

2. На полосковых линиях можно создать и двумерную многощелевую антенную решетку, в которой расстояние между излучателями в соседних линейных антеннах меньше, чем в случае двумерной антенны, выполненной на прямоугольном волноводе, и, следовательно, диаграмма направленности будет однолепестковой и в плоскости, перпендикулярной плоскости, проходящей через ось линейной антенны.

Поступила в редколлегию 16.01.80.

УДК 621.372.2 : 512.831

В. М. БАКУМЕНКО, канд. физ.-мат. наук,
В. И. ЧЕБОТАРЕВ, канд. физ.-мат. наук

ПРИМЕНЕНИЕ МАТРИЧНЫХ УРАВНЕНИЙ К РАСЧЕТУ ПАРАМЕТРОВ НЕОДНОРОДНЫХ ЛИНИЙ

Применение матричных уравнений в теории длинных линий позволяет в ряде случаев обойти трудности, связанные с решением интегральных уравнений неоднородных линий. В данной статье исследованы возможности матричного метода и осуществлена его проверка путем расчета волновой матрицы передачи отрезка экспоненциальной линии.

Матричное уравнение, связывающее элементы отрезка линии конечной длины с элементами бесконечно малого участка, имеет вид [1] $dT/dx = \varepsilon T$ (1). Здесь T — волновая матрица передачи конечного отрезка линии, а ε — матрица изменений:

$$\varepsilon = \frac{T(dx) - E}{dx}, \quad (2)$$

где $T(dx)$ — волновая матрица передачи элементарного участка линии длиной dx ; E — единичная матрица; x — продольная координата.

В случае, если dT коммутирует с T , а следовательно, и с T^{-1} , т. е. когда

$$dT T^{-1} = T^{-1} dT, \quad (3)$$

решением уравнения (1) является матрица [2]:

$$T = e^{\int \varepsilon dx} T_0, \quad (4)$$

где T_0 — волновая матрица передачи линии, с которой сочленяется неоднородная линия. В дальнейшем для матрицы T используем нормировку с условием равенства $T_0 = E$.

Умножим обе части уравнения (1) на T^{-1} один раз слева, другой раз справа. При выполнении условия (3) левые части полученных выражений будут равны и на этом основании составим уравнение $T^{-1} \varepsilon T = \varepsilon$ (5), определяющее свойство, которыми должна обладать матрица изменений ε в выражении (4).

Уравнению (5) эквивалентно равенство $\epsilon T = T \epsilon$ (6), после подстановки в него (4) принимающее вид

$$\epsilon e^{\int \epsilon dx} = e^{\int \epsilon dx} \epsilon. \quad (7)$$

Учитывая, что экспоненциальная функция от матрицы A

$$e^A = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k!} A^k,$$

выражению (7) можно поставить в соответствие соотношение

$$\epsilon \int \epsilon dx = \int \epsilon dx \epsilon. \quad (8)$$

Из последнего следует, что решение уравнения (1) в виде (4) допустимо, когда матрица изменений ϵ коммутирует с интегралом от этой матрицы. Как показано в работе [3], такая коммутация для матриц второго порядка имеет место, если ϵ выражается в форме

$$\epsilon = \begin{pmatrix} \varphi_1(x) + b_1 \varphi_2(x) & \varphi_2(x) \\ b_2 \varphi_2(x) & \varphi_1(x) \end{pmatrix}, \quad (9)$$

где $\varphi_1(x)$, $\varphi_2(x)$ — скалярные функции; b_1 , b_2 — константы. Частный случай матрицы (9) — диагональная матрица, получающаяся при $\varphi_2(x) = 0$. Если φ_1 и φ_2 — константы, выполнение условия (8) очевидно.

Рассмотрим отрезок экспоненциальной линии длиной l , волновое сопротивление которой изменяется по закону

$$Z(x) = Z_0 e^{2Nx}. \quad (10)$$

Здесь Z_0 — волновое сопротивление в начале линии ($x=0$); N — функция местных отражений (для экспоненциальной линии N — постоянная величина). С помощью метода матричных уравнений найдем значения элементов волновой матрицы передачи рассматриваемого отрезка линии.

Выделим на расстоянии x от начала линии элементарный участок длиной Δx и представим его каскадным соединением скачка сопротивления и прилегающего к нему отрезка однородной линии. Используя выражения для волновых матриц этих простейших четырехполюсников [4] и осуществляя в формулах предельный переход $\Delta x \rightarrow 0$, найдем волновую матрицу передачи элементарного отрезка линии

$$T(dx) = \begin{pmatrix} 1 + \gamma dx & N dx \\ N dx & 1 - \gamma dx \end{pmatrix}, \quad (11)$$

где γ — комплексный коэффициент распространения отрезка однородной линии. Подставляя (11) в выражение (2), находим

$$\epsilon = \begin{pmatrix} \gamma & N \\ N & -\gamma \end{pmatrix}. \quad (12)$$

Элементы этой матрицы не зависят от x , поэтому для нахождения волновой матрицы передачи конечного отрезка линии используем решение уравнения (1) в виде (4). Применяя к (4) формулу Лагранжа — Сильвестра [2], позволяющую перейти от функции матрицы A к функции ее характеристических чисел λ_1 и λ_2 :

$$e^A = \frac{e^{\lambda_1} - e^{\lambda_2}}{\lambda_1 - \lambda_2} A + \frac{\lambda_1 e^{\lambda_2} - \lambda_2 e^{\lambda_1}}{\lambda_1 - \lambda_2} E,$$

получаем следующие выражения для элементов матрицы:

$$T_{11} = e^{\frac{\varepsilon_{011} + \varepsilon_{022}}{2} l} \left(\pm \frac{\varepsilon_{011} - \varepsilon_{022}}{F} \operatorname{sh} \frac{Fl}{2} + \operatorname{ch} \frac{Fl}{2} \right);$$

$$T_{12} = 2 \frac{\varepsilon_{012}}{F} e^{\frac{\varepsilon_{011} + \varepsilon_{022}}{2} l} \operatorname{sh} \frac{Fl}{2}, \quad (13)$$

где $\varepsilon_{0mn} = \frac{1}{l} \int_0^l \varepsilon_{mn} dx$; $F = \sqrt{(\varepsilon_{011} + \varepsilon_{022})^2 + 4\varepsilon_{021}\varepsilon_{012}}$.

После подстановки значений элементов матрицы ε из равенства (12) в выражения (13) имеем в окончательном виде волновую матрицу передачи отрезка экспоненциальной линии длиной l :

$$T = \begin{pmatrix} \operatorname{ch} \Gamma l + \frac{\gamma}{\Gamma} \operatorname{sh} \Gamma l & \frac{N}{\Gamma} \operatorname{sh} \Gamma l \\ \frac{N}{\Gamma} \operatorname{sh} \Gamma l & \operatorname{ch} \Gamma l - \frac{\gamma}{\Gamma} \operatorname{sh} \Gamma l \end{pmatrix}, \quad (14)$$

где $\Gamma = \sqrt{\gamma^2 + N^2}$.

Эта матрица находится в полном соответствии с результатами, полученными в работе [4] путем решения уравнений неоднородной линии.

Таким образом, на примере отрезка экспоненциальной линии показана применимость метода матричных уравнений для нахождения волновых матриц определенного класса неоднородных линий, что позволяет избежать трудностей, связанных с решением интегральных уравнений.

Список литературы: 1. Калина В. Г. Матрица рассеяния отрезка невзаимной неоднородной линии передачи с плавно меняющимися параметрами. — Вопросы радиоэлектроники. Серия I. Электроника, 1962, вып. 12, с. 38—53. 2. Гантмахер Ф. Р. Теория матриц. — М.: Наука, 1967. — 576 с. 3. Еругин Н. П. Метод Лапко-Данилевского в теории линейных дифференциальных уравнений. — Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1956. — 90 с. 4. Фельдштейн А. Л., Явич Л. Р. Синтез четырехполюсников и восьмиполусников на СВЧ. — М.: Связь, 1971. — 388 с.

Поступила в редколлегию 22.12.79.

ПРИМЕНЕНИЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ ТЕЙЛОРА ДЛЯ РАСЧЕТА
ПРОЦЕССОВ В НЕОДНОРОДНЫХ ЛИНИЯХ

Процессы в неоднородных длинных линиях описываются телеграфными уравнениями, которые для режима гармонических колебаний могут быть представлены в комплексной форме:

$$-\frac{d\dot{U}(x)}{dx} = z(x) \dot{I}(x); \quad -\frac{d\dot{I}(x)}{dx} = y(x) \dot{U}(x). \quad (1)$$

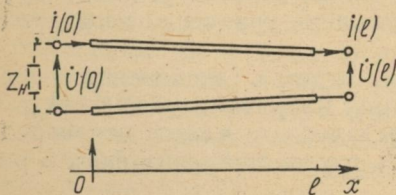
Здесь x — продольная координата; $\dot{U}(x)$ и $\dot{I}(x)$ — распределение комплексных амплитуд напряжения и тока в линии; $z(x)$ и $y(x)$ — погонные комплексные сопротивление и проводимость линии. В общем случае уравнения (1) не имеют решений в замкнутом виде. В данной работе для построения строгого решения телеграфных уравнений используются преобразования Тейлора*, введенные Г. Е. Пуховым на основе развития степенных рядов. Выражение

$$F(k) = \frac{H^k}{k!} \left[\frac{\partial^k f(x)}{\partial x^k} \right]_{x=0}, \quad k=0, 1, 2, \dots \quad (2)$$

определяет прямое преобразование аналитической функции $f(x)$, а выражение

$$f(x) = \sum_{k=0}^{\infty} F(k) \left(\frac{x}{H} \right)^k \quad (3)$$

— обратное преобразование (H — некоторая постоянная). Рассмотрим неоднородную линию длиной l . Выберем систему отсчетов координаты x



и значений $\dot{U}(x)$, $\dot{I}(x)$, как указано на рисунке. Предположим, что заданные параметры $z(x)$ и $y(x)$, а также искомые распределения $\dot{I}(x)$ и $\dot{U}(x)$ представимы рядами Тейлора. Обозначим их тей-

лоровские изображения через $z(k)$, $y(k)$, $\dot{U}(k)$, $\dot{I}(k)$.

Пусть решение уравнения (1) необходимо найти для заданных начальных условий $\dot{U}(0) = A$, $\dot{I}(0) = B$. Переведем исходные уравнения и начальные условия в область тейлоров-

* Пухов Г. Е. Преобразования Тейлора и их применение в электротехнике и электронике. — Киев: Наук. думка, 1978. — 260 с.

ских изображений. Учитывая свойства преобразования Тейлора для (1), получаем

$$\begin{aligned}
 -\frac{k+1}{H} U(k+1) &= \sum_{s=0}^k z(s) I(k-s); \\
 -\frac{k+1}{H} I(k+1) &= \sum_{s=0}^k y(s) U(k-s).
 \end{aligned}
 \tag{4}$$

Осуществляя преобразование начальных условий, находим

$$U(0) = \dot{U}(0) = A; \quad I(0) = \dot{I}(0) = B. \tag{5}$$

Задавая в системе (4) $k=0, 1, 2, \dots$, с учетом (5) последовательно находим значения тейлоровских компонент

$$\begin{aligned}
 k=0, \quad U(1) &= -Hz(0)I(0); \quad I(1) = -Hy(0)U(0); \\
 k=1, \quad U(2) &= -\frac{H}{2}(z(0)I(1) + z(1)I(0)); \\
 I(2) &= -\frac{H}{2}(y(0)U(1) + y(1)U(0)); \\
 k=2, \quad U(3) &= -\frac{H}{3}(z(0)I(2) + z(1)I(1) + z(2)I(0)); \\
 I(3) &= -\frac{H}{3}(y(0)U(2) + y(1)U(1) + y(2)U(0)); \\
 &\dots \dots \dots
 \end{aligned}
 \tag{6}$$

С помощью обратного преобразования Тейлора получаем решения для распределений $u(x)$ и $i(x)$ в виде рядов

$$\begin{aligned}
 \dot{U}(x) &= U(0) + U(1)\frac{x}{H} + U(2)\left(\frac{x}{H}\right)^2 + \dots + U(n)\left(\frac{x}{H}\right)^n + \dots; \\
 \dot{I}(x) &= I(0) + I(1)\frac{x}{H} + I(2)\left(\frac{x}{H}\right)^2 + \dots + I(n)\left(\frac{x}{H}\right)^n + \dots.
 \end{aligned}
 \tag{7}$$

Следует подчеркнуть, что при бесконечном числе членов ряда решения (7) являются точными. При удержании конечного числа членов ряда (например, в процессе расчета $\dot{U}(x)$, $\dot{I}(x)$ на ЭВМ) точность решения определяется исследованием остатка.

К задаче с заданными начальными условиями сводится задача определения входного сопротивления неоднородной линии, нагруженной комплексным сопротивлением Z_n . Полагая, что нагрузка подключена слева, т. е. в точке $x=0$ (см. рисунок), запишем с учетом системы отсчетов $\dot{u}(x)$, $\dot{i}(x)$ начальное условие в виде $\dot{U}(0) = -Z_n \dot{I}(0)$. После преобразования получим $U(0) =$

$= -Z_n I(0)$. Используем рекуррентные соотношения (6) для расчета тейлоровских компонент $U(n)$ и $I(n)$, каждая из которых будет иметь сомножителем значение $I(0)$. Выбираем $H=1$ и, полагая в рядах (7) $x=l$, находим входное сопротивление нагруженной линии:

$$Z_{\text{вх}} = -\frac{\dot{U}(l)}{\dot{I}(l)} = -\frac{\sum_{n=0}^{\infty} U(n)}{\sum_{n=0}^{\infty} I(n)} \quad (8)$$

(значение $I(0)$, входящее в числитель и знаменатель этого выражения, сокращается).

Полученное равенство (8) является обобщением известной формулы для расчета входного сопротивления однородной линии. Действительно, учитывая, что для однородной линии

$$z(k) = \begin{cases} z, & k=0; \\ 0, & k \neq 0; \end{cases} \quad y(k) = \begin{cases} y, & k=0; \\ 0, & k \neq 0, \end{cases}$$

и используя (6) — (8), находим

$$\begin{aligned} Z_{\text{вх}} &= \frac{Z_n + lz + \frac{l^2}{2} zyZ_n + \frac{l^3}{3!} z^2 y + \frac{l^4}{4!} z^2 y^2 Z_n + \dots}{1 + lyZ_n + \frac{l^2}{2} zy + \frac{l^3}{3!} zy^2 Z_n + \frac{l^4}{4!} z^2 y^2 + \dots} = \\ &= Z_n \frac{Z_n \operatorname{ch} \gamma l + Z_B \operatorname{sh} \gamma l}{Z_n \operatorname{sh} \gamma l + Z_B \operatorname{ch} \gamma l}, \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$Z_B = \sqrt{\frac{z}{y}}; \quad \gamma = \sqrt{zy}.$$

Если задача определения $\dot{U}(x)$ и $\dot{I}(x)$ из (1) сформулирована как краевая, то ее можно свести к задаче с начальными условиями. Пусть, например, для уравнений (1) заданы граничные условия $\dot{U}(0)=A$; $\dot{U}(l)=C$. Заменим граничные условия начальными $\dot{U}(0)=A$; $I(0)=X$ и найдем X следующим образом. Используя рекуррентные формулы (6) для $k=0, 1, 2, \dots$, определяем тейлоровские компоненты $U(n)$. Каждая из них представится линейной комбинацией начальных условий:

$$U(n) = \alpha_n A + \beta_n B, \quad (10)$$

где α_n и β_n — коэффициенты, рассчитываемые через компоненты $z(k)$ и $y(k)$. Подставляя выражение (10) в (7), полагая $H=1$ и учитывая, что $\dot{U}(l)=C$, получаем

$$C = \sum_{n=0}^{\infty} U(n) = A \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_n + X \sum_{n=0}^{\infty} \beta_n.$$

$$\text{Отсюда находим } X = \frac{\left(C - A \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_n \right)}{\sum_{n=0}^{\infty} \beta_n}.$$

В результате краевая задача свелась к рассмотренной выше задаче с заданными начальными условиями.

Таким образом, преобразования Тейлора позволяют найти распределение токов и напряжений в неоднородных длинных линиях при известных начальных или граничных условиях. Их также можно использовать для расчета основных параметров и характеристик длинных линий.

Поступила в редколлегию 22.12.79.

УДК 621.396.671

В. А. ГРИДИНА

МАШИННОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Вопросы дифракции электромагнитных волн на периодических дифракционных решетках изучены достаточно полно [1, 2]. Однако широкое применение подобных систем в антенной технике, многоканальных линиях передачи информации, приборах с длительным взаимодействием электронного пучка стимулируют дальнейшие исследования с целью расширения функциональных возможностей и улучшения радиофизических параметров. Положительное решение этих задач может быть достигнуто усложнением композиции и профиля составных элементов решетки, что, как правило, приводит к серьезному усложнению теоретического анализа и выдвигает задачу разработки эффективных математических методов.

