

621.396(06)
P15

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ УКРАИНЫ
ХАРЬКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНСТИТУТ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ им. М. К. ЯНГЕЛЯ

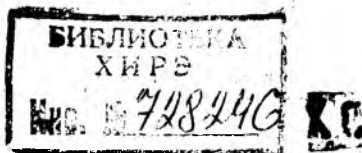
РАДИОТЕХНИКА

Республиканский
межведомственный
научно-технический
сборник

Основан в 1965 г.

ВЫПУСК 97

2111

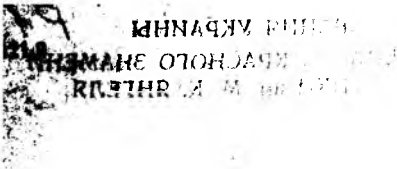


Харків
Видавництво «Основа»
при Харківському державному університеті
1992

XHYPE Radyotekhnyka



728246



В сборнике рассмотрены вопросы генерации сигналов и алгоритмы их синтеза. Приведены материалы по технике антенных и волноводно-резонаторных устройств, контрольно-измерительной аппаратуре.

Для преподавателей, научных работников, специалистов.

Редакционная коллегия: д-р техн. наук проф. *А. И. Терещенко* (отв. ред.), канд. техн. наук проф. *В. Д. Кукуш* (зам. отв. ред.), канд. техн. наук доц. *Ж. Ф. Пащенко* (отв. секр.), д-р техн. наук проф. *Ю. И. Волощук*, д-р техн. наук проф. *Б. Л. Кащеев*, д-р физ.-мат. наук проф. *В. М. Кузьмичев*, канд. техн. наук проф. *Е. М. Кулешов*, д-р техн. наук проф. *Н. Д. Колпаков*, д-р физ.-мат. наук проф. *О. А. Третьяков*, д-р физ.-мат. наук проф. *Н. А. Хижняк*, д-р техн. наук проф. *А. Г. Шейн*, д-р техн. наук проф. *Я. С. Шифрин*, д-р физ.-мат. наук акад. АН Украины *В. Л. Шестопалов*.

Ответственный за выпуск д-р техн. наук проф. *А. И. Терещенко*

Адрес редакционной коллегии: 310726, Харьков, просп. Ленина, 14, Институт радиоэлектроники, тел. 40-93-66

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

РАДИОТЕХНИКА

Выпуск 97

Редактор *В. В. Арнаутова*
Художественный редактор *Т. П. Короленко*
Технический редактор *Л. Т. Ена*
Корректор *Л. П. Сыч*

Сделано в набор 12.11.91. Подписано в печать 03.11.92. Формат 60×90/16. Бум. тип. № 2. Гарнитура литературная. Печать высокая. Усл. печ. л. 8. Усл. кр.-отт. 8,25. Уч.-изд. л. 10. Изд. № 2029. Зак. № 2-236.

Издательство «Основа» при Харьковском государственном университете.
310005 Харьков, пл. Восстания, 17.

Отпечатано с матриц книжной фабрики им. М. В. Фрунзе в Харьковской городской типографии № 16. 310003 Харьков, ул. Университетская, 16. Зак. 813.

ПОСТРОЕНИЕ СИСТЕМ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИХ ДИСКРЕТНЫХ СИГНАЛОВ С УЛУЧШЕННЫМИ СВОЙСТВАМИ

(1) В работе [1] приведены новые алгоритмы синтеза характеристических дискретных сигналов (ХДС), отличающиеся от известных существенно меньшей вычислительной сложностью. В [2] приведены корреляционные, ансамблевые и структурные свойства ХДС. Анализ указанных свойств показывает, что по ансамблевым и структурным свойствам ХДС значительно превосходят широко применяемые линейные рекуррентные последовательности максимального периода (ЛРПМ). В то же время ХДС обладают близкими к потенциально-возможным корреляционными свойствами [2], т. е. относятся к дискретным сигналам с оптимальными корреляционными свойствами. Приведенные в [1] алгоритмы позволяют синтезировать любой авто- или изоморфизм ХДС в общем случае в расширенном поле $GF(p^n)$. Однако для практической реализации алгоритма и средств формирования ХДС необходимо рассчитывать множество первообразных элементов $\{\theta\}$ простого $GF(p)$ или расширенного $GF(p^n)$ полей Галуа. Кроме того, для синтеза ХДС в расширенных полях Галуа необходимо знать множество первообразных неприводимых над полем $GF(p)$ полиномов. В [2] показано, что наиболее предпочтительным методом построения всего ансамбля авто- и изоморфизмов является метод децимации. По сравнению с методами разностных множеств [3] метод децимации характеризуется меньшей вычислительной сложностью. Однако для реализации этого метода необходимо предварительно рассчитать требуемый коэффициент (или все множество коэффициентов децимации $\{C_i\}$) для заданного $L=p^n-1$. В известных источниках не приводятся алгоритмы расчета множества первообразных элементов $\{\theta\}$ поля и множества коэффициентов децимации $\{C_i\}$. Последнее существенно затрудняет вычисление значений множества $\{\theta\}$ и $\{C_i\}$ при заданном $L=p^n-1$. Цель статьи — разработка алгоритмов расчета параметров, необходимых для построения ХДС: для простого поля — алгоритмы расчета множества $\{\theta\}$ и $\{C_i\}$, а для расширенного поля $GF(p^n)$ — множество первообразных неприводимых над полем полиномов.

Алгоритм расчета первообразных элементов

Множество первообразных элементов $\{\theta\}$ характеризуется тем, что каждый изоморфный коэффициент дает максимальный период, равный $L=p^n-1$. С использованием этого свойства в [3] предложен алгоритм нахождения θ_{\min} элемента, т. е. первообразного элемента, наименьшего среди всего множества $\{\theta\}$. Используя это свойство, выбирая в качестве первообразных числа $\theta=2, 3, \dots$ и, возводя их

в степени 0, 1, 2, ... $p - 2$, проверяют, являются ли числа a_i полем Галуа соответствующего периода $L = p^n - 1$. Если период $L = p^n - 1$, то это является необходимым условием определения Θ_{\min} . Достаточное условие формулируется в следующем виде.

Утверждение 1. Если Θ_{\min} есть первообразный элемент поля, то $((p - 1)/2 + 1)$ элемент мультипликативной группы поля равен $p - 1$.

Для доказательства утверждения найдем $((p - 1)/2 + 1)$ элемент мультипликативной группы поля $GF(p)$

$$a_{(p-1)/2+1} = \Theta^{(p-1)/2} \pmod{p}. \quad (1)$$

Необходимым и достаточным условием выполнения сравнения $(p - 1)/q$ вида $x^q = A$ (2) есть $A \equiv 1 \pmod{p}$ [4]. Если наибольший общий делитель (НОД) $(A, p) = 1$, а $q > 1$ и является делителем $p - 1$, то соотношение (2) при $n = (p - 1)/2$, $A = p - 1$, $x = \Theta$ будет иметь вид $\Theta^{(p-1)/2} = p - 1 \pmod{p}$ (3). С тем, чтобы показать справедливость соотношения (3), необходимо доказать, что $(p - 1)^{(p-1)/(p-1)/2} \equiv 1 \pmod{p}$. Преобразуем последнее выражение, при этом все действия будем выполнять по модулю числа p :

$$(p - 1)^{\frac{p-1}{(p-1)/2}} = (p - 1)^2 = (p^2 - 2p + 1) \pmod{p} \equiv 1 \pmod{p}.$$

Отсюда следует, что $a_{(p-1)/2+1} = (p - 1) \pmod{p}$. Утверждение 1 доказано.

Анализ утверждения 1 показывает, что для расчета Θ_{\min} (любого Θ) необходимо выполнять не $p - 1$ операций возведения в степень Θ_i , $i = 2, 3 \dots$, а только $(p - 1)/2$ операций возведения в степень, так как $a_{(p-1)/2+1}$ элемент равен $L = p^n - 1$.

В табл. 1 в качестве справочных данных приведены значения Θ_{\min} для ряда $L = p - 1$, причем $L \leq 4000$, а также для $L > 4000$ (выборочные значения).

Известно, что НДС могут быть сформированы для значений $L = p^n - 1$, где $n \geq 1$ — степень расширения поля Галуа, p — простое число. Построение НДС в расширенных полях Галуа позволяет увеличить число значений L (по сравнению с использованием для формирования НДС только простых полей Галуа), для которых существуют НДС ($L = 4x = p^n - 1$; $L = 4x + 2 = p^n - 1$). Так, в интервале длительностей $\Delta L = 8 \div 10^4$, дополнительно к числу значений L , для которых могут быть построены НДС в простых полях, добавляется еще 32 значения длительностей L НДС. Суммарный объем системы сигналов, составленной из НДС, построенных в расширенных полях, составляет $M = 2152943$.

Элементы расширенного поля $GF(p^n)$ представляют собой полиномы степени не выше n , а коэффициенты в полиномах принимают значения над полем $GF(p)$. Все операции над элементами поля выполняются по двойному модулю ($\text{modd}(f(x), p)$). Если p — простое, а $f(x)$ — первообразный неприводимый над полем $GF(p)$ полином, то с использованием $\phi(p^n - 1)/n$ первообразных элементов можно построить систему НДС (множество инверсно-изоморфных сигналов).

Таблица 1

Значение θ_{\min}	Значение L , для которых θ_{\min} — первообразный элемент
2	4, 10, 12, 18, 28, 36, 52, 58, 60, 66, 82, 100, 106, 130, 138, 148, 162, 172, 178, 180, 196, 210, 226, 268, 292, 316, 346, 348, 372, 378, 388, 418, 420, 442, 460, 466, 490, 508, 522, 540, 546, 556, 562, 586, 612, 618, 652, 658, 660, 676, 700, 708, 756, 772, 786, 796, 820, 826, 828, 852, 858, 876, 882, 908, 940, 946, 1018, 1060, 1090, 1108, 1116, 1122, 1170, 1186, 1212, 1228, 1236, 1258, 1276, 1282, 1290, 1300, 1306, 1372, 1380, 1426, 1450, 1452, 1482, 1492, 1498, 1422, 1530, 1548, 1570, 1618, 1620, 1636, 1666, 1668, 1692, 1732, 1740, 1746, 1786, 1860, 1866, 1876, 1900, 1906, 1930, 1948, 1972, 1978, 1986, 1996, 2026, 2028, 2052, 2068, 2082, 2082, 2098, 2130, 2140, 2212, 2220, 2236, 2242, 2266, 2268, 2292, 2308, 2332, 2338, 2356, 2370, 2388, 2436, 2458, 2466, 2476, 2530, 2538, 2548, 2556, 2578, 2620, 2658, 2676, 2682, 2692, 2698, 2706, 2740, 2788, 2796, 2802, 2818, 2836, 2842, 2850, 2860, 2908, 2938, 2956, 2962, 3010, 3018, 3036, 3066, 3082, 3186, 3202, 3252, 3298, 3306, 3322, 3346, 3370, 3412, 3460, 3466, 3468, 3490, 3498, 3516, 3532, 3538, 3546, 3556, 3570, 3580, 3612, 3636, 3642, 3658, 3676, 3690, 3700, 3708, 3732, 3778, 3796, 3802, 3850, 3852, 3876, 3906, 3916, 3922, 3930, 3946, 3988, 5002
3	6, 16, 30, 42, 78, 88, 112, 126, 136, 198, 222, 232, 256, 280, 282, 330, 352, 400, 448, 462, 486, 520, 568, 570, 592, 606, 616, 630, 640, 690, 738, 750, 808, 810, 822, 856, 880, 928, 952, 976, 1012, 1038, 1048, 1062, 1086, 1096, 1192, 1216, 1230, 1278, 1326, 1360, 1408, 1422, 1432, 1446, 1458, 1480, 1552, 1566, 1578, 1600, 1612, 1626, 1662, 1696, 1698, 1708, 1720, 1722, 1830, 1888, 1912, 1950, 1998, 2010, 2080, 2128, 2142, 2152, 2238, 2272, 2310, 2346, 2380, 2392, 2416, 2502, 2608, 2632, 2646, 2656, 2718, 2728, 2730, 2752, 2766, 2776, 2800, 2896, 2968, 3040, 3088, 3136, 3162, 3208, 3256, 3258, 3270, 3328, 3330, 3388, 3390, 3448, 3462, 3558, 3582, 3592, 3616, 3726, 3760, 3820, 3822, 3832, 3918, 3928, 3942, 4000, 6006, 7007, 8008, 14008
5	22, 46, 72, 96, 102, 156, 166, 192, 262, 276, 306, 382, 396, 432, 502, 576, 646, 672, 682, 726, 742, 862, 886, 936, 966, 982, 1032, 1092, 1102, 1152, 1162, 1222, 1366, 1486, 1548, 1582, 1606, 1776, 1822, 1846, 1932, 1992, 2002, 2016, 2062, 2086, 2112, 2202, 2206, 2296, 2376, 2382, 2422, 2446, 2472, 2542, 2616, 2662, 2686, 2712, 2832, 2886, 2902, 2916, 2926, 3022, 3166, 3216, 3342, 3372, 3406, 3432, 3526, 3606, 3622, 3672, 3696, 3766, 3792, 3846, 3862, 10006
6	40, 108, 150, 228, 250, 270, 366, 732, 760, 970, 990, 1068, 1288, 1302, 1428, 1470, 1758, 1788, 1810, 1878, 2410, 2440, 2550, 2748, 2790, 3060, 3078, 3108, 3228, 3250, 3300, 3318, 3966
7	70, 238, 240, 358, 430, 498, 598, 600, 918, 996, 1050, 1180, 1248, 1438, 1608, 1752, 2038, 2088, 2110, 2178, 2250, 2280, 2340, 2590, 2592, 2670, 2710, 2878, 3118, 3120, 3168, 3180, 3456, 3510, 3540, 3718, 3738, 3768,
10	312, 336, 1020, 1296, 1782, 2136, 2970, 3220, 3312
11	642, 718, 768, 838, 1008, 1128, 1200, 1510, 1596, 1656, 1800, 2398, 2856, 3048, 3190, 3358, 3888
13	456, 478, 1318, 1320, 1398, 2350, 2952, 3670, 3880, 3910, 12006
14	1030, 1488, 1870, 3000
15	438, 3630
17	310, 910, 1150, 2520, 2998, 3528
19	190, 1558, 2286, 2688
21	408
22	3360
23	2160

В [1] приведен алгоритм формирования ХДС в расширенных полях Галуа. Из него следует, что элементы-полиномы поля $GF(p^n)$ заменяются p -ичным представлением по правилу

$$\beta = \sum_{i=0}^{L-1} a_i p^i, \quad (4)$$

где a_i — элементы поля $GF(p)$ и являются коэффициентами при степенях x полиномов-элементов $GF(p^n)$. Пусть для поля $GF(3^2)$ элемент поля имеет вид $2x+2$, тогда принимая $x=p=3$, получаем $\beta=2 \times 3+2=8$, для элемента поля $2x$ $\beta=6$ и т. д.

Докажем, что p -ичное представление элементов поля $GF(p^n)$ справедливо или другими словами соответствие (4) — единственное.

Утверждение 2. Если известен полином $F(x)$ ($GF(p^n)$ и $F(x) = a_0 x^0 + a_1 x^1 + a_2 x^2 + \dots + a_{n-1} x^{n-1}$), то ему можно поставить в соответствие число $\beta \leq p^n - 1$ и это соответствие будет единственным, единственным будет и обратное соответствие.

Доказательство. Из определения расширенного поля следует, что коэффициенты полинома $F(x)$ принимают значения над полем $GF(p)$, тогда полином, имеющий максимальное представление в p -ичной системе, может быть записан в виде.

$$F_{\max}(x) = p - 1 + (p - 1)x + (p - 1)x^2 + \dots + (p - 1)x^{n-1}. \quad (5)$$

Согласно (4)

$$\begin{aligned} \beta &= (p - 1) + (p - 1)p + (p - 1)p^2 + \dots + (p - 1)p^{n-1} = \\ &= p - 1 + p^2 - p + p^3 - p^2 + \dots + p^n - p^{n-1} = p^n - 1. \end{aligned} \quad (6)$$

Из (6) следует, что представление β полинома не превышает порядка поля $GF(p^n)$. Покажем, что $\beta \leq p^n - 1$ можно представить в виде полинома $a_0 + a_1 p + a_2 p^2 + a_3 p^3 + \dots + a_{n-1} p^{n-1}$, причем единственным образом. Предположим обратное. Пусть число β может быть представлено в виде двух различных полиномов с коэффициентами a_i , $i = 0, n-1$; b_i , $i = 0, n-1$.

Тогда можно записать равенство

$$a_0 + a_1 p + a_2 p^2 + \dots + a_{n-1} p^{n-1} = b_0 + b_1 p + \dots + b_{n-1} p^{n-1}. \quad (7)$$

Преобразуем выражение (7) к виду

$$(b_0 - a_0) + (b_1 - a_1)p + (b_2 - a_2)p^2 + \dots + (b_{n-1} - a_{n-1})p^{n-1} = 0 \quad (8)$$

(при неравных нулю коэффициентах).

Так как множество классов вычетов по модулю примитивного неприводимого полинома степени n является множеством линейно-независимых классов вычетов [4], равенство (8) выполняется тогда и только тогда, когда $b_0 = a_0$, $b_1 = a_1$, $b_2 = a_2 \dots$. Утверждение доказано.

Все операции в расширенном поле выполняются по двойному модулю — модулю простого числа p и модулю первообразного неприводимого над полем $GF(p)$ полинома $f(x)$ степени не выше n . Остатки от деления любого ненулевого полинома в поле $GF(p^n)$ на полином $f(x)$ образуют поле относительно операции поэлементного сложения и операции умножения по модулю $f(x)$. В совре-

менной алгебре доказывается [4], что в поле $GF(p^n)$ существуют первообразные неприводимые полиномы любой степени. Это означает, что можно получать любые расширения поля $GF(p)$, которые называются гиперкомплексными полями. Тем не менее на практике известно лишь ограниченное число неприводимых полиномов. Для практических приложений требуются сигналы с значительно большим числом символов. Разработан алгоритм определения первообразных неприводимых над полем $GF(p)$ полиномов степени n . С учетом полученных результатов появляется возможность строить ХДС в расширенных полях порядка $L = p^n - 1 \leq 139^2 - 1 = 19320$. В табл. 2 приведены значения $f(x)$ для ряда значений $L = p^n - 1$. С использованием приведенных значений Θ_{\min} синтез ХДС поля $GF(p)$ проводится в соответствии с алгоритмом, задаваемым теоремой 1 [1]. При синтезе ХДС в расширенном поле, выбрав для соответствующего значения L Θ_{\min} и $f(x)$ из табл. 2,

Таблица 2

Характеристика поля (p)	Первообразный над полем $GF(p)$ полином	p	Первообразный неприводимый над $GF(p)$ полином	p	Первообразный неприводимый над $GF(p)$ полином
3	$x + x + 2;$	37	$x + x + 5$	97	$x + x + 5$
	$x + x + 2x + 1;$				
5	$x + x + 2x + 2;$	41	$x + x + 12$	101	$x + x + 3$
	$x + x + 1;$				
	$x + x + 2x + x + 2$				
7	$x + x + 2;$	43	$x + x + 3$	103	$x + x + 5$
	$x + x + 2;$				
	$x + x + 2x + 2;$				
11	$x + x + 2;$	47	$x + x + 13$	107	$x + x + 5$
	$x + x + x + 3$				
	$x + x + 3;$				
13	$x + x + x + 2;$	53	$x + x + 5$	109	$x + x + 6$
	$x + x + 3x + 5;$				
	$x + 2x + 2x + 4$				
17	$x + x + 7; x + x + 3$	59	$x + x + 2$	113	$x + x + 10$
	$x + x + 2x + 2$				
19	$x + x + 2;$	61	$x + x + 2$	131	$x + x + 14$
	$x + x + 2;$				
23	$x + x + x + 2$	67	$x + x + 12$	137	$x + x + 6$
	$x + x + 3;$				
29	$x + x + 3;$	71	$x + x + 11$	139	$x + x + 2$
	$x + x + 7$				
31	$x + x + 2; x + x + 6$	73	$x + x + 11$		
	$x + x + 7; x + x + 6$				
	$x + x + 3; x + x + 3$	79	$x + x + 3$		
	$x + x + 12;$	83	$x + x + 2$		
	$x + x + 9$	89	$x + x + 6$		

и воспользовавшись теоремой 2 из работы [1], получим один (исходный) изоморфизм ХДС), причем в дальнейшем ХДС, построенный с использованием Θ_{\min} , будем называть базовым изоморфизмом.

Построим ХДС с числом символов $L=80$. Выберем из табл. 1 $\Theta_{\min}=2$. Воспользовавшись теоремой 1 в работе [1] и, учитывая, что $L=p-1$, строим ХДС. Полученный ХДС ($L=80$, $p=81$, $\Theta=2$) приведен в табл. 3.

Таблица 3

Последовательность: $L=80$, $p=81$, $\Theta=2$ в поле $GF(p)$

```

1 1 0 1 0 1 0 0 0 1 1 0 0 0 1 1 1 1 0 0 1 0 1 1 0 0 0 1 0 0 1 0 1
0 1 0 0 0 1 0 0 1 1 1 0 1 1 1 1 1 1 0 0 0 1 0 0 1 1 1 1 0 0 1 0
1 1 0 1 1 0 0 1 0 0 0 0 0 0

```

Пример синтеза ХДС для $L=124$ в расширенном поле $GF(5^3)$ в соответствии с теоремой 2 [1] приведен в табл. 4.

Таблица 4

Последовательность: $L=124$, $p=5$, $\Theta=3$ в поле $GF(5^3)$

```

0 0 0 1 1 0 0 0 0 1 0 0 0 1 1 1 1 0 0 0 1 1 1 0 1 0 0 0 1 1 0 1 1
0 0 0 1 0 1 1 0 0 1 1 1 1 0 0 0 0 0 0 0 1 0 1 0 1 0 0 0 0 1 0 1
1 1 1 1 1 1 0 1 0 1 0 1 0 1 0 0 1 0 1 1 0 0 1 1 1 1 0 1 1 0 0 0 1 1 0
1 1 1 1 0 1 1 0 1 1 0 1 0 0 1 0 0 0 1 0 1 1 0 0 1

```

Согласно работе [3] весь ансамбль $\varphi(p^n-1)/2n$ изоморфизмов ХДС может быть построен с использованием теоремы 1 или 2 [1], если известно все множество первообразных элементов поля. Однако, следует из работы [1], вычислительная сложность или время формирования каждого из изоморфизмов остаются еще значительными и требуют применения быстродействующих микропроцессорных устройств. Однако и в этом случае весьма проблематичным является формирование ХДС в реальном масштабе времени. Некоторое уменьшение вычислительной сложности (времени формирования) достигается за счет применения метода разностных множеств [3]. В работе [2] показано, что метод децимации обладает меньшей вычислительной сложностью, чем метод разностных множеств. В частности, время формирования ХДС методом децимации примерно в пять раз меньше времени формирования ХДС метода с применением разностных множеств. Под операцией децимации (разрядки) понимается такое преобразование исходного изоморфизма, при котором элементы изоморфизма оказываются упорядоченными по другому закону, соответствующему другому Θ_v первообразному элементу, $\Theta_v \neq \Theta_{\min}$. Так, если последовательность элементов $W = \{W_0, W_1, W_2\}$ из поля $GF(p)$ является изоморфизмом, а $C \in GF(p)$ — коэффициент децимации (натуральное число), то изоморфизмом $W^{(C)}$ формируется из элементов поля $W_0, W_{0+C}, W_{0+2C}, \dots$, причем операция сложения в индексе выполняется по $\text{mod } p$. Коэффициентами децимации являются такие C , для которых выполняется условие $(C, p-1) = 1$, т. е. числа C и $p-1$ взаимнопростые. Для нахождения всего множества $\{C\}$, для которых наибольший общий делитель (НОД) $(C, p-1) = 1$, может быть применен алгоритм Эвклида [4].

В табл. 5 приведены значения коэффициентов децимации для ряда значений $L=80$ и $L=256$.

Таблица 5

Массив коэффициентов децимации для $L=80$																						
1	3	7	9	11	13	17	19	21	23	27	29	31	33	37	39	41	43	47	49	51		
53	57	59	61	63	67	69	71	73	77	79												
Массив коэффициентов децимации для $L=256$																						
1	3	5	7	9	11	13	15	17	19	21	23	25										
31	33	35	37	39	41	43	45	47	49	51	53	55										
61	63	65	67	69	71	73	75	77	79	81	83	85										
91	93	95	97	99	101	103	105	107	109	111	113	115										
121	123	125	127	129	131	133	135	137	139	141	143	145										
151	153	155	157	159	161	163	165	167	169	171	173	175										
181	183	185	187	189	191	193	195	197	199	201	203	205										
211	213	215	217	219	221	223	225	227	229	231	233	235										
241	243	245	247	249	253	253	255	27	29	57	59	87										
89	117	119	147	149	177	179	207	209	237	239												

Построим изоморфизм ХДС с числом элементов $L=80$.

Выбирая из табл. 5 соответствующий коэффициент децимации ($C=3$), преобразуем базовый изоморфизм W_0 .

Базовый ХДС с числом символов $L=80$ и ХДС, полученный путем децимации базового коэффициента децимации 3, представлены в табл. 6.

Таблица 6

Базовый ХДС с $L=80$																																	
1	1	0	1	0	1	0	0	0	1	1	0	0	0	1	1	1	1	0	0	1	0	1	1	0	0	0	1	0	0	1	0	1	
0	1	0	0	0	1	0	0	1	1	1	0	1	1	1	1	1	0	0	0	1	0	0	1	1	1	1	0	0	1	0	0		
1	1	0	1	1	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0		
ХДС, полученный путем децимации базового изоморфизма, $C=3$																																	
0	1	0	0	1	1	1	1	0	0	1	0	1	1	0	1	1	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	1	1	0	1	0	1	0
0	0	1	1	0	0	0	1	1	1	1	0	0	1	0	1	1	0	0	0	1	0	0	1	0	1	0	1	0	0	0	1	0	0
0	1	1	1	0	1	1	1	1	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

На рисунке в качестве примера приведены реализации периодической функции автокорреляции изоморфизма ХДС.

В случае синтеза системы ХДС непосредственно с использованием множества первообразных элементов поля последние рассчитываются на основе применения теоремы о периоде элемента поля [4]. Суть ее заключается в следующем. Если имеется период элемента a^b поля $GF(p)$, причем $E=E_{\max}$, а НОД $(\beta, E)=d$, то период элемента $a=E/d$. Максимальный период E элемента поля $GF(p)$ $E=p-1=L$. Но тогда, если НОД $(\beta, E)=1$, период элемента $a^n=E$, а это значит, что элемент поля a^b — первообразный. Таким образом осуществляется поиск чисел взаимно простых C и $p-1$.

Находя степени числа a^b можно рассчитать все множество $\{\theta\}$, а следовательно, построить в соответствии с алгоритмом [1] все изоморфизмы.

Разработанные алгоритмы и приведенные в таблицах значения длительности L , для которых существует ХДС, значения θ_{\min} (минимальных первообразных элементов), коэффициентов децимации C и первообразных неприводимых над полем $GF(P)$ полиномов $f(x)$, позволяют реализовать средства формирования ХДС программно и программно-аппаратно. Кроме того, они могут быть использованы для синтеза ансамбля ХДС с целью моделирования и исследования свойств данных систем сигналов.

Список литературы: 1. Горбенко И. Д. Новые алгоритмы синтеза оптимальных дискретных сигналов характеристического типа // Радиотехника и электроника. 1989. № 11. С. 2352—2357. 2. Горбенко И. Д. Свойства характеристических дискретных сигналов. Радиотехника и электроника 1990. № 2. С. 421—427. 3. Свердлик Б. М. Оптимальные дискретные сигналы. М., 1975. 200 с. 4. Виноградов И. М. Основы теории чисел. М., 1981. 175 с.

Поступила в редколлегию 16.01.90

УДК 621.391

И. Д. ГОРБЕНКО, д-р техн. наук, А. А. ЗАМУЛА, канд. техн. наук,
В. Л. КУЛЕШОВ

ПРОГРАММНЫЕ СРЕДСТВА ФОРМИРОВАНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ НАД КОНЕЧНЫМИ ПОЛЯМИ

В теории кодирования в различных областях электроники широко используются последовательности над конечными полями, каждый член которых, будучи элементом основного поля, некоторым простым образом зависит от предшествующих ему членов. Такие последовательности легко получить с помощью рекурсивных процедур. Кроме того, такие последовательности обладают полезными статистическими свойствами. Для большинства приложений в качестве основного поля выбирается поле $GF(2)$. Если l — натуральное число, $a, b, b_0, b_1, \dots, b_{l-1}$ — заданные элементы конечного поля $GF(P)$ (где P — характеристика поля), то последовательность S_0, S_1, \dots элементов поля $GF(P)$, удовлетворяющая соотношению

$$S_{n+l} = b_{l-1}S_{n+l-1} + b_{l-2}S_{n+l-2} + \dots + b_0S_n + b, \quad n = 0, 1, \dots,$$

называется линейной рекуррентной последовательностью (l -го порядка) над полем $GF(P)$.

В ряде практических приложений интерес представляют нелинейные последовательности (НП) характеристического типа [1], построение которых базируется на вычислении двухзначного харак-

тера мультипликативной группы поля Галуа. Характер задается комплексно-значной функцией вида

$$\psi(S) = e^{j\pi U} = \begin{cases} 1, & \text{если } U \equiv 0 \pmod{2} \\ -1, & \text{если } U \not\equiv 0 \pmod{2}, \end{cases} \quad (1)$$

где U определяется из условия

$$S \equiv \Theta U \pmod{f(x), P}. \quad (2)$$

В (1) U — индекс первообразного элемента поля Θ по модулю P и основанию S ($U = \text{ind}_S \Theta \pmod{P}$), $f(x)$ — первообразный неприводимый над полем $\text{GF}(P)$ полином. Множество НП, которое может быть построено в поле $\text{GF}(P^k)$, определяется из соотношения $M = \varphi(P-1)/k$ (3).

Принципы построения НП, в частности принципы реализации операции сравнения вида (2), свойства НП изложены в работах [2; 3]).

Программные средства формирования НП, реализующие разработанные принципы построения НП [2], отличаются максимальной гибкостью с точки зрения возможности замены или передачи блоков системы математического обеспечения и поэтому представляют наибольший практический интерес.

Методика, использованная при создании комплекса программ формирования, исследования свойств НП, основывается на разработке оптимальных по точности и быстродействию алгоритмов и их программной реализации. Она основана на идее: каждой задаче — наилучшую программу ее решения и программу вычисления ее основных характеристик (точности, времени реализации и требуемой памяти ЭВМ).

Комплекс программ состоит из двух взаимосвязанных подсистем программных модулей: формирование нелинейных последовательностей в простых ($k=1$) и расширенных ($k>1$) полях Галуа (ФНП); исследования свойств НП (ИСНП). Подсистема ФНП состоит из 12 программных модулей, позволяющих вычислять данные (коэффициенты децимации, функции Эйлера, первообразные элементы поля, первообразные неприводимые над полем $\text{GF}(P)$ полиномы степени k и на основе этих данных решать задачи по формированию НП.

Подсистема ИСНП включает 8 программных модулей, позволяющих производить оценки авто- и взаимно корреляционных функций, спектров НП их ансамблевых свойств, а также математического ожидания, дисперсии и среднеквадратичного отклонения.

Для эксплуатации комплекса программ формирования и исследования свойств НП необходимы следующие технические средства: устройство ввода, АЦПУ, накопители на магнитных лентах или дисках, процессор с объемом оперативной памяти не менее 32 К.

Программы комплекса написаны на языках Фортран и Ассемблер. Комплекс программ содержит управляющую программу и программные модули. Программы, написанные на языке Фортран, реализованы в виде подпрограмм типа SUBROUTIN. Обращение к подпрограммам комплекса осуществляется с помощью стандартного оператора CALL. Для проверки работоспособности и точности вычислений используются контрольные примеры, каждый из которых проверяет работу нескольких программ. Комплекс предназначен для эксплуатации на ЭВМ СМ-4 и ЕС. Комплекс программ позволяет пользователю в диалоге с ЭВМ изучить возможность решения задачи выбранной программой. При этом вычисляются оценки времени ее решения и необходимый объем оперативной памяти ЭВМ путем выбора через управляющую программу комплекса программы вычисления оценок характеристик. Если, судя по вычисленным априорным оценкам, ограничения на основные характеристики удовлетворяются, то комплекс гарантирует решение задачи с требуемым качеством. Каждая программа комплекса может работать либо в автономном режиме, либо с помощью управляющей программы комплекса. Комплекс программ может использоваться в других подпрограммах и комплексах в качестве программного модуля.

Оптимизация программ комплекса осуществляется за счет написания наиболее часто используемых фрагментов программы на языке Ассемблер.

Управляющие подпрограммы комплекса составлены на Фортране и Ассемблере для СМ-4 и обеспечивают выполнение следующих функций: печать выходных данных; печать информации о классах задач, решаемых комплексом (например: «Программа генерации НП характеристического типа POSL»); вызов программы решения задачи; вычисление оценок характеристик программы решения задачи (объем оперативной памяти, занимаемый программой, время решения задачи по формированию НП). Программа решения задачи состоит из следующих программных модулей (ПМ): ведущего, печати входных данных, решающего, печати выходных данных. Ведущий ПМ обеспечивает обращение к указанным выше модулям.

Одной из программ комплекса является программа ДЕС, обеспечивающая реализацию операции децимации исходного изоморфизма (НП, построенной по минимальному из первообразных элементов поля $GF(P^k)$). Операция над последовательностями, называемая децимацией или разрядкой [4], определяется следующим образом: если σ — последовательность элементов S_0, S_1, S_2, \dots из поля $GF(P)$, а $c \in P - 1$ — натуральное число, то децимированная последовательность $\sigma^{(c)}$ состоит из членов S_0, S_c, S_{2c}, \dots т. е. $\sigma^{(c)}$ получается путем выбора каждого c -го члена исходной последовательности, начиная с S_0 . При этом c должно отвечать условию: наибольший делитель c и $L = P - 1$ равен 1. Применение децимации НП по всем c , для которых $(c, P - 1) = 1$, позволяет получить

все множество последовательностей M , определяемое из (3) для поля $GF(P^k)$.

Обращение к программе ДЕС производится с помощью стандартного оператора CALL: CALL DEC (L, KD, KOD, KODT), где L — период формируемой НП; KD — коэффициент децимации (c); KOD — исходный изоморфизм; KODT — изоморфизм НП, полученный путем децимации.

Для реализации функции формирования НП в соответствии с алгоритмами, разработанными в [2], необходимо иметь ряд параметров. К таковым могут быть отнесены — минимальный первообразный элемент θ_{\min} поля $GF(P)$, множество первообразных элементов $\{0\}$ поля $GF(P)$, множество коэффициентов, децимации $\{c\}$, множество первообразных неприводимых над полем $GF(P)$ полиномов $\{f(x)\}$, число элементов НП L .

