеяния света в жидкостях. Клишко А. П., Степин Л. Д., Тананыхин А. А., Затенко Н. А. — Вестн. Харьк. ун-та, № 203. Радиофизика и электроника, вып. 9. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1980, с. 82—84.

Проведен сравнительный анализ выводов теории молекулярного рассеяния света и теории рассеяния на взвешах. На его основании предлагается способ разделения компонент света, рассеянного на флуктуациях плотности и концентрации, флуктуациях анизотропии и фонового рассеяния на взвешах.

Список лит.: 2 назв.

УДК 535.34.083.2

Исследование донорных свойств серусодержащих радиопротекторов. Кийбак П., Погорелов А. С., Ромоданова Э. А., Степин Л. Д. — Вестн. Харьк. ун-та, № 203. Радиофизика и электроника, вып. 9. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1980, с. 84—87.

Проведено сравнительное исследование способности к комплексообразованию серусодержащих протекторов и веществ, близких по строению, но не обладающих защитным эффектом, методами ЭПР-, ИК- и оптической спектроскопии. Выявлено наличие корреляции между донорными и радиозащитными свойствами исследуемых соединений.

Ил. 1. Список лит.: 3 назв.

УДК 535.34.083.2

Сравнительное исследование комплексов карбамида и тиокарбамида. Жигалова Н. Н., Погорелов А. С. — Вестн. Харьк. ун-та, № 203. Радиофизика и электроника, вып. 9. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1980, с. 87—89.

Проведен сравнительный расчет электронной структуры карбамида и тиокарбамида и комплекса тиокарбамид — хлорантл расширенным методом Хюккеля. Исследованы ЭПР- и ИК-спектры хлорантловых комплексов карбамида и тиокарбамида, полученных из водно-ацетонового раствора. Результаты исследований свидетельствуют о доминирующем влиянии атома серы на комплексообразование и позволяют предложить новый гипотетический механизм защиты биообъектов от ионизирующего излучения.

Список лит.: 3 назв.

Описание накопления вторичных радиационных дефектов в молекулярных кристаллах с помощью механизма «кратных поражений». Комарь И. Славик О., Сегноутка Т. — Вестн. Харьк. ун-та, № 203. Радиофизика и электроника, вып. 9. Харьков, издательское объединение «Вища школ», 1980, с. 89—93.

Получены аналитические выражения, описывающие с помощью механизма «кратных поражений» кривые накопления вторичных парамагнитных радиационных дефектов в молекулярных кристаллах аминокислот при естественных условиях. Показано, что для полного описания таких кривых кроме механизма «кратных поражений» необходимо учитывать диффузию и гибель дефектов.

Список лит.: 5 назв.

УДК 538.69 : 538.124

Анализ модели отжига радиационных свободных радикалов в кристаллах аминокислот. Николов О. Т., Гаташ С. В., Сердюк А. Д., Ланге Б. — Вестн. Харьк. ун-та, № 203. Радиофизика и электроника, вып. 9. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1980, с. 93—97.

Проведено исследование системы диффузионно-кинетических уравнений составленных для модели, учитывающей диффузию радикалов в объеме кристалла и их рекомбинацию на поверхности. Количество дефектов, участвующих в реакции рекомбинации, определяется их потоком из объема. Сделан вывод, что в рамках предложенной модели можно качественно описать процесс отжига радикалов в кристаллических аминокислотах.

Ил. 1. Список лит.: 4 назв.

УДК 538.69 : 538.124

Решение задачи диффузионной кинетики на ЭВМ. Гаташ С. В., Николов О. Т., Сердюк А. Д., Ланге Б. — Вестн. Харьк. ун-та, № 203. Радиофизика и электроника, вып. 9. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1980, с. 97—99.

Рассмотрен численный метод решения системы диффузионно-кинетических уравнений с неразделяющимися переменными. Описана методика расчета теоретических кривых отжига радиационных дефектов в кристаллических веществах с помощью ЭВМ. Приведена программа расчета на языке АЛМИР (АНАЛИТИК) и порядок работы с программой на ЭВМ.

Список лит.: 5 назв.

УДК 538.69; 538.124

Зависимость скорости отжига радиационных дефектов в молекулярных кристаллах от качества кристаллов. Комарь И. Н. — Вестн. Харьк. ун-та, № 203. Радиофизика и электроника, вып. 9, 1980, с. 100—101.

Методом ЭПР изучался отжиг радиационных дефектов в солянокислом DL-гистидине — в хороших монокристаллах и в монокристаллах с повышенной блочностью. Обнаружено, что в последних отжиг радиационных дефектов идет медленнее, чем в первых, за счет торможения диффузии радиационных дефектов на внутренних границах кристаллов. На основании этого эффекта предложен метод оценки качества органических кристаллов.

Ил. 1. Список лит.: 9 назв.