В работе реализуется метод обобщенных матриц рассеяния [3] для решения задач дифракции плоской электромагнитной волны на периодической решетке из идеально проводящих брусьев прямоугольного поперечного сечения, решетке из толстых двутавровых, тавровых, ступенчатых элементов. Такие композиционно сложные структуры образованы последовательностью двух или более элементарных неоднородностей, каждая из которых описывается с помощью соответствующих матриц рассеяния (см., например, работу [4]), а окончательное решение получается в виде суммирующих операторных рядов Неймана, содержащих матрицы бесконечного порядка.

Для иллюстрации метода рассмотрим его при решении задачи дифракции на периодической решетке, составленной из двутавровых элементов. Данную структуру можно представить как ее поэтапное усложнение из элементарных неоднородностей.

Вначале рассматривается неоднородность — граница между свободным пространством, полубесконечными регулярно расположенными брусками и переход на сочленение двух волноведущих каналов разной ширины. Неоднородность описывается операторами преобразования — матрицами рассеяния R_{12} и T_{12}

($\hat{R}_{12}$ и $\hat{T}_{12}$ — операторы, описывающие эту же неоднородность, но при падении волны в обратном направлении; символ $\wedge$ над операторами и в дальнейшем будет соответствовать обратному направлению волны). Затем рассматривается переход от первой неоднородности к волноводу со скачком поперечного сечения. Этой неоднородности отвечают операторы прямого (R_{23}, T_{23})

и обратного преобразования ($\hat{R}_{23}, \hat{T}_{23}$). И, наконец, сочленение между второй неоднородностью и границей между регулярной последовательностью полубесконечных брусков и свободным пространством (R, T) определяет исследуемую структуру.

Для вычисления операторов преобразования на вышеупомянутых неоднородностях воспользуемся методом многократных отражений. Считаем, что операторы, описывающие такие простейшие неоднородности, как полубесконечные

бруска ($R_6, T_6, \hat{R}_6, \hat{T}_6$) и ($R_B^M, T_B^M, R_B^M, T_B^M$) сочленения двух волноведущих каналов разной ширины, известны.

Пусть волна общего вида падает на первую неоднородность. Эту волну можно полностью описать некоторым векторным столбцом $\vec{E}^{(i)}$, где $E_n^{(i)}$ — коэффициент при n -гармонике падающего поля. На границе свободное пространство — полубесконечные бруска часть поля отражается в свободное пространство, а часть проходит в область A . Вектор, характеризующий отраженное поле, равен $R_6 \vec{E}^{(i)}$, а прошедшее — $T_6 \vec{E}^{(i)}$.

Поле, прошедшее в область A , рассеивается на сочленении двух волноведущих каналов. Часть поля, прошедшего в область B , описывается вектором $R_B^M e_1 T_6 \vec{E}^{(i)}$, а отраженное в свободное пространство — вектором $\hat{T}_6 e_1 R_B^M e_1 T_6 \vec{E}^{(i)}$. Процесс многократного рассеяния продолжается бесконечное число раз и результирующие поля — отраженное и рассеянное характеризуются векторными столбцами $\vec{E}^{\text{отр}}$ и $\vec{E}^{\text{прош}}$:

$$\vec{E}^{\text{отр}} = \{R_6 + \hat{T}_6 e_1 R_B^M [I - (e_1 \hat{R}_6 e_1 R_B^M)]^{-1} e_1 T_6\} \vec{E}^{(i)}; \quad (1)$$

$$\vec{E}^{\text{прош}} = \{T_B^M [I - (e_1 \hat{R}_6 e_1 R_B^M)] e_1 T_6\} \vec{E}^{(i)}, \quad (2)$$

где e — оператор, имеющий вид диагональной матрицы, с помощью которого учитывается распространение или затухание волн между границами неоднородностей.

Из выражений (1) и (2) следует, что операторы, описывающие первую неоднородность, имеют вид

$$R_{12} = R_6 + \hat{T}_6 e_1 R_B^M [I - (e_1 \hat{R}_6 e_1 R_B^M)]^{-1} e_1 T_6;$$

$$T_{12} = T_B^M [I - (e_1 \hat{R}_6 e_1 R_B^M)]^{-1} e_1 T_6.$$

Операторы, характеризующие первую неоднородность в обратном направлении (волновод—свободное пространство), —

$$\hat{R}_{12} = R_B^6 + T_B^M e_1 \hat{R}_6 [I - (e_1 R_B^M e_1 \hat{R}_6)]^{-1} e_1 T_B^6;$$

$$\hat{T}_{12} = \hat{T}_6 [I - (e_1 R_B^M e_1 \hat{R}_6)]^{-1} e_1 T_B^6.$$

Рассматривая вторую неоднородность и проводя аналогичные рассуждения, получаем следующие выражения для операторов преобразования.

В прямом направлении

$$R_{23} = R_{12} + T_{21} e R_B^6 [I - (e R_{21} e R_B^6)]^{-1} e T_{12};$$

$$T_{23} = T_B^6 [I - (e R_{21} e R_B^6)]^{-1} e T_{12}.$$

В обратном направлении

$$\hat{R}_{23} = R_B^M + T_B^6 e \hat{R}_{12} [I - (e R_B^6 e \hat{R}_{12})]^{-1} e T_B^M;$$

$$\hat{T}_{23} = \hat{T}_{12} [I - (e R_B^6 e \hat{R}_{12})]^{-1} e T_B^M.$$

Окончательно для исследуемой структуры получаем

$$\hat{R} = R_{23} + \hat{T}_{23} e_1 \hat{R}_6 [I - (e_1 \hat{R}_{23} e_1 \hat{R}_6)]^{-1} e_1 T_{23}; \quad (3)$$

$$T = \hat{T}_6 [I - (e_1 \hat{R}_{23} e_1 \hat{R}_6)]^{-1} e_1 T_{23}. \quad (4)$$

Формально выражения (3) и (4) определяют точное решение задачи, поскольку все операторы, характеризующие элементарные неоднородности, найдены точно из решения задач дифракции строгим методом [2]. Так как рассматривается дискретный спектр волн, набегающих на неоднородность, операторы преобразования имеют вид матриц бесконечного порядка. При проведении численных расчетов необходимо редуцировать матрицы рассеяния так, чтобы при максимально допустимом размере матриц получать достаточно точные результаты. С этой целью в работе численно исследовалась реальная сходимость рядов. Оказалось, практически во всех интересных случаях ряды сходятся весьма быстро, что позволило рассчитывать электродинамические характеристики при сравнительно невысоких порядках матриц.

Дисперсионная зависимость коэффициента прохождения
для решетки из двутавровых элементов ($\delta=0,2$; $\theta=0,4$)

$x = l/\lambda$	Модуль коэффициента прохождения		
	Матрица 3×3	Матрица 5×5	Точное решение
0,08	0,756889	0,563010	0,556698
0,10	0,519361	0,515273	0,509842
0,15	0,512332	0,511564	0,598842
0,20	0,649125	0,654823	0,728322
0,24	0,995361	0,998457	0,992816
0,29	0,519322	0,511355	0,488968
0,33	0,321221	0,314638	0,304036
0,40	0,204392	0,205356	0,202161
0,45	0,189651	0,190708	0,190642
0,49	0,202895	0,203167	0,206396
0,55	0,283521	0,282993	0,298871
0,59	0,440056	0,441125	0,487703
0,62	0,712589	0,718848	0,813342
0,68	0,752113	0,768377	0,707349
0,71	0,599876	0,591499	0,572453
0,77	0,610532	0,604054	0,674427
0,80	0,825699	0,828744	0,964007

В таблице приведены численные результаты, показывающие, как меняется значение коэффициента прохождения для основной волны на решетке из двух элементов при использовании матриц различных размеров: 3×3 ; 5×5 (l — период структуры).

Обработка алгоритма проводилась для двух случаев: дифракция электромагнитной волны на решетке из брусьев и на решетке из двутавровых элементов. Численные расчеты сравнивались с точными решениями, полученными прямыми методами [2]. Отмечено хорошее совпадение результатов; расхождение для частотного диапазона $x \leq 1$ составляет не более 1%.

Стремление расширить возможности алгоритма с целью исследования основных характеристик при возможно более широком изменении параметров ограничивается оперативной памятью машины ЭВМ М-220. При продвижении в коротковолновую область необходимо увеличивать как порядок систем, из которых определяются матрицы рассеяния, так и порядок матриц, входящих в операторные ряды. При составлении вычислительной программы максимально использовались все возможности имеющегося математического обеспечения и особенности транслятора ТА-1М. Для разгрузки оперативной памяти решение вспомогательных задач было оформлено в виде автономных процедур с записью их на ленту, а результаты их работы распределялись по дополнительным МОЗУ.

Результаты численных исследований, связанные с определением порядка редукции матриц рассеяния для различных пара-

метров задачи, показали, что основными факторами, определяющими выбор порядка матриц при заданной точности, являются: расстояние между отражающими поверхностями (расстояние $\sim 1/N$, где N — порядок матриц); частотный диапазон κ (увеличение частотного параметра вызывает рост порядка матриц; $\kappa \sim N$); геометрические размеры щелей (увеличение полостей до размеров, определяющих многоволновый режим, приводит к росту порядка матриц); значение угла падения при определенном подборе геометрических параметров структуры также влияет на порядок матриц.

Получаемое в результате суммирования операторных рядов решение характеризуется в целом высокой точностью. При проведении систематических вычислений закон сохранения энергии и соотношение взаимностей выполнялись с точностью не ниже 10^{-4} — 10^{-6} . Точность выполнения условий непрерывности и граничных условий на металле была не хуже 10^{-3} .

Таким образом, рассмотренный в работе метод решения задач дифракции на периодических резонансных системах и построенный на его основе вычислительный алгоритм позволяющий исследовать физические свойства подобных систем без ограничений на параметры задачи и допускают обобщение на случай более сложных структур.

Список литературы: 1. Шестопалов В. П. Метод задачи Римана—Гильберта в теории дифракции и распространения электромагнитных волн. — Харьков: Изд-во Харьк. ун-та, 1971. — 400 с. 2. Шестопалов В. П., Литвиненко Л. Н., Масалов С. А. Дифракция волн на решетках. — Харьков: Изд-во Харьк. ун-та, 1973. — 288 с. 3. Миттра Р., Ли С. Аналитические методы теории волноводов. — М.: Мир, 1974. — 194 с. 4. Гридина В. А., Казанский В. Б. Применение операторного метода к расчету объемных периодических решеток. — Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника, 1976, № 5, с. 24—28.

Поступила в редколлегию 25.12.79.

УДК 621.396

В. А. ГРИДИНА

ИССЛЕДОВАНИЕ ФАР ИЗ СТУПЕНЧАТЫХ ВОЛНОВОДОВ ОПЕРАТОРНЫМ МЕТОДОМ

Требования, предъявляемые к современным радиолокационным и связным антенным системам, стимулируют дальнейшую разработку методов теоретического расчета и конструирования ФАР. Важнейшей задачей при их проектировании является обеспечение наилучшего согласования между элементами ФАР и источником их возбуждения. Невыполнение этого условия приводит к снижению усиления антенны и КПД системы, влияет на стабильность частоты генераторов. Следовательно, необходимо конструировать решетки, имеющие хорошее

согласование в заданном секторе углов сканирования и рабочей полосе частот.

Для улучшения согласования ФАР было предложено помещать в раскрыве тонкие диэлектрические листы, вставки, тонкие металлические диафрагмы, делать раскрыв ступенчатым.

В работах [1, 2], посвященных теоретическому анализу ФАР, основными методами расчета являются метод интегральных уравнений (задача о расчете излучения формулируется в виде интегральных уравнений для магнитных токов или электрического поля в излучающих отверстиях) и вариационный метод. При усложнении формы излучающего раскрыва с целью улучшения согласования применение этих методов оказывается затруднительным.

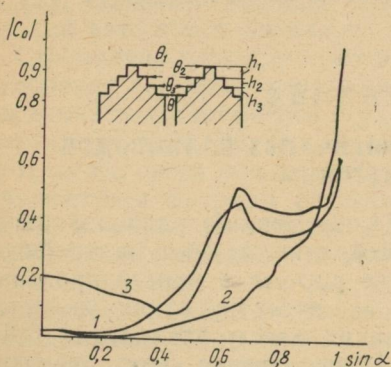
Операторный метод, используемый в данной статье, позволяет рассчитывать ФАР со сложным профилем элемента периодической структуры, исследовать характеристики излучения и отражения для широкого частотного диапазона и без ограничений на геометрические параметры структуры.

Суть метода состоит в разбиении сложной структуры на ряд простых неоднородностей, каждая из которых описывается соответствующими ей операторами преобразования, а решение для всей структуры получается в виде суммирующихся операторных рядов Неймана. Для определения операторов преобразования элементарных неоднородностей были решены задачи: дифракция плоской электромагнитной волны на решетке из полубесконечных брусьев, ступенька в прямоугольном волноводе и излучение бесконечной фазированной решетки, образованной параллельными пластинами конечной толщины при периодическом возбуждении. Решение каждой из перечисленных задач сводится к решению бесконечных систем линейных ал-

гебраических уравнений 2-го рода, которые решались численно методом редукции.

Таким образом, определив операторы преобразования, формально строгое решение получим в виде операторных рядов Неймана. Эти ряды сходятся весьма быстро; достаточно точное решение удастся получить, заменяя бесконечную матрицу матрицей с конечным числом элементов.

Численные исследования показали, что основными критериями при выборе порядка матриц является: расстояние между отражающими поверхностями (чем меньше это расстояние, тем



Результаты вычисления коэффициента отражения ($\kappa = l/\lambda = 0,6$)

Угол скани- рования, град	Одномодовый режим ($\Delta_1 = 0,49 \lambda$; $\Delta_0 = 0,33 \lambda$)				Двухмодовый режим ($\Delta_1 = 0,55 \lambda$; $\Delta_0 = 0,33 \lambda$)			
	М е т о д ы				М е т о д ы			
	вариацион- ный	оператор- ный	вариацион- ный	оператор- ный	вариацион- ный	оператор- ный	вариацион- ный	операторный
	$d_1 = 0,25 \lambda$		$d_1 = 0,6 \lambda$		$d_1 = 0,72 \lambda$		$d_1 = 1,6 \lambda$	
0	0,100	0,100162	0,240	0,240030	0,20	0,261023	0,260	0,292128
18,8	0,099	0,099400	0,250	0,250099	0,18	0,258361	0,261	0,298180
37,5	0,098	0,098589	0,240	0,243410	0,24	0,433510	0,250	0,500300
55,9	0,100	0,101940	0,236	0,235620	0,98	0,832250	0,240	0,448848
73,88	0,110	0,116760	0,220	0,222580	0,83	0,809922	0,230	0,413580
124,0	0,300	0,304922	0,225	0,188490	0,61	0,640626	0,190	0,253780
145,0	0,630	0,636450	0,500	0,505480	0,59	0,856250	0,150	0,200990
150,0	0,530	0,533830	0,270	0,266919	0,52	0,685686	0,180	0,210510
160,0	0,590	0,738115	0,590	0,614080	0,48	0,699310	0,170	0,203230

выше порядок матриц), частотный диапазон λ , величина сектора углов сканирования и требуемая точность.

В статье рассчитаны характеристики для ФАР из многоступенчатых плоских рупоров (см. рисунок) одноступенчатых раскрывов и излучающих волноводов из пластин конечной толщины. Результаты решения двух последних задач (их решения получаются как промежуточные при рассмотрении первой задачи) сравнивались с результатами работы [3]. Наилучшее совпадение результатов наблюдается для одномодового режима (см. таблицу), т. е. когда питающий волновод ($\Delta_0 = 0,33 \lambda$) и излучающий ($\Delta_1 = 0,49 \lambda$) являются одноволновыми. В случае решетки с двухволновым излучающим волноводом (в излучающем волноводе распространяются нулевая и первая гармоника волны типа E) для получения результатов с той же точностью необходимо увеличивать порядок матриц.

Хорошее совпадение результатов расчета ФАР, получаемых операторным методом, с приведенными в работе [3], свидетельствует не только о правильности получаемых результатов, но и о целесообразности применения этого метода для структур подобного класса.

В заключение следует отметить, что, поскольку при получении операторов преобразования использовался строгий метод теории дифракции, предлагаемое в работе решение задачи и алгоритм расчета не содержат никаких ограничений на параметры задачи и позволяют анализировать основные свойства ФАР с элементами различных конфигураций и заданной точностью в требуемом диапазоне частот.