Существуют различные алгоритмы расчета θ_{\min} , однако их вычислительная сложность весьма значительна [4]. Более приемлемый алгоритм расчета θ_{\min} заложен в определении первообразного или образующего элемента поля [1]. Элемент a , имеющий максимально возможный период $E = P - 1$, называется первообразным элементом поля $GF(P)$ или другими словами, степени первообразного элемента $\theta^0, \theta^1, \dots, \theta^{P-2}$ различны и пробегают все ненулевые элементы поля. Из приведенного определения следует, что для определения θ_{\min} необходимо и достаточно последовательно возводить в степени $0, 1, 2, \dots, P - 2$ числа $\theta = 2, 3, \dots$. Первое из чисел, имеющее максимальный период, и есть первообразный элемент.

Приведем и докажем утверждение, позволяющее уменьшить вычислительную сложность приведенного алгоритма расчета θ_{\min} . Утверждение: $((P - 1)/2 + 1)$ -й элемент мультипликативной группы G равен $P - 1$.

Доказательство. $((P - 1)/2 + 1)$ -й элемент мультипликативной группы определяется из соотношения: $a_{(P-1)/2+1} = \Theta_v^{(P-1)/2} \pmod{P}$. В свою очередь необходимым и достаточным условием разрешенности

сравнения вида $x^q \equiv A \pmod{P}$ (4) является $A^{\frac{P-1}{q}} \equiv 1 \pmod{P}$ [4]. Если $(A, P) = 1$, а $q > 1$ и есть делитель $P - 1$, то (4) при $n = (P - 1)/2$, $A = P - 1$, $x = \Theta_v$ будет иметь вид $\Theta_v^{(P-1)/2} \equiv P - 1 \pmod{P}$ (5). Для доказательства (5) необходимо показать, что

$(P - 1)^{\frac{P-1}{2}} \equiv 1 \pmod{P}$. После несложных преобразований последнего выражения получим

$$(P - 1)^{\frac{P-1}{2}} = (P - 1)^2 = (P^2 - 2P + 1) \pmod{P} \equiv 1 \pmod{P}.$$

Поэтому $a_{\frac{P-1}{2}+1} \equiv (P - 1) \pmod{P}$. Утверждение доказано.

Приведенное утверждение позволяет сделать вывод о том, что для определения θ_{\min} необходимо и достаточно выполнить не $P - 1$ операций возведения в степени числа θ , а $(P - 1)/2$. Данная методика положена в основу программы TETMIN вычисления минимального первообразного элемента поля.

Из теории чисел известно, что если период элемента a в поле $\text{GF}(P)$ есть E (E — максимальный период элемента поля) и наибольший общий делитель $(\beta, E) = 1$, то период элемента $a^\beta = E = P - 1$, а значит a^β — первообразный элемент поля. Находя числа β , для которых выполняется условие $(\beta, E) = 1$ и, возводя a в степень β , можно получить множество первообразных элементов поля $\text{GF}(P)$. Общее число первообразных элементов $M = \varphi(P - 1)$, где $\varphi(\cdot)$ — функция Эйлера.

Для построения множества НП необходимо осуществлять расчет коэффициентов децимации, для которых выполняется условие $(c, P - 1) = 1$. Для расчета β и c взаимно простых с $P - 1$ может быть использован алгоритм Эвклида.

Число элементов НП выбирается в зависимости от требуемой величины частотной избыточности и характера ее реализации. Например, при ФМШПС величина L равна базе B используемого сигнала $L = B = \Delta f \cdot T_c$ (6), где Δf — полоса частот, занимаемой ФМШПС; T_c — длительность сигнала.

В случае применения ППРЧ ФМ сигнала величина L также определяется из соотношения (6), однако в этом случае T_c — есть время изучения сложного сигнала на одной частоте. При этом величина $L = B$ выбирается из условия $B \geq B_{\text{доп}}$, где $B_{\text{доп}}$ — минимально допустимый выигрыш при обработке сигнала.

Список литературы: 1. Свердлик М. Б. Оптимальные дискретные сигналы. М., 1975. 200 с. 2. Горбенко И. Д., Замула А. А. Ускоренные алгоритмы формирования систем характеристических дискретных сигналов // Радиотехника. Вып. 84. С. 69—72. 3. Горбенко И. Д., Замула А. А., Кулешов В. Л. Корреляционные свойства систем характеристических дискретных сигналов // Радиотехника. Вып. 85. С. 96—100. 4. Лидл Р., Нидеррайтер Г. Конечные поля. В 2-х т.: Пер. с англ., М., 1988. Т. 2. 822 с.

Поступила в редколлегию 30.03.80

УДК 621.391.82

И. И. СНЫТКИН, канд. техн. наук

ГЕНЕРИРОВАНИЕ ИМИТОСТОЯКИХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ ДИСКРЕТНО-ЧАСТОТНЫХ СИГНАЛОВ

В системах связи со сложными сигналами все большее распространение получают дискретные частотные сигналы (ДЧС) вследствие ряда преимуществ по отношению к ФМ-оптимальным дискретным сигналам, а именно [1; 3]: простой реализацией большой базы сигнала, получением лучшей помехоустойчивости относительно некоторых видов организованных помех и значительным ослаблением действия мешающих сигналов, минимальной взаимной корреляцией, минимальным уровнем шумов ортогональности при синхронной работе и др. Однако к системам связи со сложными сигналами (особенно специального назначения) в настоящее время

стали предъявляться достаточно жесткие требования по защищенности и имитостойкости (криптоустойчивости) связи [2; 4; 5]. А эти требования традиционные, широко распространенные системы сложных сигналов (например, линейные рекуррентные последовательности — ЛРП, последовательности Гоулда, ЛРД-коды, ДЧС) не обеспечивают, так как для них существуют эффективные алгоритмы раскрытия структуры и имитации [4]. В этой связи весьма важным является нахождение таких научных методов и технических решений, которые позволяли бы, не лишая известные системы сигналов их преимуществ и положительных свойств, наделять их свойствами имитостойкости и скрытности.

Одним из таких методов является метод, основанный на обеспечении изменения вида, формы и состава ДЧС за счет изменения вида манипулирующей функции в процессе работы по некоторой программе. В данном случае манипулирующая функция (некоторая кодовая форма) непосредственно отвечает за вид, форму и состав ДЧС, состоящего, как известно, из некоторых частотных элементов, распределенных дискретно во времени. Таким образом, обычный ДЧС преобразуется в некоторую кодовую форму ДЧС или кодо-дискретно-частотный сигнал (КДЧС). Если при этом манипулирующие функции и весь процесс их изменения в процессе работы системы (программу работы) наделять свойствами имитостойкости и скрытности, то такие КДЧС будут эффективно решать указанную выше задачу. Одним из путей наделяния КДЧС такими свойствами является использование в качестве структурных свойств кодовых манипулирующих функций — свойств и закономерностей конечных полей Галуа и последовательностей их элементов, в частности: цикличность и псевдослучайность последовательности элементов полей, зависимость структуры элементов поля и самой последовательности элементов поля от выбранного первообразного элемента и др. [6]. Ниже рассматривается способ реализации такого метода на примере устройства [7].

Формирование имитостойких последовательностей ДЧС (КДЧС). На рис. 1 представлена схема устройства; на рис. 2 — схема мультипликатора; на рис. 3 — схема блока выдачи дискретных частотных сигналов.

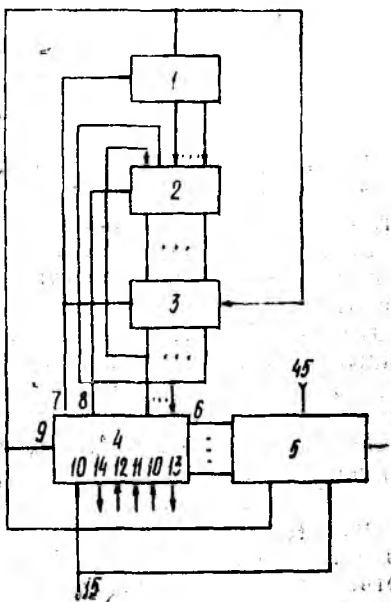


Рис. 1

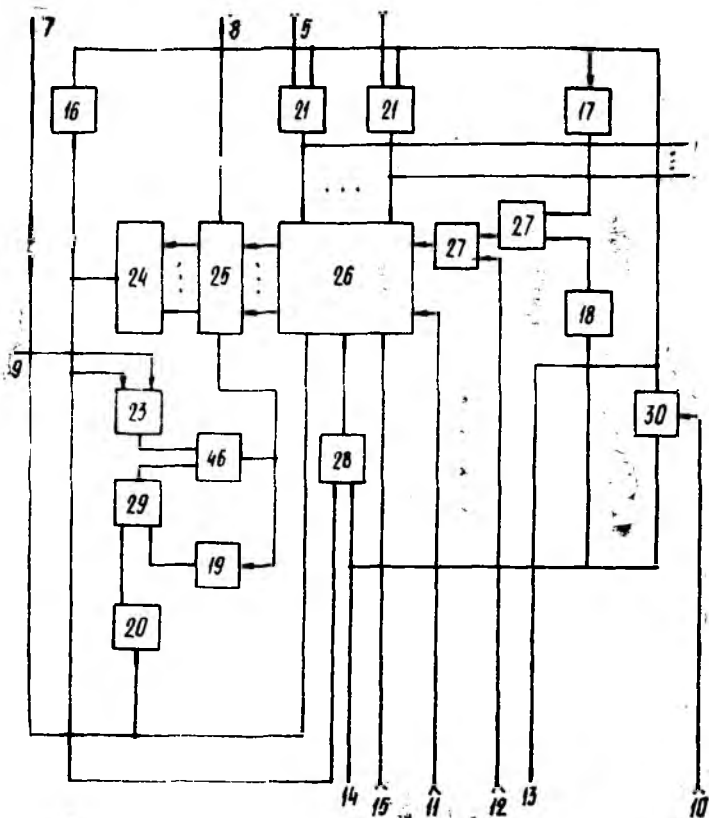


Рис 2.

Устройство содержит счетчик 1, формирователь остатков 2, регистр 3, мультипликатор 4, блок 5 выдачи дискретных частотных сигналов, входы и выходы 6—15, элементы задержки 16—20, группу 21 элементов И, элементы И—НЕ 22—24, регистр сдвига 25, блок 26 умножения, элементы ИЛИ 27—29, счетчик элементов 30, дешифратор 31, распределитель импульсов 32, генератор тактовых импульсов 33, элементы коммутации 34, группа генераторов эталонных частот 35, элемент И 36, делитель 37, аналого-цифровой преобразователь (АЦП) 38, элемент ИЛИ 39, коммутатор каналов 40, элемент ИЛИ 41, элемент коммутации 42, счетчик 43, генератор импульсов 44, группу информационных входов устройства 45 и элемент И 46.

Устройство работает следующим образом.

Перед началом работы в блок 26 умножения мультипликатора 4 записывается двоичный код числа, первообразного элемента θ , соответствующего поля Галуа $GF(p^n)$, а на счетчик 30 мультипликатора 4 и в делитель 37 с переменным коэффициентом деления поступает код числа p^n элементов поля $GF(p^n)$. Подачей им-

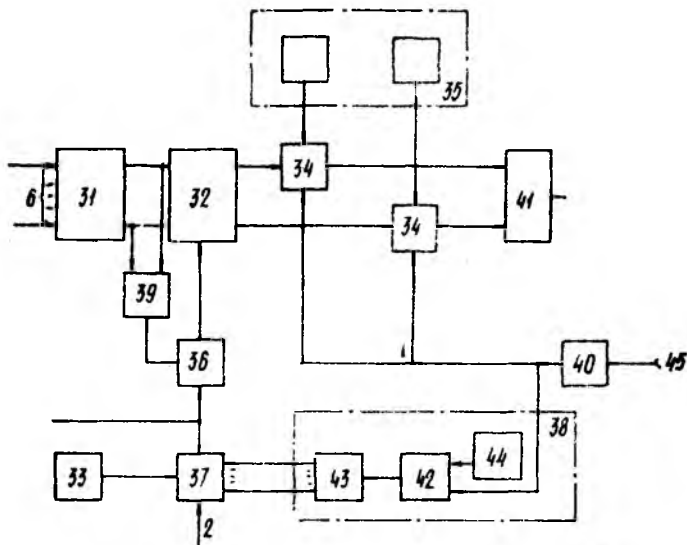


Рис. 3

пульса «Начало работы» устройство включается в работу, на основании этого импульса блок 5 начинает выдавать тактовые импульсы по своему выходу. На основании данных импульсов мультипликатор умножает Θ_i на единицу, а по окончании умножения выдает по своему выходу 7 импульс установки в исходное состояние на счетчик 1 и регистр 3 и затем начинает в каждый тактовый момент выдавать в формирователь 2 код результата умножения. Формирователь 2 формирует остаток от числа по модулю p_i и выдает результат в регистр 3. Последний выдает остаток по модулю на входы мультипликатора 4. Этот остаток результата умножения единицы на Θ_i по модулю p_i и является первым элементом a_1 мультипликативной группы поля Галуа $GF(p_i^n)$. Мультипликатор 4 выдает первый элемент a_1 на входы блока 5 формирования дискретных частотных сигналов. Кроме того, код остатка записывается в блок 26 умножения мультипликатора 4, где происходит процесс перемножения a_j на Θ_i . Затем повторяется указанный цикл операций и формируется второй элемент a_2 мультипликативной группы поля GF и т. д. Таким образом, на входе мультипликатора 4 появляется последовательность кодов остатков

$$a_1 = \Theta_i \pmod{p_i}, \quad a_2 = \Theta_i^2 \pmod{p_i}, \quad \dots, \quad a_j = \Theta_i^j \pmod{p_i}.$$

Эта последовательность параллельных двоичных кодов остатков a_1, a_2, \dots, a_j представляет собой последовательность элементов мультипликативной группы поля $GF(p_i^n)$.

Последовательность параллельных двоичных кодов остатков поступает на блок 5, где происходит образование сложных сигналов в соответствии с информацией модуля p_i , поступающей в блок 5, и длительностью информационного импульса. По окончании

формирования элементов мультипликативной группы с выхода мультипликатора поступает импульс «Конец формирования мультипликативной группы поля $GF(p^n)$ », и на основании этого импульса на вход мультипликатора 4 поступают такты прямого считывания. Блок 5, в котором с приходом последнего элемента мультипликативной группы сформировался сложный сигнал, выдает в соответствии с тактами этот сложный сигнал по своему выходу.

Устройство имеет следующие режимы работы.

Режим 1. При фиксированной длительности информационной посылки: а) с изменением первообразного Θ_i ; б) с изменением модуля p_i .

Режим 2. При изменении длительности информационной посылки: а) с изменением первообразного Θ_i ; б) с изменением модуля p_i .

Режим 1, а характеризуется изменением частотного и временного положений элементов сигнала на частотно-временной матрице (базового прямоугольника).

Режим 1, б характеризуется изменением количества частотных интервалов на частотно-временной матрице.

Режим 2, а характеризуется изменением частотного и временного положений элементов сигнала, а также длительности сигнала.

Режим 2, б характеризуется изменением количества частотных интервалов и длительности сигнала.

Формирование элементов мультипликативных групп полей Галуа обеспечивает мультипликатор 4, работающий следующим образом.

Перед началом работы в блок 26 умножения по входам 11 и 15 записывается двоичный код числа первообразного элемента Θ_i соответствующего поля $GF(p^n)$ в регистр множителя и единица в регистр множимого, а также по входу 10 в счетчик 30 записывается код числа элементов поля. Подчей импульсы «Начало вычисления» по входу 12 на вход «Начало умножения» блока 26 устройство включает в работу. Блок 26 умножает единицу на Θ_i и записывает результат умножения в регистр 25 сдвига, а по окончании умножения выдает по соответствующему выходу импульс «Конец умножения» на выход, приводя в нулевое состояние счетчик 1 и регистр 3, и на элемент 20 задержки. В следующий тактовый момент импульсом с выхода элемента 20 через элемент ИЛИ 29 открывается элемент И 46, позволяя тактовому импульсу с выхода элемента И—НЕ 23 пройти на тактовый вход регистра 25 сдвига на элемент 19 задержки, который обеспечивает открытие элемента И 46 в последующие тактовые моменты и прохождения импульсов на тактовый вход регистра сдвига. Таким образом, считываемое с регистра 25 число $A_1 = \Theta_i \cdot 1$ в двоичном коде поступает, начиная с младшего разряда, на вход формирователя 2. Тактовые импульсы, поступающие на вход 9, сопровождают импульсы кода, считываемого с регистра 25 числа, и поступают на счетчик. Количество состояний счетчика 1 определяется из рассмотрения остатка от деления веса каждого разряда считываемого числа A_1 на вы-

бранный модуль p_i поля $GF(p_i^n)$. Если получаемая последовательность цифр имеет период повторения, то количество состояний счетчика 1 равно количеству цифр в периоде. Если результат деления представляет некоторую последовательность цифр без периода, то количество состояний счетчика 1 равно количеству разрядов в передаваемом числе. Выходы счетчика 1 соединены с входами формирователя 2 таким образом, что наличие каждого элемента $И$ последнего обуславливается определенным соответствием между состоянием счетчика 1 и последующим разрядом числа. Выходные сигналы формирователя 2 при наличии тактовых импульсов на входе запоминаются в регистре 3 , имеющем количество разрядов, необходимое для представления наименьшего остатка по модулю p_i . При этом каждому триггеру регистра 3 соответствуют два элемента ИЛИ формирователя 2 (для установки в «0» или в «1»), причем каждому элементу ИЛИ последнего соответствует такое число элементов $И$ последнего, сколько возможных ситуаций приводит к переводу триггера в соответствующее состояние. Таким образом, на выходах разрядов регистра 3 в каждый тактовый момент появляется двоичный код остатка по модулю p_i от поступившего к этому моменту на вход формирователя 2 двоичного числа. В момент считывания последнего (высшего) разряда числа на выходах разрядов регистра 3 появляется код остатка по модулю p_i от числа $a_1 = A_1 \pmod{p_i}$. В тот же момент регистр 25 обнуляется, и на выходе элемента $И-НЕ$ 24 появляется импульс «Конец считывания», который поступает на другой вход элемента $И-НЕ$ 23 , прекращая тем самым прохождение тактовых импульсов на тактовый вход регистра 25 и через элемент ИЛИ 28 на соответствующий вход блока 26 , приводя в нулевое состояние его регистр множимого. В следующий момент, пройдя элемент 16 задержки, данный импульс поступает на счетный вход счетчика 30 и на входы элементов $И$ 21 , открывая их и обеспечивая считывание с регистра 3 в параллельном коде остатка a_{i-1} по модулю p_i от числа A_1 на входы записи множимого числа в регистр множимого блока 26 в следующий тактовый момент. Пройдя элемент 17 задержки, данный импульс проходит через элемент $И-НЕ$ 22 , элемент ИЛИ 27 — на вход блока 26 , обеспечивая умножение множимого числа $a_1 = \Theta_1 \pmod{p_i}$ на множитель Θ_i . Результат умножения $A_2 = a_1 \Theta_i = \Theta_i^2$ записывается в регистр 25 сдвига.

Затем повторяется цикл операций, описанный для числа A_1 , на входах устройства появляется код остатка, который в блоке 26 умножения на Θ_i , и в регистр 25 записывается следующий результат $A_3 = a_2 \Theta_i$. Затем цикл операций повторяется и т. д. Таким образом, на выходе устройства появляется последовательность кодов остатков. Процесс формирования данной последовательности кодов остатков продолжается до тех пор, пока счетчик 30 элементов, на счетный вход которого поступают импульсы «Момент считывания a_i », не переполнится и не выдаст импульс переполнения, поступающий на выход и через элемент ИЛИ 28 на соответствующий вход блока 26 , обнуляя его регистр множимого, в котором к этому мо-

менту записан код последнего остатка, а также через элемент 18 задержки на другой вход элемента И—НЕ 22, запрещая прохождение импульса с выхода элемента 17 задержки на вход блока 26. При этом устройство подготавливается к новому циклу вычислений.

Таким образом, на выходах 6 формируется последовательность параллельных двоичных кодов остатков, представляющих собой последовательность элементов мультипликативной группы поля Галуа, которые поступают на вход блока 5.

Блок 5 сигналов работает следующим образом. Остаток в параллельном коде поступает с выходов 6 мультипликатора на входы дешифратора 31. Дешифратор 31 преобразует двоичный код числа в сигнал только на одном из своих выходов. Этот сигнал (импульс) поступает на управляющий вход распределителя 32 и через элемент ИЛИ 39 на вход элемента И 36. На вход АЦП 38 с выхода коммутатора 40 поступает последовательность информационных импульсов, уплотненных по времени.

АЦП 38 преобразует длительность информационного импульса в цифровой код. Информационный импульс открывает на время T элемент 42, на второй вход которого подаются импульсы от генератора 44 импульсов, с выхода элемента 42 эти импульсы поступают на вход счетчика 43. Счетчик считает число поступивших импульсов, количество которых зависит от интервала T .

С выхода счетчика 43 снимается код. Таким образом, АЦП 38 преобразует длительность информационного импульса в цифровой код, который поступает на делитель 37 с переменным коэффициентом деления. На входы делителя 37 подаются импульсы генератора 33 тактовых импульсов и код модуля числа p_i . Делитель 37 в соответствии с поступившими на его входы цифровым кодом с выхода АЦП 38 и кодом модуля числа p_i изменяет коэффициент деления и выдает последовательность импульсов с изменением в соответствии с кодом периода их следования. Последовательность импульсов с выхода делителя 37 подается на первые входы счетчика 1, регистра 3 и мультипликатора 4 и является для них тактовой последовательностью импульсов. Эти же импульсы проходят через элемент И 36, открытый сигналом с выхода элемента ИЛИ 39, на вход распределителя 32 в такой последовательности, которая определяется номером входа распределителя 32, на котором существует сигнал с дешифратора 31. С выходов распределителя 32 импульсы поступают на входы элементов 34, на вторые входы которых подается сигнал с группы 35 генераторов, а на третьи — сигнал с выхода коммутатора 40.

Каждому информационному импульсу на выходе коммутатора 40 соответствует определенный остаток на входе дешифратора 31, а следовательно, и определенный порядок распределения импульсов по выходам распределителя 32. Таким образом, элементы 34 открываются поочередно в порядке, определенном для каждого информационного импульса, пропуская на выход через элемент ИЛИ 41 одну из частот. Очередность открывания элементов 34

определяет структуру сигнала. Этот порядок определяется первообразным элементом поля Θ_i , модулем p_i и длительностью информационной посылки T . Таким образом, каждой информационной посылке определенного абонентского комплекта соответствует свой определенный сложный сигнал. На выходе блока 5 формируется последовательность дискретных частотных сигналов в соответствии с последовательностью параллельных двоичных кодов остатков a_1, a_2, \dots, a_j на выходе образующего мультипликатора, представляющая собой последовательность элементов мультипликативной группы полей Галуа. Работа блока 5 в различных режимах практически одинакова. В режиме 1, а (при фиксированной длительности информационной посылки с изменением первообразного Θ_i) в результате изменения первообразного Θ_i происходит изменение последовательности кодов элементов того же поля на входах дешифратора 31. Это приводит к тому, что управляющий работой распределителя 32 сигнал (импульс) появляется на другом выходе дешифратора 31, а это изменяет режим работы распределителя 32, который распределяет импульсы в другой последовательности, а следовательно, и коммутирует элементы 34 в другой последовательности, что приводит к изменению частотного и временного положений элементов сигнала на частотно-временной матрице. В режиме 1, б (при фиксированной длительности информационной посылки с изменением кода модуля p_i), в результате изменения кода модуля p_i изменяется коэффициент деления делителя 37, выходные импульсы которого являются тактовыми импульсами. Делитель 37 изменяет частоту этих тактовых импульсов, а следовательно, и распределитель 32 подключает большее или меньшее (в зависимости от значения p_i) количество элементов 34 во время фиксированной длительности информационной посылки T , т. е. происходит изменение количества интервалов на частотно-временной матрице.

В режиме 2, а (при изменении длительности информационной посылки T с изменением первообразного Θ_i) в результате изменения длительности информационной посылки T изменяется цифровой код на выходах АЦП 38, этот код, являющийся управляющим для делителя 37, изменяет коэффициент деления делителя 37, а следовательно, частоту следования выходных импульсов делителя 37, которые являются тактовыми импульсами для мультипликатора 4, счетчик 1, регистра 3 и распределителя 32. Это изменяет фактическое время подключения элементов 34, а следовательно, фактическое время генерирования частот. В результате изменения первообразного Θ_i происходят процессы, описанные в режиме 1, а. Следовательно, в режиме 2, а происходит изменение частотного и временного положений элементов сигнала на частотно-временной матрице и длительности сигнала. В режиме 2 б (при изменении длительности информационной посылки T с изменением модуля p_i) изменяется длительность информационной посылки, а следовательно, код на выходах АЦП 38 и код модуля p_i . Эти коды

являются управляющими для делителя 37, в результате двойного управления делитель 37 изменяет коэффициент деления — частоту следования своих выходных импульсов, что изменяет фактическое время подключения элементов 34, а следовательно, фактическое время генерирования частот и изменяет число подключаемых элементов 34, т. е. количество частотных интервалов. Следовательно, в режиме 2, б происходит изменение количества частотных интервалов и длительности дискретного частотного сигнала.

Записывая в устройство коды иных первообразных элементов Θ_i , иных чисел элементов p_i , можно сформировать любые другие последовательности сигналов. Изменяя структуру формирования остатков с целью формирования остатков по иному модулю, можно сформировать последовательности сложных сигналов других полей.

Понятно, что для формирования КДЧС можно использовать и другие закономерности, известные в алгебре, подобные конечным полям Галуа в этом смысле. Однако это, во-первых, требует разработки соответствующих аппаратных средств, формирующих техническими способами такие закономерности, тогда как для формирования конечных полей Галуа такие средства разработаны, а, во-вторых, в алгебраической теории вряд ли можно отыскать закономерности, обладающие такими большими возможностями для формирования КДЧС, какими обладают конечные поля Галуа. Хотя, безусловно, будут найдены и другие оригинальные и эффективные пути решения этой важной задачи.

Список литературы: 1. Варакин Л. Е. Теория систем сигналов. М., 1978. 304 с. 2. Диффи У., Хэлман М. Защищенность и имитостойкость. Введение в криптографию // Тр. Ин-та инж. по электротехнике и радиоэлектронике. 1979. Т. 67, № 3. С. 48—59. 3. Варакин Л. Е. Системы связи с шумоподобными сигналами. М., 1985. 384 с. 4. Диксон Р. К. Широкополосные системы: Пер. с англ. / Под ред. В. И. Журавлева. М., 1979. 302 с. 5. Каневский З. М. Энтропийная оценка скрытности радиопередачи // Радиотехника. М., 1980. № 4. С. 32—36. 6. Постников М. М. Теория Галуа. М., 1963. 218 с. 7. А. с. 1203533 СССР. Устройство для формирования имитостойких последовательностей сигналов сложной формы / И. И. Сныткин, И. Д. Горбенко // Открытия. Изобретения. 1986. № 1. С. 222.

Поступила в редколлегию 19.10.88

УДК 681.326.7

М. Ю. ЛОСЕВ, канд. техн. наук, А. Н. РЫСОВАНЫЙ

СИНТЕЗ ГРУППОВОГО МНОГОКАНАЛЬНОГО СИГНАТУРНОГО АНАЛИЗАТОРА

В настоящее время большое количество работ посвящено вопросам построения, оценке эффективности функционирования и применения сигнатурных анализаторов при контроле и диагностике

цифровых схем. Существенным недостатком разработанных сигнатурных анализаторов является то, что во время обработки реакции на тест по группам длина каждой группы должна быть строго фиксирована и всегда равна какой-либо наперед заданной длине — чаще всего количеству входов анализатора. Это обстоятельство накладывает значительные ограничения на использование многоканальных устройств при контроле и диагностике цифровых узлов с различным количеством выходов. Поэтому создание сигнатурных анализаторов, позволяющих без предварительных изменений схемы контролировать цифровые узлы с различным количеством выходов, весьма актуально.

Известно, что одноканальные сигнатурные анализаторы представляют собой сдвигающие регистры (фильтры Хаффмена) с обратными связями с встроенными (рис. 1, а) или с вынесенными (рис. 1, б) сумматорами по модулю два. Рассмотрим математическую модель функционирования данных устройств. При этом предположим, что анализируется последовательность длины n с помощью регистра сдвига, содержащего r элементов.

Пусть текущее состояние регистра характеризуется вектором $B = |b_1, b_2, \dots, b_i, \dots, b_r|$, а последующее — вектором $B' = |b'_1, b'_2, \dots, b'_i, \dots, b'_r|$, где i — номер элемента регистра, а b_i — состояние i -го элемента. В соответствии со схемой анализатора (рис. 1) последующее состояние каждого элемента регистра зависит от текущего состояния других триггеров и определяется по формуле

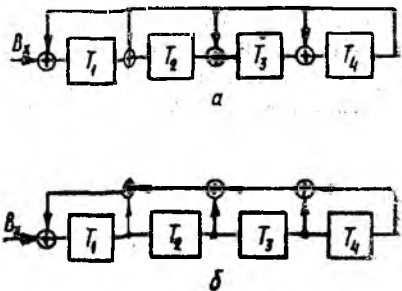


Рис. 1

$$b'_i = \sum_{j=1}^r \oplus a_j b_j, \quad (1)$$

где $a_j \in \{0, 1\}$ — коэффициенты, определяющие отсутствие или наличие соединения с выходом j -го элемента.

Эту взаимосвязь элементов регистра можно записать в виде матрицы

$$S = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & \dots & a_{1r} \\ a_{21} & a_{22} & \dots & a_{2r} \\ \vdots & \vdots & \dots & \vdots \\ a_{r1} & a_{r2} & \dots & a_{rr} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

в которой элементы j -й строки характеризуют связь j -го триггера с другими триггерами регистра. Для анализаторов со встроенными

и вынесенными сумматорами матрица S будет иметь соответственно следующий вид:

$$S = \begin{vmatrix} 0 & 0 & \dots & a_{1r} \\ 1 & 0 & \dots & a_{2r} \\ 0 & 1 & \dots & a_{3r} \\ 0 & 0 & \dots & a_{4r} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & a_{rr} \end{vmatrix}; \quad S = \begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} & \dots & a_{1r-1} & a_{1r} \\ 1 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ 0 & 1 & \dots & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & 1 & 0 \end{vmatrix}.$$

При наличии такта вектор последующего состояния регистра определяется через предыдущее состояние с помощью выражения $B_k^T = SB_{k-1}^T$ (3), где T — символ транспонирования; k — текущий номер такта. В результате состояние регистра через k тактов $B_k^T = S^{k-1}B_1^T$ (4).

Поскольку матрица S характеризует изменение состояния регистра от такта к такту назовем ее матрицей перехода. Предположим, что на вход регистра поступает один разряд кодовой комбинации $\alpha_n = \{1/0\}$ (принимая значения 0 или 1). Поскольку запись производится в первый триггер регистра, то его состояние может быть записано в виде вектора

$$B_1 = \begin{vmatrix} 1 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{vmatrix} \alpha_n.$$

В соответствии с (4) после k тактов сдвига состояние регистра будет определяться по формуле $B_k^T = S^{k-1}h\alpha_n$ (5), где $h^T = |100 \dots 0|$.

Если на вход регистра поступает последовательность из n разрядов, причем разряд α_n поступает первым, то вследствие линейности операций, выполняемых в регистре, будет справедливо выражение $B_k^T = \sum_{k=1}^n \oplus S^{k-1}h\alpha_k$ (6).

Выражение (6) можно записать в виде

$$B_k^T = |h_1 h_2 \dots h_n| \begin{vmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \vdots \\ \alpha_n \end{vmatrix} = HL, \quad (7)$$

где $h_k = S^{k-n}$; H — проверочная матрица; L — вектор входной последовательности длины n .

Выражения (6) или (7) описывают состояния регистра после поступления на его вход n -разрядной кодовой комбинации. При

этом независимо от того, как вводится комбинация: последовательным, параллельным или последовательно-параллельным кодом — состояние регистра через определенное число тактов должно соответствовать выражению (7). На основе формул (3), (7) можно показать соответствие между сигнатурами для анализаторов, составленными и вынесенными сумматорами [1]. Предположим, что комбинация вводится по группам, содержащим k_1 разрядов. Перед вводом следующей группы в регистре осуществляется сдвиг на i_1 тактов. После введения всей комбинации первая группа символов будет сдвинута на $i_1(\gamma - 1)$ тактов, где γ — число групп ($\gamma = n/k_1$). В результате для получения сигнатуры, описываемой выражением (6), каждый v -й разряд должен подвергнуться предварительной обработке в соответствии с формулой

$$G = S^{n-i_1(\gamma-v)-v}h_v,$$

где v — номер вводимого разряда, начиная с n -го; v — текущий номер группы. Таким образом, при вводе v -й группы регистр будет принимать состояние, определяемое выражением

$$F = \sum_{v=1}^{\gamma} \oplus \sum_{l=1}^{k_1} \oplus \alpha_{n-k_1(v-1)-l+1} S^{n-i_1(\gamma-v)-k_1(v-1)-l} h_l, \quad (8)$$

где l — текущий номер разряда в группе.

Основываясь на выражениях (7) и (8), можно синтезировать многоканальные анализаторы, обеспечивающие те же преобразования, что и одноканальный анализатор за заданное количество тактов. Причем величина k_1 может изменяться от такта к такту.

Рассмотрим алгоритм синтеза многоканального сигнатурного анализатора.

1. Выбирается количество входов анализатора. При этом, если синтезируется одноканальное устройство, то количество входов равно n , если анализ необходимо осуществлять за несколько тактов, то количество входов будет зависеть от количества выходов проверяемого устройства m [2].

2. Выбирается структура анализатора (вид обратных связей в соответствии с рис. 1, а или рис. 1, б и порождающий полином, определяющий наличие обратных связей с триггеров регистра [3]).

3. В соответствии с (2) формируется матрица перехода S .

4. Определяется проверочная матрица H размерностью $r \times V$, где V — количество входов многоканального сигнатурного анализатора, по формуле

$$H = |h_k|, \quad h_k = S^{k-1}h, \quad k = \overline{1, V}. \quad (9)$$

5. Строится функциональная схема одноканального сигнатурного анализатора на V входов по следующему правилу:

— выход каждого i -го ($i = \overline{1, r}$) элемента из группы сумматоров по модулю 2 подключается к входу соответствующего ему триггера;

— каждый k -й ($k=1, V$) вход анализатора подключается к входу каждого из тех сумматоров, номера которых совпадают с номерами единичных элементов k -го столбца матрицы H .

6. Строится функциональная схема многотактового многоканального сигнатурного анализатора на основе сдвигающего регистра с обратными связями (в соответствии со схемой одноканального анализатора).

В качестве примера рассмотрим синтез двенадцатиканального сигнатурного анализатора, имеющего конфигурацию, соответствующую анализатору, представленному на рис. 1, б, с порождающим полиномом $P(x) = x^4 + x^3 + 1$.

В соответствии с порождающим полиномом или схемой одноканального анализатора определим различные степени матрицы перехода S :

$$S = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{vmatrix}, \quad S^2 = \begin{vmatrix} 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{vmatrix}, \quad S^3 = \begin{vmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}, \quad S^4 = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 1 \end{vmatrix};$$

$$S^5 = \begin{vmatrix} 0 & 1 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 1 & 0 \end{vmatrix}, \quad S^6 = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \end{vmatrix}, \quad S^7 = \begin{vmatrix} 0 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 1 & 1 \end{vmatrix}, \quad S^8 = \begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 1 \end{vmatrix},$$

$$S^9 = \begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \end{vmatrix}, \quad S^{10} = \begin{vmatrix} 1 & 1 & 0 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 1 & 1 \end{vmatrix}, \quad S^{12} = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 1 & 0 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 0 \end{vmatrix}.$$

По формуле (9) определим значение элементов проверочной матрицы:

$$H = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & 1 & 1 & 0 & 1 & 0 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 1 & 1 & 0 & 1 & 0 & 1 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 1 & 1 & 0 & 1 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 1 & 1 & 0 & 1 & 0 & 1 \end{vmatrix}.$$

На рис. 2 приведена функциональная схема двенадцатиразрядного сигнатурного анализатора, построенная в соответствии с проверочной матрицей H и указанным выше алгоритмом (выходы и цепи синхронизации анализатора условно не показаны).

Многоканальный сигнатурный анализатор, представленный на рис. 2, может работать как одноканальное устройство, осуществляющее преобразование кодовой комбинации длиной в 12 разрядов за один такт или как многотактное устройство, осуществляющее преобразование кодовой комбинации любой длины за определенное число тактов.

В табл. 1 приведен пример преобразования 12-разрядной последовательности в одноканальном анализаторе с порождающим многочленом $f(x) = x^4 + x^3 + 1$. В табл. 2 рассмотрен пример преобразования той же последовательности за один такт в многоканальном анализаторе. При этом сигнатура получается путем суммирования

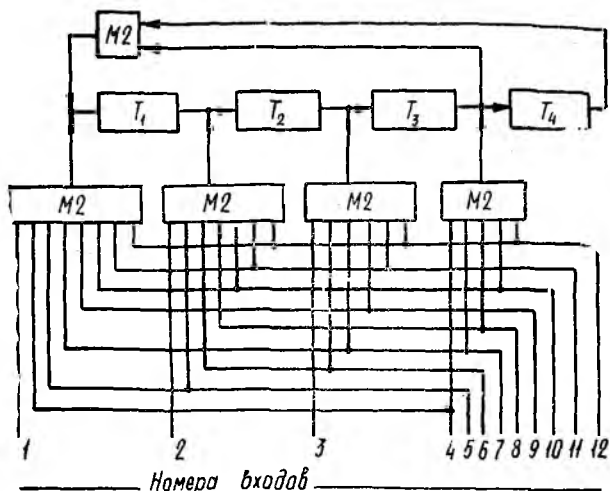


Рис. 2

Таблица 1

Состояние триггеров	Входная последовательность
	1 1 0 1 0 0 1 0 1 1 0 1
T_1	1 1 0 0 0 1 1 0 0 1 1 1
T_2	1 1 0 0 0 1 1 0 0 1 1
T_3	1 1 0 0 0 1 1 0 0 1
T_4	1 1 0 0 0 1 1 0 0

Таблица 2

Состояние триггеров	Входная последовательность	Сигнатура
	1 0 1 1 0 1 0 0 1 0 1 1	
T_1	1 0 1 0 1 1 1	1
T_2	0 0 0 1 0 1 1	1
T_3	0 1 0 1 1 1 1	1
T_4	0 0 1 0 0 0 1	0

столбцов проверочной матрицы, соответствующих номерам входов устройства, на которые подаются единичные сигналы. В табл. 3 приведен пример функционирования анализатора при вводе 12-разрядной последовательности по группам (по группам $k_1=2$ в соответствии с (8)). Следует отметить, что при вводе очередной группы кодовая комбинация, зафиксированная на триггерах, сдвигается на один такт. Поэтому старший разряд очередной группы будет подаваться на тот вход, на который был подан младший разряд предыдущей группы. Исходя из выражения (8) разряды первой группы подаются соответственно на 7-й и 6-й входы.

Исходя из функционирования устройства очевидно, что на его основе легко может быть построен перестраиваемый анализатор, работающий в различных режимах (одноканальном, многоканальном одноканальном и многоканальном режиме) [2]. В процессе преобразования входной последовательности по группам задействованы не все входы анализатора, что, в свою очередь, влияет на его быстродействие. Этот недостаток может быть легко устранен путем введения дополнительных преобразований, аналогичных (8) [4].

Таблица 3

Состояние триггеров	Входная последовательность	Номер такта
	1 1	1
	0 1	2
	0 0	4
	1 0	4
	1 1	5
	0 1	6
T_1	1 0 1 0 1 1	
T_2	1 0 0 1 1 1	
T_3	0 1 0 0 0 1	
T_4	1 0 1 1 0 0	

позволяют классифицировать и локализовать неисправности при наличии как однократных, так и многократных ошибок с точностью до выхода исследуемой схемы.

Список литературы: 1. Новик Г. Х. О достоверности сигнатурного анализа // Автоматика и телемеханика. 1982. № 5. С. 110—118. 2. Рысованый А. Н. Функциональная диагностика и надежность комплекса средств автоматизации // Моделирование, оценка эффективности АСУ и линий радиосвязи. 1989. Вып. 3, Ч. 3. С. 88—94. 3. Ярмолик В. Н. Контроль и диагностика цифровых узлов ЭВМ. М., 1988. 240 с. 4. Лосев М. Ю., Федоров А. И., Янов В. В. К вопросу о диагностике неисправностей микропроцессорных систем с помощью сигнатурного анализа // Повышение эффективности авиацион. радиоэлектрон. систем. 1988. Вып. 2. С. 98—107.

Поступила в редколлегию 16.01.90

УДК 621.396:771.64

О. В. СЫТНИК, канд. техн. наук

ПРОЦЕДУРА СЕГМЕНТАЦИИ ИЗОБРАЖЕНИЙ ПРИ БОКОВОМ ОБЗОРЕ ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ

Повышенный интерес к проблеме исследования природной среды вызвал быстрое развитие радиолокационных (РЛ) средств зондирования поверхности земли с аэрокосмических носителей. Бортовая РЛС облучает поверхность местности в пределах зоны обзора и осуществляет запись значений мощности эхо-сигналов [1]. Каждый элемент разрешения, как правило, образован большим числом отражателей и при определенных допущениях принятые сигналы можно считать узкополосными гауссовскими процессами [2]. После детектирования и записи сигнала информация представляется в виде изображения. Отдельные физические образования на этом изображении проявляются в виде участков с различной текстурой. Причем информация о подстилающей поверхности содержится как собственно в структуре текстуры так и в границах, позволяющих осуществлять сегментацию и идентификацию наблюдаемых физических образований. Машинная обработка

и анализ подобной информации требует четкой формализации процедуры преобразования исходного изображения.

Одним из путей такой формализации есть текстурный анализ фрагментов изображения [3—6] с использованием различных моделей текстур. В силу статистического характера процесса рассеяния электромагнитных волн от шероховатых поверхностей, способа отображения информации, наличия аддитивного шума и других факторов границы между физическими образованиями на изображении, как правило, размыты. В случае, когда средняя яркость соседних участков текстур одинакова, то значительных краевых градиентов, характеризующих границу раздела, может вообще не быть. Например, как показано на рис. 1, между областью A и областью C градиент средней яркости равен нулю и отличается от нуля для локальной помехи B . Пример, приведенный на рис. 1, носит иллюстративный характер и очевидно процедуру обнаружения границы между детерминированными текстурами A и C можно построить на основе вычисления пространственных корреляций по соответствующим областям.

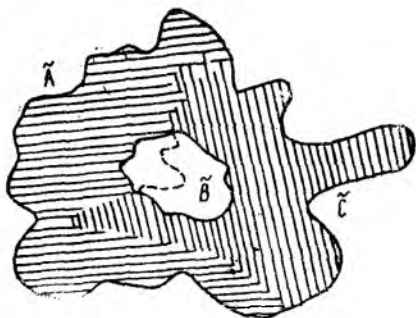


Рис. 1

Задача значительно усложняется если текстуры, подлежащие идентификации носят стохастический характер. Синтез алгоритма идентификации текстур и выделения границ между различными текстурами требует формализации описания текстуры.

Воспользуемся авторегрессионной моделью [6] описания стохастической текстуры, которая предполагает, что условная плотность вероятности элемента x_0 на изображении выражается как

$$W_{\bar{A}}(x_0/x_1, \dots, x_N) = \frac{W_{\bar{A}}(x_0, x_1, \dots, x_N)}{W_{\bar{A}}(x_1, \dots, x_N)}, \quad (1)$$

где индекс A означает принадлежность выборки области A . Для гауссовой модели соотношение (1) записывается как

$$\begin{aligned} W_{\bar{A}}(x_0/x_1, \dots, x_N) = & \\ = & \frac{[(2\pi)^{N+1} \det(\vec{K}_{N+1})]^{-1/2} \exp\left\{-\frac{1}{2}(\vec{v}_{N+1} - \vec{\eta}_{N+1})^T\right\}}{[(2\pi)^N \det(\vec{K}_N)]^{-1/2} \exp\left\{-\frac{1}{2}(\vec{v}_N - \vec{\eta}_N)^T\right\}} \times \\ & \times \frac{\vec{K}_{N+1}^{-1}(\vec{v}_{N+1} - \vec{\eta}_{N+1})}{\vec{K}_N^{-1}(\vec{v}_N - \vec{\eta}_N)}, \quad (2) \end{aligned}$$

где

$$\vec{v}_N^T = [x_1, \dots, x_N]; \quad \vec{v}_{N+1}^T = [x_0, x_1, \dots, x_N];$$

$$\vec{K}_{N+1} = \sigma^2 \begin{bmatrix} 1 & R_{12} \dots R_{1, N+1} \\ \vdots & \vdots \\ R_{21} & \vdots \\ \vdots & \vdots \\ R_{N+1, 1} & \vdots \\ & \sigma^{-2} \vec{K}_N \end{bmatrix};$$

$R_{1,2} \dots R_{1, N+1}, R_{2,1} \dots R_{N+1, 1}$ — коэффициенты корреляции элемента x_0 с элементами x_1, \dots, x_N ; $\vec{\eta}$ — вектор средних значений \vec{v} .

Рассмотрим наиболее сложный случай, когда распределение $W_{\bar{C}}(x_0/\bar{X})$ имеет вид, аналогичный соотношению (2), однако значения параметров $\vec{\eta}_{\bar{A}}, \vec{K}_{\bar{A}}$ и $\vec{\eta}_{\bar{C}}, \vec{K}_{\bar{C}}$ отличаются друг от друга и априорно неизвестны. Будем считать, что из областей \bar{A} и \bar{C} можно получить обучающие выборки $\bar{X}^A = (x_1, \dots, x_N)^A$ и $\bar{X}^C = (x_1, \dots, x_N)^C$ соответственно. Оценки неизвестных матриц $\widehat{K}_{\bar{A}}^A, \widehat{K}_{\bar{C}}^C$ и векторов $\widehat{\eta}^A, \widehat{\eta}^C$ можно найти, например, методом максимума правдоподобия по обучающим выборкам, как это предложено в работе [7]:

$$\widehat{\eta}_{\bar{A}}^A = N^{-1} \sum_{i=1}^N \bar{X}_i^A; \quad (3)$$

$$\widehat{K}_{\bar{A}}^A = N^{-1} \sum_{i=1}^N (\bar{X}_i^A - \widehat{\eta}^A)(\bar{X}_i^A - \widehat{\eta}^A)^T. \quad (4)$$

Соотношения для оценок $\widehat{\eta}_{\bar{C}}^C$ и $\widehat{K}_{\bar{C}}^C$ имеют вид, аналогичный формулам (3), (4) соответственно. Причем считаем $\widehat{\eta}_{\bar{A}}^A = \widehat{\eta}_{\bar{C}}^C = \widehat{\eta}_N$. Для того чтобы классифицировать текущее наблюдение \bar{X} , можно воспользоваться оптимальным алгоритмом проверки гипотез о корреляционной матрице нормального распределения [8], заменив неизвестные корреляционные матрицы в уравнении (2) их оценками (4). При этом правило классификации выглядит так: очередная наблюдаемая выборка \bar{X}_N принадлежит области \bar{C} , если

$$(\bar{X} - \widehat{\eta})^T (\widehat{K}_{\bar{C}}^C - \widehat{K}_{\bar{A}}^A) (\bar{X} - \widehat{\eta}) \geq 2 \ln C + \ln \frac{\det \widehat{K}_{\bar{A}}^A}{\det \widehat{K}_{\bar{C}}^C}, \quad (5)$$

где C — константа, равная отношению априорных вероятностей принадлежности выборки \bar{X} областям \bar{A} и \bar{C} соответственно. Заменив, $\vec{Y} = \vec{j}^T (\bar{X} \vec{\eta})$, получим $\vec{Y}^T = (y_1, \dots, y_N)$, где \vec{j} определяется из соотношения

$$\vec{K}_{\bar{C}}^C \vec{j} = \vec{K}_{\bar{A}}^A \vec{j} \Lambda, \quad (6)$$

и Λ — диагональная матрица, элементы $\hat{\lambda}_1, \dots, \hat{\lambda}_N$ которой являются корнями уравнения

$$\det [\hat{K}_N^{\bar{C}} - \hat{\lambda} \hat{K}_N^{\bar{A}}] = 0. \quad (7)$$

С учетом выражений (5), (6) решающее правило сводится к простому виду

$$\sum_{i=1}^N (1 - \hat{\lambda}_i^{-1}) y_i^2 \geq 2 \ln C + \sum_{i=1}^N \ln \hat{\lambda}_i. \quad (8)$$

Данное решающее правило является статистической процедурой сегментации исходной текстуры на подобласти, характеризующиеся статистической однородностью текстуры. При этом результатом применения правила (8) к реальному изображению типа рис. 1 приводит к формированию бинарного изображения $\chi(x/\bar{A}, \bar{C})$, состоящего из 0 и 1:

$$\chi(x/\bar{A}, \bar{C}) = \begin{cases} 1, & \text{если } x \in \bar{A}; \\ 0, & \text{если } x \in \bar{C}. \end{cases} \quad (9)$$

Выделение границы между областями A и C может теперь быть осуществлено с помощью какого-либо, например, градиентного алгоритма обнаружения границ.

Однако алгоритмы, базирующиеся на вычислении краевых градиентов, совместно с правилом классификации (8) оказываются практически незащищенными от локальных помех, поражающих часть обнаруживаемого контура. Поэтому для повышения эффективности процедуры обработки стохастических текстур целесообразно пойти на некоторое усложнение алгоритма.

В частности, представим полученное бинарное изображение $\chi(x/\bar{A}, \bar{C})$ как некую функцию пространства сигналов, содержащую информацию о контуре переходной границы между текстурами \bar{A} и \bar{C} . При этом оказывается возможным осуществить переход из пространства сигналов в пространство спектра параметров путем следующего преобразования:

$$\begin{aligned} S(\bar{A}) &= H[\chi(x/\bar{A}, \bar{C})] = \\ &= \int \dots \int_{R^n} \chi(x/\bar{A}, \bar{C}) \delta[\varphi(x, \bar{A})] dx = \\ &= \int \dots \int_{R^n} \chi(x/\bar{A}, \bar{C}) \chi(x/\{\varphi(x, \bar{A}) = 0\}) dx, \end{aligned} \quad (10)$$

известного в литературе под названием преобразования Хо [9]. В выражении (10) функция $\varphi(x, \bar{A})$ — есть аналитически заданная аппроксимация эталонного контура, характеризующего границу между областями \bar{A} и \bar{C} , а вектор \bar{A} — вектор параметров. Например, если применяется кусочно-ломанная аппроксимация, то вектор $\bar{A} = (a_0^1, a_1^1; \dots; a_0^p, a_1^p)$. Если эталон описывается в виде дискретного множества точек, образованных концами радиус-векторов, проведенных

из начала координат, то вектор параметров выразится соответственно как $\vec{A} = (r^1, \theta^1; \dots; r^p \theta^p)$.

Поскольку всякое бинарное изображение $\chi(x/\vec{A}, \vec{C})$ является характеристической функцией некоторого подмножества $G \cap \vec{A}, G \cap \vec{C}$, каждый спектральный отсчет $S(\vec{A})$ равен объему области, заключенной в пересечении подмножества G с $x(\vec{A})$ поверхностью. Исходя из этого определения очевидно, что максимальный спектральный отсчет $S(\vec{A}^*)$ характеризует то значение параметра $\vec{A} = \vec{A}^*$, при котором множество G в максимальной степени похоже на $x(\vec{A}^*)$ поверхность. Таким образом, каждый спектральный отсчет $S(\vec{A})$ в точке \vec{A} дает меру сходства подмножества G с обнаруживаемым контуром, имеющем параметр \vec{A} . С учетом (10) алгоритм обработки текстурной информации представляется в виде структуры, изображенной на рис. 2.

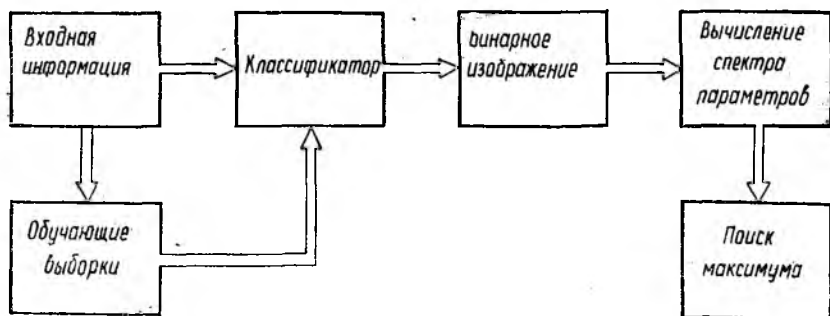


Рис. 2

Исследование алгоритма на реальных радиолокационных изображениях подтвердило его эффективность для задач сегментации РЛ-изображений. В частности, для границ, представляющих прямые линии, сегменты круга или другие допускающие аналитическую аппроксимацию функции, вероятность правильного обнаружения контура границы при локальных помехах, смазывающих контур до 60 % его длины, и соотношении сигнал-шум 3 дБ составляла 0,96. Под соотношением сигнал-шум здесь понимается отношение среднеквадратичного значения случайного процесса, вычисленного по однородному участку текстуры размера 32×32 элемента к среднеквадратичному значению искусственно введенного в изображение гауссовского шума.

Сегментация текстур при этих же условиях, но проведенная традиционным методом, включающим вычисление взаимных пространственных корреляций между исходным изображением и аналитически заданным эталоном каждого класса, обеспечивала указанную вероятность обнаружения 0,79.

Для кривых произвольной формы вероятность правильного обнаружения зависит от размера вектора параметров \vec{A} , т. е. от точности аппроксимации эталона. При этом повышение точности аппроксимации влечет за собой увеличение времени обработки. Так, обработка фрагмента РЛ изображения размера 512×512 элементов на ЭВМ ЕС 1061 требует порядка 20 мин процессорного времени при линейной аппроксимации эталона, т. е. вектор \vec{A} имеет размер, равный 2, и около 80 мин при размере \vec{A} , равном 6.

Таким образом, применение предложенной процедуры целесообразно в условиях низких соотношений сигнал-шум и при одновременном наличии существенных локальных затенений идентифицируемых контуров текстур. Алгоритм чувствителен к точности аппроксимации эталона, причем при применении его целесообразно сопоставить требуемую точность идентификации и время, затрачиваемое на обработку изображений.

Список литературы: *Справочник по радиолокации* / Под. ред. М. Сколника: Пер. с англ. К. Н. Трофимова. М., 1977. Т. 2. 408 с. 2. *Frost V. S., Shanmugan K. S. The Information Content of Synthetic Aperture Radar Images of Terrain* // IEEE Trans. Aerosp. and Electron. Syst. 1983. Vol. 19. N 5. P. 768—744. 3. *Прэнтт У. К., Фожра О. Д., Гагалович А.* Применение моделей стохастических текстур для обработки изображений // ТИИЭР. 1981. Т. 69. № 5. С. 54—64. 4. *Tulesse B., Gibbert E. N., Shepp L. A.* Inability of Humans to Discriminate Between Visual Textures That Agree in Second-Order Statistics — Revisited // Perception. 1973. Vol. 2. P. 391—405. 5. *Pratt W. K., Faugeras O. D., Gagalowish A.* Visual Discrimination of Stochastic Texture Fields // IEEE Trans. Syst. Man. Cybern. Nov. 1978. P. 434—496. 6. *Gagalowish A.* Stochastic Texture Fields Synthesis From a priori Given Second Order Statistics // Proc. IEEE Comp. Society Conf. Patten. Rec. and Image Proc. (Ch. IL. 1979). P. 376—381. 7. *Ван Трис Г.* Теория обнаружения, оценок и модуляции : Пер. с англ. / Под. ред. В. И. Тихонова. М., 1972. Т. 1. 744 с. 8. *Левин Б. Р.* Теоретические основы статистической радиотехники. М., 1968. Т. 2. 504 с. 9. *Skłansky J.* On the Hough Technique for Curve Detection // IEEE Transactions on Computers. 1978. Vol. C.—27, N 10. P. 923—926.

Поступила в редколлегию 06.04.90

УДК 621.391

Е. П. ВТОРОВ, канд. техн. наук, Л. С. ДИДЫК, С. Л. ДИДЫК

ПРОЕКТИРОВАНИЕ ОПТИМАЛЬНЫХ АЛГОРИТМОВ ДИАГНОСТИРОВАНИЯ РЭС

Постановка задач при проектировании оптимальных алгоритмов диагностирования РЭС зависит от наличия априорной информации, которую можно использовать в начале проектирования.

При известных реакциях РЭС на проверки, представленных в виде табличной диагностической модели [1], в которой отражены реакции в зависимости от состояния S_i диагностируемого объекта, возникает задача определения избыточной совокупности проверок. Для нахождения избыточной совокупности проверок из числа возможных можно использовать способ, заключающийся в определе-

$\pi_i \backslash S_j$	S_1	S_2	S_3
π_1	0	1	1
π_2	0	0	1
π_3	0	1	1

нии логических функций различных состояний. Запись производится в конъюнктивно-дизъюнктивной форме, а потом преобразуется в дизъюнктивно-конъюнктивную, в дальнейшем используются правила алгебры логики, в первую очередь операции поглощения $x \vee xy = x$ и склеивания $xy \vee x\bar{y}$.

Пусть модель объекта диагностирования представлена в таблице. Тогда вначале определим проверки для попарного различия состояний

$$S_1 : S_2 \rightarrow \pi_1 \vee \pi_3; \quad S_1 : S_3 \rightarrow \pi_1 \vee \pi_2 \vee \pi_3; \quad S_2 : S_3 \rightarrow \pi_2.$$

Затем найдем конъюнктивно-дизъюнктивную форму различия состояний: $\Pi_\Sigma = (\pi_1 \vee \pi_3)(\pi_1 \vee \pi_2 \vee \pi_3) \pi_2$.

После логического умножения найдем дизъюнктивно-конъюнктивную формулу и избыточные наборы проверок:

$$\begin{aligned} \Pi_\Sigma &= \pi_1 \pi_1 \pi_2 \vee \pi_1 \pi_2 \pi_2 \vee \pi_1 \pi_3 \pi_2 \vee \pi_3 \pi_1 \pi_2 \vee \\ &\vee \pi_3 \pi_2 \pi_2 \vee \pi_3 \pi_3 \pi_2 = \pi_1 \pi_2 \vee \pi_1 \pi_3 \pi_2 \vee \pi_3 \pi_1 \pi_2 \vee \\ &\vee \pi_3 \pi_2 \vee \pi_3 \pi_2 = \pi_1 \pi_2 \vee \pi_1 \pi_3 \pi_2 \vee \pi_3 \pi_2 = \pi_1 \pi_2 \vee \pi_3 \pi_2. \end{aligned}$$

Таким образом в качестве избыточного набора можно взять проверки $\pi_1 \pi_2$ или $\pi_3 \pi_2$, аналогичные задачи могут быть поставлены и решены для объектов, имеющих модели, отличные от представленной модели.

При известной вероятности нахождения объекта в том или ином состоянии возникает задача определения очередности проверок. Здесь процедура предусматривает следующую проверку объектов, если предыдущая проверка не дала результатов, то диагностика заканчивается. Качество диагностирования оценивается средним временем обнаружения состояния.

Условные вероятности состояний обозначим P_i , а время для проверки этого состояния τ_i . Математическое ожидание времени диагностирования, если проверки проводятся в последовательности, соответствующей их номерам, определяется выражением

$$МП_1(\tau) = P_1 \tau_1 + P_2 (\tau_1 + \tau_2) + \dots + P_n (\tau_1 + \tau_2 + \dots + \tau_n).$$

Для другого алгоритма диагностирования, если он начинается со второй проверки:

$$МП_2(\tau) = P_2 \tau_2 + P_1 (\tau_2 + \tau_1) + \dots + P_n (\tau_1 + \tau_2 + \dots + \tau_n).$$

Разность между математическими ожиданиями времени проверок $МП_1 - МП_2 = P_2 \tau_1 - P_1 \tau_2$. Очевидно, что первый алгоритм эффективнее второго, если $P_2 \tau_1 < P_1 \tau_2$, т. е. оптимальная последовательность проверок обеспечивается при выполнении следующего условия:

$$\frac{P_1}{\tau_1} > \frac{P_2}{\tau_2} > \dots > \frac{P_n}{\tau_n}.$$

Для рассматриваемого случая можно привести конкретный пример. Пусть время проверок для обнаружения трех состояний объекта и вероятности их обнаружения соответствует следующим наборам:

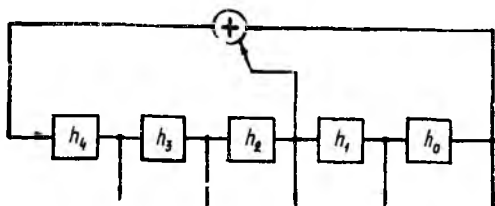
(1; 0,08), (3; 0,15), (4; 0,77). Чтобы определить последовательность проверок, найдем отношения $\pi_i = \frac{P_i}{T_i}$: $\pi_1 \rightarrow 0,08$; $\pi_2 \rightarrow 0,05$; $\pi_3 \rightarrow 0,17$. Отсюда оптимальная последовательность проверок $\pi_3 \pi_1 \pi_2$.

При отсутствии достаточной информации для построения диагностической модели объекта необходимо использовать сигналы, уровень которых соответствует случайному распределению. Такие сигналы позволяют выявить в первую очередь наиболее вероятные дефекты. Необходимость диагностирования РЭС с использованием автоматизированных систем контроля приводит к задаче построения генератора псевдослучайных тестовых наборов, представляемых в виде двоичных последовательностей.

В основу генератора псевдослучайных двоичных последовательностей положена идея кодирования, основанная на отождествлении последовательностей с полиномами и алгебраических операциях над полиномами. Здесь используется сдвиговый регистр [2], отводы от отдельных ячеек которого связаны через сумматор по mod 2 с входом. Номер ячеек с отводами определяется примитивным полиномом $H(x) = n_{m-1}x^{m-1} + n_{m-2}x^{m-2} + \dots + n_1x + n_0$. Для каждого контролируемого устройства, имеющего m входов (m ячеек сдвигового регистра генератора), выбирается единственный примитивный полином степени m , коэффициенты которого определены на множестве $\{0, 1\}$, позволяющий получить полный набор $2^m - 1$ последовательностей из m нулей и единиц. Из набора исключается последовательность, состоящая из одних нулей. Отводы осуществляются от ячеек, номера которых равны степени нулевых членов примитивного полинома. Кроме аппаратурной реализации, возможна программная реализация псевдослучайных последовательностей с использованием системы команд соответствующей микропроцессорной системы. Пусть необходимо построить схему генератора псевдослучайных последовательностей для объектов контроля, имеющих пять входов, используя примитивный полином $n(x) = x^5 + x^2 + 1$ и написать программу для наблюдения последовательностей, используя систему команд микропроцессора 580ИК80.

Решение заключается в следующем. Генератор состоит из регистра сдвига, включающего пять разрядов по числу выходов генератора, равных числу входов контролируемого объекта. Так как примитивный полином имеет ненулевые коэффициенты при x^2 и x^0 , обратные связи на вход регистра заводятся через сумматор со второй и нулевой ячеек. Схема генератора представлена на рисунке.

При разработке программы наблюдения последовательностей используется мнемокод микропроцессора 580ИК80. Ниже приводится программа наблюдения двоичных последовательностей типа



000 $n_1n_3n_2n_1n_0$ с учетом восьмизарядной шины данных микропроцессора.

Метки	Команды	Комментарий
WZ:	LXI H, SK	Ввод масок M1=00000001 M2=00000101 для выделения необходимых разрядов по адресам (SK) и (SK+1). Ввод по адресу (SK+2) исходного набора 00011111 и в регистр B. Выделение разрядов, подлежащих суммированию, с помощью маски M3.
	LVI M, 01	
	INX H	
	MVI M, 05	
	INX H	
	MVI IF	
	MOV A, M	
	MOV B, M	
	DCX H	
	ANA M	
WR:	MVI C, 04	Вычисление суммы SUM разрядов, подлежащих суммированию, размещение результатов в регистре E.
	DCR C	
	JZ WN	
	RRC,	
	JNC, WR	
WN:	JNRE	Выделение последнего разряда SUM путем маскирования маской M1 (суммирование по под 2).
	JMP WR	
	MOV A, E	
	DCX, H	
WW:	ANA, M	Перемещение последнего разряда в пятый разряд, получение последовательности 000 n_4 0000, результат перемещается в регистр E, количество шагов в цикле (в данном случае 4) определяется позицией старшего разряда. Извлечение набора из регистра B сдвиг его вправо, сложение с содержимым регистра E. Выделение последовательности в виде 000 $n_4n_3n_2n_1n_0$ маскированием с помощью маски, функцию которой выполняет исходная последовательность. Останов, последовательность наблюдается на терминеале. Возврат на начало цикла с целью получения новой последовательности.
	MVT C, 04	
	RLC	
	DCRC	
	JNZ WW	
	MOV E, A	
	MOV A, B	
	RRC	
	ADD E	
	JNX H	
JNX H		
ANA, M		
HLT		
	пуск	
	JMP WZ	

Таким образом, при известной диагностической модели РЭС, представленной в виде таблицы, отражающей связь между состояниями проверками и реакциями РЭС на проверки, возможна постановка и решение задачи определения оптимального перечня проверок. При известных вероятностях и времени, затраченном на проверки, решается задача определения оптимальной последовательности проверок. Если априорная информация об объекте практически отсутствует, целесообразно проведение случайного поиска, при этом для генерирования псевдослучайных уровней сигналов возможна программная реализация генератора псевдослучайных двоичных последовательностей.

Список литературы: 1. Мозгалевский А. В., Калявин В. П., Костанди Г. Г. Диагностирование электронных систем / Под ред. А. В. Мозгалевского. Л., 1984. 224 с.
2. Сарвате Д. В., Перели М. Б. Взаимно-корреляционные свойства псевдослучайных и родственных последовательностей // Тр. Ин-та инж. по электротехнике и радиоэлектронике. 1980. Т. 68, № 5. С. 59—90.

Поступила в редколлегию 02.03.90

ФИЗИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ВОЛН В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

Статистическая задача о рассеянии волн в турбулентной среде подробно рассматривается в работах [1; 2], где получены усредненные по ансамблю реализаций характеристики рассеянного волнового поля и области взаимодействия падающей волны с неоднородной средой в предположении, что поле регистрируется в заданной точке пространства. Во многих случаях интерпретация результатов измерений требует учета как дифракционной разрешающей способности приемного устройства, так и структуры рассеивающего объекта. При построении физико-математической модели рассеивающего объема неоднородной среды будем считать, что приемная система находится в зоне дифракции Фраунгофера и измерению доступно все поле волны, рассеянной в заданном направлении.

Пусть неоднородная среда характеризуется параметром ϵ_1 , определяющим скорость распространения волны или коэффициент преломления. Рассмотрим реализацию «замороженной» турбулентности, когда комплексная функция координат $\epsilon_1(x, y, z)$ имеет вид $\epsilon_1(x, y, z) = \epsilon_0 + \epsilon(x, y, z)$, где ϵ_0 — среднее значение ϵ_1 , а $\epsilon(x, y, z)$ — случайная функция.

Если $|\epsilon(x, y, z)| \ll \epsilon_0$, то задача о распространении и рассеянии волн в неоднородной среде решается методом малых возмущений [1—3]. Функция $\epsilon(x, y, z)$ обычно допускает представление трехмерными рядом или интегралом Фурье, и тогда можно рассматривать рассеяние волн на совокупности произвольно ориентированных периодических пространственных структур. В такой постановке задача подробно проанализирована Бриллюэном [3].

В работе [3] показано, что для существования частного решения волнового уравнения первого приближения в виде

$$u = C_1 e^{-2\pi j(a_0 r)} + C_2 e^{-2\pi j(a_s r)}, \quad (1)$$

где \mathbf{a}_0 , \mathbf{a}_s — соответственно волновые векторы падающей (основной) и рассеянной волн, а C_1 и C_2 — комплексные коэффициенты, необходима вполне определенная связь между \mathbf{a}_0 , \mathbf{a}_s и вектором $\mathbf{B} = \mathbf{a}_0 - \mathbf{a}_s$. Вектор \mathbf{B} характеризует период d и пространственную ориентацию периодического структурного образования («решетки»), на котором происходит рассеяние. Если среда статистически изотропна и справедливо приближение однократного рассеяния, то необходимо выполнение условий

$$|\mathbf{a}_0| = |\mathbf{a}_s|, \quad d = 1/|\mathbf{B}|, \quad |\mathbf{B}| = 2|\mathbf{a}_0| \sin(\varphi/2), \quad (2)$$

где φ — угол между векторами \mathbf{a}_0 и \mathbf{a}_s .

Требования (2) совпадают с условиями Брэгга, сформулированными для рассеяния рентгеновских лучей на кристаллах:

$$2d \cos \beta = m\lambda, \quad \beta = \beta', \quad m = 1, 2, \dots \quad (3)$$

где β, β' — углы падения и отражения волн от кристаллографических плоскостей; λ — длина волны. Вектор \mathbf{B} в этом случае направлен по нормали к отражающим плоскостям, расстояние между которыми равно d .