Список литературы: 1. Амитей Н., Галиндо В., Ву Ч. Теория и анализ фазированных антенных решеток. — М.: Мир, 1974. — 236 с. 2. *Антенные решетки*/Под ред. Л. С. Бененсона. — М.: Сов. радио, 1966. — 192 с. 3. Бодров В. В., Зайцев А. В. Результаты расчета антенной решетки, состоящей из ступенчатых рупорных излучателей. — Изв. вузов. Радиоэлектроника, 1979, 22, № 5, с. 75—78.

Поступила в редколлегию 25.12.79.

УДК 621.382

В. М. СВЕТЛИЧНЫЙ, канд. физ.-мат. наук,
Н. П. РАЗОВСКИЙ, А. И. СТАРИКОВ

О ВЫБОРЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО МАТЕРИАЛА ДЛЯ ДИОДОВ С ГОРЯЧИМИ НОСИТЕЛЯМИ ЗАРЯДА

В трудах по исследованию диодов с горячими носителями заряда указывается на перспективность их применения как детекторов, смесителей и умножителей частоты СВЧ диапазона. В каждом случае наряду с общими требованиями к таким диодам предъявляются и специфические, вызванные конкретными

условиями работы (а следовательно, к полупроводниковым материалам, из которых изготавливаются диоды).

Общим требованием для детекторных, смесительных и умножительных диодов является высокая вольтваттная чувствительность, определяемая выражением [1]

$$S = [\beta(\alpha - \alpha_+) T_0 \rho] / \pi r_k^3, \quad (1)$$

где r_k — радиус контакта (полусферического электронно-электронного перехода); ρ — удельное сопротивление слаболегированной (базовой) области перехода; T_0 — температура кристалла; α и α_+ — дифференциальные термо-э. д. с. слаболегированной и сильнолегированной областей перехода; β — коэффициент в формуле для полевой зависимости удельной электропроводности в слабых полях $\sigma = \sigma_0(1 - \beta E^2)$. Из формулы (1) видно, что чувствительность зависит как от параметров полупроводника (β , α , α_+ , ρ), так и от конструкции прибора (r_k).

Для согласования диодов с СВЧ трактом их активное сопротивление R_0 должно быть равно волновому сопротивлению тракта R_w . Типичные значения R_w для стандартных волноводов сантиметрового и миллиметрового диапазонов — около 450 Ом. В случае коаксиальных линий и специальных типов волноводов (например, применяемых в широкополосных смесительных секциях), а также полосковых линий R_w чаще всего составляет 50—75 Ом.

Для обеспечения необходимой электрической и механической прочности диодов радиус контакта не должен быть слишком малым (реально $r_{k \min} = 3\text{--}5$ мкм).

Эти два соображения автоматически определяют удельное сопротивление полупроводников, которые могут использоваться для изготовления диодов, поскольку

$$R_0 = \rho / 2\pi r_k. \quad (2)$$

Из (2) следует, что при $r_k = r_{k \min}$ для низкоомных ($R_0 = 50\text{--}75$ Ом) $\rho = 0,1\text{--}0,25$ Ом·см, для высокоомных ($R_0 \approx 450$ Ом) — $\rho = 0,85\text{--}1,4$ Ом·см.

Из широко используемых полупроводниковых материалов, в которых возможен эффективный разогрев носителей при комнатной температуре, важно отметить германий ($\beta \sim 10^{-7}$ см²/В²), а также кремний и арсенид галлия ($\beta \sim 10^{-8}$ см²/В²). Предпочтение среди них следует отдать германию, поскольку в этом случае может быть достигнуто значительное повышение чувствительности при охлаждении диодов до температуры жидкого азота ($\beta \sim 10^{-6}\text{--}10^{-5}$ см²/В² [2]). Несколько худшие результаты получаются на Si и GaAs из-за сильного влияния неупругих механизмов рассеяния, затрудняющих разогрев носителей. У всех перечисленных выше материалов удельное сопротивление сравнительно мало изменяется вплоть до температуры жидкого

азота, так что диоды на их основе удовлетворительно согласуются с трактом во всем диапазоне температур 77—300 К. Понижение температуры диодов до температуры жидкого гелия сильно увеличивает их сопротивление в связи с вымораживанием примесей и резко ухудшает согласование с трактом.

Необходимо особо оговорить применение для диодов с горячими носителями сурьмянистого индия n -типа. Известно, что из-за малой ширины запрещенной зоны ($\Delta E \approx 0,18$ эВ) и большой подвижности электронов ($\mu_n \approx 70\,000$ см²/В·с) при комнатной температуре удельное сопротивление этого полупроводника мало — около 0,006 Ом·см [3]. Поэтому для работы при комнатной температуре диоды из InSb непригодны, поскольку даже при $r_k = 3$ мкм их сопротивление составляет всего 3 Ома. При низких температурах (77—4 К) происходит вымораживание собственных носителей, и концентрация носителей определяется степенью легирования материала, а их подвижность возрастает на порядок. Если концентрация донорных примесей в материале $N_d \approx 10^{14}$ см⁻³ и радиус контакта — 3—5 мкм, получают диоды с сопротивлением около 50 Ом, которые могут быть согласованы с СВЧ трактами. При низких температурах разогрев электронного газа в InSb происходит весьма эффективно ($\beta \approx 10^{-3}$ см²/В² при 77 К и $\beta \sim 10$ см²/В² при 4 К [4]), что позволяет получить высокую чувствительность диодов. Энергия ионизации донорных примесей в InSb очень мала или равна нулю из-за появления примесной зоны при $N_d \geq 10^{14}$ см⁻³, поэтому сопротивление диодов слабо меняется во всем указанном диапазоне температур, так как концентрация носителей остается неизменной вплоть до сверхнизких температур.

Дифференциальная термо-э. д. с. у всех рассмотренных полупроводников составляет десятые доли мВ/град, в связи с чем отдать предпочтение какому-либо из них невозможно. Следует учитывать, что в (1) входит разность $\alpha - \alpha_+$, поэтому при создании электронно-электронных переходов целесообразно выбирать легирующую примесь с большой растворимостью для уменьшения α_+ .

Определяя пригодность полупроводника для изготовления диодов того или иного назначения, следует также учитывать значение времени релаксации избыточной энергии горячих носителей τ_a . У всех названных полупроводников при комнатной температуре $\tau_a \sim 10^{-11}$ с [2]; с понижением температуры τ_a в Ge, Si, GaAs несколько возрастает. В n -InSb при уменьшении температуры до 77 К τ_a увеличивается до 10^{-9} — 10^{-10} с, при 4 К $\tau_a \approx 10^{-7}$ с [4]. Рост τ_a с понижением температуры необходимо учитывать по той причине, что температура электронов следует безынерционно за полем до тех пор, пока период СВЧ колебаний намного больше τ_a . В противном случае в течение $t \approx \tau_a$ устанавливается стационарное значение электронной температуры, соответствующее эффективной мощности сигнала. В свя-

он с этим конечное значение τ_0 надо принимать во внимание в следующих случаях.

1. При детектировании коротких импульсов ($\tau_i \leq \tau_0$) электронная температура не достигает за время импульса стационарного значения, и эффективность детектирования уменьшается, а огибающая импульсов искажается.

2. При смешивании сигналов с выделением промежуточной частоты Ω должно выполняться неравенство $\Omega^{-1} \gg \tau_0$, поскольку по той же причине при $\Omega^{-1} \leq \tau_0$ амплитуда сигнала промчастоты уменьшается.

3. При умножении частоты должно выполняться неравенство $\omega \ll \tau_0^{-1}$, где ω — частота умножаемого сигнала, так как по мере усиления неравенства $\omega \geq \tau_0^{-1}$ амплитуда осцилляций электронной температуры уменьшается, что приводит к понижению эффективности умножения.

Список литературы: 1. Полупроводниковые индикаторы высокочастотных импульсов/В. М. Светличный, В. А. Петров, В. Т. Плаксий и др. — Изв. вузов. Радиоэлектроника, 1969, XII, № 11, с. 1259. 2. Конуэлл Э. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях. — М.: Мир, 1970. — 384 с. 3. Смит Р. Полупроводники. — М.: Изд-во иностр. лит., 1962. — 467 с. 4. Патли Е. Фотопроводимость в дальней инфракрасной области. — В кн.: Фотопроводимость. — М.: Наука, 1967, с. 82—155.

Поступила в редколлегию 29.01.80.

УДК 621.382

В. М. СВЕТЛИЧНЫЙ, канд. физ.-мат. наук,
Л. В. ГОЛОВКО, И. И. БАРКОВА

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ОБЪЕМЕ ПОЛУПРОВОДНИКА ВБЛИЗИ НЕВЫПРЯМЛЯЮЩЕГО КОНТАКТА МЕТАЛЛ-ПОЛУПРОВОДНИК

Одними из приборов, в которых используются свойства горячих носителей заряда, являются термоэлектрические детекторы с горячими носителями [1]. Им свойственен неоднородный разогрев электронного газа вблизи невыпрямляющего контакта малой площади (например, вблизи n^+-n -перехода, контакта металл-полупроводник). Расчет характеристик таких приборов проведен для режима малых сигналов, когда температуры носителей и решетки не очень сильно отличаются друг от друга. Для расчета характеристик в режиме больших сигналов необходимо знать распределение электрического поля в объеме полупроводника вблизи контакта. Этот расчет представляет затруднения в связи с тем, что распределение поля определяется геометрией контакта и распределением удельного сопротивления по объему, в свою очередь, зависящего от напряженности поля. Мы покажем, что эта задача может быть решена методом последовательных приближений.

Известно [2], что удельное сопротивление полупроводников в сильных электрических полях есть функция напряженности электрического поля, поскольку от напряженности зависит подвижность носителей. В полях, где наблюдается сильный разогрев электронного газа, эта зависимость может быть представлена в виде

$$\mu(E) = AE^{-m}, \quad (1)$$

где A и m — независимые от поля величины, которые могут быть рассчитаны по параметрам полупроводника и известному механизму рассеяния. Лучше всего их определять из экспериментальных данных как подгоночные параметры.

Выберем в качестве модели контакты малой площади с полусферической геометрией, чаще всего используемые в реальных диодах с горячими носителями. В «нулевом» приближении, не учитывающем разогрев носителей, распределение поля в объеме полупроводника представляется в виде $E_0(r) = Ur_k/r^2$, где U — приложенное к контакту напряжение; r_k — радиус контакта. Сопротивление структуры с таким контактом без учета разогрева носителей $R_0 = (2\pi q n \mu_0 r_k)^{-1}$, где $\mu_0 = \mu(E)$ при $E \rightarrow 0$. В соответствии с таким распределением поля подвижность носителей в объеме полупроводника с учетом (1) изменяется по закону

$$\mu_1(r) = AU^{-m} r_k^{-m} / r^{-2m}.$$

Сопротивление полусферического слоя полупроводника радиусом r и толщиной dr

$$dR_1 = dr / 2\pi q n \mu_1(r) r^2,$$

где n — концентрация носителей в полупроводнике, а сопротивление всей структуры в первом приближении

$$R_1 = \int_{r_k}^{\infty} dR_1 = [2\pi q n U^{-m} A r_k^{m+1} (2m+1)]^{-1}.$$

В таком приближении протекающей через прибор ток

$$I_1 = \frac{U}{R_1} = (2m+1) 2\pi q n A r_k^{m+1} U^{-m+1}.$$

Поскольку плотность тока $J_1(r) = I_1 / 2\pi r^2 = q n \mu_1(r) E_1(r)$, в первом приближении

$$E_1(r) = (2m+1) U r_k^{2m+1} / r^{2m+2}.$$

С учетом этого более точного приближения может быть снова записано выражение для подвижности носителей $\mu_2(r)$ в более высоком втором приближении, определены R_2 , $J_2(r)$ и $E_2(r)$. Таким образом, можно поступать любое число раз и получать для $E(r)$ все более точные приближения:

$$E_2(r) = (2m^2 + 2m + 1) U r_k^{2m^2+2m+1} / r^{2m^2+2m+2};$$

$$E_3(r) = (2m^3 + 2m^2 + 2m + 1) U r^{2m^3 + 2m^2 + 2m + 1} / r^{2m^3 + 2m^2 + 2m}$$

и т. д. Не трудно видеть, что в k -м приближении:

$$E_k(r) = \frac{(1 + 2\sum) U r_k^{1+2\sum}}{r^{2+2\sum}}, \quad \sum = \sum_{l=1}^k m^l,$$

а при $k \rightarrow \infty$ получается точное решение:

$$E(r) = \frac{(1 + m) U r_k^{\frac{1+m}{1-m}}}{(1 - m) r^{2/1-m}}. \quad (2)$$

Найденное решение позволяет рассчитать характеристики приборов рассматриваемого типа в режиме больших сигналов. Следует при этом иметь в виду, что в реальных полупроводниках величина m изменяется с полем. Тем не менее, если под m подразумевать среднее значение для заданного интервала полей, то выражение (2) будет описывать распределение поля, близкое к реальному.

Список литературы: 1. Гаррисон Р., Цукер Дж. СВЧ детектор с горячими носителями. — ТИИЭР, 1966, 54, № 4, с. 157. 2. Конуэлл Э. Кинематические свойства полупроводников в сильных электрических полях/Пер. с англ. — М.: Мир, 1970. — 384 с.

Поступила в редколлегию 29.01.80.

УДК 621.382.2

А. А. ДРОГАЧЕНКО, А. В. ДЯДЧЕНКО

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ РАБОТЫ ПРИБОРОВ С МЕЖДОЛИННЫМ ПЕРЕНОСОМ ЭЛЕКТРОНОВ НА ОСНОВЕ InP

В плане исследования новых полупроводниковых материалов для диодов Ганна несомненный интерес в настоящее время представляет InP . Одним из недостатков, ограничивающих применение генераторов на GaAs -диодах в различных СВЧ устройствах, является их низкий коэффициент преобразования. Фосфид индия обладает большим отношением максимальной скорости дрейфа электронов к минимальной в зависимости $V(E)$ и, следовательно, большим КПД генераторов по сравнению с GaAs . Кроме того, в работе [1] было высказано предположение, что зарождение доменов ввиду слабой связи между Γ - и L -долинами сдерживается. Вследствие этого неустойчивость тока типа «заряженный слой» более вероятна, чем доменная.

Цель настоящей статьи — исследование вольт-амперных и энергетических характеристик диодов на основе InP

в импульсном режиме и попытка найти экспериментальное подтверждение тому, что в приборах на основе InP распространяются «заряженные слои».

Диоды изготавливались из эпитаксиального InP n -типа с концентрацией носителей заряда $\approx 10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$, толщиной n -слоя $\approx 10 - 15 \text{ мкм}$. Эпитаксиальный слой выращен на низкоомной подложке n^+ -типа с концентрацией электронов $\approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$, легированной оловом, толщина которой $\approx 400 \text{ мкм}$. Подложка шайбы фосфида индия сошлифовывается до толщины $n-n^+$ слоев $\approx 80 - 100 \text{ мкм}$, затем разрезается на кристаллы с размерами $200 \times 200 \text{ мкм}$; кристаллы InP приплавляются к торцу специального никелевого кристаллодержателя и на кристалл со стороны активного n -слоя вплавляется контакт. Вплавление производится в атмосфере водорода в течение $0,5 - 1 \text{ мин}$. В качестве контактов использовались Sn, AgSn, Ag, AuGe. Диапазон температур вплавления составлял $350^\circ - 450^\circ \text{C}$. Диаметр контакта к активному n -слою $\approx 75 - 100 \text{ мкм}$.

Диоды на основе InP могут работать в импульсном и непрерывном режимах. При работе генератора в непрерывном режиме в рабочем объеме диода выделяется большое количество тепла (в $2 - 3$ раза больше, чем у GaAs-диодов), которое нужно интенсивно отводить. Чтобы изготовить диод, работающий в непрерывном режиме, необходим материал с оптимальными электрофизическими параметрами (n , μ и т. д.). В экспериментах диоды запитывались прямоугольными импульсами длительностью $\approx 0,3 \text{ мкс}$ с частотой 100 кГц . Диод помещался в резонансную камеру, представляющую собой отрезок волновода трехсантиметрового диапазона. Настройка генератора осуществлялась короткозамыкающим поршнем, согласование с нагрузкой — согласующим винтом.

Для диодов с омическими контактами ($n-n^+$) существует так называемая мертвая зона — область слабого поля у катода. Для появления обогащенного слоя у катода необходимо, чтобы электроны набрали для перехода в верхнюю долину соответствующую энергию ($0,6 \text{ эВ}$). Наличие такой области приводит к тому, что зарождение обогащенного слоя непосредственно у катода невозможно, а это в итоге значительно снижает КПД и тем сильнее, чем короче активная область прибора. Одним из путей устранения эффекта мертвой зоны является создание диодов с инжектирующим катодом, который получается с помощью обратносмещенного барьера Шоттки и инжектирует электроны непосредственно в боковые долины.