Связь между $\mathbf{a}_0, \mathbf{a}_s$ и \mathbf{B} , необходимая для существования рассеянной волны, оказывается настолько жесткой, что позволяет говорить о селекции тех пространственных структурных образований в реальном объеме V , с которыми связано рассеяние в заданном направлении. Для этого нужно найти все составляющие трехмерного спектра $G_e(\mathbf{k})$ реализации $\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon(x, y, z)$, волновые векторы которых удовлетворяют условиям (2), (3).

Периодические пространственные структуры. На основе общих свойств преобразования Фурье можно установить взаимное соответствие между геометрическим местом концов волновых векторов \mathbf{k} , где спектр $G_e(\mathbf{k})$ отличен от нуля, и характером структуры рассеивающего объекта. Назовем прямоугольную систему координат x, y, z координатами объекта, а систему k_x, k_y, k_z — евклидовым пространством волновых векторов. Если оси координат x и k_x, y и k_y, z и k_z попарно параллельны, то каждому волновому вектору \mathbf{k} однозначно соответствует направление нормали к фронту плоской волны $A e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$, где \mathbf{r} — радиус-вектор точки в координатах x, y, z .

Докажем важные в нашем случае утверждения.

Теорема 1. Совокупность векторов \mathbf{k} , удовлетворяющих в пространстве волновых векторов уравнению плоскости $\mathbf{k}\mathbf{B} = |\mathbf{B}|^2$ (4), на которой $G(\mathbf{k}) \neq 0$, в координатах объекта определяет периодическую функцию, отличную от нуля на прямой, параллельной вектору \mathbf{B} .

Теорема 2. Если преобразование Фурье $G_e(\mathbf{k})$ некоторой функции $\varepsilon(x, y, z)$ существует и сохраняет постоянное значение на плоскости $\mathbf{k}\mathbf{B} = |\mathbf{B}|^2$, то $\varepsilon(x, y, z) = 0$ всюду, за исключением прямой, параллельной вектору \mathbf{B} .

Обе теоремы доказываются непосредственным вычислением интеграла Фурье. Положим

$$0 < \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G_e(\mathbf{k}) G_e^*(\mathbf{k}) dk_y dk_z < \infty. \quad (5)$$

Выберем направления осей x, y, z так, чтобы направление вектора \mathbf{B} совпало с осью x . Тогда $k_x = |\mathbf{B}| = b$; $-\infty < k_y < \infty$; $-\infty < k_z < \infty$. Используя Фурье — представление δ -функции и ее свойства [4], находим

$$G_e(\mathbf{k}) = G_e(k_x, k_y, k_z) = G_e(b, k_y, k_z) \cdot \delta(k_x - b);$$

$$\varepsilon(x, y, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G_e(b, k_y, k_z) e^{2\pi i(k_y y + k_z z)} \times$$

$$\times dk_y dk_z \int_{-\infty}^{\infty} \delta(k_x - b) e^{2\pi i k_x x} dk_x = \varepsilon(b, y, z) e^{-2\pi i b x}. \quad (6)$$

Так как $\varepsilon(b, y, z) \neq 0$ в силу условия (5), то первое утверждение доказано.

Если $G_e(k) = \text{const} = h \neq 0$, то интеграл по k_y и k_z в выражении (6) отличен от нуля только в том случае, когда показатель экспоненты обращается в нуль, т. е. при $y = z = 0$, поэтому

$$\varepsilon(x, y, z) = h \delta(y - 0, z - 0) e^{-2\pi i b x},$$

что доказывает второе утверждение.

Неопределенное уравнение (4) описывает плоскость, на которой лежат концы векторов: заданного B и произвольных k , причем вектор B перпендикулярен к этой плоскости. Из теоремы 1 следует, что независимо от вида функции $G_e(k_y, k_z)$, заданной на плоскости (4), кроме слабого ограничения (5), в координатах объекта получается периодическая по x структура для каждой пары фиксированных значений y и z . При $x=0$ функция $\varepsilon(b, y, z)$ может принимать произвольные комплексные значения, допускающие ее представление интегралом Фурье. Если спектр этой функции $G_e(k)$ задан на бесконечном интервале, то с ростом эффективной ширины спектра уменьшается интервал корреляции функции $\varepsilon(b, y, z)$, и в пределе приходим к условиям теоремы 2, когда $\varepsilon(b, y, z)$ оказывается δ -коррелированной по y и z .

Рассмотренные периодические структуры известны в радиотехнике под названием линейных решеток, или антенн бегущей волны [5; 6]. В нашем случае важны условия рассеяния волн линейной решеткой, порождаемой структурными неоднородностями среды. Пусть плоская волна $A_0 \exp\{-2\pi i a_0 r\}$ падает на линейную решетку, образованную периодической неоднородностью, локализованной на ее оси. Волновой вектор a_0 образует с осью решетки угол α . В предположении однократного рассеяния неоднородность в пределах каждого периода решетки порождает рассеянную волну с амплитудой $A_s = \mu A_0$, причем $\mu \ll 1$. Волновой вектор рассеянной волны a_s , наблюдаемой в зоне дифракции Фраунгофера, образует с осью решетки угол α' . В изотропной среде $\lambda_0 = \lambda_s$ и $|a_0| = |a_s|$.

Для синфазного суммирования волн, однократно рассеянных n элементами решетки в направлении a_s , необходимо, чтобы максимальное различие в разности хода волн не превышало малого числа $\gamma \ll n$, т. е. $nd \cos \alpha - nd \cos \alpha' \leq \gamma$, или $\cos \alpha - \cos \alpha' \leq \gamma/nd$.

Если $n \rightarrow \infty$, то $\alpha \rightarrow \alpha'$, и амплитуда суммарной волны, рассеянной под углом $\alpha = \alpha'$, растет пропорционально $n \mu A_0$, т. е. существенно превышает амплитуды всех остальных волн, для которых $\alpha \neq \alpha'$. Величина же разности хода между соседними элементами решетки должна быть, очевидно, равна $d \cos \alpha + d \cos \alpha' = m\lambda$, или при

$$\begin{aligned} \alpha = \alpha' &= (\pi - \varphi)/2 \\ d \cos \alpha &= m\lambda/2, \quad m = 1, 2, \dots \end{aligned} \quad (7)$$

Из требования $\alpha = \alpha'$ при $n \gg 1$ следует, что ось решетки направлена вдоль вектора $\mathbf{a}_0 - \mathbf{a}_s = \mathbf{B}$, а с учетом соотношения (7) получим условия рассеяния

$$|\mathbf{a}_0| = |\mathbf{a}_s|, \quad d = 1/|\mathbf{B}|, \quad |\mathbf{B}| = 2|\mathbf{a}_0| \cos \alpha, \quad (8)$$

совпадающие с требованиями (2), (3). Таким образом, достаточно «длинная» линейная решетка при малых углах α обладает такими же селективными свойствами, как и периодическая последовательность параллельных плоскостей в условиях рассеяния Брэгга.

Различие между рассеянием волн на линейной решетке и рассеянием Брэгга проявляется с ростом угла α и выражается в существенном уменьшении интенсивности вторичных волн, излучаемых решеткой под углами $\alpha \approx \pi/2$, однако селективные свойства, связанные с условиями (8), сохраняются. Это дает основание считать линейную решетку элементарной структурной единицей реального рассеивающего объема турбулентной среды.

Структура рассеивающего объема. Рассмотрим взаимодействие плоской волны с одной реализацией «замороженной» турбулентности в пределах ограниченного объема пространства $V(x, y, z)$. Функция $V(x, y, z)$ учитывает форму и взаимную ориентацию диаграмм направленности антенн передающего и приемного устройств. Будем считать, что мы не ограничены конкретными условиями измерения рассеянного поля и регистрации доступно все излучение в заданном направлении, причем приемное и передающее устройства находятся в зоне дифракции Фраунгофера. Тогда в каждой точке объема V векторы \mathbf{a}_0 и \mathbf{a}_s постоянны, а структура источников рассеянных волн определяется лишь случайной функцией $\varepsilon_V(x, y, z)$, описывающей неоднородную среду в области взаимодействия. Очевидно,

$$\varepsilon_V(\mathbf{r}) = \varepsilon(\mathbf{r}) V(\mathbf{r}) = \varepsilon(x, y, z) \cdot V(x, y, z).$$

Трехмерное преобразование Фурье (пространственный спектр функции $\varepsilon_V(\mathbf{r})$) равно

$$\begin{aligned} G(\mathbf{k}) = G(k_x, k_y, k_z) &= \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon_V(\mathbf{r}) V(\mathbf{r}) e^{-2\pi i \mathbf{k} \mathbf{r}} d^3 \mathbf{r} = \\ &= G_\varepsilon(\mathbf{k}) \times G_V(\mathbf{k}), \end{aligned} \quad (9)$$

где знак \times обозначает операцию трехмерной интегральной свертки, $G_\varepsilon(\mathbf{k})$ и $G_V(\mathbf{k})$ — соответственно пространственные спектры функций $\varepsilon(\mathbf{r})$ и $V(\mathbf{r})$; $d^3 \mathbf{r} \equiv dx dy dz$.

Ядро $G_V(\mathbf{k})$ свертки (9) зависит от характерных размеров области взаимодействия L_x, L_y, L_z , и если эти размеры имеют порядок $L \gg \lambda_0$, то можно приближенно считать, что основная «энергия» спектральных компонент $|G_V(\mathbf{k})|^2$ сосредоточена внутри сферы малого радиуса $\rho \approx 1/L$. Очевидно, если $L \rightarrow \infty$, то $\rho \rightarrow 0$ и $G_V(\mathbf{k})$ стремится к трехмерной δ -функции.

Взаимодействие плоской волны с неоднородной средой приводит к появлению рассеянных в заданном направлении волн только в том случае, если в спектре пространственных гармоник $G(\mathbf{k})$ имеются составляющие $G(\mathbf{k}_s)$, волновые векторы которых \mathbf{k}_s удовле-

творяют условия теоремы 1 и, следовательно, выполняются требования (2), (3), (8). Остальные составляющие при сделанных ранее предположениях не принимают участия в рассеянии и «прозрачны» для падающей волны. Когда рассеяние происходит в конечном объеме V_r , достаточно потребовать, чтобы длина элементарной решетки была одного порядка с его характерным размером L . В пространстве волновых векторов это требование приводит к необходимости учета всех волновых векторов, концы которых попадают в область W , заключенную между плоскостями $k_{x1,2} = b \pm \rho = \pm |B| \pm \rho$, $-\infty < k_y < \infty$, $-\infty < k_z < \infty$. На рис. 1 эта область обозначена штриховыми линиями.

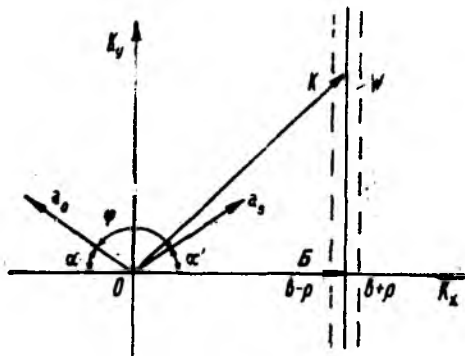


Рис. 1

Структуру источников рассеянных волн $e_s(\mathbf{r})$ теперь можно найти обратным преобразованием Фурье, ограничив пределы интегрирования областью W :

$$e_s(\mathbf{r}) = \iiint_W G(\mathbf{k}) e^{2\pi i \mathbf{k} \mathbf{r}} d^3 k = \\ = \int_{-\infty}^{\infty} dk_y dk_z \int_{b-\rho}^{b+\rho} G(k_x, k_y, k_z) e^{2\pi i (k_x x + k_y y + k_z z)} dk_x.$$

Поскольку по условию $\rho \ll b$, спектр $G(\mathbf{k})$ незначительно изменяется при $b - \rho < k_x < b + \rho$, и с достаточной в нашем случае точностью в области W можно считать $G(k_x, k_y, k_z) \approx G(b, k_y, k_z)$. Тогда

$$e_s(\mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G(b, k_y, k_z) e^{2\pi i (k_y y + k_z z)} dk_y dk_z \int_{b-\rho}^{b+\rho} e^{2\pi i k_x x} dk_x,$$

или

$$e_s(\mathbf{r}) = \frac{1}{\pi x} \sin 2\pi \rho x \cdot e^{2\pi i b x} e(b, y, z), \quad (10)$$

где $e_s(b, y, z)$ — случайная комплексная функция.

Для каждой пары фиксированных значений y и z структура элементарной линейной решетки в направлении оси x ясна из выражения (10). Характер изменения структуры источников рассеянных волн в плоскости yz , т. е. вид функции $e_s(b, y, z)$ можно оценить по ее спектру $G(b, k_y, k_z)$. Если выборка случайного процесса $e(x, y, z)$ достаточно представлена и справедливо предположение об эргодичности и статистической изотропности среды, то можно считать, что модуль спектра $|G(\mathbf{k})|$ сферически симметричен. Область

W включает лишь периферийные участки трехмерного спектра (рис. 2), где $|k| > |B|$. В пределах этой области $G(b, k_y, k_z)$ — случайная комплексная функция с максимальными значениями модуля вблизи оси k_x . В силу сферической симметрии в среднем $|G(b, k_y, k_z)|$ убывает вдоль осей k_y и k_z значительно медленнее, чем $|G(0, k_y, k_z)|$.

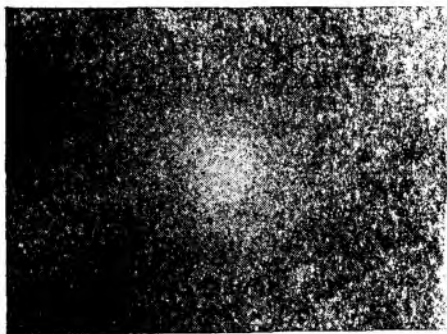


Рис. 2

Последнее, вообще говоря, справедливо и в тех случаях, когда $|G(k)|$ не обладает ни центральной, ни сферической симметрией, т. е. когда $\varepsilon_V(x, y, z)$ — комплексная функция. Поэтому относительный уровень (вес) высокочастотных гармонических составляющих в области W всегда существенно выше, чем в спектре $G(k)$.

В условиях реальной атмосферы усредненный по реализациям квадрат модуля спектра турбулентности $\Phi(k)$ в пределах инерционного интервала пропорционален примерно $|k|^{-4}$. Область корреляции рассеивающих структурных образований (линейных решеток) в плоскости yz определяется «эффективной шириной» сечения трехмерного спектра $\Phi(k)$ плоскостью $k_x = \text{const} = b = |B|$, а радиус корреляции вследствие статистической изотропности среды оказывается одного порядка с длиной волны $\lambda_0 = 1/|a_0|$.

На рис. 3, а показана полученная в модельных экспериментах структура рассеивающего объема в слое между плоскостями $z_{1,2} =$

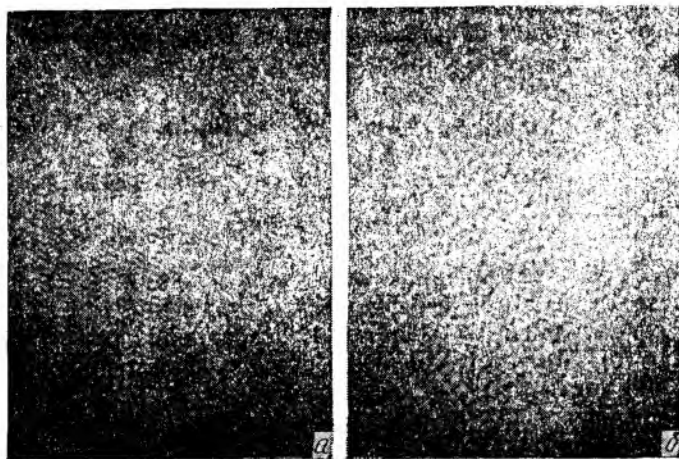


Рис. 3

$= z_0 \pm \rho$ при углах рассеяния $\varphi \approx \pi$. На рис. 3, б — под углом $\varphi \approx 110^\circ$. Очевидно, аналогичная структура должна наблюдаться и в плоскости xz . При углах $\varphi < \pi$ ориентация и период решеток изменяются так, чтобы их оси были направлены вдоль вектора $\mathbf{B} = \mathbf{a}_0 - \mathbf{a}_s$, а период равнялся $d = 1/b$.

Экспериментальные исследования проводились с применением когерентно-оптического процессора, вычисляющего двумерное комплексное преобразование Фурье. Флуктуации коэффициента преломления в рассеивающем объеме моделировались с помощью стационарного стохастического фазового объекта. Фотографическая регистрация исследуемых структур осуществлялась с учетом общих правил отображения комплексных функций модулем (или квадратом модуля) модифицированного сигнала [7]. Поэтому изображение структуры рассеивающих элементов неоднородности, показанное на рис. 3, содержит, кроме слабой квадратичной, линейную составляющую, пропорциональную амплитудным значениям $\varepsilon_s(x, y, z)$ и учитывающую фазовые соотношения в структурах элементарных линейных решеток. Изменение фазы на π приводит к «негативному» изображению соответствующей детали структуры объекта. Полоса частот, определяющая область W , составляла $2\rho \approx b/20$ по оси κ_x и $3b$ — вдоль оси κ_y .

На рис. 4 показан результат синтеза структуры фазового объекта по значениям волнового поля, рассеянного в пределах угла около 10° . Существенно, что положение и интенсивность источников вторичных волн жестко связаны с реальной структурой объекта, и наблюдается пространственная корреляция линейных решеток, участвующих в рассеянии под разными углами. Очевидно, по данным подобных измерений можно найти структуру неоднородности в любом сечении объема V , т. е. выполнить голографический синтез структуры рассеивающего объема.

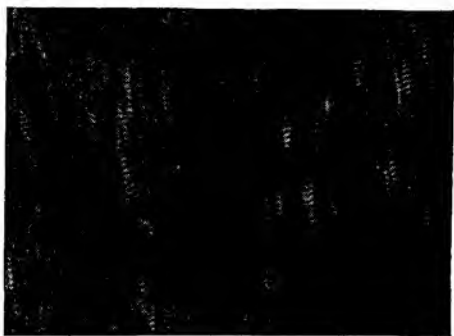


Рис. 4

Влияние разрешающей способности приемного устройства. Рассмотрим важный для многих прикладных задач случай, когда условия эксперимента позволяют зарегистрировать лишь суммарное поле, рассеянное областью $V(x, y, z)$ неоднородной среды в направлении заданной точки приема. Выберем систему координат x, y, z так, чтобы направление оси x совпало с вектором \mathbf{B} . Тогда, независимо от угла рассеяния, интегрирование по области W (см. рис. 1) приводит к выражению (10), в котором численное значение $|\mathbf{B}|$ найдено с учетом угла между векторами \mathbf{a}_0 и \mathbf{a}_s . Полагая, что \mathbf{a}_0 и \mathbf{a}_s заданы, за-

пишем соотношение (10) в новой системе координат в виде $\mathbf{e}_s(\mathbf{r}) = f(x)\mathbf{e}_V(y, z)$, где

$$f(x) = \frac{1}{\pi x} \sin(2\pi r x) \exp\{2\pi j b x\}.$$

Функция $f(x)$ не содержит случайных переменных и определяется размером L объема V и векторами \mathbf{a}_0 , \mathbf{a}_s и \mathbf{B} . Функция $\mathbf{e}_V(y, z)$ при заданном значении $b = |\mathbf{B}|$ определяет амплитуду и фазу рассеянной волны для каждой элементарной линейной решетки и зависит только от свойств неоднородной среды. Поэтому комплексная амплитуда E_s суммарной волны, излучаемой в данном направлении, с точностью до постоянного множителя равна

$$E_s \approx E_0 f(x) \int_{-L/2}^{L/2} dz \int_{-L/2}^{L/2} \mathbf{e}_V(y, z) dy = E_0 f(x) M_\varepsilon. \quad (11)$$

Комплексное число M_ε может для разных реализаций принимать различные значения, включая нулевые, но поскольку $\mathbf{e}_V(y, z)$ — знакопеременная функция, тождественно равная нулю за пределами объема V , всегда выполняется неравенство

$$|M_\varepsilon|^2 \ll \iint_{-\infty}^{\infty} |\mathbf{e}_V(y, z)|^2 dy dz, \quad (12)$$

причем среднее по ансамблю $\langle M_\varepsilon \rangle = 0$.

Входящая в выражение (11) функция $f(x)$ представляет собой сумму пространственных гармоник, концы волновых векторов которых попадают внутрь сферы радиуса ρ с координатами центра: $k_x = b$, $k_y = 0$, $k_z = 0$. Приближенно можно считать, что в достаточно большом (по сравнению с λ_0) объеме рассеяние происходит на одной гармонике пространственного спектра турбулентности, и мы приходим к интерпретации рассеяния, изложенной в работе [2] применительно к рассматриваемой задаче.

Таким образом, если весь рассеивающий объем находится в пределах диаграммы направленности приемной антенны, то свойства конкретной выборки случайного процесса $\mathbf{e}_V(x, y, z)$ проявляются только в значении числа M_ε .

Наибольшие значения M_ε достигаются в анизотропных средах. Например, при рассеянии электромагнитных волн на звуковых пучках в атмосфере, когда можно считать $\overline{\mathbf{e}_V(y, z)} \approx \text{const} = \rho$, для числа M_ε справедлива оценка $M_\varepsilon \approx \rho L^2$. Условие $\overline{\mathbf{e}_V(y, z)} = \text{const}$ в реальной атмосфере выполняется только на малых расстояниях R от источника звука. Если с ростом R интервал корреляции r_ε знакопеременной функции $\mathbf{e}_V(y, z)$ становится меньше L , то дальнейший рост отношения L/r_ε приводит к стремительному убыванию $|M_\varepsilon|$ до значений, определяемых неравенством (12), причем $|M_\varepsilon|$ убывает быстрее R^{-2} . Поэтому попытки увеличить дальность радиоакустического зондирования атмосферы с помощью систем, рассчитанных на идеализированные условия рассеяния и ожидаемые значения $M_\varepsilon \approx \rho L^2$, встречают естественные трудности.

Анализ структуры рассеивающего объема турбулентной среды приводит к наиболее простым и наглядным физическим моделям при углах рассеяния $\psi > \pi/2$, т. е. при рассеянии в полусферу, обращенную к источнику основной волны. Однако все полученные результаты, касающиеся характера исследуемых структур, справедливы и для $\psi < \pi/2$, за исключением малых углов $\psi \approx 0$, где необходимо учитывать качественно иные эффекты.

Авторы признательны Ю. В. Корниенко, В. Н. Дудинову, Ю. Ф. Филиппову за полезные обсуждения и поддержку.

Список литературы: 1. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. М., 1978. Ч. 2. 463 с. 2. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М., 1967. 548 с. 3. Бриллюэн Л., Пароди М. Распространение волн в периодических структурах. М., 1959. 457 с. 4. Маделунг Э. Математический аппарат физики. М., 1961. 618 с. 5. Старр А. Т. Радиотехника и радиолокация. М., 1960. 671 с. 6. Айзенберг Г. З. Антенны ультракоротких волн. М., 1957. 699 с. 7. Петров В. А. Модифицированные сигналы // Радиотехника. 1982. Вып. 63. С. 28—41.

Поступила в редколлегию 12.02.90

УДК 537.874

С. Н. ШУЛЬГА

ДВУМЕРНАЯ ЗАДАЧА РАССЕЯНИЯ H -ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ВОЛНЫ НА ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ ВКЛЮЧЕНИИ, РАСПОЛОЖЕННОМ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА СРЕД

Данная работа выполнена в целях решения ряда проблем интегральной оптики [1] и геофизики [2], которые сводятся к задаче рассеяния электромагнитных волн на плоской границе раздела двух однородных сред, содержащей инородное включение. Эта модель поддается аналитическому рассмотрению с помощью метода интегральных уравнений [3]. Полученные ранее результаты относятся к случаю, когда включение располагается целиком в одной из сред [1; 2].

Опишем постановку задачи. Отнесем трехмерное пространство к прямоугольной декартовой системе координат x, y, z . Ось oz направим вертикально вверх, а ось Oy — вправо. Окружающая среда, расположенная при $0 < z < +\infty$ ($-\infty < x, y < +\infty$), характеризуется постоянными вещественными диэлектрической проницаемостью ϵ_1 и магнитной проницаемостью μ_1 . Среда в области $-\infty < z < 0$ ($-\infty < x, y < +\infty$) характеризуется постоянными комплексными материальными параметрами ϵ_2, μ_2 .

Пусть сторонние монохроматические источники $\vec{J}(\vec{r})$ и $\vec{M}(\vec{r})$ ($\vec{r} = (0, y, z)$), распределение которых не зависит от x , создают в описанной выше регулярной среде поле $\vec{E}_0(\vec{r}), \vec{H}_0(\vec{r})$. Оно подчиняется уравнениям Максвелла

$$\nabla_{\perp} \times \vec{E}_0(\vec{r}) - ik_0 \mu(z) \vec{H}_0(\vec{r}) = -(4\pi/c) \vec{M}(\vec{r});$$

$$\nabla_{\perp} \times \vec{H}_0(\vec{r}) + ik_0 \varepsilon(z) \vec{E}_0(\vec{r}) = (4\pi/c) \vec{J}(\vec{r}), \quad (1)$$

($-\infty < y, y < +\infty$), условию непрерывности горизонтальных компонент поля на поверхности раздела $z=0$ и условию излучения в бесконечности. Здесь и далее временной множитель $e^{-i\omega t}$ опущен, c — скорость света в вакууме, $k_0 = \omega/c$, $\nabla_{\perp} = \vec{y}_0 \partial_y + \vec{z}_0 \partial_z$, \vec{y}_0 и \vec{z}_0 — орты осей Oy и Oz , $\varepsilon(z)$ и $\mu(z)$ — материальные параметры совокупной среды

$$\varepsilon(z) = \begin{cases} \varepsilon_1, & z > 0 \\ \varepsilon_2, & z < 0 \end{cases}; \quad \mu(z) = \begin{cases} \mu_1, & z > 0 \\ \mu_2, & z < 0 \end{cases}. \quad (2)$$

Поместим в эту среду однородное включение в форме бесконечно длинного цилиндра с поперечным сечением S и образующими, параллельными оси Ox . Расположение включения относительно границы раздела $z=0$ пока не конкретизируем, считая его произвольным. Материал включения характеризуется комплекснозначными диэлектрической проницаемостью ε_p и магнитной проницаемостью μ_p . Пусть S и область локализации сторонних источников в плоскости yOz не пересекаются. Тогда во внешности CS области S электромагнитное поле сторонних источников можно представить в виде $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}'$, $\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}'$, где \vec{E}_0 и \vec{H}_0 — первичное поле, создаваемое источниками в отсутствии включения, а \vec{E}' и \vec{H}' — неизвестное рассеянное поле. Поле во внутренних точках включения при необходимости снабжаем индексом p : $\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_p(\vec{r})$, $\vec{H}(\vec{r}) = \vec{H}_p(\vec{r})$. В дальнейшем будем рассматривать H -поляризованное поле $\vec{E} = (0, E_y, E_z)$, $\vec{H} = (H_x, 0, 0)$, положив, что $\vec{J} = (0, J_y, J_z)$, $\vec{M} = (M_x, 0, 0)$.

Из уравнений Максвелла в области CS , дополняющей S до всей области yOz , условий сопряжения для поля на границе S и формул Грина вытекают следующие соотношения:

$$E_y'(\vec{r}) = [l/k_0 \varepsilon(z)] \partial_z H_x'(\vec{r}); \quad (3)$$

$$E_z'(\vec{r}) = -[i/k_0 \varepsilon(z)] \partial_y H_x'(\vec{r});$$

$$H_x'(\vec{r}) = H_{0x}(\vec{r}) + \int_L dl' \langle H_{\varepsilon}(\vec{r}, \vec{r}'), H_{\rho x}(\vec{r}') \rangle, \quad H_{\rho x}(\vec{r}') \rangle > (\vec{r} \in CS). \quad (4)$$

Здесь обозначено

$$\begin{aligned} \langle H_{\varepsilon}(\vec{r}, \vec{r}'), H_{\rho x}(\vec{r}') \rangle &\equiv \varepsilon_p^{-1} H_{\varepsilon}(\vec{r}, \vec{r}') [N_y' \partial_{y'} + N_z' \partial_{z'}] \rightarrow \\ &\rightarrow H_{\rho x}(\vec{r}') - \varepsilon^{-1}(z) H_{\rho x}(\vec{r}') [N_y' \partial_{y'} + N_z' \partial_{z'}] H_{\varepsilon}(\vec{r}, \vec{r}'), \end{aligned}$$

L — контур поперечного сечения цилиндра: dl' и N' — элементы контура L и нормаль к L в точке $\vec{r}' \in L$, направленной из S в CS .

Функция $H_{\varepsilon}(\vec{r}, \vec{r}')$ определена как решение уравнения

$$[\partial_z^2 + \partial_y^2 + k^2(z)] H_{\varepsilon}(\vec{r}, \vec{r}') = \varepsilon(z) \delta(\vec{r} - \vec{r}'), \quad (5)$$

($-\infty < x, z < +\infty$), которое в точке разрыва $z=0$ коэффициентов этого уравнения непрерывно вместе с $\varepsilon^{-1}(z) \partial_z H_\varepsilon(\vec{r}, \vec{r}')$ (последнее—при $z \neq z'$), а в бесконечности удовлетворяют условию излучения; $k^2(z) = k_0^2 \varepsilon(z) \mu(z)$, δ —дельта-функция Дирака. Используемое далее выражение для $H_\varepsilon(\vec{r}, \vec{r}')$, найденное путем разложения в интеграл Фурье по переменной $y-y'$ имеет следующий вид: при $z' > 0$ —

$$H_\varepsilon(\vec{r}, \vec{r}') = \begin{cases} \frac{\varepsilon_1}{4i} \left[H_0^{(1)}(k_1 |\vec{r} - \vec{r}'|) + \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{\gamma_1} R_s^+(x) e^{i\gamma_1(z+z') + ix(y-y')} \right], & z > 0, \\ \frac{\varepsilon_1}{4\pi i} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{\gamma_1} T_s^+(x) e^{-i\gamma_1 z + i\gamma_1 z' + ix(y-y')}, & z < 0, \end{cases}$$

а при $z' < 0$ —

$$H_\varepsilon(\vec{r}, \vec{r}') = \begin{cases} \frac{\varepsilon_2}{4i} \left[H_0^{(1)}(k_2 |\vec{r} - \vec{r}'|) + \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{\gamma_2} R_s^-(x) e^{-i\gamma_2(z+z') + ix(y-y')} \right], & z < 0; \\ \frac{\varepsilon_2}{4\pi i} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{\gamma_2} T_s^-(x) e^{i\gamma_2 z - i\gamma_2 z' + ix(y-y')}, & z > 0. \end{cases} \quad (6)$$

Здесь и далее $H_m^{(1)}$ —функция Ханкеля первого рода порядка m ,

$$R_s^+(x) = \frac{\varepsilon_2 \gamma_1 - \varepsilon_1 \gamma_2}{\varepsilon_2 \gamma_1 + \varepsilon_1 \gamma_2}; \quad T_s^+(x) = \frac{2\varepsilon_2 \gamma_1}{\varepsilon_2 \gamma_1 + \varepsilon_1 \gamma_2};$$

$$R_s^-(x) = \frac{\varepsilon_1 \gamma_2 - \varepsilon_2 \gamma_1}{\varepsilon_1 \gamma_2 + \varepsilon_2 \gamma_1}; \quad T_s^-(x) = \frac{2\varepsilon_1 \gamma_2}{\varepsilon_1 \gamma_2 + \varepsilon_2 \gamma_1};$$

$$\gamma_j = V \sqrt{k_j^2 - x^2}; \quad k_j = k_0 V \varepsilon_j \mu_j; \quad j = 1, 2 \quad (\text{Im } V^- \geq 0).$$

Из уравнений Максвелла в области S следуют соотношения

$$E_{py}(\vec{r}) = [i/k_0 \varepsilon_p] \partial_z H_{px}(\vec{r}); \quad E_{pz}(\vec{r}) = -[i/k_0 \varepsilon_p] \partial_y H_{px}(\vec{r}) \quad (7)$$

и уравнение для $H_{px}(\vec{r})$

$$[\partial_z^2 + \partial_y^2 + k_p^2] H_{px}(\vec{r}) = 0, \quad (8)$$

где

$$k_p = k_0 V \varepsilon_p \mu_p \quad (\text{Im } V^- \geq 0).$$

Дополним уравнение (8) равенством, вытекающим из тождества (4)

$$H_x(\vec{r}_L) + \lim_{CS(\vec{r} \rightarrow \vec{r}_L)} \int_L \langle H_z(\vec{r}, \vec{r}'), H_{px}(\vec{r}') \rangle dl' = -H_{0x}(\vec{r}_L), \quad (\vec{r}_L \in L). \quad (9)$$

В результате получим краевую задачу относительно $H_{px}(\vec{r})$ в области S . Соотношение (9) является нелокальным граничным условием, учитывающим наличие внешней области CS [3, 4]. Если величина $H_{px}(\vec{r})$ известна, то равенства (3), (4) и (7) превращаются в прямые формулы для расчета $H_x, E_y, E_z, E_{py}, E_{pz}$.

Рассмотрим случай, когда цилиндр имеет круговое сечение и пересекает границу раздела $z = 0$. Пусть $\vec{r}_p = (0, 0, z_p)$ — радиус-вектор центральной точки S , a — радиус цилиндра. Тогда $S = \{|\vec{r} - \vec{r}_p| < a\}$, где предполагается, что $|z_p| < a$. Общее решение уравнения (8), ограниченное всюду внутри включения, можно представить в виде

$$H_{px}(\vec{r}) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} H_m J_m(k_p \rho) e^{im\varphi}, \quad (10)$$

где H_m — неопределенные коэффициенты, φ — угол полярной системы координат ρ, φ в плоскости yOz с центром в точке \vec{r}_p : $y = \rho \cos \varphi, z = z_p + \rho \sin \varphi$, J_m — функция Бесселя порядка m .

В качестве первичного возьмем поле $H_{0x}(\vec{r})$, возникающее при падении из верхней среды плоской вертикально-поляризованной волны единичной амплитуды:

$$H_{0x}(\vec{r}) = \begin{cases} e^{i\kappa_0 y} [e^{-i\gamma_1 z} + R_s^+(\kappa_0) e^{i\gamma_1 z}], & z > 0; \\ e^{i\kappa_0 y} T_s(\kappa_0) e^{-i\gamma_1 z}, & z < 0. \end{cases} \quad (11)$$

Здесь $\kappa_0 = k_1 \cos \varphi_0$, φ_0 — угол падения волны, $\gamma_{j0} = \sqrt{k_j^2 - \kappa_0^2}$ ($j = 1, 2$).

Подстановка (6), (10) и (11) в нелокальное граничное условие (9) доставляет бесконечную систему линейных алгебраических уравнений относительно H_m

$$H_m + \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_{mn} H_n = F_m, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (12)$$

Техника соответствующих вычислений приведена, например, в работе [2].