На рис. 1 показаны типичные ВАХ для диодов с инжектирующими ($1,1'$) и омическими ($2,2'$) контактами. Омические контакты получались вплавлением Sn при температуре $350^\circ - 450^\circ \text{C}$ и AgSn_{эвм} — при $400^\circ - 450^\circ \text{C}$, инжектирующие — вплавлением Ag при $425^\circ - 430^\circ \text{C}$ и AuGe_{эвм} — при $430^\circ - 440^\circ \text{C}$. От-

метим некоторые отличия полученных характеристик диодов с омическими и инжектирующими контактами:

1. Пороговые напряжения лежат в пределах 8—12 В, но генерировать диоды с инжектирующими контактами начинают при напряжениях 30—40 В.

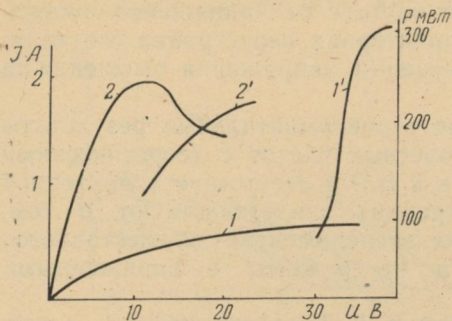


Рис. 1

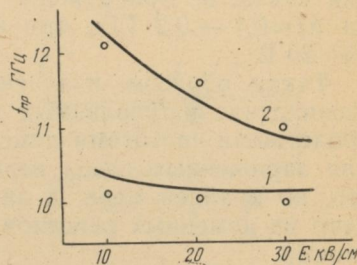


Рис. 2

2. Падающий участок на ВАХ, соответствующий появлению ОДП, для диодов с инжектирующими контактами выражен слабо или вовсе отсутствует.

3. Рабочие токи у приборов с инжектирующими контактами значительно меньше, а рабочие напряжения больше, чем у аналогичных приборов с омическими контактами.

Энергетические характеристики имеют такой же вид, как и для диодов из GaAs. Максимальная мощность, которую удалось получить в импульсном режиме — $\approx 0,5$ Вт, при КПД $\approx 3\%$, на частоте 13 ГГц. Из большого числа исследованных диодов мощности и КПД для приборов, имеющих ВАХ, типичную для инжектирующих контактов, выше, чем для приборов с омическими контактами.

Экспериментально распространение заряженных слоев должно проявляться следующим образом: во-первых, скорость распространения заряженных слоев выше, чем доменов (и может даже достигать $V_{\max}$ на зависимости $V(E)$), следовательно, генерируемые частоты должны быть выше частот соответствующих пролету домена; во-вторых, заряженные слои «согласовывают» свою скорость с изменением напряжения на приборе, что должно приводить к большой перестройке по частоте от напряжения. Оба эти положения мы проверили экспериментально.

По $V(E)$ -характеристике из работы [2] нами были построены динамические ВАХ для InP-диодов, для двух значений n_0L ($1 - n_0L = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$; $2 - n_0L = 10^{12} \text{ см}^{-2}$). Из этих кривых построены зависимости пролетной частоты $f_{\text{пр}}$ от поля для тех же n_0L (эти кривые показаны на рис. 2). Для двух приборов с параметрами, соответствующими кривым рис. 2, были измерены $f_{\text{пр}}$ при разных полях; значения полученных $f_{\text{пр}}$ отмечены на гра-

фиках. Соответствие наблюдаемых пролетных частот теоретическим частотам распространяющихся доменов очевидно. Отмеченные в наших экспериментах высокие частоты генерации — следствие того, что скорость полета доменов в InP выше, чем в GaAs.

Ожидаемой перестройки по частоте от напряжения смещения также не обнаружено. Характерная перестройка составляла $\Delta f \approx 0,1 - 0,2$ ГГц при изменении напряжения смещения на 15—20 В.

Таким образом, полученные экспериментальные результаты (совпадение наблюдаемых пролетных частот с теоретическими пролетными частотами доменов в InP и отсутствие характерной для заряженных слоев перестройки) свидетельствуют о том, что, по крайней мере, в наших экспериментах осуществляется один из доменных режимов, а не режимы с заряженными слоями.

Список литературы: 1. *Hilsum C., Rees H. D.* Three-level oscillator: a new form of transferred — electron device. — *Electron lett.*, 1970, No 9, p. 277—279. 2. *Белецкий Н. И., Прохоров Э. Д.* Зависимость дрейфовой скорости электронов от напряженности электрического поля в InP. — *Радиотехника и электроника*, 1974, № 7, с. 1467—1472.

Поступила в редколлегию 18.12.79.

УДК 621.382.2

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

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА УВЕЛИЧЕНИЯ МАКСИМАЛЬНОЙ ЧАСТОТЫ ГЕНЕРАЦИИ ПРИБОРОВ С МЕЖДОЛИННЫМ ПЕРЕНОСОМ ЭЛЕКТРОНОВ НА ПЕРВОЙ ГАРМОНИКЕ

Впервые эффект увеличения максимальной частоты генерации приборов с междолинным переносом электронов на основной частоте за счет действия на диоде напряжения, состоящего из первой и второй гармоник, теоретически обоснован в работе [1]. Было показано, что максимальная частота генерации в идеализированном ОНОЗ-режиме на основной частоте при наличии второй гармоники напряжения на диоде возрастает на 20—30%. Расчеты работы [1] выполнены на основе приближенной модели междолинного переноса электронов, учитывающей только зависимости концентрации электронов от времени. Это привело к завышенным значениям максимальных частот генерации $f_{\max}$.

В данной статье приводятся результаты более точных расчетов эффекта увеличения максимальной частоты генерации и экспериментальные результаты исследований в различных диапазонах длин волн.

Расчеты зависимостей эффективности генерации от частоты для GaAs были проведены аналогично работе [2] в условиях, когда диод работает в ОНОЗ-режиме без накопления и рассасывания объемного заряда и на диоде действует или чисто синусоидальное напряжение, или напряжение из двух гармоник —

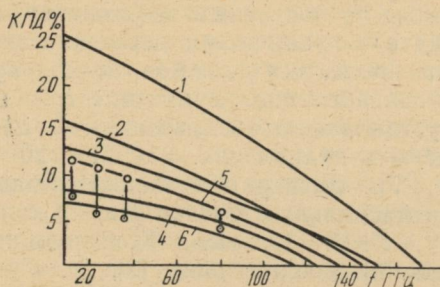


Рис. 1

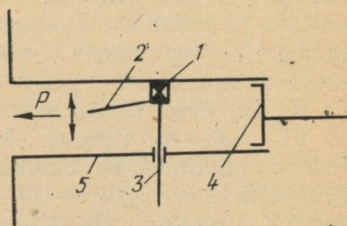


Рис. 2

первой и второй. При 300 К максимальная частота генерации приборов на основе GaAs составляет ≈ 150 ГГц, при 300 К и действии на диоде напряжения первой и второй гармоники на основной частоте составляет ≈ 170 — 180 ГГц (в этом случае режим будем называть высокоэффективным — высокоэффективным ОНОЗ-режимом). При сильном самонагреве рабочей области (что соответствует непрерывному режиму работы ≈ 500 К) максимальная частота генерации при синусоидальном напряжении на диоде составляет ≈ 120 — 130 ГГц, а в высокоэффективном режиме ≈ 150 ГГц (см. рис. 1, где 1 — 300 К (1-я, 2-я гармоники); 2 — 300 К (1-я гармоника); 3 — 500 К (1-я, 2-я гармоники); 4 — 500 К (1-я гармоника); 5 — экспериментальная кривая для двух гармоник (непрерывный режим); 6 — экспериментальная кривая для одной гармоники (непрерывный режим). Увеличение $f_{\max}$ в результате присутствия в сигнале напряжения на диоде второй гармоники составляет $\approx 20\%$ [2].

Физическая суть эффекта увеличения максимальной частоты генерации на основной частоте заключается в следующем: сигнал на диоде с двумя гармониками удерживает напряжение вблизи порогового (но ниже порогового) в течение более длительного времени, чем синусоидальный сигнал. Итог — концентрация электронов в центральной долине в процессе каждого цикла восстанавливается в большей степени, чем при синусоидальном сигнале (в особенности это заметно на высоких частотах). Это и приводит к увеличению амплитуды переменной составляющей дрейфовой скорости или тока через диод, уменьшению сдвига фаз между током и напряжением и в результате — к увеличению частотного предела.

Провести экспериментальную проверку эффекта довольно трудно. И прежде всего это связано с трудностью реализации

ОНОЗ-режима. Проще реализовать резонансно-пролетные и гибридный режимы. Как показывают оценки при длинах рабочей области диода, соответствующих примерно пролетной частоте [2], на частотах $\approx 30\text{--}100$ ГГц наиболее вероятным является гибридный режим, по своим энергетическим характеристикам близкий к ОНОЗ-режиму. Данные по частотным возможностям ОНОЗ-режима должны совпадать с граничными возможностями для гибридного и резонансно-пролетных режимов, поскольку время формирования доменов сильного поля в пределе по частоте совпадает с временем установления зависимости $V(E)$.

Эксперименты были проведены в диапазонах ≈ 10 ГГц, $20\text{--}25$ ГГц, $35\text{--}40$ ГГц и $70\text{--}80$ ГГц. Экспериментальные диоды изготавливались на основе эпитаксиальных пленок GaAs с концентрацией $\approx 2 \cdot 10^{15}\text{--}10^{16}$ см $^{-3}$; $l=10\text{--}1,5$ мкм. Конструкция диодов и технология их изготовления описаны ранее [2].

Диоды использовались в волноводных секциях указанных диапазонов длин волн, в которых диод помещался между широкой стенкой волновода и штырем, вводимым в волновод через СВЧ-фильтр (см. рис. 2, где 1 — диод Ганна; 2 — полосок; 3 — подача смещения; 4 — короткозамыкатель; 5 — прямоугольный волновод). На конце штыря в месте контакта с диодом можно было создавать полосковую линию с длиной, кратной $n\lambda/2$, направленную к нагрузке. Местоположение свободного разомкнутого конца этой линии менялось относительно широкой стенки волновода. При определенном положении полосковой линии и соответствии ее $n\lambda/2$ здесь мог быть реализован колебательный контур на первой или второй гармонике (на 2-й гармонике добротность такого контура выше). Кроме того (см. рис. 2), можно было в широких пределах менять нагрузку в месте подключения диода (от единиц Ом до десятков Ом, что давало возможность наилучшим образом согласовать диод с нагрузкой; надо отметить, что настройка была довольно острой). Проводя измерения для конкретного диода без полосковой линии и с нею, сравнивали результаты для одноконтурного и двухконтурного резонаторов. Для случая с полосковой линией удавалось для различных диодов получать увеличение эффективности генерации и мощности генерации до $40\text{--}50\%$. Эти цифры не противоречат теоретическим результатам, поскольку полосковые (см. кривые) соответствуют наилучшему согласованию в каждой точке кривой, а экспериментальные точки могут не соответствовать этому условию (в случае с полосковой линией условия согласования предпочтительнее — нагрузка в месте подключения диода меняется в широких пределах от единиц Ом до десятков Ом). При отсутствии полоска согласования добиваются перемещением диода по сечению и дополнительной подстройкой винтом.

Экспериментальные результаты по эффективности генерации, полученные для одной и двух гармоник в непрерывном ре-

жиме (лучшие результаты) показаны на рис. 1. Измерения проведены в указанных выше диапазонах. Видно некоторое несоответствие экспериментальных результатов и теоретических. Это обусловлено, во-первых, тем, что расчеты приведены для идеализированного ОНОЗ-режима, а эксперименты — для резонансно-пролетных (на НЧ) и гибридных режимов; во-вторых, отличием разогрева реальных диодов от теоретического расчета — в реальном случае диод греется неравномерно от катода к аноду и температура его может превышать расчетные значения. Поэтому сравнение возможно в основном качественное. К сожалению, прямых экспериментальных результатов по измерениям вблизи максимальной частоты генерации нет.

Для определения $f_{\max}$ можно лишь воспользоваться экстраполяцией кривых для одной и двух гармоник. Экстраполяция кривой для одной гармоники дает $f_{\max} \approx 110$ ГГц; для двух — $f_{\max} \approx 130$ ГГц.

Эти результаты качественно подтверждают возможность увеличения максимальной частоты генерации на основной гармонике приборов с междолинным переносом электронов на 15—20%.

Таким образом, эффект увеличения максимальной частоты генерации приборов с междолинным переносом электронов при наличии в сигнале на диоде второй гармоники экспериментально подтверждается и является одним из реальных путей, позволяющих перенести максимальную частоту генерации в коротковолновую часть миллиметрового диапазона.

Список литературы: 1. Прохоров Э. Д., Белецкий Н. И., Дядченко А. В. О возможности увеличения высокочастотного предела работы диодов Ганна. — Радиотехника и электроника, 1972, 17, № 5, с. 1103—1106. 2. Прохоров Э. Д., Арендарь В. Н., Белецкий Н. И., Дядченко А. В. Влияние температуры на эффективность генерации диодов Ганна в диапазоне частот. — Радиотехника и электроника, 1976, 21, № 11, с. 2449—2450.

Поступила в редколлегию 18.12.79.

УДК 621.382.2

Ю. В. АРКУША, Н. Е. ПОЛЯНСКИЙ,
С. Н. СКОРОБОГАТОВА,
Н. И. БЕЛЕЦКИЙ, канд. физ.-мат. наук

ИЗГОТОВЛЕНИЕ КВАРЦЕВЫХ ДЕРЖАТЕЛЕЙ ДЛЯ ПРИБОРОВ С МЕЖДОЛИННЫМ ПЕРЕНОСОМ ЭЛЕКТРОНОВ

В настоящее время диоды Ганна наиболее широко используются для создания твердотельных генераторов мм-диапазона. Одна из конструкций диодов приведена в работе [1]. Выбор конструкции, включающей металлизированный кварцевый брусок, объясняется тем, что с ее помощью удастся избежать механических нагрузок на диодную структуру, размеры которой

и механическая прочность малы. Кроме того, металлизированный кварцевый брусок используется также в качестве контакта, подводящего постоянное смещение к диоду.

Выбор именно кварца в данной конструкции обусловлен его достаточной механической прочностью, температурной устойчивостью, малой величиной диэлектрической проницаемости, обеспечивающей небольшие значения вносимой паразитной емкости.

Для того чтобы соединить кристаллодержатель с кварцем, последний необходимо металлизировать. Металлизация осуществлялась с помощью золота, так как золотые покрытия позволяют проводить химическую обработку (травление) собранного на кристаллодержателе прибора как в кислотных, так и в щелочных средах. Но поскольку золото характеризуется плохой адгезией с кварцем, предварительно на кварц наносился промежуточный слой хорошо окисляющегося металла (в нашем случае хром [2]), который имеет лучшую адгезию с кварцем, чем золото.

Кварцевые пластины изготавливались из оптических кварцевых стекол. Эти стекла сошлифовывались до толщины ~ 220 мкм, затем тщательно промывались в толуоле, метаноле, протравливались в плавиковой кислоте, обильно промывались в горячей дистиллированной воде и высушивались в сушильном шкафу при температуре $\sim 200^\circ\text{C}$. Напыление металлической подложки на кварцевые пластины осуществлялось в вакууме $\sim 1\text{--}2 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. путем последовательного испарения хрома и золота из вольфрамовых корзиночек. В конструкции вакуумной установки была предусмотрена возможность осуществления нагрева кварцевой пластины до температуры $\approx 300\text{--}350^\circ\text{C}$ с целью получения более прочного соединения кварц-хром. Перед напылением кварцевая пластинка нагревалась до температуры $\approx 300^\circ\text{C}$, после чего напылялся слой хрома $\approx 300 \text{ \AA}$, затем создавался эвтектический слой хром-золото $\approx 200 \text{ \AA}$, за ним — слой золота $\approx 2000 \text{ \AA}$.

Дальнейшее увеличение толщины слоя золота до $10\text{--}12$ мкм, необходимое для закрепления кварцевого бруска на кристаллодержателе и золотой полоски на кварце методом термокомпрессии, осуществлялось гальваническим осаждением золота на напыленную с двух сторон кварцевую пластинку.

В качестве электролитов золочения широко применяются растворы на основе комплексных цианистых солей золота [3], которые обеспечивают покрытия хорошего качества — мелкодисперсные и прочные, но существенным их недостатком является токсичность составляющих компонентов. Используемый нами электролит золочения на основе железистосинеродистого калия и золотохлористоводородной кислоты менее токсичен, но

качество слоя хуже и значительно ниже выход по току, а следовательно, и низкая скорость осаждения металла. Указанных недостатков лишены электролиты на основе смешанных комплексов типа AuNta(X) и $(\text{AuX})_2\text{Edta}$. Не уступая цианистым электролитам по скорости осаждения, они обеспечивают еще более мелкодисперсные блестящие покрытия и при этом лишены токсичности.

Описанная технология изготовления кварцевых опорных контактов позволяет создавать механически прочные конструкции диодов в коротковолновой части СВЧ-диапазона.