Коэффициенты при неизвестных и правая часть имеют следующий вид:

$$C_{mn} = \frac{1}{\pi} \left\{ \frac{a}{8iJ_m(k_p a)} \left[\sum_{q=-\infty}^{+\infty} e_{qm}^-(\varphi_1, \varphi_2) e_{nq}^-(\varphi_1, \varphi_2) \rightarrow \right. \right. \\ \left. \rightarrow (H_q^{(1)}(k_1 a) W_{nq}^1 + H_q^{(1)}(k_2 a) W_{nq}^2) + g_{mn}^+ + g_{mn}^- \right\}; \quad (13)$$

$$F_m = \frac{i}{2\pi J_m(k_p a)} \sum_{q=-\infty}^{+\infty} e_{qm}^-(\varphi_1, \varphi_2) [\mathring{A}_q J_q(k_1 a) - \mathring{B}_q J_q(k_2 a)]. \quad (14)$$

Здесь φ_1 и φ_2 — угловые координаты точек, в которых окружность $y^2 + (z - z_p)^2 = a^2$ пересекает линию $z = 0$. Они определены равенствами

$$\begin{aligned} \sin \varphi_1 &= z_p/a; \quad \cos \varphi_1 = \sqrt{a^2 - z_p^2}/a; \\ \sin \varphi_2 &= z_p/a; \quad \cos \varphi_2 = -\sqrt{a^2 - z_p^2}/a. \end{aligned} \quad (15)$$

Далее используются следующие обозначения:

$$g_{mn}^+ = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\kappa}{\gamma_1} \sum_{q=-\infty}^{+\infty} \sum_{s=-\infty}^{+\infty} i^{q-s} W_{ns}^1 e_{ns}^+(\varphi_1, \varphi_2) e_{qm}^-(\varphi_1, \varphi_2) e^{i\gamma_2 z \rho} \chi_1^s(\kappa) \rightarrow$$

$$\rightarrow [R_s^+(\kappa) J_q(k_1 a) e^{i\gamma_1 z \rho} \chi_1^{-q}(\kappa) - T_s^+(\kappa) J_q(k_2 a) e^{-i\gamma_2 z \rho} \chi_2^q(\kappa)];$$

$$g_{mn}^- = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\kappa}{\gamma_2} \sum_{q=-\infty}^{+\infty} \sum_{s=-\infty}^{+\infty} i^{q-s} W_{ns}^2 e_{ns}^+(\varphi_1, \varphi_2) e_{qm}^-(\varphi_1, \varphi_2) e^{-i\gamma_2 z \rho} \chi_2^{-s}(\kappa) \rightarrow$$

$$\rightarrow [R_s^-(\kappa) J_q(k_2 a) e^{-i\gamma_2 z \rho} \chi_2^q(\kappa) - T_s^-(\kappa) J_q(k_1 a) e^{i\gamma_1 z \rho} \chi_1^{-q}(\kappa)]; \quad (16)$$

$$e_{mn}^{\pm}(\varphi_1, \varphi_2) = \frac{e^{i\varphi_1(m \pm n)} - e^{i\varphi_2(m \pm n)}}{m \pm n}; \quad (17)$$

$$W_{nq}^j = \frac{\varepsilon_j}{\varepsilon_p} \frac{\partial J_n(k_p a)}{\partial a} J_q(k_j a) - J_n(k_p a) \frac{\partial J_q(k_j a)}{\partial a}, \quad j = 1, 2. \quad (18)$$

В этих формулах фигурируют следующие величины:

$$\chi_1(\kappa) = [\kappa + i\gamma_1(\kappa)]/k_1; \quad \chi_2(\kappa) = [\kappa + i\gamma_2(\kappa)]/k_2; \quad (19)$$

$$\overset{\circ}{A}_q = i^q [e^{-ik_1 z \rho} \sin \varphi_0 + i q \varphi_0 + R_s^+(\kappa_0) e^{ik_2 z \rho} \sin \varphi_0 - i q \varphi_0]; \quad (20)$$

$$\overset{\circ}{B}_q = T_s^+(\kappa_0) i^q e^{-ik_2 z \rho} \sqrt{1 - \Psi^2} \chi^q(\Psi), \quad \Psi = k_1 \cos \varphi_0 / k_2.$$

Будем считать, что решение системы (12) известно. Тогда, подставив (10) и (6) в (4), получим выражения для рассеянного поля во внешности включения: при $0 < z < +\infty$ —

$$H_x(\vec{r}) = \frac{a}{4} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} H_n \sum_{q=-\infty}^{+\infty} [e_{nq}^-(\varphi_1, \varphi_2) H_q^{(1)}(k_1 \rho) e^{iq\varphi} W_{nq}^1 -$$

$$- \frac{1}{\pi} (g_{1n}^+ + g_{1n}^-)], \quad (21)$$

где

$$g_{1n}^+ = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\kappa}{\gamma_1} R_s^+(\kappa) e^{i(2\gamma_1 z \rho + \gamma_1 z + \kappa y)} \sum_{q=-\infty}^{+\infty} i^{-q} W_{nq}^1 e_{nq}^+(\varphi_1, \varphi_2) \chi_1^q(\kappa); \quad (22)$$

$$g_{1n}^- = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\kappa}{\gamma_2} T_s^-(\kappa) e^{i(\gamma_1 z \rho - \gamma_2 z \rho + \gamma_1 z + \kappa y)} \sum_{q=-\infty}^{+\infty} i^{-q} W_{nq}^2 e_{nq}^+(\varphi_1, \varphi_2) \chi_2^{-q}(\kappa).$$

а при $-\infty < z < 0$ —

$$H_x(\vec{r}) = -\frac{a}{4} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} H_n \sum_{q=-\infty}^{+\infty} [e_{nq}^-(\varphi_1, \varphi_2) H_q^{(1)}(k_2 \rho) e^{iq\varphi} W_{nq}^2 +$$

$$+ \frac{1}{\pi} (g_{2n}^- - g_{2n}^+)], \quad (23)$$

где

$$g_{2n}^+ = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{\gamma_2} T_s^+(x) e^{i(\gamma_1 z_p - \gamma_2 z_p - \gamma_2 z + x)} \sum_{q=-\infty}^{+\infty} i^{-q} W_{nq}^2 e_{nq}^+(\varphi_1, \varphi_2) \chi_1^q(x);$$

$$g_{2n}^- = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{\gamma_2} R_s^-(x) e^{-i(2\gamma_2 z_p + \gamma_2 z + x)} \sum_{q=-\infty}^{+\infty} i^{-q} W_{nq}^1 e_{nq}^-(\varphi_1, \varphi_2) \chi_2^{-q}(x).$$
(24)

Применив к вычислению интегралов в (21) метод стационарной фазы, приходим к следующему выражению для рассеянного поля в верхнем полупространстве ($0 < \varphi < \pi$), справедливому при $k_{1\rho} \cos^2 \varphi \gg 1$

$$H_x(\vec{r}) = a \frac{e^{ik_{1\rho} r - i \frac{\pi}{4}}}{\sqrt{8\pi k_{1\rho}}} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} H_n \sum_{q=-\infty}^{+\infty} i^{-q} \left[e_{nq}^-(\varphi_1, \varphi_2) e^{iq\varphi} W_{nq}^1 - e_{nq}^+(\varphi_1, \varphi_2) e^{iz_p \gamma_{1s}} \left(\frac{T_s^-(x_s)}{\gamma_{2s}} e^{-i\gamma_{2s} z_p} W_{ns}^2 \chi_2^{-q}(x_s) + \frac{R_s^+(x_s)}{\gamma_{1s}} e^{i\gamma_{1s} z_p} W_{nq}^1 \chi_1^q(x_s) \right) \right],$$
(25)

где $x_s = k_1 \cos \varphi$, $\gamma_{js} = \sqrt{k_j^2 - x_s^2}$ ($j = 1, 2$).

Результаты анализа закономерностей рассеяния волн в зависимости от параметров избранной модели будут изложены в последующей публикации.

Список литературы: 1. *Uzunoglu N. N., Fikioris J. G.* Scattering from an inhomogeneity inside a dielectric-slab waveguide // J. of the Optic. Soc. of Am. 1982. Vol. 72, N 5, P. 628—637. 2. *Cottis P. G., Kanellopoulos J. D.* Scattering from dielectric cylinders embedded in a two-layer medium // J. Electronics. 1986. Vol. 61, N. 4, P. 477—486. 3. *Хижняк Н. А.* Интегральные уравнения макроскопической электродинамики. К., 1986. 280 с. 4. *Ting L.* Exact boundary conditions for scattering problems // J. of the Acoustical Society of Am. 1986. Vol. 80, N. 6, P. 1825—1827.

Поступила в редколлегию 14.11.89

УДК 621.396.96

В. К. ВОЛОСЮК, канд. техн. наук, В. И. ПОНОМАРЕВ, д-р техн. наук,
С. И. УДАЛОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СВОЙСТВ ШЕРОХОВОЙ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ПРОИЗВОЛЬНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СРЕД НА ХАРАКТЕРИСТИКИ РАССЕЯННЫХ ПОЛЕЙ

Рассмотрим рассеяние плоской электромагнитной волны горизонтальной или вертикальной поляризации на шероховатой поверхности раздела двух произвольных диэлектрических сред, удовлетворяющей условиям применимости метода малых возмущений.

Декартову систему координат выберем таким образом, чтобы плоскость $z=0$ совпадала со средней плоскостью рельефа границы

раздела $z=h(x, y)$, т. е. чтобы $h(x, y) \equiv 0$, а плоскость $y=0$ — с плоскостью падения волны.

Из среды с диэлектрической проницаемостью ϵ_1 падает волна \vec{E}_1 . При $h(x, y) \equiv 0$ она разделилась бы на преломленную волну \vec{E}_2 в среде с диэлектрической проницаемостью ϵ_2 , и отраженную \vec{E}_3 :

$$\begin{aligned} \vec{E}_i &= \vec{E}_i e^{j\omega t - j\vec{k}_i \vec{R}}, \quad i = 1, 2, 3; \\ \vec{E}_i &= E_{xi} \vec{x}_0 + E_{yi} \vec{y}_0 + E_{zi} \vec{z}_0; \\ \vec{k}_i &= k_i (a_{xi} \vec{x}_0 + a_{yi} \vec{y}_0 + a_{zi} \vec{z}_0), \quad k_i = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_i} = k \sqrt{\epsilon_i}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $\epsilon_3 = \epsilon_1$, это одна и та же среда.

В выбранной системе координат $a_{yi} = 0$, $a_{x1} = \sin \theta_1$, $a_{z1} = -\cos \theta_1$, θ_1 — угол падения.

Если $|kh \cos \theta_1| \ll 1$, $|\partial h / \partial x| \ll 1$, $|\partial h / \partial y| \ll 1$, влияние шероховатостей можно описать, введя дополнительные поля \vec{E}_4 и \vec{E}_5 . Счи-

тая, в соответствии с методикой [1], что падает \vec{E}_1 на квадратный участок поверхности со стороной L , эти поля можно представить в виде двойного ряда Фурье по x и y , с периодом разложения L

$$\begin{aligned} \vec{E}_4 &= \sum_m \sum_n (A_{mn} \vec{x}_0 + B_{mn} \vec{y}_0 + C_{mn} \vec{z}_0) \exp \left\{ j\omega t - j \frac{2\pi}{L} (mx + ny + lz) \right\} = \\ &= \sum_m \sum_n \vec{E}_4^{mn} e^{j\omega t - j \vec{k}_4^{mn} \vec{R}}; \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \vec{E}_5 &= \sum_m \sum_n (U_{mn} \vec{x}_0 + V_{mn} \vec{y}_0 + W_{mn} \vec{z}_0) \exp \left\{ j\omega t - j \frac{2\pi}{L} (mx + ny + tz) \right\} = \\ &= \sum_m \sum_n \vec{E}_5^{mn} e^{j\omega t - j \vec{k}_5^{mn} \vec{R}}; \end{aligned} \quad (3)$$

$$l^2 = \frac{\epsilon_1 L^2}{\lambda^2} - m^2 - n^2, \quad t^2 = \frac{\epsilon_2 L^2}{\lambda^2} - m^2 - n^2,$$

$$m = m' + \frac{L}{\lambda} \sqrt{\epsilon_1} \sin \theta_1.$$

Согласно методу малых возмущений граничные условия непрерывности тангенциальных составляющих поля на $z=h(x, y)$ раскладываются по степеням малого параметра h

$$\begin{aligned} e^{-j\vec{k}_i \vec{R}} &= e^{-jk_i a_{xi} x} \left(1 - jk_i a_{zi} h - \frac{1}{2} k_i^2 a_{zi}^2 h^2 - \dots \right); \\ e^{-j\vec{k}_4^{mn} \vec{R}} &= e^{-j \frac{2\pi}{L} (mx + ny)} \left(1 - j \frac{2\pi}{L} lh - \frac{1}{2} \left(\frac{2\pi}{L} \right)^2 l^2 h^2 - \dots \right). \\ A_{mn} &= A_{mn}^I(h) + A_{mn}^{II}(h^2) \end{aligned}$$

и т. д.

При учете величин только первого порядка малости, система уравнений, описывающих граничные условия, выглядит так:

$$\begin{aligned}
 B_{mn} - V_{mn} &= K_1 = j \frac{2\pi}{L} \cdot \frac{2(\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \sin \theta_1}{\sqrt{\varepsilon_1(\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \sin^2 \theta_1) + \varepsilon_2 \cos \theta_1}} \cdot E_{x1} \mathcal{H}_{mn}; \\
 A_{mn} - U_{mn} &= K_2 = \frac{m}{n} K_1; \\
 lA_{mn} - mC_{mp} - tU_{mn} + mW_{mn} &= K_3 = \\
 &= j \frac{2\pi L}{\lambda^2} \cdot \frac{2(\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \sqrt{\varepsilon_1(\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \sin^2 \theta_1)}}{\sqrt{\varepsilon_1(\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \sin^2 \theta_1) + \varepsilon_2 \cos \theta_1}} E_{x1} \mathcal{H}_{mn}; \\
 mA_{mn} + nB_{mn} + lC_{mn} &= 0; \\
 nC_{mn} - lB_{mn} - nW_{mn} + tV_{mn} &= K_4 = \\
 &= -j \frac{2\pi L}{\lambda^2} \cdot \frac{2(\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta_1}{\sqrt{\varepsilon_1 \cos \theta_1 + \sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \sin^2 \theta_1}}} E_{y1} \mathcal{H}_{mn}; \\
 mU_{mn} + nV_{mn} + tW_{mn} &= 0,
 \end{aligned} \tag{4}$$

где $\mathcal{H}_{mn} = \mathcal{H}(m', n)$ — амплитуды пространственных гармоник в разложении

$$h(x, y) = \sum_m \sum_n \mathcal{H}(m', n) \exp \left\{ -j \frac{2\pi}{L} (m'x + ny) \right\}.$$

В результате решения этой системы получаем

$$\begin{aligned}
 A_{mn} &= F [-mn(t+l)K_1 - (l(t^2+m^2) - tn^2)K_2 + (lt - n^2)K_3 - mnK_4]; \\
 B_{mn} &= F [(tm^2 - l(t^2+n^2))K_1 - mn(t+l)K_2 + mnK_3 + (m^2 - lt)K_4];
 \end{aligned}$$

$$C_{mn} = F \left[\frac{\varepsilon_2 L^2}{\lambda^2} nK_1 + \frac{\varepsilon_2 L^2}{\lambda^2} mK_2 - tmK_3 + tnK_4 \right]; \tag{5}$$

$$U_{mn} = A_{mn} - K_2; \quad V_{mn} = B_{mn} - K_1;$$

$$W_{mn} = F \left[\frac{\varepsilon_1 L^2}{\lambda^2} nK_1 + \frac{\varepsilon_1 L^2}{\lambda^2} mK_2 - lmK_3 + lnK_4 \right],$$

где $F = [(t-l)(n^2 - lt + m^2)]^{-1}$.

Следует отметить, что при данной геометрии задачи амплитуды x - и y -компонент исходной волны входят в решение независимо друг от друга, что позволяет искать окончательные соотношения отдельно для вертикальной и для горизонтальной поляризации.

Так, можно получить выражения удельного сечения шероховатой поверхности для горизонтальной или вертикальной поляризации рассеянной волн. Независимо от поляризации исходной волны

$$\sigma_B = 4\pi \langle |E_\phi|^2 \rangle R^2 \cdot [|E_1|^2 \cdot \Delta S_n]^{-1}, \tag{6}$$

где E_ϕ и E_θ — компоненты рассеянной волны в точке полярной системы координат, $|E_1|$ — амплитуда падающей волны, а ΔS_n — проекция площади рассеивающего участка на плоскость, перпендикулярную \vec{k}_1 .

Поле в дальней зоне в точке (R, θ_s, φ_s) определяется через x - и y -компоненты электромагнитного поля в пределах рассеивающего участка

$$E_{\vartheta} = \frac{jk_i}{4\pi R} e^{-jk_i R} I_{\vartheta}, \quad (7)$$

$$I_{\theta} = \int_{\Delta S} \left[-(E_x \cos \varphi_s + E_y \sin \varphi_s) + \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_i}} (H_x \sin \varphi_s - H_y \cos \varphi_s) \cos \theta_s \right] \exp \{jk_i (x' \sin \theta_s \cos \varphi_s + y' \sin \theta_s \sin \varphi_s)\} dx' dy'; \quad (8)$$

$$I_{\varphi} = \int_{\Delta S} \left[(E_x \sin \varphi_s - E_y \cos \varphi_s) \cos \theta_s + \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_i}} (H_x \cos \varphi_s + H_y \sin \varphi_s) \right] \exp \{jk_i (x' \sin \theta_s \cos \varphi_s + y' \sin \theta_s \sin \varphi_s)\} dx' dy', \quad (9)$$

$i = 1, 2$ — в зависимости от среды.

Отсюда удельные сечения рассеяния можно записать как

$$\sigma_{\Gamma} = k_i^2 \langle I_{\vartheta} I_{\vartheta}^* \rangle (4\pi |E_1|^2 L^2 \cos \theta_1)^{-1}, \quad i = 1, 2. \quad (10)$$

Если считать случайную функцию $h(x, y)$ однородной, полагая

$$\langle \mathcal{H}(a, b) \mathcal{H}^*(c, d) \rangle = \frac{1}{4} \left(\frac{2\pi}{L}\right)^2 P\left(\frac{2\pi a}{L}, \frac{2\pi b}{L}\right) \delta_a \delta_{bd},$$

то после двукратного интегрирования по ΔS

$$\begin{aligned} \sigma_{\Gamma} &= \frac{k_i^2}{16\pi \cos \theta_1} \sum_m \sum_n |f_{\vartheta}(m, n)|^2 \left(\frac{2\pi}{L}\right)^2 P\left(\frac{2\pi m'}{L}, \frac{2\pi n}{L}\right) \times \\ &\times (2\pi)^2 \delta\left(\frac{2\pi m'}{L} + k_1 \sin \theta_1 - k_i \sin \theta_s \cos \varphi_s\right) \times \\ &\times \delta\left(\frac{2\pi n}{L} - k_i \sin \theta_s \sin \varphi_s\right), \quad i = 1, 2. \end{aligned} \quad (11)$$

Теперь целесообразно перейти от двойной суммы к двойному интегралу путем замены $2\pi m'/L = q$, $2\pi n/L = r$ и предельного перехода $L \rightarrow \infty$. В результате

$$\begin{aligned} \sigma_{\Gamma} &= \frac{\pi k_i^2}{4 \cos \theta_1} |f_{\vartheta}(k_i \sin \theta_s \cos \varphi_s, k_i \sin \theta_s \sin \varphi_s)|^2 \times \\ &\times P(k_i \sin \theta_s \cos \varphi_s - k_1 \sin \theta_1, k_i \sin \theta_s \sin \varphi_s), \quad i = 1, 2. \end{aligned} \quad (12)$$

Множитель f_{ϑ} представляет собой комбинации слагаемых типа

$$A_{mn}^1 \cos \varphi_s / \mathcal{H}_{mn} |E_1|.$$

Если исходной является горизонтально поляризованная волна, то $|E_1| = E_y$, а в формулах (5) $K_1 = K_2 = K_3 = 0$, тогда для волн, рассеянных в среду с ε_1 ,

$$f_{\vartheta}^{\varepsilon_1} = -j \frac{2k(\sqrt{\varepsilon_1} + 1)(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)\sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta_1 \cos \theta_s \cos \varphi_s}{(\sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta_1 + \sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_1} \sin^2 \theta_1)(\sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_1} \sin^2 \theta_s + \sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta_s)}; \quad (13)$$

$$f_{\vartheta}^{\varepsilon_2} = -j \frac{2k(\sqrt{\varepsilon_1} + 1)(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)\sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta_1 \cos \theta_s \sin \varphi_s \sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_1} \sin^2 \theta_s}{(\sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta_1 + \sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_1} \sin^2 \theta_1)(\sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_1} \sin^2 \theta_s + \varepsilon_2 \cos \theta_s)}. \quad (14)$$

Для волн, рассеянных в среду с ϵ_2 :

$$f_{\Phi\Gamma}^{\epsilon_2} = j \frac{2k(\sqrt{\epsilon_2} + 1)(\epsilon_2 - \epsilon_1)\sqrt{\epsilon_1} \cos \theta_1 \cos \theta_s \cos \varphi_s}{(\sqrt{\epsilon_1} \cos \theta_1 + \sqrt{\epsilon_2 - \epsilon_1 \sin^2 \theta_1})(\sqrt{\epsilon_2} \cos \theta_s - \sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_2 \sin^2 \theta_s})}; \quad (15)$$

$$f_{\Theta\Gamma}^{\epsilon_2} = -j \frac{2k(\sqrt{\epsilon_2} + 1)(\epsilon_2 - \epsilon_1)\sqrt{\epsilon_1} \cos \theta_1 \cos \theta_s \sin \varphi_s \sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_2 \sin^2 \theta_s}}{(\sqrt{\epsilon_1} \cos \theta_1 + \sqrt{\epsilon_2 - \epsilon_1 \sin^2 \theta_1})(\epsilon_1 \cos \theta_s - \sqrt{\epsilon_2}(\epsilon_1 - \epsilon_2 \sin^2 \theta_s))}. \quad (16)$$

Если же исходная волна вертикально поляризована, $|E_1| = E_{x1}/\cos \theta_1$ и $K_4 = 0$. Для этого случая

$$f_{\Phi\beta}^{\epsilon_1} = j \frac{2k(\sqrt{\epsilon_1} + 1)(\epsilon_2 - \epsilon_1)\sqrt{\epsilon_1} \cos \theta_1 \cos \theta_s \sin \varphi_s \sqrt{\epsilon_2 - \epsilon_1 \sin^2 \theta_1}}{(\sqrt{\epsilon_1}(\epsilon_2 - \epsilon_1 \sin^2 \theta_1) + \epsilon_2 \cos \theta_1)(\sqrt{\epsilon_2 - \epsilon_1 \sin^2 \theta_s} + \sqrt{\epsilon_1} \cos \theta_s)}; \quad (17)$$

$$f_{\Theta\beta}^{\epsilon_1} = j \frac{2k(\sqrt{\epsilon_1} + 1)(\epsilon_2 - \epsilon_1) \cos \theta_1 \cos \theta_s (\epsilon_2 \sin \theta_s \sin \theta_1 - \sqrt{\epsilon_1} \cos \varphi_s \sqrt{(\epsilon_2 - \epsilon_1 \sin^2 \theta_1)(\epsilon_2 - \epsilon_1 \sin^2 \theta_s)})}{(\sqrt{\epsilon_1}(\epsilon_2 - \epsilon_1 \sin^2 \theta_1) + \epsilon_2 \cos \theta_1)(\epsilon_2 \cos \theta_s + \sqrt{\epsilon_1}(\epsilon_2 - \epsilon_1 \sin^2 \theta_s))}. \quad (18)$$

$$f_{\Phi\beta}^{\epsilon_2} = -j \frac{2k(\sqrt{\epsilon_2} + 1)(\epsilon_2 - \epsilon_1)\sqrt{\epsilon_1} \sqrt{\epsilon_2 - \epsilon_1 \sin^2 \theta_1} \cos \theta_1 \cos \theta_s \sin \varphi_s}{(\sqrt{\epsilon_1}(\epsilon_2 - \epsilon_1 \sin^2 \theta_1) + \epsilon_2 \cos \theta_1)(\sqrt{\epsilon_2} \cos \theta_s - \sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_2 \sin^2 \theta_s})}; \quad (19)$$

$$f_{\Theta\beta}^{\epsilon_2} = j \frac{2k(\sqrt{\epsilon_2} + 1)(\epsilon_2 - \epsilon_1)\sqrt{\epsilon_1} \cos \theta_1 \cos \theta_s (\sqrt{\epsilon_1} \sin \theta_s - \cos \varphi_s \sqrt{(\epsilon_2 - \epsilon_1 \sin^2 \theta_1)(\epsilon_1 - \epsilon_2 \sin^2 \theta_s)})}{(\sqrt{\epsilon_1}(\epsilon_2 - \epsilon_2 \sin^2 \theta_1) + \epsilon_2 \cos \theta_1)(\epsilon_1 \cos \theta_s + \sqrt{\epsilon_2}(\epsilon_1 - \epsilon_2 \sin^2 \theta_s))}; \quad (20)$$

Если положить $\epsilon_1 = 1$, формулы (13), (14), (17) и (18) совпадают с аналогичными выражениями, приведенными в работах [1; 2].

Таким образом, получены соотношения, связывающие диффузные характеристики рассеянного поля с электрофизическими параметрами поверхности для произвольных диэлектрических проницаемостей сред, поляризаций и углов падения исходной волны.

Список литературы: 1. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. М., 1981. Т. 2. 317 с. 2. Valerjueta G. R. // IEEE Trans., AP-15, 552. 1967. P. 110—114.

Поступила в редакцию 04.04.90.

УДК 621.396

В. А. ДОРОШЕНКО

ВОЗБУЖДЕНИЕ МАГНИТНЫМ РАДИАЛЬНЫМ ДИПОЛЕМ КОНУСА С ПРОДОЛЬНЫМИ ЩЕЛЯМИ

Рассеяние электромагнитных волн незамкнутыми поверхностями является одной из актуальных задач современной радиофизики. Теоретическое исследование задачи рассеяния электромагнитных волн экраном с неоднородностями позволяет определить их влияние на электродинамические характеристики, а результаты эффективно использовать при проектировании и создании различных систем.

В данной работе проводится исследование задачи о возбуждении магнитным радиальным диполем, поле которого меняется по гармоническому закону, неограниченного бесконечно тонкого иде-

ально проводящего кругового конуса с периодически прорезанными вдоль образующих N щелями. Во введенной сферической системе координат обозначим через 2γ угол раствора конуса, $l=2\pi/N$ — период структуры, d — «угловую» ширину щелей, r_0 , θ_0 , φ_0 — координаты источника, момент которого по величине равен m_0 (рис. 1). Магнитный потенциал Дебая, определяющий компоненты рассеянного поля и удовлетворяющий однородному уравнению Гельмгольца вне конуса и источника, граничному условию Неймана, условию конечности энергии и принципу предельного поглощения, представим в виде интеграла Конторовича — Лебедева

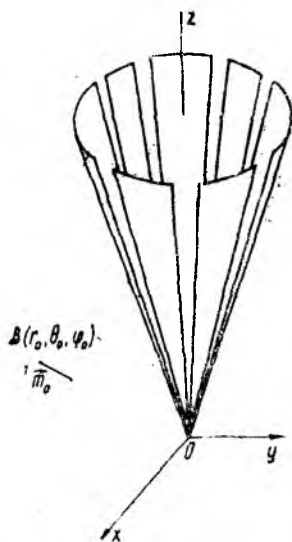


Рис. 1

$$v_s = \int_0^{+\infty} \frac{H_{\nu}^{(2)}(kr)}{Vr} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} a_p(\tau, k) U_{p\tau}(\theta, \varphi) d\tau;$$

$$a_p = \frac{\pi m_0}{2r_0} (-1)^p e^{-i p \varphi_0 \tau} \operatorname{th} \pi \tau \frac{\Gamma(1/2 - p + i\tau)}{\Gamma(1/2 + p + i\tau)} e^{p\tau} \times \quad (1)$$

$$\times \frac{H_{\nu}^{(2)}(kr_0)}{Vr_0} P_{-1/2+i\tau}^p(-\cos \theta_0) \frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}^p(\cos \gamma);$$

$$U_{p\tau} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} x_{p, n+p_0}(\tau) \frac{P_{-1/2+i\tau}^{p+nN}(\pm \cos \theta)}{d P_{-1/2+i\tau}^{p+nN}(\pm \cos \gamma)} e^{i(p+nN)\varphi}.$$

Здесь знак «+» соответствует области $0 < \theta < \gamma$, а «-» $\gamma < \theta < \pi$, k — волновое число ($Imk \leq 0$), $H_{\nu}^{(2)}(kr)$ — функция Ханкеля второго рода, $\Gamma(z)$ — гамма-функция, $P_{-1/2+i\tau}^p(\cos \theta)$ — присоединенная функция Лежандра 1-го рода, $x_{p, n+p_0}(\tau)$ — искомые коэффициенты, p_0 — ближайшее к p/N целое число, $\nu = p/N - p_0$ и $-1/2 \leq \nu < 1/2$. Подчинив поле граничному условию и условию непрерывности в щелях, получим систему функциональных соотношений относительно $x_{p, n}$, которая с помощью метода задачи Римана—Гильберта сводится к бесконечной системе линейных алгебраических уравнений второго рода фредгольмового типа [1]

$$x_{p, n} - \delta_n^{p_0} = -\frac{|p_0|}{p_0} (1 - \varepsilon_{p_0}) V_{n-1}^{p_0-1}(u) + \sum_{q \neq 0} (x_{p, q} - \delta_q^{p_0}) \frac{|q|}{q} \varepsilon_q \times V_{n-1}^{q-1}(u) + (x_{p, 0} - \delta_0^{p_0}) [P_n(u) + \varepsilon_0 V_{n-1}^{-1}(u)], \quad n \neq 0; \quad (2)$$

$$\frac{2P_{\nu-1}(-u)}{P_{\nu}(-u) + P_{\nu-1}(-u)} (x_{p, 0} - \delta_0^{p_0}) = -\nu \frac{|p_0|}{p_0} (1 - \varepsilon_{p_0}) V^{p_0}(u) +$$

$$+ v \sum_{q=-\infty}^{+\infty} (x_{p,q} - \delta_a^{p,q}) \frac{|q|}{q} \varepsilon_q V^q(u), \quad u = \cos\left(\frac{\pi d}{l}\right); \quad (3)$$

$$\frac{1}{N(n+v)} \cdot \frac{|n|}{n} (1 - \varepsilon_n) = \frac{(-1)^{(n+v)N+1} \operatorname{ch} \pi \tau}{n \cdot \sin^2 \gamma} \times \\ \times \frac{\Gamma(1/2 + i\tau + (n+v)N)}{\Gamma(1/2 + i\tau - (n+v)N)} \cdot \frac{1}{\frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}^{(n+v)N}(\cos \gamma) \frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}^{(n+v)N}(-\cos \gamma)}, \quad (4)$$

δ_n^p — символ Кронекера, а функции $V_{n-1}^{p-1}(u)$ и $V^p(u)$ определены, например, в работе [2]. Достоинством системы (2), (3) является независимость искоемых коэффициентов от волнового числа. Для решения (2), (3) в случае «полупрозрачного» конуса, который получается при существовании

$$W = \lim_{\substack{N \rightarrow \infty \\ d/l \rightarrow 0}} \left[-\frac{1}{N} \ln \sin \frac{\pi d}{2l} \right],$$

узких щелей ($d/l \ll 1$) использовался метод последовательных приближений, так как норма матричного оператора мала в выбранном должным образом гильбертовом пространстве l_2 . В случае «полупрозрачного» конуса решение граничной задачи Неймана находим в виде

$$v_s = \frac{\pi m_0}{r_0} W \sum_{p=-\infty}^{+\infty} (-1)^p e^{i p (\varphi - \varphi_0)} \int_0^{+\infty} \frac{\tau \operatorname{th} \pi \tau e^{\pi \tau} \Gamma(1/2 - p + i\tau)}{\frac{1}{p} (1 - \varepsilon_p) + 2W \Gamma(1/2 + p + i\tau)} \times \\ \times \frac{H_{i\tau}^{(2)}(kr_0)}{\sqrt{r_0}} \frac{H_{i\tau}^{(2)}(kr)}{\sqrt{r}} \frac{\frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}^p(\cos \gamma)}{\frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}^p(-\cos \gamma)} \times \\ \times P_{-1/2+i\tau}^p(-\cos \theta_0) P_{-1/2+i\tau}^p(-\cos \theta) d\tau. \quad (5)$$

Аналогичное выражение и для $0 < \theta < \gamma$. Для простоты анализа рассеяния поля в дальнейшем будем предполагать, что источник находится на оси конической поверхности ($\theta_0 = 180^\circ$, $\varphi_0 = 0^\circ$). Переходя в (5) к интегрированию по мнимой оси и используя теорему Коши о вычетах, можно представить компоненты рассеянного поля рядами вычетов подынтегральной функции, вид одной из которых приводится ниже

$$H_{\theta s} = -H_{\theta 0} + \frac{2\pi^2 \cdot i m_0}{r r_0 \sqrt{r_0}} W \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{\mu_n (\mu_n^2 - 1/4)}{\cos \pi \mu_n \frac{d}{d\mu} \bar{\Delta}_\mu \Big|_{\mu=\mu_n}} \times \\ \times \frac{d}{dr} (V \bar{r} T_{\mu_n}(r, r_0)) P_{-1/2+\mu_n}^{-1}(\cos \theta), \quad 0 < \theta < \gamma; \quad (6)$$

$$T_\mu(r, r_0) = \begin{cases} J_\mu(kr) H_\mu^{(2)}(kr_0), & r < r_0; \\ H_\mu^{(2)}(kr) J_\mu(kr_0), & r > r_0; \end{cases}$$

$$\bar{\Delta}_\mu = \frac{\cos \pi \mu}{\pi \sin^2 \gamma (\mu^2 - 1/4)} \frac{1}{P_{-1/2+\mu}^{-1}(\cos \gamma) P_{-1/2+\mu}^{-1}(-\cos \gamma)} + 2W, \quad \bar{\Delta}_{\mu_n} = 0.$$

Здесь $H_{\theta 0}$ соответствует полю источника. Спектр собственных значений граничной задачи [3] Неймана состоит из полюсов подынтегральной функции μ_n , наименьший из которых определяет поведение поля вблизи вершины ($kr \ll 1$). В двух частных случаях «полупрозрачного» конуса, когда $W \ll 1$ и $W \sin^2 \gamma \gg 1$, получены асимптотики корней $\bar{\Delta}_\mu = 0$:

$$1) \quad W \ll 1, \quad \mu_n = 1/2 + n - 2W \sin^2 \gamma \cdot n^2 (n+1)^2 [P_n^{-1}(\cos \gamma)]^2 + O(W^2), \\ n = 1, 2 \dots; \quad (7)$$

$$2) \quad W \sin^2 \gamma \gg 1, \quad (8)$$

$$\eta_n^\pm = \alpha_n^{1\pm} - \frac{1}{2W} \times \\ \times \frac{\cos \pi \alpha_n^{1\pm}}{\pi \sin^2 \gamma (\mu^2 - 1/4) \frac{d}{d\mu} [P_{-1/2+\mu}^{-1}(-\cos \gamma) P_{-1/2+\mu}^{-1}(\cos \gamma)]|_{\mu=\alpha_n^{1\pm}}}, \\ \xi = 1/2 + \frac{1}{2W \sin^2 \gamma} + O(W^{-2});$$

$$P_{-1/2+\alpha_n^{1+}}^{-1}(\cos \gamma) = 0, \quad P_{-1/2+\alpha_n^{1-}}^{-1}(-\cos \gamma) = 0. \quad (9)$$

Результаты исследования поведения поля вблизи вершины показали, что электрическое поле ограничено, а магнитное имеет особенность порядка $(kr)^{-2W \sin^2 \gamma}$, $W \ll 1$, и $(kr)^{-1+1/2W \sin^2 \gamma}$, $W \sin^2 \gamma \gg 1$. Следует отметить, что компоненты магнитного поля, рассеянного у вершины сплошного конуса, ведут себя как $(kr)^{-1+\beta(\gamma)}$, где $\beta(\gamma)$ — наименьший из корней $P_\mu^{-1}(-\cos \gamma)$, которые все вещественны и больше единицы.

Таким образом, учет неоднородностей в рамках рассмотренных моделей «полупрозрачного» конуса приводит к появлению особенности у поля вблизи вершины. Анализ рассеянного поля ($W \sin^2 \gamma \gg 1$) показал, что в его структуре существует T -волна (соответствующая собственному значению ξ), которая определяет вышеуказанную особенность и описывает поле в случае близкого расположения источника к вершине ($kr_0 \ll 1$). О наличии T -волн в структуре поля отмечается в [4] при исследовании электродинамических свойств радиально проводящего конуса, геометрия которого в некотором смысле сходна с геометрией данной модели «полупрозрачного» конуса.

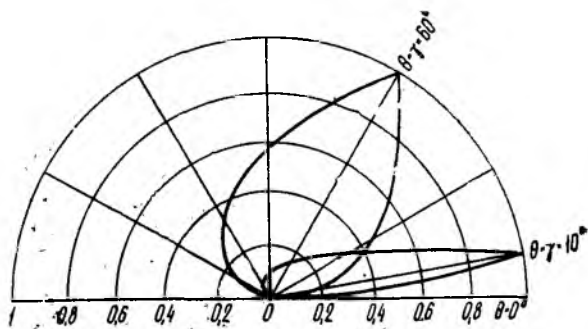


Рис. 2

На рис. 2 приведены диаграммы направленности по напряженности магнитного поля в T -приближении ($kr_0 \ll 1$) для $\gamma = 10^\circ, 60^\circ$.

В случае узких щелей асимптотическое разложение магнитного потенциала Дебая по параметру $(1-u) \ll 1$ для поля вдали от щелей имеет вид

$$\begin{aligned}
 v_s = & \int_0^{+\infty} \frac{H_{i\tau}^{(2)}(kr)}{\sqrt{r}} \cdot \frac{a_0(\tau, k)}{D_{i\tau} \cdot \tilde{\Phi}_{i\tau}} \cdot \frac{P_{-1/2+i\tau}(\pm \cos \theta)}{\frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}(\pm \cos \gamma)} d\tau + \\
 & + \frac{N}{\ln \frac{1-u}{2}} \left\{ \frac{1}{N} \int_0^{+\infty} \frac{H_{i\tau}^{(2)}(kr)}{\sqrt{r}} a_0(\tau, k) \frac{\sum_{\mu \neq 0} \frac{1}{|\rho|} \varepsilon_\rho P_{-1/2+i\tau}(\pm \cos \theta)}{D_{i\tau} \cdot \tilde{\Phi}_{i\tau} \frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}(\pm \cos \gamma)} d\tau + \right. \\
 & \left. + \sum_{n \neq 0} e^{inN\varphi} \int_0^{+\infty} \frac{H_{i\tau}^{(2)}(kr)}{\sqrt{r}} \frac{\tilde{B}_{i\tau} \cdot a_0(\tau, k)}{D_{i\tau} \cdot \tilde{\Phi}_{i\tau}} \frac{P_{-1/2+i\tau}(\pm \cos \theta)}{\frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}(\pm \cos \gamma)} d\tau \right\} + \\
 & + O((1-u)/\ln(1-u)); \quad (10) \\
 \tilde{\Phi}_{i\tau} = & 1/D_{i\tau} - \frac{N}{\ln \frac{1-u}{2}},
 \end{aligned}$$

$$D_{i\tau} = \tilde{B}_{i\tau} = \frac{1}{N} \sum_{\rho \neq 0} \frac{1}{|\rho|} \varepsilon_\rho, \quad \tilde{B}_{i\tau} = \frac{1}{N|n|} (1 - \varepsilon_n) \Big|_{n=0}.$$

Устремляя ширину щелей в разложении (10) к нулю ($u \rightarrow 1$), приходим к v_s в случае возбуждения сплошного конуса [5]. Выражая компоненты поля через потенциал Дебая и используя теорему Коши, можно представить их в виде рядов по вычетам подынтегральной функции. Для иллюстрации выпишем асимптотику одной из компонент магнитного поля

$$\begin{aligned}
 H_{\theta s} = & -H_{\theta 0} + \frac{\pi^2 i m_0}{r r_0 \sqrt{r_0}} \sum_{n=1}^{+\infty} \left(\frac{kr_0}{2} \right)^{\bar{\mu}_n - \beta_n} \cdot \frac{\beta_n (\beta_n^2 - 1/4)}{\cos \pi \beta_n} \times \\
 & \times J_{\beta_n}(kr_0) \frac{d}{dr} (\sqrt{r} H_{\beta_n}^{(2)}(kr)) \frac{P_{-1/2+\mu}(\cos \gamma)}{\frac{d}{d\mu} P_{-1/2+\mu}(-\cos \gamma)} \Big|_{\mu=\beta_n} \cdot P_{-1/2+\beta_n}(-\cos \theta) + \\
 & + \frac{i N k m_0 \operatorname{tg} \gamma/2}{2 \sin^2 \gamma \ln \frac{1-u}{2}} \left(\frac{kr_0}{2} \right)^{-3/2+\varepsilon} \frac{\sin kr_0}{r_0} h(\theta, \varphi) \frac{e^{-ikr}}{r} + \\
 & + \frac{N}{\sin^2 \gamma \ln \frac{1-u}{2}} \frac{\pi i m_0}{r r_0 \sqrt{r_0}} \left\{ \sum_{n=1}^{+\infty} \left(\frac{kr_0}{2} \right)^{\bar{\mu}_n - \beta_n} \frac{\mu J_{\mu}(kr_0)}{\left[\frac{d}{d\mu} P_{-1/2+\mu}(-\cos \gamma) \right]^2} \right\} \Big|_{\mu=\beta_n} \times
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \times \frac{d}{dr} [\sqrt{r} H_{\beta_n}^{(2)}(kr)] P_{-1/2+\beta_n}^{-1}(-\cos \theta) [F_{\beta_n}^{-1} + M_{\beta_n}] + \\
& + 2 \sum_{s=1}^{+\infty} \cos N s \varphi \sum_{n=1}^{+\infty} \left(\frac{kr_0}{2} \right)^{\beta_n - \beta_n} J_{\beta_n}(kr_0) \frac{\mu \frac{d}{dr} [\sqrt{r} H_{\mu}^{(2)}(kr)]}{\frac{d}{d\mu} P_{-1/2+\mu}^{-1}(-\cos \gamma)} \times \\
& \times \frac{\frac{d}{d\theta} P_{-1/2+\mu}^{-sN}(-\cos \theta)}{\frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+\mu}^{-sN}(-\cos \gamma)} \Bigg|_{\mu=\beta_n} \Bigg\} + \\
& + O(\ln^{-2}(1-u)), \quad r > r_0, \quad \gamma < \theta < \pi; \tag{11}
\end{aligned}$$

$$h(\theta, \varphi) = C_1 + \frac{2 \frac{\sin \gamma}{\sin \theta} C_N (\cos N\varphi - C_N)}{1 - 2C_N \cos N\varphi + C_N^2}, \quad C_N = \left(\frac{\operatorname{ctg} \frac{\theta}{2}}{\operatorname{ctg} \frac{\gamma}{2}} \right)^N;$$

$$\begin{aligned}
F_{\mu}^{-1} &= \frac{\cos \pi \mu}{\mu(\mu^2 - 1/4)} \frac{d}{dr} [\sqrt{r} H_{\mu}^{(2)}(kr)] J_{\mu}(kr_0) P_{-1/2+\mu}^{-1}(-\cos \theta) \times \\
& \times \sum_{q=1}^{+\infty} \frac{(-1)^q}{q!} \left(\frac{kr_0}{2} \right)^{2q+\mu} \frac{d}{d\mu} \left[\frac{\mu(\mu^2 - 1/4) \frac{d}{dr} [\sqrt{r} H_{\mu}^{(2)}(kr)]}{\cos \pi \mu \Gamma(\mu + q + 1)} P_{-1/2+\mu}^{-1}(-\cos \theta) \right];
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
M_{\mu} &= \frac{\cos \pi \mu}{\pi \sin^2 \gamma (\mu^2 - 1/4) P_{-1/2+\mu}^{-1}(\cos \gamma) \frac{d}{d\mu} P_{-1/2+\mu}^{-1}(-\cos \gamma)} \frac{d^2}{d\mu^2} \tilde{\Phi}_{\mu} + \\
& + \frac{\cos \pi \mu}{(\mu^2 - 1/4)^2 [P_{-1/2+\mu}^{-1}(\cos \gamma)]^2} \frac{d}{d\mu} \left\{ \frac{(\mu^2 - 1/4)^2 [P_{-1/2+\mu}^{-1}(\cos \gamma)]^2}{\cos \pi \mu} \right\};
\end{aligned}$$

$$\tilde{\mu}_n = \beta_n + \frac{N}{\sin^2 \gamma \ln \frac{1-u}{2}} \frac{\cos \pi \mu}{\pi (\mu^2 - 1/4) P_{-1/2+\mu}^{-1}(\cos \gamma) \frac{d}{d\mu} P_{-1/2+\mu}^{-1}(-\cos \gamma)} \Bigg|_{\mu=\beta_n} +$$

$$+ O(\ln^{-2}(1-u)), \quad \beta_n = \alpha_n^{1-},$$

$$\zeta = \frac{1}{2} - \frac{N}{\sin^2 \gamma \ln \frac{1-u}{2}} + O(\ln^{-2}(1-u)).$$

Аналогичное представление имеет место и для $0 < \theta < \gamma$. Спектр собственных значений рассматриваемой граничной задачи состоит из корней уравнений с малыми правыми частями

$$\frac{\pi \sin^2 \gamma}{\cos \pi \mu} (\mu^2 - 1/4) P_{-1/2+\mu}^{-1}(\cos \gamma) P_{-1/2+\mu}^{-1}(-\cos \gamma) = \frac{N}{\ln \frac{1-u}{2}}; \tag{12}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{n \frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+\mu}^{-nN}(\cos \gamma) \frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+\mu}^{-nN}(-\cos \gamma)}{\frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+\mu}^{-nN}(\cos \gamma) \frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+\mu}^{-nN}(-\cos \gamma) + nN \frac{(-1)^{nN} \cos \pi \mu}{\pi \sin^2 \gamma} \frac{\Gamma(1/2 + \mu - nN)}{\Gamma(1/2 + \mu + nN)}} = \\
& = \frac{1-u}{2}, \quad nN \geq 1,
\end{aligned}$$

которые все находятся вблизи корней

$$\frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+u}^{-s} (\pm \cos \gamma) = 0, \quad s \geq 0.$$

Последние же определяют спектр собственных значений для сплошного конуса [5]. Слагаемые, соответствующие собственным значениям, расположенным в окрестности корней $d/d\gamma P_{-1/2+u}^{-sN} (\pm \cos \gamma) = 0$ и $P_{-1/2+u}^{-s} (\cos \gamma) = 0$, имеют порядок $O(\ln^{-2}(1-u))$ или более высокий и поэтому в (11) отсутствуют. Таким образом, учитываемые члены в разложении (11) отвечают собственным значениям ζ и μ_n . В структуре рассеянного поля существует соответствующая собственному значению ζ волна типа шелевой [3], которая характеризует поведение поля у вершины конуса. Вблизи острия магнитное поле имеет особенность порядка $(kr)^{-3/2+\zeta}$, а электрическое убывает как $(kr)^{-1/2+\zeta}$ по мере приближения к вершине. Волна типа шелевой является стоячей в области $r < r_0$ и бегущей при $r > r_0$. В точках расположения источника $r_0 = n \cdot \lambda/2$, $n = 1, 2, \dots$ эта волна в области $r > r_0$ не возбуждается. В случае близкого расположения источника к вершине волна типа шелевой дает хорошее приближение для поля и представляет собой распространяющуюся от вершины конуса вдоль каждой щели бегущую T -волну ($r > r_0$). На рис. 3, 4 приведены диаграммы направленности (ДН) по напряженности магнитного поля в вертикальной ($N = 1$, $\gamma = 30^\circ$, $d = 2^\circ$) и горизонтальной плоскости ($N = 2$, $\gamma = 60^\circ$, $\theta = 62^\circ$, $d = 1,5^\circ$) при $kr_0 \ll 1$, откуда следует, что концентрация поля происходит в окрестности щели, а максимум поля направлен вдоль нее. При увеличении γ и d наблюдается расширение ДН. В случае N узких щелей ДН имеет N -лепестковый характер, причем качественная зависимость ширины каждого лепестка от d и γ такая же, как и в случае одной щели. Анализ рассеянного поля вблизи кромок щелей показал, что перпендикулярные кромке компоненты, как и в случае узкого выреза

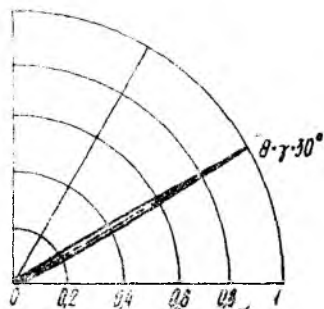


Рис. 3

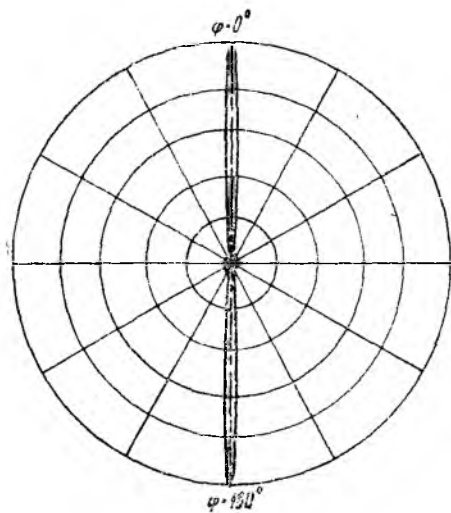


Рис. 4

в плоскости [3], имеют корневую особенность, а параллельная (H_z) остается ограниченной. Наличие продольных щелей на поверхности конуса приводит к изменению и поляризационной структуры поля. При осесимметричном возбуждении сплошного конуса рассеянное поле линейно поляризовано, а в случае конуса с узкими щелями поляризации уже является эллиптической.

В работе в строгой постановке рассмотрена задача о возбуждении магнитным радиальным диполем полубесконечной идеально проводящей конической поверхности с периодически прорезанными продольными щелями. В случае «полупрозрачного» конуса и конуса с узкими щелями получено аналитическое решение задачи и определено влияние щелей на структуру, поляризацию рассеянного поля и характер его поведения вблизи острия. Показано существование в структуре поля волны типа щелевой. Построены диаграммы направленности в интересном с практической точки зрения случае близкого расположения источника к вершине. Установлено, что в зависимости от соотношения между числом щелей и их шириной рассматриваемая коническая поверхность может служить моделью широкополосной антенны с воронкообразной или многолепестковой диаграммой направленности.

Список литературы: 1. Сологуб В. Г., Харчевникова Т. И. Дифракция сферических волн на конической поверхности специального вида // Радиотехника. 1972. Вып. 20. С. 52—58. 2. Дорошенко В. А., Сологуб В. Г. Возбуждение биконической поверхности специального вида электрическим радиальным диполем // Радиофизика и электроника миллиметровых и субмиллиметровых волн. X., 1988. С. 59—69. 3. Дорошенко В. А., Сологуб В. Г. Дифракция электромагнитных волн на плоском угловом секторе // Радиофизика и электроника миллиметровых и субмиллиметровых волн. X., 1988. С. 50—59. 4. Гошин Г. Г. Граничные задачи электродинамики в конических областях. Томск. 1987. 128 с. 5. Фелсен Л., Тракувиц Н. Излучение и рассеяние волн. М., 1978. Т. 2. 558 с.

Поступила в редколлегию 24.02.90

УДК 621.396

В. Н. БЫКОВ, канд. техн. наук, *В. М. ПОШТАРЕНКО*, канд. техн. наук,
В. Г. ТИМОФЕЕВ

ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД КОНСТРУКТИВНОГО СИНТЕЗА БИФОКАЛЬНЫХ ЛИНЗ

Существуют различные подходы к электродинамическому синтезу бифокальных систем: метод фокального синтеза, метод частичных диаграмм, варьирования формы поверхности, синтез в приближении геометрической оптики. Учитывая специфику миллиметрового диапазона волн, синтез бифокальной линзы целесообразно проводить в приближении геометрической оптики [1; 2].

В работах [2—4] в данном приближении рассматриваются алгоритмы синтеза поверхности бифокальных линз, однако неполное описание этих алгоритмов не позволяет их использовать в практических задачах конструктивного синтеза линз численными методами.

аналогичным образом можно найти координаты (x_2, y_2) точки пересечения этого луча с внутренней поверхностью линзы. Далее через найденную точку (x_2, y_2) проведем луч, выходящий из фокуса $(0, -a)$ и определим координаты пересечения этого луча с внешней поверхностью.

Таким образом, можно записать систему уравнений, определяющих координаты профиля линзы и значения производных по профилю в конечном числе точек. Для лучей, идущих через линзу из фокуса $(0, -a)$, система уравнений будет иметь вид

$$\begin{aligned} \sigma_{2k+1} &= \operatorname{arctg} \frac{a + y_{2k}}{x_{2k}}; \\ \beta_{2k+1} &= \operatorname{arcsin} \frac{\sin(\sigma_{2k+1} - \gamma_{2k})}{n}; \\ t_{2k+1} &= \frac{L - \sqrt{(a + y_{2k})^2 + x_{2k}^2} - (c - x_{2k}) \cos \alpha + y_{2k} \sin \alpha}{n - \cos(\beta_{2k+1} + \gamma_{2k} - \alpha)}; \\ x_{2k+1} &= x_{2k} + t_{2k+1} \cdot \cos(\beta_{2k+1} + \gamma_{2k}); \\ y_{2k+1} &= y_{2k} + t_{2k+1} \cdot \sin(\beta_{2k+1} + \gamma_{2k}); \\ \gamma_{2k+1} &= \operatorname{arctg} \frac{n \sin(\beta_{2k+1} + \gamma_{2k}) - \sin \alpha}{n \cos(\beta_{2k+1} + \gamma_{2k}) - \cos \alpha}. \end{aligned} \quad (8)$$

Аналогичным образом запишем систему, описывающую лучи, выходящие из фокуса $(0, a)$

$$\begin{aligned} \beta_{2k} &= \operatorname{arcsin} \frac{\sin(\alpha + \gamma_{2k+1})}{n}; \\ t_{2k} &= \left[nL'_{2k} - t_{2k} \cos(\sigma'_{2k} - \beta_{2k} + \gamma_{2k+1}) - \right. \\ &\quad \left. - \sqrt{L'^2_{2k} - 2L'_{2k} \cdot n \cdot \cos(\sigma'_{2k} - \beta_{2k} + \gamma_{2k+1}) t_{2k} + t'^2_{2k} (n^2 - \sin^2(\sigma'_{2k} - \right.} \\ &\quad \left. \left. - \beta_{2k} + \gamma_{2k+1})} \right] (n^2 - 1)^{-1}; \\ x_{2k} &= x_{2k+1} - t_{2k} \cos(\beta_{2k} - \gamma_{2k+1}); \\ y_{2k} &= y_{2k+1} + t_{2k} \sin(\beta_{2k} - \gamma_{2k+1}); \\ \sigma'_{2k} &= \frac{a - y_{2k}}{x_{2k}}; \\ \gamma_{2k} &= \operatorname{arctg} \frac{n \sin(\beta_{2k} - \gamma_{2k+1}) \sin \sigma'_{2k}}{\cos \sigma'_{2k} - n \cos(\beta_{2k} - \gamma_{2k+1})}, \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} \sigma'_{2k} &= \operatorname{arctg} \frac{a - y_{2k+1}}{x_{2k+1}}; \\ t_{2k} &= \sqrt{(a - y_{2k+1})^2 + x_{2k+1}^2}; \\ L'_{2k} &= L - (c - x_{2k+1}) \cos \alpha - y_{2k+1} \sin \alpha. \end{aligned}$$

Здесь (x_{2k+1}, y_{2k+1}) — координаты точек на внешней поверхности линзы, а (x_{2k}, y_{2k}) — координаты точек внутренней поверхности.

На основании системы уравнений (8), (9) составлена программа численного определения конечного числа точек внутреннего и внешнего профиля бифокальной линзы (приведена в конце статьи).

В силу симметрии линзы относительно оси X расчет профиля достаточно выполнить для одной половины линзы. Так как алгоритм позволяет получить конечное число точек профиля поверхности линзы, удовлетворяющих условию бифокальности, то необходимо найти интерполяционный полином для приближенного определения профиля между расчетными точками. Известно, что при конечном числе узловых точек целесообразно осуществлять кусочно-непрерывную интерполяцию полиномом четной степени. Количество узловых точек выберем равным трем из условия получения частично перекрывающихся сегментов. Кусочно-непрерывная кривая для каждой тройки соседних точек может быть представлена полиномом вида

$$y = a_1 + a_2x^2 + a_3x^4 + a_4x^6 + a_5x^8 + a_6x^{10}, \quad (10)$$

а производная полинома в каждой точке кривой будет равна

$$\frac{\partial y}{\partial x} = 2a_2x + 4a_3x^3 + 6a_4x^5 + 8a_5x^7 + 10a_6x^9. \quad (11)$$

Три пары подобных уравнений составляют систему, из которой по известным координатам трех точек и значениям производной в них определяются коэффициенты a_1 — a_6 . Для получения «гладкого» перехода между сегментами последние частично перекрываются. Например, точки 1, 2, 3, определяют сегмент 1, точки 2, 3, 4 — сегмент 2 и т. д. Подобный способ интерполяции обеспечивает прохождение кривой через каждую узловую точку с требуемым значением производной.

Однако, профиль поверхности между узловыми точками обычно не удовлетворяет условию бифокальности. Если геометрия линзы такова, что результирующий шаг между узловыми точками больше длины волны, подобный профиль линзы является неприемлемым. Отсюда возникает необходимость исследовать вопрос влияния выбора исходных параметров на характер профиля линзы.

Расчеты показали, что не все линзы с любыми наперед заданными параметрами могут быть реализованы. Практическое значение имеют линзы, форма которых близка к плоско-выпуклой, так другие линзы будут иметь существенно ограниченный диаметр апертуры (D) и поверхность большой кривизны. Установлено, что при соблюдении условия ($F/D - 1,0$) необходимого при создании многолучевой антенны, близкие к плоско-выпуклым линзы имеют место в тех случаях, когда величина параметра a выбирается на основании графиков (рис. 2) при следующих значениях угла α : кривой 1 соответствует $\alpha = 10^\circ$, 2 — 15° , 3 — 20° , 4 — 25° , 5 — 30° .

В качестве аргумента здесь можно использовать как диаметр апертуры, так и фокусное расстояние.

При выборе материала целесообразно обеспечить такой показатель преломления, который позволил бы получить профиль линзы, близкий к плоско-выпуклому при сохранении требуемых геометрических размеров. На рис. 3 представлены зависимости кривизны поверхности и отношения $(D_{расч}/D_{исх})$ от показателя преломления материала линзы при $\alpha=20^\circ$. Показатель кривизны определяется выражением $\Pi_{кр} = (F - F_0)/F$, (12), где F_0 —

расстояние от линии, соединяющей фокусные точки, до линии, соединяющей края линзы. Анализ зависимостей показывает, что наиболее приемлемыми являются показатели преломления, близкие к значению $n=1,6$. В диапазоне миллиметровых волн из известных материалов такой показатель преломления имеет полистирол.

В качестве примера использования изложенного метода конструктивного синтеза бифокальной линзы был проведен расчет профиля со следующими значениями исходных параметров: угол сканирования $\alpha=20^\circ$, показатель преломления $n=1,59$ (полистирол), отношение $(F/D=1,0)$ при $D=292$ мм, $a=120$ мм, $T=46$ мм. Результирующий профиль, имеющий низкий показатель кривизны $\Pi_{кр}=0,08$, представлен на рис. 4.

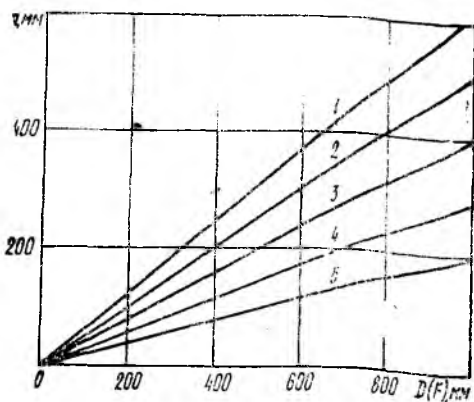


Рис. 2

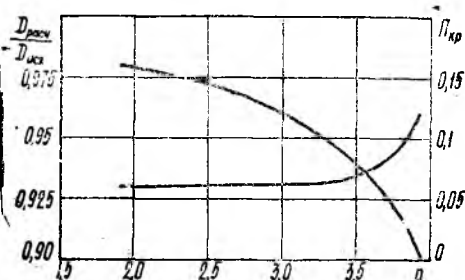


Рис. 3

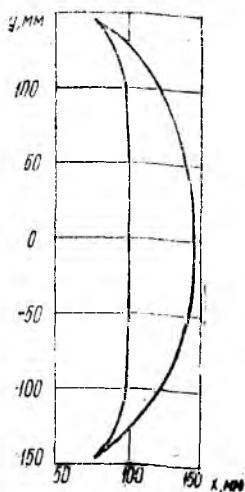


Рис. 4

Таким образом, предложенный численный метод позволяет осуществить конструктивный синтез бифокальной линзы по требуемым исходным параметрам:

FTN,B

```

PROGRAM BIFOK
COMMON/INP/AF,ALR,RC1,BL,C
COMMON/OUT/X(200),Y(200),GAM(200),BET(200)
READ(1,*)F
READ(1,*)AL
ALR=AL*0.017453
AF+SQRT(F**2*(TAN(ALR)**2+0.25*SIN(ALR)**2))
WRITE(6,106)AF
106 FORMAT(5X,"A=",G12.5)
READ(1,*)AF
READ(1,*)RC1
C=F*2
BL=AF/SIN(ALR)+(C-F)*COS(ALR)
X(1)=F
Y(1)=0.
GAM(1)=0.
K=1
3 L=K+2
CALL CHET(L)
K=K+1
M=L+1
CALL NECHET(L,FR)
WRITE(6,100)L,X(L),Y(L),M,X(M),Y(M)
100 FORMAT(15,2X,2G12.6,2X,15,2X,2G12.6)
Q=SIN(ALR)+SIN(GAM(L))
IF(Y(M).GT.Y(M-2)) GOTO 3
D=Y(M-2)*2,
T0=X(2)-F
PKR=(F-X(L))/F
AP=D/F
WRITE(6,102)F,AF,D,RC1,T0,AL,PKR,AP
102 FORMAT(/2X,"F=",G12.5,2X,"A=",G12.5,2X,"D=",G12.5,2X,"N=",G12.5,
*2X,"T=",G12.5,2X,"ALFA =",G12.5,2X,"PKR=",G12.5,2X,"AP=",G12.5)
END
SUBROUTINE CHET(L)
COMMON/INP/AF,ALR,RC1,BL,C
COMMON/OUT/X(200),Y(200),GAM(200),BET(200)
DIMENSION RF(200),RC(200),SIG(200),T(200),BET0(200),W(200)
RF(L)=SQRT((AF+Y(L-1))*(AF+Y(L-1))+X(L-1)*X(L-1))
RC(L)=(C-X(L-1))*COS(ALR)-Y(L-1)*SIN(ALR)
SIG(L)=ATAN(AF+Y(L-1))/X(L-1)
BET0(L)=SIN(SIG(L)-GAM(L-1))/RC1
BET(L)=ATAN(BET0(L)/SQRT(1.-BET0(L)**2))
T(L)=(BL-RF(L)-RC(L))/(RC1-COS(BET(L)+GAM(L-1)-ALR))
W(L)=ABS(T(L))
X(L)=X(L-1)+T(L)*COS(BET(L)+GAM(L-1))
Y(L)=Y(L-1)+T(L)*SIN(BET(L)+GAM(L-1))
GAM(L)=ATAN((RC1*SIN(BET(L)+GAM(L-1))-SIN(ALR))/
*(RC1*COS(BET(L)+GAM(L-1))-COS(ALD)))
RETURN
END
SUBROUTINE (NECHET(L,FR)
COMMON/INP/AF,ALR,RC1,BL,C
COMMON/OUT/X(200),Y(200),GAM(200),BET(200)
DIMENSION RF(200),RC(200),SIG(200),T(200),BET0(200),
*W(200),TET(200),CR(200),T1(200),TNT(200)
RF(L+1)=SQRT((AF-Y(L))* (AF-Y(L))+X(L)*X(L))
RC(L+1)=(C-X(L))*COS(ALR)+Y(L)*SIN(ALR)
BET0(L+1)=SIN(GAM(L)+ALR)/RC1
BET(L+1)=ATAN(BET0(L+1)/SQRT(1.-BET0(L+1)**2))

```

```

TET(L+1)=ATAN((AF-Y(L))/X(L))
TNT(L+1)=BET(L+1)-GAM(L)-TET(L+1)
CR(L+1)=BL-RC(L+1)
T1(L+1)=CR(L+1)*X2-2.*CR(L+1)*RC1*RF(L+1)COS(TNT(L+1))+
*(RC1*X2-SIN(TNT(L+1))*X2)*RF(L+1)*X2
T(L+1)=(CR(L+1)*RC1-RF(L+1)*COS(TNT(L+1))-SQRT(T1(L+1)))/
*(RC1*X2-1.)
W(L+1)=ABS(T(L+1))
X(L+1)=X(L)-T(L+1)*COS(BET(L+1)-GAM(L))
Y(L+1)=Y(L)+T(L+1)*ABS(SIN(BET(L+1)-GAM(L)))
SIG(L+1)=ATAN((AF-Y(L+1))/X(L+1))
GAM(L+1)=ATAN((RC1*SIN(BET(L+1)-GAM(L))-SIN(SIG(L+1)))/
*(COS(SIG(L+1))-RC1*COS(BET(L+1)-GAM(L))))
RETURN
END
END□

```

Список литературы: 1. Андреев Г. А., Потапов А. А. Формирование радиолокационных изображений на сантиметровых и миллиметровых волнах // Зарубеж. радиоэлектроника. 1989. № 6. С. 3—34. 2. Кинбер Б. Е., Классен В. И., Стеблин В. И. Теория трехмерных бифокальных антенн // Радиотехника и электроника. 1983. Т. 28, № 8. С. 1509—1517. 3. Зелкин Е. Г., Петрова Р. А. Линзовые антенны. М., 1974. 280 с. 4. Peebles A. L. A Dielectric Bifocal Lens for Multibeam Antenna Application // IEEE Trans. on Antennas and Propagation. 1988. Vol. 36, № 5. P. 599—606.

Поступила в редколлегию 12.02.90

УДК 621.397

В. М. ШОКАЛО, канд. техн. наук

АНАЛИЗ И ПРОЕКТИРОВАНИЕ СХЕМ СБОРА МОЩНОСТИ ПОСТОЯННОГО ТОКА РЕКТЕНН. СООБЩЕНИЕ 1. КПД СХЕМ СБОРА С ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫМ ИЛИ ПАРАЛЛЕЛЬНЫМ СОЕДИНЕНИЕМ ПРИЕМНО-ВЫПРЯМИТЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ПО ПОСТОЯННОМУ ТОКУ

Эффективность используемых на практике ректенн во многом определяется величиной КПД η , который, как показано в [1], является произведением трех величин: КПД перехвата энергии СВЧ пучка апертурой ректенны η_n , КПД выпрямления η_v и КПД сбора мощности постоянного тока η_0 . Вопросы максимизации КПД перехвата рассмотрены в работе [2]. Достаточно полно (см., например, [3]) отражены в публикациях и вопросы повышения КПД выпрямления. Наряду с этим, изучению КПД сбора мощности постоянного тока посвящено всего две работы [1; 4]. Причем результаты этих публикаций практически не содержат рекомендаций по проектированию схем сбора ректенн с высоким значением η_0 . Цель работы — изучение факторов, влияющих на КПД сбора мощности постоянного тока ректенн и разработка на основе этих данных способов максимизации величины η_0 .

Для выяснения причин потерь мощности в схемах сбора целесообразно рассмотреть порознь схемы с параллельным и последовательным соединением приемно-выпрямительных элементов по постоянному току. При проведении этих исследований предполагается следующее.

1. Ректенна представляет собой эквидистантную плоскую решетку с апертурой круглой или квадратной формы, в узлах которой расположены M однотипных по схеме и конструкции приемно-выпрямительных элементов (ПВЭ), объединенных с нагрузкой ректенны R_n схемой сбора мощности постоянного тока. Шаг решетки по координатам x и y одинаков ($d_x = d_y = d$).

2. С целью обеспечения максимального перехвата энергии СВЧ из свободного пространства апертура ректенны облучается неравномерно по закону Гаусса [2]: $\Pi_i = \Pi_{\max} \exp[-2\tau(r_i/L)^2]$ (1), где Π_{\max} — плотность потока мощности в центре апертуры; r_i — расстояние от центра ректенны до i -го ПВЭ; L — характерный размер ректенны ($2L$ — величина диагонали в случае квадратной апертуры или диаметр в случае круглой апертуры); $\tau = \sqrt{S_R S_T} / \lambda D$ — волновой параметр; S_T, S_R — площади апертур передающей антенны и ректенны; D — расстояние между апертурами, λ — рабочая длина волны.

λ — рабочая длина волны.