Список литературы: 1. Полянский Н. Е., Дрогаченко А. А., Золотарев Е. С., Прохоров Э. Д. Экспериментальное исследование частотных возможностей диодов Ганна на основе GaAs . — Вестн. Харьк. ун-та, № 180. Радиофизика и электроника, 1979, вып. 8, с. 84—87. 2. Слуцкая В. В. Тонкие пленки в технике сверхвысоких частот. — М.: Сов. радио, 1967. — 456 с. 3. Курносов А. И. Материалы для полупроводниковых приборов и интегральных схем. — М.: Высш. школа, 1975. — 342 с.

Поступила в редколлегию 21.12.79.

УДК 621.382.2

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

ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ДЛИННЫХ $m-i-m$ СТРУКТУР И РАЗНОСТЬ НЕРАВНОВЕСНЫХ КОНЦЕНТРАЦИЙ ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК В i -ОБЛАСТИ

Вольт-амперная характеристика (ВАХ) длинных диодных структур, исследования в ряде работ [1—4], описывает зависимость тока от напряжения без учета зависимости концентрации носителей у инжектирующего контакта от коэффициента инжекции. При этом разность неравновесных концентраций электронов и дырок не определялась. В данной статье рассмотрена ВАХ длинной $m-i-m$ -структуры с учетом зависимости коэффициента инжекции запорного $m-i$ -контакта от тока и определена разность неравновесных концентраций электронов и дырок при низких и высоких уровнях инжекции.

Распределение носителей в квазинейтральной i -области $m-i-m$ -структуры описывается системой уравнений

$$-j_n = q\mu_n n E + qD_n \frac{dn}{dx} \quad (1); \quad -j_p = q\mu_p p E - qD_p \frac{dp}{dx} \quad (2);$$

$$j = j_n + j_p; \quad (3)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial (-j_n)}{\partial x} - \frac{n - n_0 - \delta}{\tau_n} = 0;$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \frac{\partial (-j_p)}{\partial x} - \frac{p - p_0}{\tau_p} = 0; \quad (4)$$

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{4\pi q \delta}{\epsilon}. \quad (5)$$

Здесь j_n , j_p и j — электронный, дырочный и полный токи; μ_n , μ_p и D_n , D_p — подвижности и коэффициенты диффузии электронов и дырок; $\delta = \Delta n - \Delta p$; $\Delta n = n - n_0$; $\Delta p = p - p_0$; n_0 , p_0 и n , p — равновесные и общие концентрации электронов и дырок; E — напряженность электрического поля; τ_n , τ_p — время жизни электронов и дырок соответственно; ε — диэлектрическая постоянная; q — заряд электрона.

Полагая $\delta \ll \Delta n$, Δp , учитывая, что $n_0 = p_0$, $D_n \tau_n = L_n^2$, и вводя обозначение $2L_n^2 / (b + 1)^{-1} = L_{ni}^2$, из равенств (1)–(4) получаем уравнение

$$\frac{d^2 n}{dx^2} - \frac{(n - n_0)}{L_{ni}^2} = 0. \quad (6)$$

Решение уравнения (6) с граничными условиями $n - n_0 = \Delta n(0)$, $n(l) - n_0 = \Delta n(l) = 0$ [2] имеет вид

$$\Delta n = A e^{-\frac{x}{L_{ni}}} + B e^{\frac{x}{L_{ni}}} = \Delta n(0) \left(\operatorname{sh} \frac{l}{L_{ni}} \right)^{-1} \operatorname{sh} \frac{l - x}{L_{ni}}. \quad (7)$$

Определяя E из (1)–(3) с учетом (7) и соотношений

$$\operatorname{sh} \frac{l - x}{L_{ni}} = \frac{1}{2} e^{\frac{l - x}{L_{ni}}}; \quad \Delta n(0) \left(\operatorname{sh} \frac{l}{L_{ni}} \right)^{-1} \ll n_0;$$

$$b = \mu_n \mu_p^{-1}; \quad \frac{D_n}{\mu_n} = \frac{kT}{q}, \quad (8)$$

получаем напряжение на квазинейтральной i -области:

$$U_i = - \int_0^l E dx = \frac{j}{q \mu_p (b + 1) n_0} \left[l - L_{ni} \ln \frac{n_0 + \Delta n(0)}{n_0 + \Delta n(0) e^{-l/L_{ni}}} \right] - \frac{kT}{q} \frac{b - 1}{b + 1} \ln \frac{n_0 + \Delta n(0)}{n_0}, \quad (9)$$

где l — длина i -области. В (8) первое соотношение становится невыполнимым только при x , близких к l .

Зависимость $\Delta n(0) = f(j)$ определяется уравнением (1) и уравнением для коэффициента инжекции, который при наличии диффузии и дрейфа с учетом обозначения $-q \mu_n n_0 E(0) = j_{n0}(0)$ запишется как

$$\gamma_n = [j_n(0) - j_{n0}(0)] j^{-1}. \quad (10)$$

Очевидно, если $j \neq 0$ и $\gamma_n = 0$, то должно быть $j_n(0) = j_{n0}(0)$, что и следует из формулы (10). При наличии только диффузии

в i -области $j_{n0}(0)=0$ и из (10) получаем известное выражение для γ_n в виде $\gamma_n = j_n(0)j^{-1}$. При $\text{cth } l/L_{ni} = 1$ с учетом $l \gg L_{ni}$ получаем

$$\Delta n(0) = \frac{L_{ni}}{4qD_n} \left\{ - \left[bj - (b+1)\gamma_{nj} + (b+1) \frac{qD_n n_0}{L_{ni}} \right] + \left[\left[bj - (b+1)\gamma_{nj} + (b+1) \frac{qD_n n_0}{L_{ni}} \right]^2 + 8 \frac{qD_n n_0}{L_{ni}} (b+1)\gamma_{nj} \right]^{1/2} \right\}. \quad (11)$$

Напряжение на m - i - m -структуре будет $U = U_i + U_{m-i,1} + U_{m-i,2}$, где $U_{m-i,1}$ и $U_{m-i,2}$ — напряжения на m - i -контактах

Поскольку $\delta \ll \Delta n$, Δp , распределение дырок запишется по аналогии с (7) в виде

$$\Delta p = A_1 e^{-\frac{x}{L_{ni}}} + B_1 e^{\frac{x}{L_{ni}}} = (A + C_1) e^{-\frac{x}{L_{ni}}} + (B + C_2) e^{\frac{x}{L_{ni}}}. \quad (12)$$

Потребовав, чтобы в выражении (12) константы A и B определялись граничными условиями для электронов, из (7) и (12) получаем

$$-\delta = -(\Delta n - \Delta p) = C_1 e^{-\frac{x}{L_{ni}}} + C_2 e^{\frac{x}{L_{ni}}}. \quad (13)$$

Так как $\Delta n(l)=0$, можно считать $\Delta p(l)=0$, т. е. $\delta(l)=0$. Тогда

$$\delta = -C_1 \left(e^{-\frac{x}{L_{ni}}} - e^{-\frac{2l-x}{L_{ni}}} \right). \quad (14)$$

Подставляя формулу (14) в равенство (5) и интегрируя, записываем

$$E = -\frac{4\pi q L_{ni}}{\epsilon} C_1 \left(e^{-\frac{x}{L_{ni}}} + e^{-\frac{2l-x}{L_{ni}}} \right) + C_3. \quad (15)$$

Приравнявая E , определяемое уравнениями (1)–(3), и E , определяемое уравнением (15) на границах $x=l$ и $x=0$, имеем

$$C_3 = - \left[j - \frac{b-1}{b} \frac{qD_n \Delta n(0)}{L_{ni} \text{sh} \frac{l}{L_{ni}}} \right] [q\psi_p (b+1)n_0]^{-1} + \frac{8\pi q L_{ni}}{\epsilon} C_1 e^{-\frac{l}{L_{ni}}}; \quad (16)$$

$$C_1 = -\frac{\epsilon}{4\pi q^2 \psi_p L_{ni} (b+1) n_0 [\Delta n(0)]} \times.$$

$$\times \left\{ j - \frac{b-1}{b} q D_n \left[n_0 \left(\operatorname{ch} \frac{l}{L_{ni}} - 1 \right) - \Delta n(0) \right] \left(L_{ni} \operatorname{sh} \frac{l}{L_{ni}} \right)^{-1} \right\} \times$$

$$\left(1 + e^{-\frac{2l}{L_{ni}}} - 2e^{-\frac{l}{L_{ni}}} \right)^{-1}. \quad (17)$$

Таким образом, зная зависимость $\gamma_n = f(j)$, можно рас-
считать $\Delta n(0) = f(j)$, $U_i = f(j)$ и $\delta = \Delta n(x) - \Delta n(0)$. Из (14)
и (17) следует, что δ с ростом j увеличивается.

Список литературы: 1. Раиба Э. И., Толпыго К. Б. Прямая вольтамперная характеристика плоскостных выпрямителей при значительных токах. — Журн. техн. физики, 1956, 26, № 7, с. 1419—1427. 2. Стафеев В. И. Влияние сопротивления толщи полупроводника на вид вольтамперной характеристики диода. — Журн. техн. физики, 1958, 28, № 8, с. 1631—1641. 3. Авакьянц Г. М., Мурыгин В. И., Тешабаев А. Некоторые свойства диодов с большим отношением длины базы к диффузионной длине неосновных носителей. — Радиотехника и электроника, 1963, 8, № 5, с. 821—829. 4. Грибников З. С. Теория инжекции носителей тока в длинных диодах. — Физика твердого тела, 1965, 7, № 1, с. 251—257.

Поступила в редколлегию 24.12.79.

УДК 621.373.326.038.823

В. А. ЕФРЕМОВ, С. Ф. ДЮБКО

ПЕРЕХОДНЫЙ ПРОЦЕСС В ТРЕХУРОВНЕВОЙ СИСТЕМЕ ПРИ СТУПЕНЧАТОМ ВКЛЮЧЕНИИ НАКАЧКИ

В работе [2] получено выражение для усиления трехуровневой системы при ступенчатом включении сильного поля накачки $\vec{E}$ для случая слабого сигнала на пробном переходе $\vec{E}'$. В данной статье рассмотрен аналогичный случай, но поле на пробном переходе $\vec{E}'$ произвольно по величине. При этом переходы накачки $1 \leftrightarrow 3$ и усиления $2 \leftrightarrow 3$ считаются однородно уширенными, константы релаксации равны ($\gamma_{ij} = \gamma_i = \gamma$), частоты полей накачки и усиления равны частотам соответствующих переходов: $\omega = \omega_{13}$, $\omega' = \omega_{23}$. Решая систему дифференциальных уравнений для матричных элементов матрицы плотности [2, 3], предполагая, что поле $\vec{E}'$ существует до включения поля накачки $\vec{E}$ ($\vec{E} = \vec{E}'$ при $t \geq 0$ и $\vec{E} = 0$ при $t < 0$) и $dE'/dt \cong 0$, можно получить выражение для недиагонального элемента ρ_{23} . Учитывая связи усиления χ и восприимчивости χ с ρ_{23} :

$$\chi = 4\pi k' I_m \{ \chi(\omega') \}; \quad \chi(\omega') = (\rho_{23} P_{23}) / \vec{E}'$$

и то, что переходы однородно уширенные, без учета начального поглощения ($\rho_{22}^0 - \rho_{33}^0 \ll 1$), коэффициент усиления

$$\begin{aligned} \kappa = & 4\pi k' \frac{|\vec{P}_{32}|^2}{\hbar} (\rho_{33}^0 - \rho_{11}^0) \left\{ e^{-\gamma t} \left[\frac{|\beta|^2}{(1 + G + G')d^2\gamma} \times \right. \right. \\ & \times \left(\cos 2dt - \frac{(G + G')\gamma}{2d} \sin 2dt \right) - \frac{|\beta|^2}{d(\gamma^2 + d^2)} \times \\ & \left. \left. \times \left(\frac{\gamma}{d} \cos dt - \sin dt \right) \right] + \frac{3|\beta|^2}{\gamma(\gamma^2 + d^2)(1 + G + G')} \right\}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $d = \sqrt{|\beta|^2 + |\beta'|^2}$; $G = \frac{4|\beta|^2}{\gamma^2}$; $G' = \frac{4|\beta'|^2}{\gamma^2}$; $\beta = \frac{(\vec{P}_{13}\vec{E})}{\hbar}$;

$\beta' = \frac{(\vec{P}_{32}\vec{E}')}{\hbar}$; $\vec{P}_{13}$, $\vec{P}_{32}$ — дипольные моменты переходов $1 \leftrightarrow 3$,

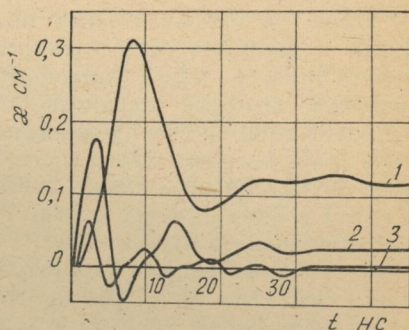
$3 \leftrightarrow 2$; ρ_{ii}^0 — начальные населенности уровней. В формулу для κ вошел параметр $|\beta'|^2$, пропорциональный мощности усиливаемого сигнала. В стационарном режиме ($t \rightarrow \infty$) усиление совпадает с результатами статьи [3].

На рисунке показаны временные зависимости усиления при изменении параметров β , $K = |\beta'|/|\beta|$ для молекул CH_3F . Приведены кривые: 1 — для $N = 10^5$ Вт/см², $P = 1$ Тор, $K = 0$; 2 — $N = 6 \cdot 10^5$ Вт/см², $P = 1$ Тор, $K = 0$; 3 — $N = 6 \cdot 10^5$ Вт/см², $P = 1$ Тор, $K = 1$.

Из выражения (1) непосредственно вытекает колебательный характер усиления и установление стационарного режима.

Время существования колебаний — несколько десятков наносекунд и зависит от давления в среде p , которое определяет скорость релаксации молекул γ . При увеличении давления система быстрее релаксирует к стационарному режиму. Частота колебаний, имеющая значение порядка 100 МГц, существенно зависит от мощности накачки и усиления, увеличиваясь с ростом β , K .

Первый пик усиления системы может существенно превосходить усиление в стационарном режиме, что подтверждается экспериментально.



При достаточно большой мощности накачки в колебательном интервале времени существуют области, в которых система не только усиливает, но и поглощает. Объясняется это тем, что в некоторые моменты времени населенность уровня 3 может оказаться меньше населенности уровня 2, при этом происходит поглощение усиливаемого поля.

С ростом мощности усиливаемого сигнала усиление может увеличиваться и уменьшаться. Это происходит потому, что восприимчивость среды на переходе $1 \leftrightarrow 3$ уменьшается при достаточно большом $|\beta'|^2$ и $\omega = \omega_{13}$, при этом среда не в состоянии поглощать больше фотонов на частоте ω_{13} , а значит, и не может излучать фотоны на частоте ω_{23} .

Приведенные в статье результаты можно использовать в теории импульсных ДИК-генераторов с оптической накачкой.

Список литературы: 1. *Летохов В. С., Чеботаев В. П.* Принципы нелинейной лазерной спектроскопии. — М.: Наука, 1975. — 279 с. 2. *Ефремов В. А., Дюбко С. Ф.* Динамика процессов в трехуровневой системе, взаимодействующей с мощными резонансными полями. — В кн.: II Всесоюз. симп. по СММ и ММ волнам (Харьков, сент. 1978 г.). Тез. докл. Харьков: Препринт ИРЭ АН УССР, 1978, с. 97—98. 3. *Panock R. L., Temkin R. I.* Interaction of two laser fields with a three-level molecular system. — IEEE J., 1977, QE-6, No 6, p. 425—434.

Поступила в редколлегию 25.12.79.

УДК 537.526.6

П. М. БЕРНИК, С. В. ГАЛУШКО,
Ю. Н. ЕГОРОВ, канд. техн. наук, А. И. КОБЗАРЬ, канд. техн. наук,
В. А. МАЛЕЕВ, В. М. СОРОКИНА,
В. М. ТКАЧЕНКО, канд. физ.-мат. наук

ИССЛЕДОВАНИЕ СТАБИЛЬНОСТИ ПАРАМЕТРОВ СЛАБОТОЧНОГО ГАЗОВОГО РАЗРЯДА В КСЕНОНЕ

Одно из перспективных направлений в повышении надежности и долговечности электронных приборов — создание методов и средств неразрушающего контроля, т. е. проведение измерений, которые позволят оценить параметр или показатель качества прибора без ухудшения присущих ему свойств. К важным параметрам, характеризующим качество электровакуумных и газонаполненных приборов, относится давление газа в них и в ряде случаев состав газа. Целью данной статьи является исследование стабильности некоторых параметров слабоочного газового разряда, определяющей точность и чувствительность методов неразрушающего контроля примеси воздуха в газоразрядных источниках света с ксеноновым наполнением.