3. Каждый приемно-выпрямительный элемент представляет собой слабонаправленную антенну, объединенную с выпрямительной схемой на диодах Шоттки. Решетку ПВЭ при расчете схемы сбора мощности постоянного тока, аналогично работе [5], можно представить в виде совокупности из M зависимых эквивалентных генераторов постоянного тока. Значения ЭДС E_i (эквивалентных токов I_i) этих генераторов и их внутренних сопротивлений R_i зависят от плотности потока мощности Π_i в месте расположения ПВЭ.

Под КПД схемы сбора будем понимать величину $\eta = P_n / P_{\max}$, где P_n — мощность постоянного тока в нагрузке ректенны R_n , P_{\max} — максимальная мощность постоянного тока, которая равна сумме мощностей постоянного тока M приемно-выпрямительных элементов, при подключении к каждому из них нагрузки R_{ni} , равной выходному сопротивлению данного ПВЭ по постоянному току R_i .

При этом получают следующие выражения для КПД сбора:

$$\eta = \frac{R_n \left[\sum_{i=1}^M E_i \left(\sum_{i=1}^M R_i + R_n \right) \right]^2}{\sum_{i=1}^M (E_i^2 / 4R_i)} \quad (2)$$

— при последовательном соединении;

$$\eta_0 = \frac{R_n \left(\sum_{i=1}^M \frac{E_i}{R_i} \right)^2}{\sum_{i=1}^M \frac{E_i^2}{4R_i} \left[\sum_{i=1}^M \frac{1}{R_i} \left(\sum_{i=1}^M \frac{1}{R_i} + R_n \right) \right]^2} \quad (3)$$

— при параллельном соединении.

Известно, что максимальная мощность в нагрузке при заданных E_i и R_i будет в том случае, когда величина R_n равна выходному сопротивлению всей ректенны по постоянному току. При этом соотношения (2), (3) принимают вид

$$\eta_0 = \frac{\left(\sum_{i=1}^M E_i\right)^2}{\sum_{i=1}^M R_i \sum_{i=1}^M (E_i^2/R_i)} = \frac{\left(\sum_{i=1}^M I_i R_i\right)^2}{\sum_{i=1}^M R_i \sum_{i=1}^M I_i^2 R_i} \quad (4)$$

— для последовательной схемы сбора;

$$\eta_0 = \frac{\left(\sum_{i=1}^M \frac{E_i}{R_i}\right)^2}{\sum_{i=1}^M \frac{1}{R_i} \sum_{i=1}^M \frac{E_i^2}{R_i}} \quad (5)$$

— для параллельной схемы сбора.

В частном случае, при $R_i(\Pi_i) = \text{const}$, КПД обеих схем равны

$$\eta_0 = \frac{1}{M} \cdot \frac{\sum_{i=1}^M E_i^2}{\sum_{i=1}^M E_i^2} \quad (6)$$

и полученный результат совпадает с результатом, приведенным в [4]. Вычисленный согласно (6) КПД при не равных значениях E_i и $M > 1$ всегда меньше 100 %, так как выполняется неравенство

$$\left(\sum_{i=1}^M E_i\right)^2 < M \sum_{i=1}^M E_i^2.$$

Отсюда следует, что равенство внутренних сопротивлений R_i является недостаточным условием для достижения максимальной передачи мощности в схемах сбора ректенн. Избежать потерь энергии, как видно из формул (4), (5), можно лишь при выполнении таких условий: $E_i(\Pi_i) = \text{const}$ — в параллельной схеме сбора; $I_i(\Pi_i) = \text{const}$ — в последовательной схеме сбора. Если эти условия не выполняются, то величину мощности постоянного тока, рассеиваемой в виде тепла на внутренних сопротивлениях R_i , будут определять перепады (разности) значений E_i или I_i соседних ПВЭ ректенны, зависящие от степени неравномерности облучения ее апертуры СВЧ пучком (параметр τ в выражении (1)). Учтем эту зависимость с помощью соотношений, приведенных в [5]:

$$E_i = b \Pi_{\max}^{\beta} \exp[-2\tau\beta (r_i/L)^2]; \quad (7)$$

$$R_i = a \Pi_{\max}^{-\alpha} \exp[2\tau\alpha (r_i/L)^2], \quad (8)$$

$$I_i = \frac{b}{a} \Pi_{\max}^{(\beta+\alpha)} \exp[-2\tau(\beta + \alpha) (r_i/L)^2], \quad (9)$$

где a, b, α, β — коэффициенты аппроксимации нагрузочных характеристик ПВЭ.

Из сравнения выражений (7), (9) нетрудно видеть, что спадание значений I_i к краям апертуры ректенны происходит более резко, чем спадание значений ЭДС. Таким образом, при последовательном соединении следует ожидать меньших значений КПД сбора, чем при параллельном.

Оценим величину η_0 схем сбора с последовательным и параллельным соединением ПВЭ по постоянному току. С учетом выражений (7—9), расчетные соотношения (4), (5) приобретают следующий вид:

$$\eta_0 = \frac{\left[\sum_{i=1}^M e^{-2\tau\beta(r_i/L)^2} \right]^2}{\sum_{i=1}^M e^{-2\tau\alpha(r_i/L)^2} \sum_{i=1}^M e^{-2\tau(r_i/L)^2(2\beta+\alpha)}} \quad (10)$$

— для последовательной схемы сбора;

$$\eta_0 = \frac{\left[\sum_{i=1}^M e^{-2\tau(r_i/L)^2(\beta+\alpha)} \right]^2}{\sum_{i=1}^M e^{-2\tau\alpha(r_i/L)^2} \sum_{i=1}^M e^{-2\tau(2\beta+\alpha)(r_i/L)^2}} \quad (11)$$

— для параллельной схемы сбора.

В частном случае апертуры квадратной формы формулы (10), (11) трансформируются к такому виду:

$$\eta_0 = \frac{\left\{ \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \exp \left[-2\tau\beta \left(\frac{x_i^2 + y_j^2}{L^2} \right) \right] \right\}^2}{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \exp \left[2\tau\alpha \left(\frac{x_i^2 + y_j^2}{L^2} \right) \right] \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \exp \left[-2\tau(2\beta + \alpha) \left(\frac{x_i^2 + y_j^2}{L^2} \right) \right]} \quad (12)$$

— при последовательном соединении;

$$\eta_0 = \frac{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \left[\exp -2\tau(\beta + \alpha) \left(\frac{x_i^2 + y_j^2}{L^2} \right) \right]}{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \exp \left[-2\tau \left(\frac{x_i^2 + y_j^2}{L^2} \right) \right] \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \exp \left[-2\tau(2\beta + \alpha) \left(\frac{x_i^2 + y_j^2}{L^2} \right) \right]} \quad (13)$$

— при параллельном соединении.

В выражениях (12), (13) приняты такие обозначения: N — количество ПВЭ, расположенных вдоль стороны квадрата; x_i, y_j — координаты ПВЭ с номером ij на апертуре ректенны, $2L = \sqrt{2}(N-1)d$.

Результаты расчетов КПД сбора приведены на рис. 1 (сплошные кривые соответствуют параллельному, а штрихпунктирные — последовательному соединению). Здесь 1 — $\tau=1$; 2 — $\tau=1,5$; 3 — $\tau=2$. Вычисления проводились для случая апертуры квадрат-

ной формы с шагом $d = 0,5\lambda$. При расчетах полагалось, что в ректенне используются двухполупериодные ПВЭ с петлевыми вибраторами, описанные в [6]. Как видно из приведенных результатов, КПД сбора при последовательном соединении ПВЭ меньше, чем при параллельном, что подтверждает справедливость вышеприведенных рассуждений. Кроме того, из рис. 1 видна и сильная зависимость КПД сбора от волнового параметра τ (с увеличением τ значения η_0 уменьшаются). Зато с увеличением L/λ наблюдается рост КПД сбора. При небольших габаритах ректенны с увеличением L/λ КПД сбора растет быстрее, затем рост величины η_0 замедляется и при больших значениях L/λ (случай крупноапертурных ректенн) КПД сбора стремится к некоторому максимальному значению. Обусловлено это тем, что при заданном значении τ и малых L/λ на величину КПД больше влияют перепады ЭДС или токов между отдельными эквивалентными генераторами. С увеличением L/λ перепады ЭДС и токов уменьшаются и при больших L/λ значения КПД будут определяться лишь характером изменения функций (7—9), зависящих от коэффициентов α и β .

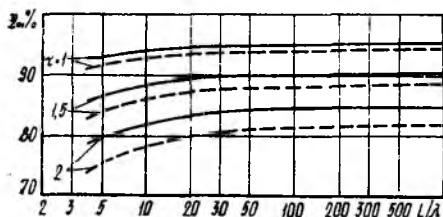


Рис. 1

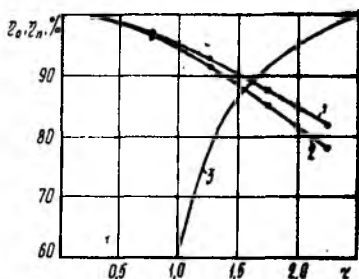


Рис. 2

Значения КПД сбора крупноапертурных ректенн можно получить, осуществляя переход от сумм к интегралам в выражениях (10—13). При этом будем полагать $M \rightarrow \infty$, а $d \rightarrow 0$. В итоге придем к следующим выражениям для КПД сбора крупноапертурных ректенн:

для ректенн с квадратной апертурой и последовательной схемой сбора

$$\eta_0 = e^{-2\tau\alpha} \frac{\pi\alpha(2\beta + \alpha) [\operatorname{erf}(\sqrt{\beta\tau})]^4}{4\beta^2 F^2(\sqrt{\alpha\tau}) [\operatorname{erf}(\sqrt{2\beta + \alpha}\tau)]^2}; \quad (14)$$

для ректенн с квадратной апертурой и параллельной схемой сбора

$$\eta_0 = \frac{\alpha(2\beta + \alpha) [\operatorname{erf}(\sqrt{\tau(\beta + \alpha)})]^4}{(\alpha + \beta)^2 [\operatorname{erf}(\sqrt{\alpha\tau})]^2 [\operatorname{erf}(\sqrt{\tau(2\beta + \alpha)})]^2}; \quad (15)$$

для ректенн с круглой апертурой и последовательной схемой сбора

$$\eta_0 = e^{-2\tau\alpha} \frac{\sqrt{\pi\alpha(2\beta + \alpha)} [\operatorname{erf}(\sqrt{2\beta\tau})]^2}{2\beta F(\sqrt{2\alpha\tau}) \operatorname{erf}(\sqrt{2(2\beta + \alpha)\tau})}, \quad (16)$$

для ректенн с круглой апертурой и параллельной схемой сбора

$$\eta_0 = \frac{|\operatorname{erf}(\sqrt{2\tau(\beta + \alpha)})|^2 \cdot \sqrt{\alpha(2\beta + \alpha)}}{(\beta + \alpha) \operatorname{erf}(\sqrt{2\tau\alpha}) \operatorname{erf}(\sqrt{2\tau(2\beta + \alpha)})}. \quad (17)$$

В выражениях (14)—(17) приняты следующие обозначения: $\operatorname{erf}(z)$ — интеграл вероятности, $F(z)$ — интеграл Доссона. Значения КПД сбора, рассчитанные двумя способами по формулам (14), (15) и по формулам (10, 11), практически совпадают при размерах апертуры $L=500\lambda$ и более. Это подтверждается рис. 2. Здесь приведены результаты расчетов при $L=500\lambda$ по формулам (14), (15). (кривая 1 для параллельного соединения, кривая 2 — для последовательного соединения) и по формулам (10), (11) (эти данные показаны точками).

Полученные соотношения (14)—(17) позволяют быстро оценить возможности крупноапертурных ректенн по КПД сбора и отражают зависимость η_0 от двух основных факторов — степени неравномерности облучения апертуры ректенны СВЧ пучком (параметр τ) и динамических характеристик ПВЭ по постоянному току (коэффициенты α и β).

Как видно из рис. 2, значения КПД сбора крупноапертурных ректенн порядка 90 % и более имеют место в области небольших значений τ . Однако в этой области мало значение КПД перехвата η_n [2], равного отношению мощности СВЧ, извлеченной апертурой ректенны из свободного пространства, к полной мощности СВЧ-пучка (см. кривую 3). Соответственно и эффективность ректенны в целом, определяемая произведением $\eta_n\eta_0$ оказывается низкой. Отсюда следует необходимость поиска путей преодоления противоречия, обусловленного различным ходом кривых для η_0 и η_n . Если «отталкиваться» от кривой, характеризующей поведение КПД перехвата, то для обеспечения $\eta_n > 90\%$ надо выбрать $\tau > 1,5$. При этом апертура ректенны облучается СВЧ-пучком существенно неравномерно. При использовании однотипных приемно-выпрямительных элементов ЭДС эквивалентных генераторов в центре и на краях ректенны сильно различаются, что и приводит к низким значениям η_0 . Очевидно, что задача повышения значения η_0 должна решаться путем такой компоновки приемно-выпрямительной апертуры ректенны и схем сбора мощности постоянного тока, которые приводят к выравниванию распределения ЭДС или токов эквивалентных генераторов. Пути решения этой задачи рассматриваются в следующем сообщении.

Список литературы: 1. Егоров А. Н. Об эффективности передачи энергии электромагнитным пучком и преобразования его в ректенне // Радиотехника и электроника. 1985. Вып. 4. С. 800—811. 2. Губо, Шверинг. Передача пучков электромагнитных волн в свободном пространстве СВЧ-энергетика / Под ред. Э. Окреса М., 1971. Т. 1 С. 331—350. 3. Шифрин Я. С., Лучанинов А. И., Шокало В. М. Приемно-выпрямительные элементы ректенных систем // Харьк ин-т радиоэлектроники. X., 1988. 181 с. Деп. в УкрНИИТИ 31.03.89. № 941-Ук89. 4. Gutman R. J., Borrego J. M. Power combining in array of microwave power rectifiers // IEEE Trans. 1979. Vol. MTT—22. № 12. P. 958—968. 5. Нарыжная В. В., Шокало В. М. Макромодель приемно-выпрямительного элемента ректенны по постоянному

УДК 621.397

А. И. ЛУЧАНИНОВ, канд. техн. наук, В. В. НАРЫЖНАЯ,
В. М. ШОКАЛО, канд. техн. наук, А. А. ЩЕРБИНА

**АНАЛИЗ И ПРОЕКТИРОВАНИЕ СХЕМ СБОРА МОЩНОСТИ
ПОСТОЯННОГО ТОКА РЕКТЕНН. СООБЩЕНИЕ 2. СПОСОБЫ
ПОВЫШЕНИЯ КПД СХЕМЫ СБОРА, ОСНОВАННЫЕ
НА ВЫРАВНИВАНИИ ПО АПЕРТУРЕ РЕКТЕННЫ
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭДС ИЛИ ТОКОВ ПРИЕМНО-ВЫПРЯМИТЕЛЬНЫХ
ЭЛЕМЕНТОВ**

Как известно, для повышения КПД перехвата энергии СВЧ пучка ректенной, апертура последней должна облучаться неравномерно (по закону Гаусса). При этом плотность потока мощности, падающая на различные приемно-выпрямительные элементы ректенны Π_i , будет различной. Поскольку характеристики ПВЭ как эквивалентного генератора постоянного тока зависят от величины Π_i [1; 2], то это приводит к потерям мощности в схеме сбора мощности постоянного тока ректенны. Исправить это положение можно различными путями. Один из них состоит в том, чтобы используя в ректенне ПВЭ разных типов или управляя их параметрами, добиться оптимальных условий работы каждого из ПВЭ. Иначе говоря, надо оптимизировать структуру каждого ПВЭ под «свойственный» ему уровень Π_i . Рассмотрение данного вопроса и составляет содержание настоящего сообщения.

Считается, что схема сбора представляет собой либо последовательное, либо параллельное соединение ПВЭ по постоянному току, а апертура ректенны облучается по закону Гаусса. Известно [1; 2], что характеристики ПВЭ, как эквивалентного генератора постоянного тока, в зависимости от значения Π_i , определяется высокочастотной ЭДС холостого хода e_x и сопротивлением z_r эквивалентного СВЧ-генератора ПВЭ, воздействующего на выпрямительную схему. В случае двухполупериодных ПВЭ значения e_x и z_r определяются на клеммах излучателя, а в однополупериодных — на выходных клеммах входного фильтра нижних частот. Основываясь на этих данных, можно предложить несколько способов выравнивания распределения токов или ЭДС эквивалентных генераторов постоянного тока ПВЭ по апертуре ректенны.

Первый из них заключается в том, что при разработке компоновочной схемы приемно-выпрямительной апертуры используются несколько типов ПВЭ, отличающихся ходом кривых $E_i = f(\Pi_i)$ и $I_i = f(\Pi_i)$. Поясним идею данного способа на примере ректенны, составленной из шунтовых и петлевых ПВЭ (см. [3]), в которых

используются диоды типа 3A208A (далее такие ректенны будем называть комбинированными).

На рис. 1 изображена схема комбинированной ректенны в виде линейной решетки. Эта ректенна представляет собой размещенную над экраном (на рис. 1 не показан) эквидистантную антенную решетку 1, которая содержит линию сбора постоянного тока 2 и включенные в нее по постоянному току последовательно приемно-выпрямительные элементы 3, 4 с резонансными излучателями 5, 6

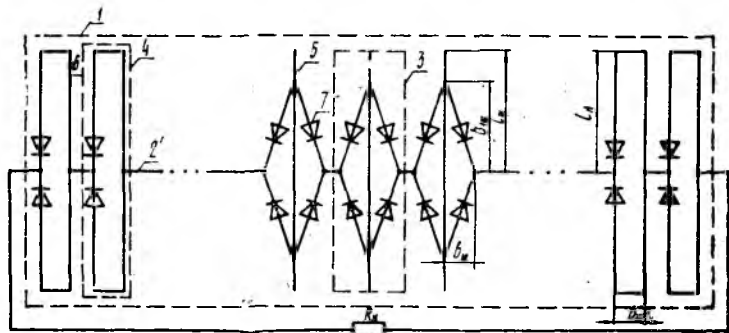


Рис. 1

и двухполупериодные выпрямители на диодах Шоттки. Решетка komponуется из шунтовых 3 и петлевых 4 ПВЭ так, что в центральной части решетки, облучаемой от уровня Π_{\max} до уровня $0,5 \Pi_{\max}$, устанавливаются ПВЭ с шунтовыми вибраторами 5, а в остальной части решетки — ПВЭ с петлевыми вибраторами 6.

Установка петлевых ПВЭ в периферийной области апертуры с пониженным уровнем плотности потока падающей мощности приводит к выравниванию амплитуд токов I_i в комбинированной решетке. Это связано с тем, что у петлевых ПВЭ предельная мощность Π_d вдвое меньше относительно шунтовых ПВЭ [3], а следовательно, больше и эквивалентный постоянный ток I_i при одном и том же значении Π_i .

В табл. 1 приведены результаты расчета КПД последовательной схемы сбора комбинированной ректенны с квадратной апертурой, функционирующей при $\Pi_{\max} = 200 \text{ Вт/м}^2$, $d = \lambda/2$ и волновом параметре $\tau = 2$. При расчетах использовались следующие значения размеров излучателей (рис. 1): $kl_n = 1,36$; $kb_n = 0,205$; $kl_{ш} = 1,606$; $kb_{ш} = 0,6$; $kb_{1ш} = 0,354$; $k = 2\pi/\lambda$. Расстояние до экрана $kh = 0,95$.

Таблица 1

L/λ	10	20	50	100	200	Тип ректенны
$\eta_0, \%$	89,0	90	91	91,5	91,5	Комбинированная ректенна Ректенна из шунтовых ПВЭ
$\eta_0, \%$	75,0	77,0	78,0	79,0	79,5	

Из приведенных в табл. 1 данных следует, что комбинированная ректенна обеспечивает увеличение КПД схемы сбора относительно ректенны из шунтовых ПВЭ на $(13 \div 14) \%$ в зависимости от габаритного размера ректенны. В рассмотренном примере комбинированной ректенны хотя и достигнут выигрыш в КПД сбора, однако потери мощности постоянного тока в схеме сбора (по табл. 1 — около 8%) остались пока значительными. Это обусловлено тем, что в комбинированной решетке перепады токов I_i имеют еще большую величину. Дальнейшее выравнивание по апертуре распределения эквивалентных ЭДС или токов ПВЭ можно провести за счет управления величиной z_r в однополупериодных или двухполупериодных ПВЭ ректенн.

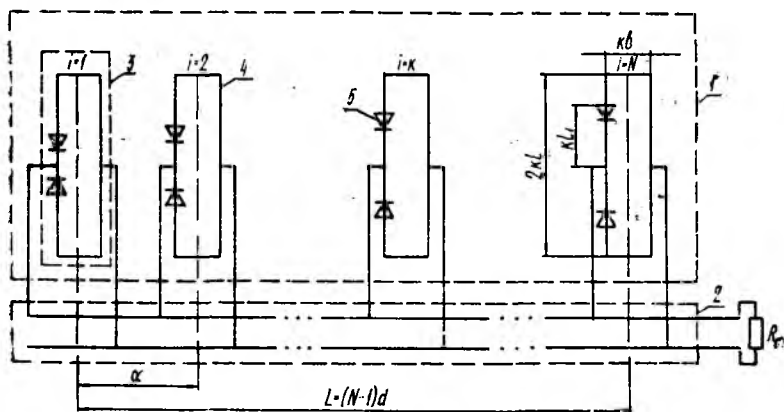


Рис. 2

Вначале рассмотрим ректенну с двухполупериодными ПВЭ (рис. 2). Эта ректенна представляет собой эквидистантную линейную антенную решетку 1, размещенную над экраном, которая содержит линию сбора постоянного тока 2 и подключенные к ней параллельно приемно-выпрямительные элементы 3. ПВЭ выполнены в виде резонансных петлевых вибраторов 4, объединенных с двухполупериодными выпрямителями на двух встречно соединенных диодах Шоттки 5, включенных в расщепки одного из плеч вибраторов симметрично относительно их середины на расстояние kl_1 (k — волновое число).

Пусть на линейку ректенны длиной $2L = 2(N - 1)d$, где N — количество ПВЭ в половине решетки, падает СВЧ-пучок с гауссовым распределением плотности потока мощности при $P_{\max} = 200 \text{ Вт/м}^2$ и $\tau = 2$ (см. рис. 3, кривую 1 для $N = 21$). В этом случае перепад между значениями P_{\max} и P_{\min} составляет более 10 дБ, что приводит к существенным перепадам ЭДС постоянного тока ПВЭ (рис. 3, кривая 2), если в каждом из них значения kl_1 равны. Расчетная кривая 2 соответствует случаю, когда в ПВЭ используется диод с такими параметрами: допустимая входная мощность

$P_{вх} = 1$ Вт, допустимое обратное напряжение $U_{обр} = 40$ В, емкость перехода $C_d = 0,25$ пФ, а размеры вибратора имели следующие величины: $kl = 1,36$; $kb = 0,205$; расстояние до экрана $kh = 0,95$; $kl_1 = 0,092$. Так как ЭДС ПВЭ не равны, то часть энергии выделяется не в нагрузке ректенны, а на внутренних сопротивлениях эквивалентных генераторов постоянного тока ПВЭ, что существенно снижает КПД сбора (табл. 2).

Таблица 2

L/λ	10	20	50	100	200	500	Тип ректенны
$\eta_0, \%$	85,5	86,5	87	87,3	87,4	87,5	Ректенна при $kl_1 = \text{const}$
$\eta_0, \%$	97,0	97,5	98	98,2	98,3	98,3	Ректенна при $kl_1 = \text{var}$

На основании результатов [4] применим для управления по требуемому закону величинами ЭДС E_i смещение точек включения диодов, т. е. положим, что размер $kl_1 = \text{var}$ вдоль апертуры ректенны. Возможность такого управления физически обусловлена тем, что с увеличением смещения kl_1 увеличивается входное сопротивление излучателя и он извлекает из пространства большую входную мощность, что приводит к увеличению ЭДС E_i ПВЭ.

Зависимости $E_i = f(\Pi_i)$ петлевого ПВЭ с различными значениями kl_1 представлены на рис. 4. Расчеты проводились для случая диодов Шоттки с $P_{вх} = 1$ Вт. Из приведенных на рис. 4 кривых следует, что при изменении плотности потока мощности в интервале $[\Pi_{\min}, \Pi_{\max}] = [30, 200]$ Вт/м² возможно выравнивание ЭДС постоянного тока ПВЭ на уровне 31 В.

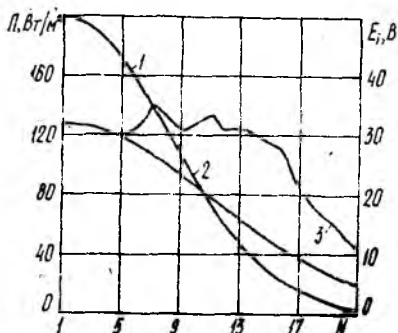


Рис. 3

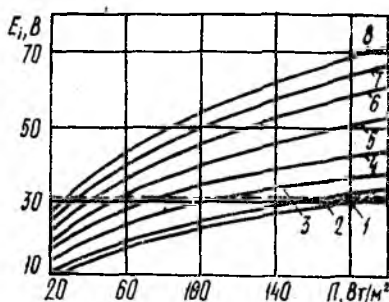


Рис. 4

Рассмотрим пример ректенны, у которой в зависимости от значения Π_i размер kl_1 ПВЭ изменяется дискретно по следующему закону (кривые на рис. 4):

$$kl_1 = 0,092\sqrt{\Pi_i/\Pi_{\max}} \in [1; 0,85], \text{ кривая } 1;$$

$$kl_1 = 0,3\sqrt{\Pi_i/\Pi_{\max}} \in [0,849; 0,7], \text{ кривая } 2;$$

$$kl_1 = 0,4\sqrt{P_i/P_{\max}} \{ [0,699; 0,5], \text{ кривая 3;} \\
kl_1 = 0,5\sqrt{P_i/P_{\max}} \{ [0,499; 0,375], \text{ кривая 4.} \\
kl_1 = 0,6\sqrt{P_i/P_{\max}} \{ [0,374; 0,25], \text{ кривая 5;} \\
kl_1 = 0,65\sqrt{P_i/P_{\max}} \{ [0,249; 0,2], \text{ кривая 6;} \\
kl_1 = 0,675\sqrt{P_i/P_{\max}} \{ [0,199; 0,16], \text{ кривая 7;} \\
kl_1 = 0,7\sqrt{P_i/P_{\max}} \{ [0,16; P_{\min}/P_{\max}], \text{ кривая 8.}$$

Для данного примера распределение ЭДС E_i по апертуре при $N=21$ показано на рис. 3, кривая 3. Как видно из представленных данных, дискретное изменение размера kl_1 позволяет добиться существенного выравнивания распределения ЭДС, особенно в центральной области апертуры ректенны. Благодаря этому, реализуется значительный выигрыш в КПД сбора (см. табл. 2) и потери мощности в схемах сбора ректенн большой электрической длины ($L/\lambda > 100$) составляют всего 2 %.

Полученный положительный эффект позволяет рекомендовать рассмотренную ректенну для применения в наземных системах передачи энергии с помощью СВЧ-луча. Такой же эффект может быть получен и при применении в ректенне однополупериодных ПВЭ, у которых входной фильтр нижних частот (ФНЧ) имеет различный коэффициент трансформации сопротивления $K_T = -R_{\text{вых}}/R_{\text{вх}}$, где $R_{\text{вых}}$ — выходное сопротивление ФНЧ со стороны подключения диода Шоттки, $R_{\text{вх}}$ — входное сопротивление ФНЧ со стороны подключения вибратора. Подробно ПВЭ такого типа описаны в работе [1]. В этой публикации описан не только принцип работы ПВЭ с различными значениями величины K_T ФНЧ, но и приводятся конкретные данные по величине элементов схем этих ФНЧ. Используя приведенные в работе [1] данные, можно показать, что ЭДС E_i однополупериодных ПВЭ с полуволновыми вибраторами и ФНЧ с варьируемым значением K_T хорошо аппроксимируется зависимостью $E_i = b\Pi_i^\beta$, где b и β — коэффициенты аппроксимации. Для случая применения в однополупериодных ПВЭ диода Шоттки с $P_{\text{вх}} = 1$ Вт коэффициент $\beta = 0,6$, а значения величины b приведено в табл. 3. Из табл. 4 следует, что величина E_i однополу-

Таблица 3

K_T	0,98	1,16	1,29	1,41	1,53	1,85	2,33
b	1,0	1,28	1,48	1,68	2,40	2,45	3,01

Таблица 4

K_T	0,98	1,16	1,29	1,41	1,53	1,85	2,33
E_i/B	15,9	18,44	23,5	26,7	38,16	39,0	47,9

периодных ПВЭ может существенно изменяться при варьировании значений K_T , т. е. так же, как и в случае двухполупериодных ПВЭ возможно выравнивание распределения ЭДС по апертуре ректенны. Проведенные нами расчеты показали, что при $\tau = 2$, $P_{\max} = 100$ Вт/м², $P_{\text{вх}} = 1$ Вт однополупериодные ПВЭ при $L/\lambda > 100$ обеспечивают КПД сбора не менее 98,5 %.

Предлагаемые способы увеличения КПД сбора позволяют достичь небольших потерь в цепях постоянного тока ректенн, однако технология изготовления ректенны по сравнению со случаем применения однотипных ПВЭ заметно усложняется. Вот почему есть смысл рассмотреть также и другие способы минимизации потерь мощности постоянного тока, в основе которых лежит рациональный выбор схемы сбора. Эти вопросы рассмотрены в следующем сообщении.

Список литературы: 1. Шифрин Я. С., Лучанинов А. И., Шокало В. М. Приемно-выпрямительные элементы ректенных систем // Харьк. ин-т радиоэлектрон. Х., 1988. 181 с. Деп. в УкрНИИТИ 31.03.89. № 941-Ук89. 2. Нарыжная В. В., Шокало В. М. Макромодель приемно-выпрямительного элемента ректенны по постоянному току // Радиотехника. 1992. Вып. 96. С. 79—82. 3. Лучанинов А. И., Шокало В. М., Щербина А. А. Двухполупериодные приемно-выпрямительные элементы ректенн // Радиотехника. 1991. Вып. 94. С. 122—126. 4. А. с. № 1566437 СССР, МКИ³Н01Q25/00. Приемно-выпрямительный элемент ректенны / А. И. Лучанинов, В. М. Шокало, Я. С. Шифрин, А. А. Щербина // Открытия. Изобретения. 1990. № 19. С. 258.

Поступила в редколлегию 11.04.90

УДК 621.372.823

И. В. КОЦАРЕВСКАЯ

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЗАПОЛНЕНИЯ НА ДИСПЕРСИЮ H_{0p} -ВОЛН В СЛОЖНОКОМПОЗИЦИОННОМ ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

Успешное решение ряда практических задач антенно-фидерной техники и дифракционной электроники связано с разработкой многофункциональных устройств и построением их теории. В работе исследуется экранированный кольцевой волновод с радиально-слоистым магнетодиэлектрическим заполнением, как перспективное устройство эффективного активного и пассивного управления пространственными и фазовыми характеристиками поля за счет изменения материальных и геометрических параметров.

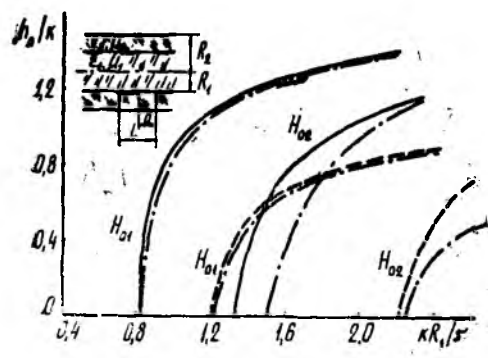


Рис. 1

Модель представляет собой круглый идеально-проводящий волновод радиуса R_N , заполненный недиссипативной аксиально-симметричной средой с кусочно-постоянными параметрами ϵ_j , μ_j ($j = 1, 2, \dots, N$ — номер слоя) (рис. 1). На границе $r = R_0$ расположена совокупность периодических бесконечно тонких идеально проводящих колец с периодом l и зазором d . В силу симметрии

структуры азимутально-однородные H -волны характеризуются скалярным магнитным потенциалом

$$\Pi_z^j(r, z) = \{a_j J_0(\gamma_j r) + [1 - \delta_j^1] b_j N_0(\gamma_j r)\} e^{m_0 z}, \quad (1)$$

$$R_{j-1} < r < R_j,$$

где h_0 — фазовая постоянная волны, $\gamma_j = \sqrt{k^2 \epsilon_{jj} \mu_j - h_0^2}$ — радиальная постоянная, δ_j^1 — символ Кронекера.

Удовлетворение всех граничных условий при $r = R_j$ ($j = 1, 2, \dots, N$) приводит к характеристическому трансцендентному уравнению относительно постоянной распространения h_0 .

В общем случае при наличии пространственной дисперсии задача решается строго методом Римана—Гильберта [1]. Однако, в ряде важных для практики приложений представляет интерес большая плотность колец ($l \ll \lambda_g$, λ_g — волноводная длина волны), когда периодическую поверхность $r = R_q$ можно отождествить с полупрозрачной пленкой и ввести двухсторонние эквивалентные граничные условия (ЭГУ) [2], которые для $\Pi_z^j(r, z) = \Psi_j(r) \exp\{ih_0 z\}$ запишутся в виде линейного функционала

$$\alpha_j \left(\Psi_j, \frac{d}{dr} \Psi_j \right) = \begin{cases} \frac{d}{dr} \Psi_j; & r = R_N, \quad j = N; \\ \frac{d}{dr} \Psi_{j+1} - \frac{\mu_j}{\mu_{j+1}} \frac{d}{dr} \Psi_j; & r = R_j, \quad j = 1, 2, \dots, N-1; \\ \alpha^M \delta_j^q \frac{d}{dr} \Psi_j - \{\gamma_j^2 \Psi_j - \gamma_{j+1}^2 \Psi_{j+1}\}; & r = R_q, \quad j = q, \end{cases} \quad (2)$$

где $\alpha^M = \frac{k(\mu_q + \mu_{q+1})}{\mu_q \kappa \ln \frac{1+u}{2}}$, $\kappa = \frac{kl}{2\pi}$, $u = \cos \frac{\pi d}{l}$ — параметр заполнения.