Как показано в работах [1, 2], все параметры электрического разряда в инертных газах существенно изменяются при введении примеси воздуха, содержащего электроотрицательные молекулы кислорода и азота. При этом наиболее сильно изменя-

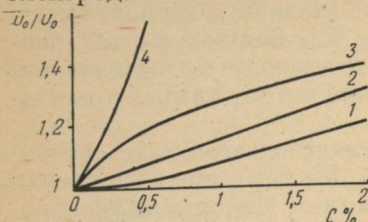
ются напряжения зажигания импульсного разряда, горения тлеющего разряда и погасания высокочастотного (ВЧ) разряда. Однако прежде чем рекомендовать тот или иной метод для практического применения, необходимо исследовать стабильность измеряемого параметра, поскольку известно, что при высоких давлениях газа все параметры газового разряда имеют значительный статистический разброс [3]. Величина этого разброса будет определять точность и пороговую чувствительность неразрушающего метода измерения параметров газового наполнения в контролируемых лампах.

В работе [1] показано, что напряжение погасания ВЧ разряда (измерения проведены на частоте 190 кГц) при добавлении к ксенону воздуха существенно возрастает. Напряжение погасания является удобным параметром для использования в приборах неразрушающего контроля, однако следует ожидать увеличения чувствительности этого параметра к примеси воздуха на более высоких частотах и при большей длине разрядного промежутка. Поэтому нами исследован безэлектродный высокочастотный разряд в ксеноне с примесью воздуха на частотах 0,4; 1,5 и 4,4 МГц при расстоянии между внешними электродами 20 и 60 мм. При этом регистрировалось напряжение погасания и остаточное напряжение генератора U_0 , фиксируемое после погасания разряда, превышающее напряжение погасания пропорционально току погасания разряда.

Исследования ВЧ разряда проведены в лампах накачки типа ИФП 800 и ИФП 2000 (диаметр кварцевой колбы соответственно 10 и 16 мм). Лампа устанавливалась в раздвижные кольцевые электроды, к которым подведено ВЧ напряжение, и подпаивалась к вакуумной установке для откачки и наполнения чистым ксеноном или смесью ксенона и воздуха. Смесью газов приготавливалась в стеклянном баллоне, куда после откачки вводился воздух и ксенон в определенной пропорции. Приготовленная смесь газов выдерживалась в течение 15 мин, а затем ею наполнялась лампа до различных давлений. В лампе поджигается ВЧ разряд, после чего высокочастотное напряжение автоматически (с помощью электродвигателя) понижается до погасания разряда. В момент погасания разряда срабатывает электронная схема управления, выключающая электродвигатель. Напряжение на разряде, измеряемое вольтметром с детектором, из-за уменьшения нагрузки генератора возрастает скачком. Таким образом фиксируется остаточное напряжение U_0 . Как показали измерения, эта величина сильнее изменяется при введении примеси воздуха, чем напряжение погасания разряда, поэтому данные о зависимости напряжения погасания от примеси воздуха не приводятся.

Для примера на рисунке представлены зависимости относительного увеличения остаточного напряжения U_0/U_0 от концентрации примеси воздуха при давлении газа в лампе 500 мм

рт. ст. Кривые 1 (0,4 МГц) и 2 (1,5 МГц) иллюстрируют влияние частоты на измерения в лампе ИФП800 при расстоянии между электродами разряда 20 мм, кривые 3 (1,5 МГц) и 4 (4,4 МГц) — в лампе ИФП 2000 при расстоянии между электродами 60 мм. Видно, что с повышением частоты увеличивается чувствительность к примесям воздуха, причем при большем расстоянии между электродами рост частоты сказывается сильнее.



Для оценки минимального значения концентрации примеси воздуха, которую возможно измерить таким способом, исследован статистический разброс значений остаточного напряжения.

В табл. 1 приведены абсолютные значения остаточного напряжения, среднеквадратичный разброс измерений σ и относительная ошибка δ при давлении 500 мм рт. ст., частоте 4,4 МГц и расстоянии между электродами 60 мм.

Таблица 1

C %	0	0,10	0,20	0,30	0,40	0,50
U_0 кВ	0,95	1,04	1,10	1,25	1,33	1,45
σ кВ	0,01	0,02	0,01	0,01	0,01	0,02
δ %	1,00	1,90	0,90	0,80	0,80	1,40

Видно, что разброс результатов измерений не зависит от концентрации примеси и составляет в среднем 1,2%. С учетом этого пороговое значение концентрации примеси воздуха, приводящее к увеличению остаточного напряжения, превышающее в 3 раза погрешность измерений, составляет при давлении 500 мм рт. ст. около 0,05%.

Как отмечено в работе [2], наиболее удобно и просто для регистрации примеси в импульсных источниках света использовать напряжение горения U_T стационарного разряда. В данной работе исследована временная стабильность и статистический разброс напряжения горения слабопотокового (40—50 мА) стационарного разряда в отпаянных лампах накачки типа ИСП 200, ИФП 600, ИФП 800, ИФП 2000 и ИСП 5000. Лампы подключались к источнику постоянного напряжения 1,5 кВ через ограничительное сопротивление 30 кОм, напряжение горения измерялось прибором Щ4310 или самопишущим потенциометром НЗ70АМ. Измерение вольт-амперной характеристики разряда показало, что рабочая точка находится на слабо падающем участке, соответствующем тлеющему разряду. Катодная светящаяся пленка покрывает значительную часть поверхности катода, столб разряда — контрагирован.

После зажигания разряда наблюдается рост напряжения горения разряда, составляющий для ламп различных типов величину от 5 до 30 В. Интервал времени, в течение которого продолжается существенный рост напряжения горения для различных экземпляров ламп, составляет 30—60 с. В ходе исследований было установлено, что прогрев ламп дуговым разрядом с током 0,4—0,5 А сокращает временной интервал нарастания напряжения горения. Однако при переходе в режим тлеющего разряда в этом случае наблюдается уменьшение напряжения горения с течением времени и общее время установления постоянного значения напряжения горения практически одинаково со случаем без прогрева.

Следует отметить, что в отдельных экземплярах ламп наблюдался самопроизвольный переход от тлеющего к дуговому разряду. Возникновение дугового разряда в таких лампах свидетельствует о плохом качестве электродов (наличии острий, раковин, загрязнений и т. д.). Переход от тлеющего разряда к дуговому может происходить, как описано в работе [4], в результате взрывного разрушения микронеоднородностей. При этом на поверхности катода появляется типичное для дугового разряда «катодное пятно», напряжение горения снижается до 100—200 В и становится неустойчивым. Определение содержания примеси воздуха по напряжению горения стационарного разряда для таких ламп становится невозможным.

Таблица 2

Тип лам- пы	Пара- метры	Время, с								
		0	10	20	30	40	60	80	100	120
ИФ 6003	U_r В	365,4	372,2	374,6	376,4	377,2	378,8	379,8	380,6	380,6
	σ В	5,37	0,84	0,55	0,55	0,45	0,84	0,84	0,55	0,55
ИФ 800	U_r В	298,8	299,2	299,8	300,6	301,4	302,2	302,6	301,8	301,0
	σ В	3,50	3,27	2,28	2,51	2,70	2,59	1,52	1,30	1,22
ИСП 5000	U_r В	406,2	411,8	416,2	419,0	420,8	422,2	422,0	421,2	420,4
	σ В	1,90	0,84	1,10	1,22	1,48	2,70	3,70	2,60	2,40

В табл. 2 приведены средние значения напряжения горения тлеющего разряда в различные моменты времени для трех типов ламп, а также среднее квадратическое отклонение резуль-

тата, вычисленное по 5 циклам измерений с интервалом времени, достаточным для полного остывания ламп. Как видно из таблицы, рост напряжения горения практически прекращается через 40—60 с после зажигания разряда. При этом среднеквадратическое отклонение также стабилизируется и не превышает 0,5—1% измеряемой величины. Сопоставление данных результатов с зависимостью напряжения горения от примеси воздуха, полученной в работе [2], показывает, что пороговое значение концентрации примеси воздуха, которую можно измерять по увеличению напряжения горения стационарного разряда составляет около 0,03—0,05%. Таким образом, чувствительность обоих рассмотренных методов неразрушающего контроля примеси воздуха в лампах накачки с ксеноновым наполнением примерно одинакова.

Список литературы: 1. Костин В. Н., Белоус В. В., Шипицын С. И. Исследование ВЧ-разряда между внешними кольцевыми электродами в импульсных лампах накачки ОКГ. — Вестн. Харьк. ун-та, № 151. Радиофизика и электроника, 1977, вып. 6, с. 64—66. 2. Исследование возможности определения параметров наполнения в газоразрядных источниках света/Ю. П. Андреев, Н. И. Винокуров, Ю. Х. Гукетлев и др. — Вестн. Харьк. ун-та, № 151. Радиофизика и электроника, 1977, вып. 6, с. 66—68. 3. Импульсные источники света/Под общ. ред. И. С. Маршака. — М.: Энергия, 1978. — 472 с. 4. Кратько С. А., Некрашевич И. Г. О возможности перехода нормального тлеющего разряда в дугу. — Журн. техн. физики, 1977, 47, № 4, с. 795—800.

Поступила в редколлегию 3.02.80.

УДК 537.535

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

К ВОПРОСУ О ВЛИЯНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ КАТОДА НА ТЛЕЮЩИЙ РАЗРЯД С ПОЛЫМ КАТОДОМ

Интерес к вопросу о влиянии температуры катода на электрические характеристики разряда с полым катодом обусловлен тем, что особенности элементарных процессов на катоде во многом определяют отличия этой формы разряда от разряда с плоским катодом и возможности его практического использования.

В оптической спектроскопии разряд с полым катодом применяется при различных температурах катода. Чтобы понизить температуру газа в области отрицательного свечения и разрешить сверхтонкую структуру линий исследуемого элемента, катод охлаждают до температуры жидкого азота [1]. Чтобы обеспечить интенсивное испарение анализируемой пробы вещества, помещаемой на поверхность катода, создают условия для нагрева катода до высокой температуры [2]. При этом, как правило, исследовались только оптические характеристики свечения, а электрические характеристики разряда при различных температурах катода не описаны. Поэтому целью настоящей

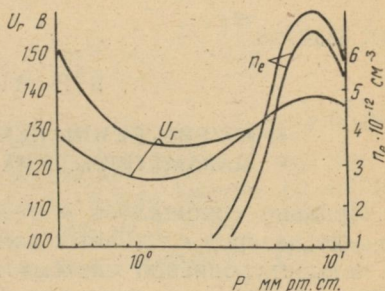
работы является исследование влияния температуры катода на напряжение горения разряда в широком диапазоне давлений газа.

Исследования проведены на разрядной трубке с никелевым полым катодом диаметром 7,5 мм и длиной 50 мм при постоянной прокачке через полость катода гелия высокой чистоты. Разрядная трубка имела кожух, через который пропускалась вода, нагретая до определенной температуры. Точность поддержания температуры катода составляла 2°C в диапазоне $20\text{--}80^{\circ}\text{C}$.

На рисунке приведены зависимости напряжения горения от давления гелия при средней плотности разрядного тока 1 мА/см^2 и температуре катода 25°C (кривая 1) и 75°C (2). Видно, что при высоких давлениях газа изменение температуры катода в данном интервале практически не изменяет напряжения горения. Однако в области низких давлений газа нагрев катода приводит к увеличению напряжения горения на 23 В при давлении 0,4 мм рт. ст.

Микроволновым интерферометром на длине волны 8 мм измерена средняя по длине катодной полости концентрация плазмы, зависимость которой от давления также приведена на рисунке. Кривая 3 соответствует температуре катода 25°C , 4— 75°C . Измерения показывают, что в области давлений с неизменяющимся напряжением горения концентрация плазмы в нагретом катоде уменьшается. К сожалению, низкая чувствительность интерферометра не позволила измерить концентрацию плазмы при давлениях, меньших 3—4 мм рт. ст. Однако видно, что величина относительного уменьшения концентрации при нагреве катода монотонно возрастает с понижением давления газа.

Полученные результаты не позволяют детально выяснить механизм влияния температуры катода на электрические характеристики разряда. Но эффекты, обусловленные нагревом катода, возрастают с понижением давления газа. Это свидетельствует, по-видимому, о том, что при низких давлениях пленка адсорбированного на поверхности катода газа становится неустойчивой, так что изменение температуры катода всего на 50°C существенно влияет на ее параметры. Кроме этого, с ростом температуры катода пропорционально увеличивается температура газа [1], а следовательно, и температура положительных ионов в области отрицательного свечения. Скорость диффузии ионов к границе свечения при этом возрастает, что и вызывает уменьшение концентрации плазмы в катодной полости.



Список литературы: 1. Жиглинский А. Г., Хлопина Т. Н. Исследование механизма формирования газовой температуры разряда в охлаждаемом полом катоде. — Журн. прикл. спектр., 1968, 8, вып. 4, с. 562—570. 2. Семенова О. П., Горбунова Т. М. К вопросу о механизме разряда с горячим полым катодом. — Журн. прикл. спектр., 1969, 11, вып. 3, с. 487—492.

Поступила в редколлегию 3.01.80.

УДК 535.375.5

В. П. МИЩЕНКО

К ТЕОРИИ РЕЗОНАНСНЫХ ЧЕТЫРЕХФОТОННЫХ ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ГАЗАХ

Недавно сообщалось о резонансном смещении трех частот He—Ne лазеров с длинами волн 3,39 мкм, 2,39 мкм и 1,15 мкм на четырехуровневой системе неона $3s_2—3p_4—2s_2—2p_4$ и получении излучения на суммарной частоте с $\lambda=0,63$ мкм [1]. Этот метод перспективен для точного переноса, а также стабилизации частоты. Кроме того, возникает уникальная возможность экспериментального исследования резонансных четырехфотонных параметрических процессов (ЧПП). Все это стимулирует теоретические исследования. Ранее теория резонансных ЧПП была рассмотрена в работе [2] для случая слабых бегущих волн. Было показано, что на фоне широкого доплеровского контура линии поглощения наряду с интерференционными резонансами возникают резонансы за счет ЧПП, если в поле четырех однонаправленных волн есть хотя бы один акт вычитания частоты.

Однако интенсивности полей He—Ne лазеров часто вполне достаточны для насыщения переходов и расщепления узких резонансов. В настоящей работе указывается на спектральное проявление ЧПП и в схеме сложения трех частот однонаправленных волн, если одно из полей является сильным.

Рассмотрим газовую среду с четырьмя энергетическими уровнями $E_0 > E_1 > E_2 > E_3$ в поле четырех однонаправленных волн $\vec{E}_j$ с амплитудами E_j^0 , частотами Ω_j , волновыми векторами $\vec{k}_j$ и начальными фазами φ_j . Индексы $j=1, 2, 3, 4$ относятся к переходам 0—1, 1—2, 2—3, 0—3 соответственно.

Частота каждого поля резонансна частоте одного из переходов и выполнены условия точного четырехфотонного временного и пространственного синхронизма: $\Omega_1 + \Omega_2 + \Omega_3 = \Omega_4$; $k_1 + k_2 + k_3 = k_4$. Решая систему уравнений для элементов матрицы

плотности точно по сильному полю $\vec{E}_1$ и в первом порядке теории возмущений по слабым полям $\vec{E}_2$ и $\vec{E}_3$, получаем выражение для мощности излучения (поглощения) монокинетических

молекул на частоте перехода 0—3. Приведем часть выражения, которым описывается ЧПП*:

$$w_{03}^{\text{ЧПП}}(\Omega_4) = 2\hbar\Omega_4 G_1^+ G_2^+ G_3^+ G_4^- \text{Im} \left\{ [(\Delta'_1 + \Delta'_2 + \Delta'_3 + i\Gamma_4)(\Delta'_2 + \Delta'_3 + i\Gamma_6) - G_1^2]^{-1} \left[\frac{n_{21} + n_{10}x_1 p_1 \tilde{\gamma}_1 / 2\gamma_1}{\Delta'_2 + i\Gamma_2} - \frac{n_{32}}{\Delta'_3 + i\Gamma_3} + \frac{\Delta'_2 + \Delta'_3 + i\Gamma_6}{\Delta'_1 + \Delta'_2 + i\Gamma_5} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left[\frac{n_{21} + n_{10}x_1 p_1 \tilde{\gamma}_1 / 2\gamma_1}{\Delta'_2 + i\Gamma_2} - \frac{n_{10}(1 - x_1 p_1)}{\Delta'_1 + i\Gamma_1} \right] \right] \right\}. \quad (1)$$

Здесь $G_j^\pm = G_j \exp(\pm \varphi_j)$; $G_j = d_j E_j / 2\hbar$; d_j — матричный элемент дипольного момента перехода частоты ω_j ; n_{ik} — разность населенностей перехода $i \rightarrow k$ для частиц со скоростью v в отсутствие полей; $\Delta'_j = \Delta_j - v k_j = \Omega_j - \omega_j - v k_j$; γ_i — полуширина уровня i ; Γ_j — полуширина перехода j (индексы 5 и 6 соответствуют переходам 0—2 и 2—3); $x_1 = 4G_1^2 / \tilde{\gamma}_1 \Gamma_1$ — параметр насыщения; $2/\tilde{\gamma}_1 = 1/\gamma_0 + 1/\gamma_1$; $p_1 = \Gamma_1^2 / [(\Delta'_1)^2 + \Gamma_1^2 (1 + x_1)]$

Для газа с неоднородным уширением спектральных линий формулу (1) нужно усреднить по максвелловскому распределению молекул по скоростям $W(v) = (u\sqrt{\pi})^{-1} \exp(-v^2/u^2)$, где u — средне-тепловая скорость молекул. В доплеровском пределе ($k_j u \gg \gg \Gamma_j$) имеем

$$w_{03}^{\text{ЧПП}}(\Omega_4) = \frac{2\sqrt{\pi}\hbar\Omega_4 G_1^+ G_2^+ G_3^+ G_4^- n_{10}}{u k_1} e^{-\left(\frac{\Delta_1}{u k_1}\right)^2} \text{Im} \left\{ [(z'_1 + z''_1 + i\Gamma_{41})(z'_1 + z''_1 + i\Gamma_{61}) - G_1^2]^{-1} \left(\frac{\Gamma_1 \tilde{\gamma}_1}{2\gamma_1} \frac{1}{z'_1 + i\Gamma_{21}} + \frac{z'_1 + z''_1 + i\Gamma_{61}}{z'_1 + i\Gamma_{51}} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left[\frac{\Gamma_1 \tilde{\gamma}_1}{2\gamma_1} \frac{1}{z'_1 + i\Gamma_{21}} - \frac{i}{1 + \sqrt{1 + x_1}} \right] \right) \right\}, \quad (2)$$

где $z'_1 = \Delta_2 - \frac{k_2}{k_1} \Delta_1$; $z''_1 = \Delta_3 - \frac{k_3}{k_1} \Delta_1$; $\Gamma_{j1} = \Gamma_j + \frac{k_j}{k_1} \Gamma_1 \sqrt{1 + x_1}$; $k_5 = k_1 + k_2$; $k_6 = k_2 + k_3$.

Из формулы (2) видно, что на доплеровском контуре линии появляется тонкая структура лоренцевой формы с полуширинами Γ_{21} , Γ_{41} , Γ_{51} , Γ_{61} вблизи частот $z'_1 = 0$ и $z'_1 + z''_1 = 0$.

* Провалы Беннета и нелинейные интерференционные эффекты проявляются точно так же, как в схеме комбинационного рассеяния в присутствии сильного поля на смежном переходе [3].

Эта структура пропорциональна разности населенностей на переходе сильного поля, фактору насыщения $x_1/\sqrt{1+x_1}$ и зависит от соотношения констант релаксации и волновых векторов. При $G_1^2 > \Gamma_{41}\Gamma_{61}$ узкие резонансы на частотах $z'_1 + z''_1 = 0$ расщепляются на две независимые компоненты.

Если сильным является только поле $\vec{E}_3$, то ЧПП проявляется аналогично и соответствующая формула для мощности получается из (2) заменой констант $\gamma_1 \rightarrow \gamma_2$, $\gamma_0 \rightarrow \gamma_3$, $n_{10} \rightarrow n_{32}$ и индексов $3 \leftrightarrow 1$, $5 \leftrightarrow 6$.

Для сильного поля $\vec{E}_2$ и слабых $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_3$ получаем следующую формулу для мощности:

$$w_{03}^{\text{ЧПП}}(\Omega_4) = - \frac{2\sqrt{\pi} \hbar \Omega_4 G_1 + G_2 + G_3 + G_4 n_{21}}{i k_2} \frac{x_2}{\sqrt{1+x_2}} e^{-\left(\frac{\Delta_2}{i k_2}\right)^2} \times \\ \times \text{Im} \left\{ \frac{1}{z'_2 + z''_2 + i\Gamma_{42}} \left(\frac{\Gamma_2 \tilde{\gamma}_2}{2\gamma_2} \left[\frac{1}{(z'_2 + i\Gamma_{52})(z'_2 + i\Gamma_{12})} + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + \frac{1}{(z''_2 + i\Gamma_{62})(z''_2 + i\Gamma_{32})} \right] - \frac{i}{1 + \sqrt{1+x_2}} \left[\frac{1}{z'_2 + i\Gamma_{52}} + \frac{1}{z''_2 + i\Gamma_{62}} \right] \right) \right\}, \quad (3)$$

где $z'_2 = \Delta_1 - \frac{k_1}{k_2} \Delta_2$; $z''_2 = \Delta_3 - \frac{k_3}{k_2} \Delta_2$; $\Gamma_{j2} = \Gamma_j + \frac{k_j}{k_2} \Gamma_2 \sqrt{1+x_2}$;

$2/\tilde{\gamma}_2 = 1/\gamma_1 + 1/\gamma_2$; $x_2 = 4G_1^2/\gamma_2 \Gamma_2$. Параметрические резонансы возникают на частотах $z'_2 = 0$; $z''_2 = 0$ и $z'_2 + z''_2 = 0$, причем расщепление узких линий не проявляется, так как на смежных переходах 0—1 и 2—3 действуют слабые поля.

Таким образом, неравновесная добавка к распределению молекул по скоростям на уровнях, связанных с переходом сильного поля, является причиной спектрального проявления узких параметрических резонансов в схеме сложения трех резонансных полей. Интегральный по z'_i и z''_i вклад параметрического члена равен нулю, что указывает на интерференционный характер ЧПП. Параметрические резонансы перспективны для исследования релаксационных процессов и стабилизации частоты лазеров с переносом информации в другой спектральный диапазон.

В заключение рассмотрим частные случаи больших расстройек частот полей от резонанса, интересные для нелинейной спектроскопии. Обозначим через H_i ту часть в формулах (2) и (3), которая резко зависит от расстроек (она заключена в фигурные скобки).

1. $\vec{E}_1$ — сильные; $\Delta_2 \gg \Delta_3$, $\frac{k_{2,3}}{k_1} \Delta_1$, Γ_{41} , Γ_{61} , G_1 . Тогда $H_1 = -i/\Delta_2^2(1 + \sqrt{1 + x_2})$, т. е. ЧПП не проявляются.

2. $\vec{E}_1$ — сильное; $\Delta_3 \gg \Delta_2$, $\frac{k_{2,3}}{k_1} \Delta_1$, Γ_{41} , Γ_{61} , G_1 . На основании чего

$$H_1 = \frac{1}{\Delta_3} \frac{1}{z'_1 + i\Gamma_{51}} \left(\frac{\Gamma_1 \tilde{\gamma}_1}{2\gamma_1} \frac{1}{z'_1 + i\Gamma_{21}} - \frac{i}{1 + \sqrt{1 + x_1}} \right).$$

3. $\vec{E}_2$ — сильное; $\Delta_1 \gg \Delta_3$, $\frac{k_{1,3}}{k_2} \Delta_2$, Γ_{42} . Тогда

$$H_2 = \frac{\Gamma_2 \tilde{\gamma}_2}{2\gamma_2 \Delta_1} \frac{1}{(z'_2 + i\Gamma_{62})(z'_2 + i\Gamma_{32})}.$$

4. $\vec{E}_2$ — сильное; $\Delta_3 \gg \Delta_1$, $\frac{k_{1,3}}{k_2} \Delta_2$, Γ_{42} . Следовательно,

$$H_2 = \frac{\Gamma_2 \tilde{\gamma}_2}{2\gamma_2 \Delta_3} \frac{1}{(z'_2 + i\Gamma_{52})(z'_2 + i\Gamma_{32})}.$$

5. $\vec{E}_1$ — сильное; $\Delta_2 = -\Delta_3 \gg \Delta_1$, G_1 , Γ_{ij} (случай двухфотонного резонанса с промежуточным нерезонансным уровнем 2). Тогда

$$H_1 = \frac{1}{\Delta_2} \frac{1}{(R + i\Gamma_{41})(R + i\Gamma_{61}) - G_1^2} \left(\frac{\Gamma_1 \tilde{\gamma}_1}{2\gamma_1} - i \frac{R + i\Gamma_{61}}{1 + \sqrt{1 + x_1}} \right);$$

$$R = -\frac{k_2 + k_3}{k_1} \Delta_1.$$

Список литературы: 1. Клементьев В. М., Матюгин Ю. А., Чеботаев В. П. Смещение частот 88,37 ТГц ($\lambda=3,39$ мкм), 125,13 ТГц ($\lambda=2,39$ мкм) и 260,1 ТГц ($\lambda=1,15$ мкм) в газе и получение непрерывного когерентного излучения с суммарной частотой 473,6 ТГц ($\lambda=0,63$ мкм). — Письма в журн. эксперим. и теорет. физики, 1976, 24, № 1, с. 8—12. 2. Будницкий А. Б., Попов А. К. Контур линии испускания при наличии резонансного параметрического взаимодействия в газах. — Оптика и спектроскопия, 1970, 29, № 6, с. 1032—1035. 3. Попова Т. Я., Попов А. К., Раутман С. Г., Соколовский Р. И. Нелинейные интерференционные эффекты в спектрах испускания, поглощения и генерации. — Журн. эксперим. и теорет. физики, 1969, 57, № 3, с. 850—863.

Поступила в редколлегию 4.01.80.

Б. Г. ЕМЕЦ, канд. физ.-мат. наук,
В. М. ГВОЗДИКОВ, канд. физ.-мат. наук,
Т. А. ЖИЛЯКОВА, В. И. ШЕЙКИН

К МЕТОДИКЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕПЛОТЫ ИСПАРЕНИЯ ЖИДКОСТИ

Для теоретического описания процесса испарения со свободной поверхности жидкости необходимо знать кроме теплоты испарения еще и характер взаимодействия молекул с поверхностью раздела жидкость—пар. Трудности в расчетах, учитывающих это взаимодействие, обусловлены невозможностью учета молекулярного беспорядка в жидкой фазе вещества. В отсутствие таких расчетов важным является экспериментальное изучение этого явления. Ниже предложена методика исследования характера взаимодействия молекул пара с поверхностью раздела жидкость—пар по данным о скорости испарения.

Согласно результатам молекулярно-кинетической теории [1] поток молекул со свободной поверхности испаряющейся жидкости можно представить в виде

$$j = \alpha \frac{n_0}{\delta} \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} e^{-\frac{U_0}{kT}}, \quad (1)$$

где n_0 — число молекул в единице объема жидкости; T — температура; m — масса молекулы; U_0 — энергия (теплота) испарения; δ — толщина поверхностного слоя жидкости.

Коэффициент конденсации α определяется характером взаимодействия молекул, налетающих из пара, с поверхностью жидкости и равен отношению падающего на поверхность потока молекул из пара к потоку молекул, поглощенных поверхностью. Поскольку при этом существенна роль тепловых флуктуаций приповерхностных молекул, то следует ожидать, что коэффициент конденсации α зависит от температуры. Для выявления такой зависимости необходимо построить график

$$\ln\left(\frac{V_{\text{исп}}}{V T}\right) = -\frac{U_0}{kT} + \ln \alpha(T) + \text{const}; \quad (2)$$

при этом отклонение от линейного по $1/T$ закона даст экспериментальные данные о характере температурной зависимости коэффициента конденсации $\alpha(T)$.

Экспериментально скорость испарения можно найти с помощью волноводно-диэлектрических резонансов. Суть этого метода состоит в том, что на участке волновода с диэлектриком возникают колебания высших типов, резонансная частота которых зависит от геометрии волновода, диэлектрика и диэлектрической проницаемости последнего [2].

В данной работе измерения проводились на автоматическом измерителе КСВН типа Р2-27Б. Кювета цилиндрической формы с исследуемой жидкостью (ацетоном) помещалась в волновод, после чего определялась зависимость частоты волноводно-диэлектрического резонанса f_0 от толщины слоя жидкости h (т. е. уход частоты по мере испарения жидкости). Для построения графика зависимости (2) уход резонансной частоты во времени снимался при разных температурах. Температура образца контролировалась с помощью термопары хромель-алюмель и потенциометра постоянного тока типа Р 363-2.

Полученный в результате измерений график зависимости $\left(\ln \frac{\Delta f}{\sqrt{T}}\right)$ от обратной температуры сравнивался с расчетной прямой, для построения которой в данных координатах было взято табличное значение теплоты испарения ацетона (29,67 кДж/моль при температуре кипения 56,2°C).

Результаты сравнения экспериментальной и расчетной зависимостей представлены в таблице, где $\ln \alpha(T) = \left(\ln \frac{\Delta f}{\sqrt{T}}\right)_{\text{эксп}} - \left(\ln \frac{\Delta f}{\sqrt{T}}\right)_{\text{расч}}$, дающей, таким образом, температурную зависимость коэффициента конденсации α :

	0,56	0,37	0,25	0,21	0,13	0,08	0,05
$T^{\circ}\text{K}$	302	303	307	311	315	319	323
$\ln \alpha$	$\pm 0,04$	$\pm 0,04$	$\pm 0,03$	$\pm 0,03$	$\pm 0,02$	$\pm 0,02$	$\pm 0,02$

Дальнейшее обобщение экспериментальных данных по $\alpha(T)$ позволит уточнить кинетику процесса испарения.

Список литературы: 1. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкостей. — Л.: Наука, 1975. — 592 с. 2. Коробкин В. А., Пятак Н. И., Бабарика Л. И., Макеев Ю. Г. Определение параметров диэлектриков на СВЧ с помощью волноводно-диэлектрических резонансов. — Приборы и техника эксперимента, 1976, № 3, с. 169—171.

Поступила в редколлегию 23.01.80.

УДК 536.7

Б. Г. ЕМЕЦ, канд. физ.-мат. наук

О РЕАКЦИИ ЖИДКИХ СИСТЕМ НА ВНЕШНИЕ ВОЗМУЩЕНИЯ

Как известно, релаксация — процесс возвращения в состояние термодинамического равновесия макроскопической системы, выведенной из такого состояния, идет в два этапа. На первом этапе равновесие устанавливается лишь в малых частях системы

(квазиравновесное состояние). На втором — происходят медленные процессы релаксации, в результате которых выравниваются температуры, давления, средние скорости и т. д. всех частей системы. Время релаксации к полному термодинамическому равновесию можно оценить с помощью кинетических коэффициентов. Например, время релаксации концентрации в бинарной смеси в объеме L^3 — порядка $t_p \approx L^2/D$, где L — размеры системы; D — коэффициент диффузии; время релаксации температуры $t_p \approx L^2/\chi$, где χ — коэффициент температуропроводности. Для типичных жидкостей эти времена исчисляются неслыханными часами.

С другой стороны, мы знаем, что процесс измерения температуры в жидких средах известными методами термометрии обычно длится несколько минут. Этот интервал определяется так называемой постоянной скорости охлаждения термометра, зависящей от индивидуальных особенностей термометра (толщины сосуда, его стенок, сорта стекла т. п.) и от свойств среды (ее теплоемкости, скорости изменения температуры) [1]. Очевидно, такой термометр фиксирует якобы равновесное состояние намного раньше, чем полное равновесие наступает. Это вызвано, по-видимому, тем, что в традиционных термометрах реализованы термометрические свойства, чувствительные к параметрам термодинамической системы, выравнивание по которым достигается быстрее, чем за времена релаксации, скажем, концентрации или температуры.

Поскольку температура не может быть измерена непосредственно, а для ее определения необходимо выбрать термометрическое свойство, термометрическое вещество, а также определить шкалу, то представляется привлекательным в качестве такого «вещества» взять зонд, естественно, «внедренный» в изучаемый объект — ядерный магнитный момент. В качестве же термометрического свойства — температурную зависимость времени ядерной магнитной релаксации. Преимущество такого «термометра» в том, что он более чувствителен к молекулярному движению и изменению характера межмолекулярных конфигураций. Именно поэтому он «позже», чем традиционные термометры, должен фиксировать состояние равновесия системы, выявляя тем самым более подробно кинетику процесса. Нельзя не отметить, что, хотя магнитные степени свободы сравнительно слабо связаны с другими степенями свободы в конденсированной среде, магнитные моменты, достаточно хорошо взаимодействуя между собой, дают подробную информацию о движении молекул, которым они принадлежат. В дальнейшем будем называть температуру, определенную через величину ядерной магнитной релаксации, «эффективной температурой» в отличие от температуры, измеренной традиционными способами.

Была поставлена задача исследовать реакции жидкостей на слабые внешние возмущения. При этом предполагалось, что

характер реакции должен зависеть от вида внешнего воздействия и от свойств жидкости. Планировалось подвергать жидкости сравнительно слабым внешним воздействиям, далеким от тех значений, при которых в жидкостях возникают структурные перестройки (падающую энергию мы ограничили величинами, существенно меньшими энергии межмолекулярной связи).

Эксперимент. Обычные жидкости. Исследуемая жидкость объемом $0,6 \text{ см}^3$ запаивалась в ампулу из стекла сорта «пирекс». Предварительно жидкость проходила процесс очистки путем дистилляции и обезгаживалась. Для каждой из жидкостей снималась температурная зависимость времени ядерной магнитной релаксации, в дальнейшем использовавшаяся в качестве градуировочной кривой при определении «эффективной температуры». Температура образца контролировалась измерительной схемой с термопарой, обеспечивающей точность $0,005^\circ\text{C}$. Исследуемый объект подвергался внешнему воздействию в течение 30 мин, после чего помещался в термостат, где поддерживалась та же температура, при которой объект находился ранее, до взаимодействия с внешним фактором (исходная температура). Это же значение температуры поддерживалось в измерительной ячейке ЯМР-релаксометра. Продолжительность пребывания жидкости, подвергнутой воздействию, в термостате с исходной температурой составляла 10 мин для того, чтобы обеспечить возвращение ее температуры к исходному значению. (Термопара показала, что в наших условиях достаточно 5 мин для охлаждения к 20°C $0,6 \text{ см}^3$ воды, предварительно нагретой до 60°C). После этой 10-минутной процедуры велось измерение времен ядерной магнитной релаксации и определялась «эффективная температура».

Получено, что в обычных, неассоциированных жидкостях различные внешние воздействия приводят к повышению «эффективной температуры» по сравнению с исходным значением. Это повышенное состояние сохраняется 15—25 мин. Такой результат подтверждает изложенные соображения относительно того, что релаксация системы к равновесному состоянию идет дольше, чем это фиксируют традиционные термометры. Величина же повышения «эффективной температуры» зависит от свойств конкретной жидкости. Так, при 30-минутном облучении циклогексана и ацетона светом раскаленной вольфрамовой нити она возрастает соответственно на 3 и 4°C . Получасовой нагрев этих же жидкостей в термостате до 40°C увеличивает «эффективную температуру» по сравнению с исходным значением на 1 и $1,5^\circ\text{C}$ соответственно. Аналогичные результаты получены для ряда подобных жидкостей.

Времена ядерной магнитной релаксации чувствительны к изменению конфигурации расположения молекул. Поэтому даже незначительные, на первый взгляд, воздействия, приводящие к изменению конфигурации, могут быть зафиксированы

методом ЯМР и дадут изменение «эффективной температуры». Например, к повышению «эффективной температуры» должно приводить вращение жидкости. Здесь особо следует подчеркнуть требование совпадения оси вращения с геометрической осью вращаемого сосуда с жидкостью. В противном случае вследствие «биений» возникают комбинационные гармоники, и тогда энергия подводится к жидкости не на одной частоте, а разделяется между многими. В результате получается, что ни одна из частотных составляющих не несет энергию, достаточную для возбуждения межмолекулярных связей до пределов, которые могла бы зафиксировать аппаратура ЯМР. Действительно, эксперимент полностью подтверждает высказанные соображения: при соосном вращении со скоростью 1000 об/мин «эффективная температура» циклогексана повышается на 3 градуса, ацетона — на 4 градуса. При отклонении оси вращающегося сосуда на 0,1 его радиуса изменение «эффективной температуры» уже не фиксируется.

При возбуждении циклогексана и ацетона ультразвуком получено повышение «эффективной температуры» соответственно на 1 и на 1, 2 градуса.

При обработке этих и других неассоциированных жидкостей электромагнитными колебаниями малой мощности миллиметрового и сантиметрового диапазона, а также лазерным излучением получено повышение «эффективной температуры». Такой же результат дает облучение импульсным источником света.

Как видно, внешнее возмущение небольшой энергии (меньше значения энергии межмолекулярной связи) приводит к наблюдаемому отклику жидкой системы независимо от типа воздействия и его частоты. Этого следовало ожидать, поскольку жидкости обладают достаточно протяженным непрерывным фоновым спектром, перекрывающим тот частотный диапазон, на котором велась обработка. Что касается трактовки «эффективной температуры» как параметра, описывающего конфигурацию молекул, входящих в систему, то это согласуется с общим определением температуры как величины обратной производной энтропии тела по его энергии. Наконец, зафиксированное нами достаточно длинное время релаксации возбужденной жидкой системы к равновесному состоянию является тем, что в литературе принято называть термином «структурная память» жидкости. Нужно отметить, что в литературе приведены данные, касающиеся проявлений «структурной памяти» в воде, подвергнутой, как правило, экстремальным воздействиям: перегонке, значительному перегреву при больших давлениях и т. п. [2—4].

В наших экспериментах получено, что «структурная память» — общее свойство жидкостей, а не специфичное для воды; внешнее возмущение, приводящее к ее проявлениям, может быть различной природы и небольшим по интенсивности.

Ассоциированные жидкости. Ассоциированные жидкости — это системы, в которых реализуются ассоциаты — группировки молекул. К ним относятся прежде всего жидкости с водородными связями. В ассоциированных жидкостях налицо двухкомпонентная структура — молекулы, входящие в состав ассоциатов («каркаса») и так называемые свободные молекулы. Естественно, что времена релаксации отдельных компонент будут различаться. Методом ЯМР измеряется средняя «эффективная температура» всей сложной системы, определяемая вкладами «каркасных» и «свободных» молекул.

При рассмотрении внешнего воздействия в этом случае важен учет микроструктуры внешнего возмущающего фактора. Если возмущающий фактор распределен равномерно по всему объему изучаемой жидкости, то он повышает кинетическую энергию молекул обеих компонент, сохраняя неизменными количества молекул, составляющих одну и другую компоненты. Это имеет место при условии, что воздействие слабое и под его влиянием температура объекта практически не изменяется. В таком случае внешнее воздействие приведет к возрастанию «эффективной температуры». Если же микроструктура возмущающего фактора обеспечивает эффективное воздействие на локально выделенные участки жидкости, а не равномерно по всему объему, то энергия, сконцентрированная в этих локальных областях, может изменить первоначальное соотношение между количественными составами обеих компонент. При этом изменяются пропорции между вкладами компонент в среднюю «эффективную температуру» и возможна фиксация ее уменьшения по сравнению с исходным значением.

В эксперименте мы обеспечили локализацию воздействия на ассоциированные жидкости (спирты, вода), облучив их светом лампы накаливания через многоволоконный световод. Наблюдалось понижение «эффективной температуры» на 5°C . Такое же пространственное распределение возмущающего фактора в жидкости создает облучение многомодовым лазером, облучение СВЧ-колебаниями в ближней зоне у конца открытого волновода, прозвучивание ультразвуковыми колебаниями и т. п. Нами получено, что при воздействии перечисленных факторов на спирты и воду их «эффективная температура» снижается на $4\text{--}6^{\circ}\text{C}$.

Что же касается внешних возмущений, не обладающих пространственной микроструктурой, — вращение, обычный свет без многоволоконного световода, тепло и т. п., — они приводят к тем же эффектам, что и в случае обычных неассоциированных жидкостей, — повышению «эффективной температуры».

Как и в случае неассоциированных жидкостей, «эффективная температура» ассоциированных жидкостей релаксирует к исходному значению за $15\text{--}25$ мин.

Список литературы: 1. Попов М. М. Термометрия и калориметрия. — М.: Изд-во Моск. ун-та, 1954. — 942 с. 2. Киргинцев А. Н., Ефанов Л. Н. Некоторые особенности полиTERM поверхностного натяжения воды и водных растворов. — Изв. АН СССР. Сер. химическая, 1967, № 3, с. 571—577. 3. Летников Ф. А., Кащеев Т. В., Минцис А. Ш., Чигринова А. И. Влияние температурной активации на свойства гидротермальных растворов. — Геология и геофизика, 1968, № 12, с. 26—31. 4. Блох А. М. Структура воды и геологические процессы. — М.: Недра, 1969.—216 с.

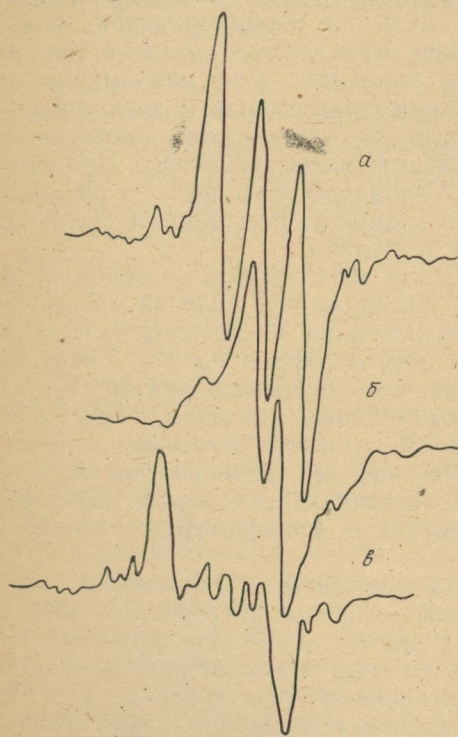
Поступила в редколлегию 23.01.80.

УДК 538.69 : 538.124

И. Н. КОМАРЬ, Т. СЕГНОУТКА

НОВЫЙ РАДИАЦИОННЫЙ ДЕФЕКТ В СИЛЬНО ОБЛУЧЕННОМ КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ ГЛИЦИНЕ

В литературе, посвященной изучению структуры радиационных дефектов (РД) в кристаллических аминокислотах (см., например, [1, 2]), отсутствуют сведения об обнаружении спектров



ЭПР продуктов гибели РД, возникающих при облучении вещества. Это обстоятельство было малопонятным и затрудняло изучение процессов радиационного последействия в органической и биологической материи. В данном сообщении приводятся предварительные сведения о наблюдении подобных спектров в облученных до 10^9 рад монокристаллах глицина.

Выращенные методом медленного выпаривания монокристаллы глицина облучались γ -лучами Co^{60} на серийной установке типа «Исследователь» при естественных условиях. Регистрация спектра производилась на модернизированном радиоспектрометре типа РЭ-1301. Наиболее характерные для кристаллографической плоскости (ас) спектры приведены на рисунке.

Сопоставление этих спектров со спектрами и результатами интерпретации, ранее полученными для облученных меньшими

дозами излучения монокристаллов глицина [2—4], показывает, что в данном случае над хорошо известным спектром СРП глицина доминирует анизотропный дублет. Литературные данные [1, 2] показывают, что наиболее вероятным источником такого сигнала в сильнооблученном кристаллическом глицине должны быть РД облученных глициновых пептидов, по-видимому, и являющихся продуктами радиационной гибели обычных РД в кристаллах. Образование полипептидных цепей в необлученных кристаллических аминокислотах при длительном их нагреве является хорошо известным фактом.

Список литературы: 1. Каюшин Л. П., Львов К. М., Пулатова М. К. Исследование парамагнитных центров облученных белков. — М.: Наука, 1970. — 264 с. 2. Каюшин Л. П., Пулатова М. К., Кривенко В. Г. Свободные радикалы и их превращения в облученных белках. — М.: Атомиздат, 1976. — 270 с. 3. Комарь И. Н., Николов О. Т., Пал Ш. Новый радиационный дефект, образующийся в облученном глицине. — Теорет. и эксперим. химия, 1974, 10, № 6, с. 840—844. 4. Двойной электронно-ядерный резонанс свободных радикалов в облученном монокристалле глицина/М. Ф. Дейгин, В. Г. Кривенко, М. К. Пулатова и др. — Биофизика, 1973, 18, № 2, с. 235—241.

Поступила в редколлегию 16.01.80.

СОДЕРЖАНИЕ

Колчигин Н. Н., Кочин В. Н. Рассеяние радиопульсов выступом на проводящей плоскости	3
Симачев А. Н. Дифракция плоской электромагнитной волны на ступенчатой диэлектрической решетке	6
Скалько Л. А., Хижняк Н. А. Рассеяние плоской волны на крае экрана	9
Седых В. М., Ужик В. Ф., Шаулов Е. А. Продольные волны в ступенчатых волноводах, частично заполненных диэлектриком	10
Кочин В. Н., Просвирнин С. Л. Волноводные свойства металлического экрана с узкой щелью, заполненной диэлектриком	14
Жук Н. П. Распространение волн в круглом диэлектрическом волноводе с шероховатыми стенками	18
Иванченко Д. Д., Колчигин Н. Н. Синтез плоских периодических решеток по заданным частотным характеристикам	21
Бабарика Л. И., Коробкин В. А., Пятак Н. И. Волноводный переключатель, использующий волноводно-диэлектрический резонанс диэлектрического образца	22
Груцк В. И., Коробкин В. А. К расчету нагруженных добротностей и резонансных частот объемных резонаторов с произвольными отражателями	24
Горобец Н. Н., Лытов Ю. В. Плоская спиральная антенна на копланарной линии передачи	25
Швыркин Н. В., Горобец Н. Н. Поле излучения линейной антенны в ближней зоне	29
Звягинцев А. А., Батраков Д. О. Зависимость принимаемой мощности от поляризационных свойств антенны и принимаемой электромагнитной волны	33
Звягинцев А. А., Батраков Д. О. Взаимодействие эллиптически поляризованной волны, прошедшей через деполаризующую среду, с антенной	37
Селезнев Д. Г. Исследование собственных частот плоского резонатора, нагруженного решеткой из металлических брусьев прямоугольного поперечного сечения	40
Богомоллов Н. М. Дисперсионное уравнение резонансной системы со сдвинутыми друг относительно друга дифракционными решетками	43
Лященко В. А., Пчельников А. Я. Антенна с вращающейся поляризацией на полосковой линии передачи	45
Бакуменко В. М., Чеботарев В. И. Применение матричных уравнений к расчету параметров неоднородных линий	47
Чеботарев В. И., Бакуменко В. В. Применение преобразований Тейлора для расчета процессов в неоднородных линиях	50
Гридина В. А. Машинное проектирование резонансных периодических систем	53
Гридина В. А. Исследование ФАР из ступенчатых волноводов операционным методом	57

Светличный В. М., Разовский Н. П., Стариков А. И. О выборе полупроводникового материала для диодов с горячими носителями заряда	60
Светличный В. М., Головкин Л. В., Баркова И. И. Распределение электрического поля в объеме полупроводника вблизи невыпрямляющего контакта металл-полупроводник	63
Дрогаченко А. А., Дядченко А. В. Экспериментальные исследования некоторых особенностей работы приборов с междолинным переносом электронов на основе InP	65
Дядченко А. В., Прохоров Э. Д. Исследование эффекта увеличения максимальной частоты генерации приборов с междолинным переносом электронов на первой гармонике	68
Аркуша Ю. В., Полянский Н. Е., Скоробогатова С. Н., Белецкий Н. И. Изготовление кварцевых держателей для приборов с междолинным переносом электронов	71
Шеховцов Н. А., Мишнев А. А., Шеховцова Н. А. Вольтамперная характеристика длинных $m-i-m$ -структур и разность неравновесных концентраций электронов и дырок в i -области	73
Ефремов В. А., Дюбко С. Ф. Переходный процесс в трехуровневой системе при ступенчатом включении накачки	76
Берник П. М., Галушко С. В., Егоров Ю. Н., Кобзарь А. И., Малеев В. А., Сорокина В. М., Ткаченко В. М. Исследование стабильности параметров слаботочного газового разряда в ксеноне	78
Тиманюк В. А., Ткаченко В. М. К вопросу о влиянии температуры катода на тлеющий разряд с полым катодом	82
Мищенко В. П. К теории резонансных четырехфотонных параметрических процессов в газах	84
Емец Б. Г., Гвоздилов В. М., Жиликова Т. А., Шейкин В. И. К методике определения теплоты испарения жидкости	88
Емец Б. Г. О реакции жидких систем на внешние возмущения	89
Комарь И. Н., Сегнютка Т. Новый радиационный дефект в сильно облученном кристаллическом глицине	94

ВЕСТНИК ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 216

Генерация, распространение и рассеяние
электромагнитных волн

Выпуск 10

Редакторы Л. Е. Малышенко, Н. И. Верховская
Художественный редактор Т. П. Воробийченко
Технический редактор Л. Т. Момот
Корректор В. Л. Максименко

Сдано в набор 22.12.80. Подп. в печать 22.06.81. БЦ 09253. Формат 60×90/16.
Бумага типогр. № 3. Лит. гарн. Выс. печать. 6 усл. печ. л. 7,1 уч.-изд. л.
Тираж 1000 экз. Изд. № 899. Зак. 1967. Цена 1 р.

Издательство при Харьковском государственном университете издательского объединения «Вища школа», 310003, Харьков-3, ул. Университетская, 16.
Харьковская городская типография № 16 Областного управления по делам издательств, полиграфии и книжной торговли.
310003, Харьков-3, ул. Университетская, 16.