Причем равенство $\alpha_j \left(\Psi_j, \frac{d}{dr} \Psi_j \right) = 0$ соответствует выполнению условия Неймана для мембранных функций $\Psi_N(R_N)$ на идеально проводящем экране, непрерывности тангенциального поля на изотропных границах ($j \neq q$) и описывает скачок тангенциального магнитного поля на дискретной границе $r = R_q$. Последнее определяет систему $2N + 1$ линейных уравнений относительно коэффициентов потенциальных функций (1). Введение функционального матричного оператора слоя [1] рационализирует процедуру получения характеристического уравнения и обобщает решение на произвольное число слоев N . Для $q = 1$ характеристическое уравнение имеет вид

$$1 - \frac{\gamma_1 \left\{ I_0(\gamma_1 R_1) - \frac{\gamma_2 Z_H I_0(\gamma_2 R_1) + Y_H N_0(\gamma_2 R_1)}{\gamma_1 Z_H I_1(\gamma_2 R_1) + Y_H N_1(\gamma_2 R_1)} \right\}}{\alpha^M \left\{ J_1(\gamma_1 R_1) - \frac{\gamma_2 Z_H I_1(\gamma_2 R_1) + Y_H N_1(\gamma_2 R_1)}{\gamma_1 Z_H I_1(\gamma_2 R_1) + Y_H N_1(\gamma_2 R_1)} \right\}} = 0, \quad (3)$$

где функции Z_H и Y_H зависят от геометрических и материальных параметров магнитоэлектрического заполнения и являются результатом действия оператора слоя на функционалы $\alpha_j \left(\Psi_j, \frac{d}{dr} \Psi_j \right)$, $j \neq q$. Определим влияние параметров волновода на дисперсию H -волн на примере анализа двух- и трехслойных структур с фиксированным положением дискретной границы $q = 1$.

Выделим в волноводе центральную ($0 < r < R_q$) и периферийную коаксиальную ($R_q < r < R_N$) области, разделенные периодической границей. Сопоставление дисперсионных характеристик двухслойных моделей с половинным заполнением периода ($d = 0,5l$, $l = 0,14R_1$) свидетельствуют о высокой чувствительности $H_{ор}$ -типов к отношению оптических плотностей центральной и периферийной областей. На рис. 1 представлены кривые для волн низших радиальных индексов в структуре с параметрами $R_1 = 0,696R_2$, $\epsilon_1 = 2,08$, $\epsilon_2 = 1,0$, $\mu_1 = \mu_2 = 1,0$ (сплошные линии) и $R_1 = 0,80R_2$, $\epsilon_1 = \mu_1 = 1,0$, $\epsilon_2 = \mu_2 = 2,0$ (пунктирные линии). Здесь же штрихпунктиром отмечены характеристики соответствующих типов волн в регулярном «прототипном» круглом волноводе радиуса R_1 с однородным заполнением ϵ_1 , μ_1 . Как видно из сравнительного анализа, дисперсионные свойства в обоих случаях практически полностью определяются радиусом и оптической плотностью центрального канала, а дисперсионные кривые H_{01} - и H_{02} - волн близки к соответствующим кривым «прототипного» волновода. Интересен тот факт, что описанный эффект связан не со скачком оптической плотности при $r = R_1$, а с влиянием дискретной границы. Об этом свидетельствуют дисперсионные зависимости периодического волновода с параметрами $R_1 = 0,696R_2$, $l = 0,14R_1$ и однородным диэлектрическим заполнением $\epsilon = \epsilon_1 \neq \epsilon_2$ (рис. 2; сплошные кривые — $\epsilon = 2,08$, пунктирные — $\epsilon = 1,0$). Необходимо также отметить, что волны с большим числом вариаций поля по радиусу ($p \geq 3$) слабо взаимодействуют с кольцами и распространяются с фазовыми скоростями (v_ϕ), немного превышающими v_ϕ соответствующих типов в волноводе без колец ($d = l$). Последнее приводит к неравномерному сгущению спектра сложнокомпозиционной структуры, особенно

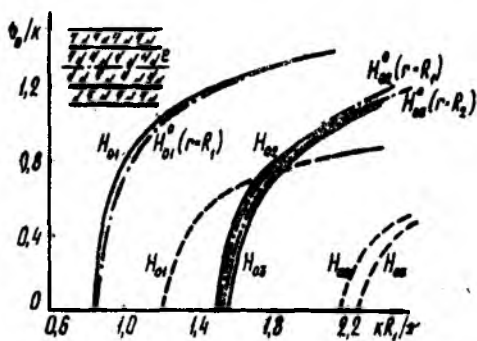


Рис. 2

вблизи критических частот H_{02} - и H_{03} - типов (см. рис. 2). Такой характер дисперсии $H_{ор}$ -волн обусловлен спецификой топологии их полей. Дело в том, что единственная компонента электрического поля E_ϕ направлена вдоль направляющих колец. В результате центральная и периферийная области при $d \neq l$ оказываются слабо связанными и при достаточно близких значениях R_1 и R_2 это приводит к концентрации поля в центральной области для волн первых двух радиальных индексов. При большем числе радиальных вариаций ($p = 3$) кольца попадают в область минимума E_ϕ и эффект экранировки поля здесь отсутствует.

С практической точки зрения особый интерес представляют трехслойные волноводы с большей оптической плотностью пери-

ферийной области, чем центральной (рис. 3, $R_1=0,50R_3$, $R_2=0,85R_3$, $l=0,14R_1$, $\epsilon_1=\mu_1=1$, $\epsilon_2=5$, $\mu_2=1$, $\epsilon_3=5$, $\mu_3=2$). Ввиду того что магнитоэлектрическое заполнение способствует замедлению $H_{ор}$ -волн, спектр в целом смещается в низкочастотную область. Причем критические частоты H_{01} «прототипного» волновода и H_{04} сложнокомпозиционного близки по значениям. В результате за счет эффекта экранировки поля кольцами ($d \neq l$), усиленного разностью в оптических плотностях областей, дисперсионные характеристики волн с $p \geq 4$ сильно искажаются в диапазоне $kR_1 > 1,22\lambda$. Как видно из рис. 3, волна с максимальной $v_{ф}$ вплоть до критической частоты следующей высшей моды ведет себя аналогично H_{01} в центральном канале. Это способствует появлению частотных интервалов с близкими $v_{ф}$ соседних типов волн.

Динамика влияния периодической границы $r=R_1$ на характер дисперсии $H_{ор}$ -типов прослеживается по изменению их характеристик при вариации d/l (см. рис. 3; $d=0,5 l$ — сплошные кривые; $d=0,1 l$ — пунктирные; $d=l$ — штрихпунктир) и связана с отмеченными выше особенностями топологии поля. Сравнительный анализ свидетельствует о наличии двух конкурирующих факторов: увеличении $v_{ф}$ волн кольцевой решеткой, причем тем сильнее, чем меньше зазор между кольцами при фиксированном l , и замедлении в среде магнитоэлектрического заполнения. Отметим, что для исследуемого типа волны при $d \neq l$ центральная и периферийная области слабо связаны и образуют два «автономных» канала передачи. Последнее в большой степени определяется дискретной металлической границей, так как связь областей слабо зависит от d/l . В отсутствие решетки ($d=l$) связь областей зависит только от разности оптических плотностей прилегающих сред и в рассмотренном примере она достаточно сильная (рис. 3).

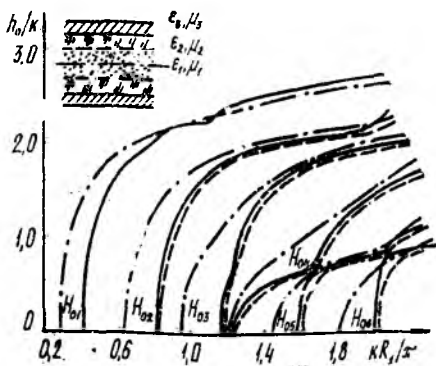


Рис. 3

Таким образом, распространение $H_{ор}$ -волн в сложнокомпозиционном магнитоэлектрическом волноводе определяется: конкурирующим механизмом воздействия кольцевой решетки и среды заполнения; высокой чувствительностью $v_{ф}$ волн к материальным параметрам структуры; экранирующим воздействием дискретной периодической границы на поля $H_{ор}$ -типа и, как следствие, возможностью реализации «автономных» каналов передачи на основе пространственной селекции волн различных радиальных индексов; наличием частотных интервалов, где волны с различным распределением полей имеют близкие $v_{ф}$. Перечисленные особенности позволяют путем целенаправленного подбора параметров на базе

исследуемой структуры разработать ряд функциональных узлов СВЧ-устройств, в частности, аттенуаторы, многоканальные линии передачи, фазовращатели, поляризационные фильтры, облучатели двулучевых антенн.

Список литературы: 1. Казанский В. Б., Коцаревская И. В. Теория периодического цилиндрического волновода с неоднородным металлодиэлектрическим заполнением (Препринт/РИ АН УССР. X., 1988. № 15. 56 с. 2. Адонина А. И., Шербаков В. В. Эквивалентные граничные условия на металлической решетке, расположенной на границе двух магнитодиэлектриков // Журн. техн. физики. 1964. Т. 34. С. 333—335.

Поступила в редколлегию 12.03.90.

УДК 621.317.799

*Ю. Е. ГОРДИЕНКО, д-р физ.-мат. наук, Б. Г. БОРОДИН, канд. техн. наук,
В. И. КРИВОРУЧКО*

ВОЗМУЩЕНИЕ $H_{01\Gamma}$ МОД ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА АКСИАЛЬНО РАСПОЛОЖЕННЫМ ФОТОПРОВОДЯЩИМ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМ ДИСКОМ

Изучение взаимодействия полупроводниковых сред с СВЧ электромагнитным полем в прикладном аспекте часто нуждается в построении простых моделей анализа физических процессов. Ряд таких задач решен для волноводных систем [1]. Для СВЧ резонаторов с полупроводниковым частичным заполнением указанные модели развиты еще слабо, хотя и выполнены некоторые исследования конкретных систем [2—4]. Интерполяция результатов решения аналогичных задач для диэлектриков с потерями [1; 3], как показал анализ, не позволяет учесть ряд существенных особенностей.

Ранее высказывались соображения [5], обосновывающие целесообразность введения при таких исследованиях представлений об экранирующих и неэкранирующих полупроводниковых образцах, а также о вихретоковом и емкостном взаимодействии. Следует сразу же заметить, что для резонаторов СВЧ диапазона в чистом виде соответствующие процессы встречаются гораздо реже, чем проявление их совокупности. Вместе с тем можно допустить, что для цилиндрического резонатора с H_{01} видом колебаний при аксиальном расположении полупроводникового диска [4; 5] наблюдается типично вихретоковое взаимодействие, а для квазистационарного резонатора типично емкостное.

Развитые в работах [1; 5] теоретические положения дают возможность практически точно решить задачи по количественной оценке любых видов взаимодействия. Однако определенная сложность численной реализации таких решений затрудняет выяснение многих важных особенностей интересующих физических процессов. Представляется, что обращение в тех случаях, когда это допустимо, к одномодовым моделям позволяет исследовать более разнообразную информацию.

В связи с высказанными соображениями в данной работе приведено в одномодовом приближении изучение особенностей возмущения СВЧ цилиндрического резонатора с H_{01r} видом колебаний аксиальным полупроводниковым диском.

Одномодовым приближением решения задачи об установившемся режиме вынужденных колебаний на резонансной частоте резонатора с заполнением, когда образец в виде диска располагается параллельно торцам резонатора и полностью перекрывает его поперечное сечение, назовем такое решение, которое учитывает только возмущение известных в незаполненном резонаторе видов колебаний и не предполагает возникновения дифракционных явлений и комбинационных колебаний. Для многослойной полупроводниковой структуры или неоднородного по толщине образца, условно представленного в виде бесконечно большого числа тонких однородных слоев, как показано на рис. 1, а, составляющие электро-

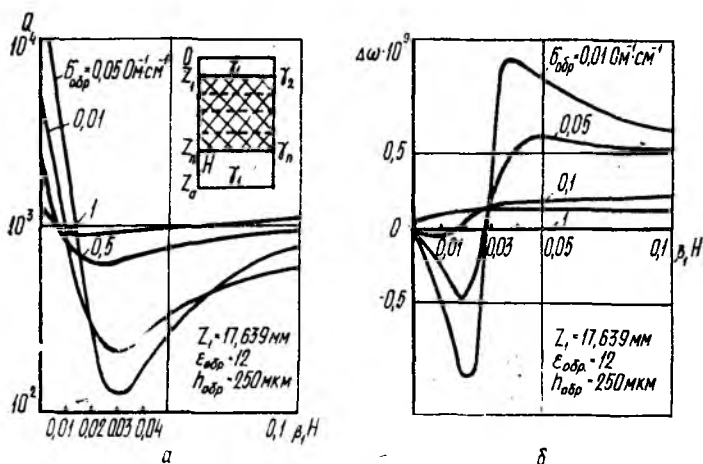


Рис. 1

магнитного поля в различных частях цилиндрического H_{01} резонатора описываются [4] соотношениями:

— в части резонатора над образцом

$$E_{\varphi}^I = E_{10} \cdot \omega \mu_0 \frac{R_0}{\mu_{01}} \cdot I_0 \left(\frac{\mu_{01}}{R} r \right) \cdot \text{sh } \gamma_1 Z;$$

$$H_r^I = j E_{10} \cdot \gamma_1 \cdot \frac{R_0}{\mu_{01}} \cdot I_0 \left(\frac{\mu_{01}}{R} r \right) \cdot \text{ch } \gamma_1 Z;$$

— в образце

$$E_{\varphi}^{II} = E_{20} \cdot \omega \cdot \mu_0 \frac{R_0}{\mu_{01}} \cdot I_0 \left(\frac{\mu_{01}}{R} r \right) [\text{sh } \gamma_2 (Z_0 - Z) + C_2 \text{ch } \gamma_2 (Z_0 - Z)];$$

$$H_{r1}^{II} = j E_{20} \gamma_2 \frac{R_0}{\mu_{01}} \cdot I_0 \left(\frac{\mu_{01}}{R} r \right) [\text{ch } \gamma_2 (Z_0 - Z) + C_2 \text{sh } \gamma_2 (Z_0 - Z)];$$

$$E_{\varphi 2}^{II} = E_{30} \cdot \omega \cdot \mu_0 \frac{R_0}{\mu_{01}} \cdot I_0 \left(\frac{\mu_{01}}{R} r \right) [\text{sh } \gamma_3 (Z_0 - Z) + C_3 \text{ch } \gamma_3 (Z_0 - Z)];$$

$$E_{z0}^{\text{II}} = jE_{z0} \cdot \gamma_3 \cdot \frac{R_0}{\mu_{01}} \cdot I_0' \left(\frac{\mu_{01}}{R} r \right) [\text{ch } \gamma_3 (Z_0 - Z) + C_3 \cdot \text{sh } \gamma_3 (Z_0 - Z)]; \quad (1)$$

$$E_{\varphi n}^{\text{II}} = E_{n0} \cdot \omega \cdot \mu_0 \cdot \frac{R_0}{\mu_{01}} I_0' \left(\frac{\mu_{01}}{R} r \right) [\text{sh } \gamma_n (Z_0 - Z) + C_n \cdot \text{ch } \gamma_n (Z_0 - Z)];$$

$$H_{rn}^{\text{II}} = jE_{n0} \gamma_n \cdot \frac{R_0}{\mu_{01}} \cdot I_0' \left(\frac{\mu_{01}}{R} r \right) [\text{ch } \gamma_n (Z_0 - Z) + C_n \cdot \text{sh } \gamma_n (Z_0 - Z)];$$

— в части резонатора под образцом

$$E_{\varphi}^{\text{III}} = E_0 \cdot \omega \cdot \mu_{01} \cdot \frac{R_0}{\mu_{01}} \cdot I_0' \left(\frac{\mu_{01}}{R} r \right) [\text{sh } \gamma_1 (Z_0 - Z) + C_0 \cdot \text{ch } \gamma_1 (Z_0 - Z)];$$

$$H_r^{\text{III}} = jE_0 \gamma_1 \cdot \frac{R_0}{\mu_{01}} \cdot I_0' \left(\frac{\mu_{01}}{R} r \right) [\text{ch } \gamma_1 (Z_0 - Z) + C_0 \cdot \text{sh } \gamma_1 (Z_0 - Z)].$$

Взаимосвязь амплитудных коэффициентов E_{i0} может быть установлена из условия равенства тангенциальных составляющих электромагнитного поля на границах слоев.

Зависимость поля СВЧ резонатора от электропроводности образца содержится в выражении

$$\gamma_i = \alpha_i + j\beta_i; \quad i = 1, \dots, n;$$

$$\alpha_i = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_i}{2} \left[V \text{tg}^2 \delta_i + \left(1 - \frac{\theta}{\epsilon_i} \right)^2 - 1 + \frac{\theta}{\epsilon_i} \right]};$$

$$\beta_i = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\frac{\epsilon_i}{2} \left[V \text{tg}^2 \delta_i + \left(1 - \frac{\theta}{\epsilon_i} \right)^2 + 1 + \frac{\theta}{\epsilon_i} \right]}.$$

Приведенная выше запись распределения поля в различных частях СВЧ резонатора используется для численного исследования составляющих поля.

Однако прежде чем проводить такое исследование, необходимо установить соотношение между основными информационно-измерительными характеристиками рассматриваемого СВЧ резонатора. Ими являются: добротность Q , резонансная частота ω резонатора, а также их изменение, вызываемое воздействием внешних факторов на образец или определяемое геометрией резонатора. В случае амплитудного детектирования сигналов, которое часто используется в практике измерений на СВЧ, изменение добротности резонатора, например, вследствие фотопроводимости, опишется следующим выражением:

$$\begin{aligned} -\Delta Q_0 &= \omega_0 \cdot \frac{W_{z,0}}{P_{\text{пот. } 0}} - \omega_0 \cdot \frac{W_{z,\phi}}{P_{\text{пот. } \phi}} = \\ &= Q_2 \left[\frac{\frac{\Delta P_{\phi}}{P_{\text{пот. } 0}} - \frac{\Delta W_{z,\phi}}{W_{z,0}} - \frac{\Delta \omega_{\phi}}{\omega_0} \cdot \left(1 + \frac{\Delta W_{z,\phi}}{W_{z,0}} \right)}{1 + \frac{\Delta P_{\phi}}{P_{\text{пот. } 0}}} \right], \end{aligned} \quad (2)$$

так как обычно

$$\frac{\Delta P_{\phi}}{P_{\text{пот. } 0}} \ll 1, \quad \frac{\Delta \omega_{\phi}}{\omega_0} \approx \frac{1}{2} \frac{\Delta W_{z,\phi}}{W_{z,0}}, \quad \frac{\Delta W_{z,\phi}}{W_{z,0}} \ll 1, \text{ то}$$

$$\frac{\Delta Q_{\phi}}{Q_2} \approx \frac{P_{\phi}}{P_{\text{пот.о}}} - \frac{1}{2} \frac{\Delta W_{3,\phi}}{W_{3,\phi}} = - \left(\frac{\Delta P_{\phi}}{P_{\text{пот.о}}} + \frac{\Delta \omega_{\phi}}{\omega_0} \right). \quad (3)$$

Для повышения чувствительности устройств выделения сигнала фотопроводимости образца при СВЧ смещении оптимизируются схемы включения резонатора и СВЧ детектора в тракт. Анализ показывает [6], что при линейном детектировании для проходной схемы включения резонатора максимум сигнала фотопроводимости достигается, если коэффициенты связи резонатора с волноводным трактом удовлетворяют соотношению $\xi_{1\text{opt}} = \xi_{2\text{opt}} = 0,5$. При этом

$$\left(\frac{\Delta U_{\phi}}{U_0} \right)_{\text{max}}^{\text{прох}} = \frac{1}{4} \cdot \frac{\Delta Q_{\phi}}{Q_2};$$

$$U_0 = (P_r \cdot R_d \cdot G_d)^{\frac{1}{2}}, \quad (4)$$

где P_r — мощность генератора; R_d, G_d — сопротивление и крутизна детектора.

Для отражательной схемы $\xi_{1\text{opt}} = 1$,

$$\left(\frac{\Delta U_{\phi}}{U_0} \right)_{\text{max}}^{\text{отр}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta Q_{\phi}}{Q_2}. \quad (5)$$

При квадратичном СВЧ детектировании $\xi_{1\text{opt}} = \xi_{2\text{opt}} = 1$,

$$\left(\frac{\Delta U_{\phi}}{U_0} \right)_{\text{max}}^{\text{прох}} = \frac{8}{27} \cdot \frac{\Delta Q_{\phi}}{Q_2}, \quad (6)$$

$$\xi_0 = \xi_{\text{opt}} = 2 \pm \sqrt{3},$$

$$\left(\frac{\Delta U_{\phi}}{U_0} \right)_{\text{max}}^{\text{отр}} = \frac{4\xi_0 \cdot (1 - \xi_0)}{(1 + \xi_0)^3} \cdot \frac{\Delta Q_{\phi}}{Q_2},$$

где $U_0 = P_r \cdot R_d \cdot G_d$.

Эти выражения позволяют в каждом конкретном случае производить количественную оценку сигнала фотопроводимости при СВЧ смещении, связанную только с модуляцией добротности резонатора.

Аналогичная оценка может быть проведена и для сигналов, связанных с модуляцией резонансной частоты фотопроводимостью образца

$$\left(\frac{\Delta U_{\phi}}{U_0} \right)^2 = \left(\frac{\Delta U_{\phi}^Q}{U_0} \right)^2 + \left(\frac{\Delta U_{\phi}^{\omega}}{U_0} \right)^2. \quad (7)$$

Минимальный вклад частотной расстройки в общий сигнал будет иметь место при совпадении частоты питающего СВЧ генератора и резонансной частоты резонатора с освещаемым образцом. (Если освещение модулировано с частотой $\Omega_{\text{мод}}$, то при условии $\Delta\omega_0 = 0$ будет наблюдаться минимум сигнала $\left(\frac{\Delta U_{\phi}^{\omega}}{U_0} \right)_{\Omega}$ и максимум $\left(\frac{\Delta U_{\phi}^Q}{U_0} \right)_{2\Omega}$).

Практически не удается выполнить условие $\Delta\omega_0 = 0$. Работа системы АПЧ или автодинной схемы выделения сигнала всегда связана с наличием некоторой ошибки настройки в резонанс ($\Delta\omega_0 = \delta\omega$) [7], которую необходимо учитывать при анализе (7).

Высказав ряд общих соображений относительно регистрации сигнала фотопроводимости при СВЧ смещении, проведем качественное прогнозирование его поведения в зависимости от степени включения образца в поле резонатора. Степенью (уровнем) включения считаем количественную характеристику взаимодействия образца полупроводниковой структуры и поля СВЧ резонатора. Этот уровень зависит от амплитуды СВЧ поля в образце и в рассматриваемом случае определяется расстоянием от образца до одного из торцов резонатора ($H, \beta_1 H$ на рис. 1, а).

Исходными для указанного прогнозирования должны быть следующие физические предпосылки. Изменение потерь в резонаторе вследствие фотопроводимости образца может носить следующий характер. В первую очередь, если образец не экранирует поле заметным образом, то приращение его электропроводности за счет освещения приводит к увеличению мощности СВЧ потерь (т. е. $\Delta P_{\text{ф.обр}} > 0$) и уменьшению добротности ($\Delta Q < 0$). Для экранирующего образца $\Delta P_{\text{ф.обр}} < 0$, а $\Delta Q > 0$. Кроме того, из-за изменения электропроводности образца будет происходить перераспределение электромагнитного поля между различными частями резонатора (заполненной и незаполненной образцом), что приводит как к изменению потерь в стенках $\Delta P_{\text{ф.ст}}$, так и к изменению потерь в самом образце $\Delta P_{\text{ф.обр}}^0$, а также к изменению запасаемой в резонаторе общей энергии, следовательно, к изменению его резонансной частоты. Знак величины $\Delta P_{\text{ф.ст}}$ $\Delta P_{\text{ф.обр}}^0$ может изменяться в зависимости от степени включения образца в поле резонатора.

В итоге для $\frac{\Delta P_{\text{ф}}}{P_0}$ справедливо следующее представление:

$$\frac{\Delta P_{\text{ф}}}{P_0} = \frac{\Delta P_{\text{ф.обр}} + \Delta P_{\text{ф.ст}} + \Delta P_{\text{ф.обр}}^0}{P_{\text{ст}} + P_{\text{обр}}}, \quad (8)$$

где $P_{\text{ст}}$ — мощность СВЧ потерь в стенках резонатора; $P_{\text{обр}}$ — мощность СВЧ потерь в образце.

Знак изменения резонансной частоты фотопроводимостью образца, как уже говорилось, также зависит от знака и степени преобладания изменения запасаемой в резонаторе энергии из-за перераспределения поля на истинно фотодиэлектрическом эффекте.

Для фотодиэлектрического эффекта, связанного с вкладом фотоносителей в диэлектрическую проницаемость $\frac{\Delta \omega_{\text{ф}}^e}{\omega_0} > 0$.

Следовательно, в зависимости от вклада и знака компонент в выражениях (2), (8) знак сигнала фотопроводимости полупроводниковых образцов при СВЧ смещении, измеренного резонаторным способом, может быть различным. Даже высокоомные (неэкранирующие) образцы в зависимости от степени их включения в поле СВЧ резонатора могут обнаруживать разный знак $\frac{\Delta Q_{\text{ф}}}{Q}$ и $\frac{\Delta U_{\text{ф}}}{U_0}$.

Этот вывод ранее в литературе не обсуждался. Интерес к нему

может быть обусловлен не только в связи с определением условий получения максимальной величины сигнала. Можно предположить, что условия изменения знака сигнала фотопроводимости существенно зависят от параметров образца. Следовательно, изучение сигнала фотопроводимости полупроводников при СВЧ смещении может содержать дополнительный диагностический аспект, связанный не только с их фоточувствительностью. В общих чертах за этим просматривается возможность развития перспективного безэлектродного фотомодуляционного метода диагностики полупроводниковых материалов.

Для подробного изучения этой возможности необходимо провести точный количественный расчет. Из анализа взаимосвязи граничных условий в одномодовом СВЧ резонаторе, заполненном слоистым образцом, вытекает так называемое характеристическое уравнение, которое является более универсальным для численного исследования процессов возмущения:

$$\operatorname{th} \gamma_1 Z_1 = \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \cdot \frac{\operatorname{th} \gamma_2 h_2 + \frac{\gamma_2}{\gamma_3} \cdot \frac{\operatorname{th} \gamma_3 h_3 + \frac{\gamma_3}{\gamma_4} \cdot \frac{\operatorname{th} \gamma_4 h_4 + \dots}{1 + \dots}}{1 + \frac{\gamma_3}{\gamma_1} \cdot \operatorname{th} \gamma_3 h_3 \cdot \frac{\operatorname{th} \gamma_4 h_4 + \dots}{1 + \dots}}}{1 + \frac{\gamma_2}{\gamma_3} \cdot \operatorname{th} \gamma_2 h_2 \cdot \frac{\operatorname{th} \gamma_3 h_3 + \frac{\gamma_3}{\gamma_4} \cdot \frac{\operatorname{th} \gamma_4 h_4 + \dots}{1 + \dots}}{1 + \frac{\gamma_3}{\gamma_1} \cdot \operatorname{th} \gamma_3 h_3 \cdot \frac{\operatorname{th} \gamma_4 h_4 + \dots}{1 + \dots}}} \quad (9)$$

Здесь $h_i = Z_i - Z_{i-1}$.

Решение этого уравнения можно осуществить относительно комплексной резонансной частоты $\tilde{\omega}_0 = \omega_0' + j\omega_0''$ при заданных Z_1 , H и параметрах слоистого образца ($Z_1 = \text{const}$); либо относительно Z_1 и ω_0'' при заданных рабочей частоте ω_0' и положении H и параметрах образца ($\omega = \text{const}$); либо относительно $\tilde{\omega}_0$ при заданных длине резонатора Z_0 , положении H и параметрах образца ($Z_0 = \text{const}$). Указанные три варианта разрешения уравнения (9) связаны с тремя экспериментально реализуемыми процедурами исследования процесса возмущения.

Рассмотрим результаты численного расчета интересующих нас зависимостей $\Delta\omega$, Q , а также сигнала фотопроводимости от уровня включения (H) для наиболее часто встречающегося случая $Z_1 = \text{const}$ (рис. 1, а, б; 2, а) и однослойного полупроводникового образца (пластины).

Прежде всего обратим внимание на то обстоятельство, что изменение добротности СВЧ ИП и его резонансной частоты сильно и неоднозначно зависит от степени включения образца в поле резонатора. Так, при $\operatorname{tg} \delta_{\text{обр}} < 0,8$ имеет место хорошо известное для диэлектриков с малыми потерями изменение этих параметров по мере перемещения полупроводниковой пластины с узла электрического поля к его пучности. Однако уже при $\beta_1 H > 0,02$ монотонность этой зависимости нарушается, наблюдается экстремум и изменение знака. Потери в образце и изменение запасаемой в резонаторе энергии уменьшаются, а добротность возрастает по

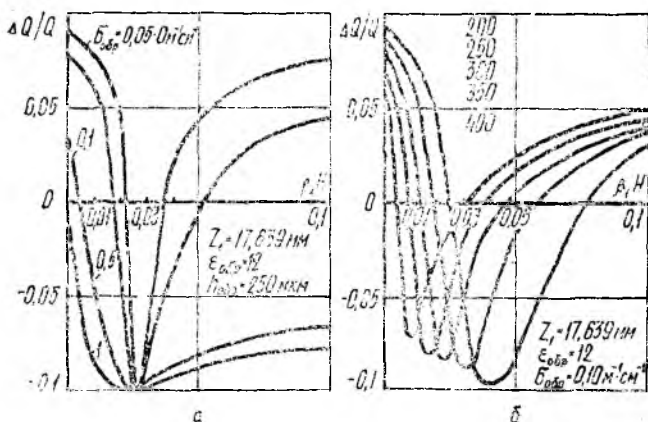


Рис. 2

мере дальнейшего перемещения образца к пучности электрического поля, причем в момент прохождения добротности через минимум вызванная образцом расстройка резонансной частоты изменяет знак, т. е. образец вызывает при последующем его смещении к пучности уменьшение запасаемой энергии по сравнению с исходным незаполненным состоянием резонатора.

Размах этих зависимостей определяется величиной $\text{tg} \delta_{\text{обр}}$ и $h_{\text{обр}}$ (электропроводностью и толщиной образца), и при $\text{tg} \delta_{\text{обр}} > 2$ экстремум практически исчезает (рис. 1, а, б).

Пользуясь выражением (8), можно установить, что такое поведение зависимостей Q и $\frac{\Delta\omega}{\omega}$ связано с сильным влиянием процессов перераспределения поля при изменении положения образца. По мере его смещения от узла к пучности амплитуда электрического поля в стоячей волне на участке $O - Z_1$ уменьшается, а в образце и на участке H возрастает. Это можно подтвердить и отдельным исследованием перераспределения амплитуды поля. В результате возрастают потери в образце, обуславливая минимум добротности, а запасаемая энергия в резонаторе уменьшается, так как преобладает ее уменьшение в области $O - Z_1$.

Наиболее интересным следствием этого процесса является изменение знака сигнала фотопроводимости и появление максимума сигнала с противоположным знаком (рис. 2, а). Это легко объяснить влиянием электропроводности образца на величину коэффициента перераспределения поля $\left(\frac{E^I}{E_{\text{обр}}, E^{\text{III}}} \right)$. Важно заметить, что область максимума указанного сигнала фотопроводимости почти соответствует области перехода $\frac{\Delta\omega}{\omega}$ через «0» и практически не зависит от электропроводности полупроводника.

Зависимость положения этой области от толщины образца имеет место и весьма существенна (рис. 2, б). Можно утверждать, что образец с участком $\beta_1 H$ ведет себя как неидеальный четвертьвол-

новый диэлектрический трансформатор коэффициент трансформации его максимален при $\beta_{обр} \cdot R_{обр} = \frac{\pi}{2}$. Очевидно, что при $\beta_1 H = 0$ и

$$\text{tg } \delta_{обр} = 0 \quad K_{тр} = \left(\frac{\beta_{обр}}{\beta_1} \right)^2.$$

При изменении $\beta_{обр} h_{обр}$ максимум его сдвигается в сторону $\beta_1 H > 0$, а величина уменьшается. Значение $(\beta_1 H)_{\max}$ не зависит практически от $\text{tg } \delta_{обр}$, если $\text{tg } \delta_{обр} < 1$. В то же время $K_{тр}$ зависит от $\text{tg } \delta_{обр}$.

Как следует из приведенных расчетов, указанные процессы повторяются через $\beta_1 H \approx \pi$. Этому предшествует область максимума добротности и сигнала фотопроводимости при $\beta_1 H < \pi$, что связано с концентрацией поля в объеме резонатора от 0 до Z_1 .

Для образцов с $\text{tg } \delta_{обр} > 5$ (рис. 3) знак сигнала фотопроводимости при $\beta_1 H = 0$ отрицателен. Это связано с тем, что у таких образцов при данном уровне включения проявляются преимущественно экранирующие свойства. И только в области $\beta_1 H \approx \pi$, когда образец находится в минимуме поля, происходит смена знака сигнала фотопроводимости.

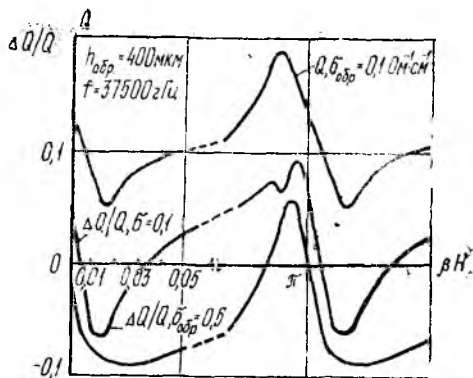


Рис. 3

Классификация образцов на сильноэкранирующие и слабоэкранирующие является относительной, так как появление и положение области отрицательного сигнала зависит и от ω_0 , и от параметра $\theta = \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{кр}} \right)^2$, которые определяются при оптимизации измерительной процедуры.

Характеристическое уравнение (9) использовалось и для аналогичного анализа выходных сигналов при возмущении поля СВЧ резонатора двухслойным полупроводниковым образцом (эпитаксиальной *p-n* структурой). При этом отметим, что для теоретического исследования зависимости сигнала фотопроводимости от уровня включения образца были сделаны два допущения. Первое заключается в том, что фотопроводимостью подложки можно пренебречь, считая весь фотоответ на выходе резонатора полученным за счет фотогенерации носителей в пленке. Это в значительной мере соответствует реальности, если освещать образец излучением с длиной волны, при которой указанное излучение поглощается в основном на глубине, не превышающей толщину пленки. Такая ситуация имеет место для кремния при освещении его ИК светом с длиной волны менее 1 мкм.

Второе допущение состоит в предположении независимости распределения фотоносителей по толщине пленки. Это положение также достаточно справедливо, если период модулирующего света намного превышает время жизни носителей и вследствие диффузионного смещения обеспечивается равномерное распределение концентрации их по глубине.

Характер зависимостей Q , $\Delta\omega$, $\frac{\Delta Q}{Q}$ для двухслойной структуры качественно не отличается по сравнению с аналогичными кривыми для однослойных структур. Это позволяет сделать вывод о совпадении механизма перераспределения поля между образцом и свободными областями резонатора в обоих случаях. Следует, однако, отметить, что в данном случае наличие пленки усиливает неидеальность трансформатора.

Сравнение теоретических и экспериментальных результатов для $\Delta\omega$, Q , $\frac{\Delta Q}{Q}$ показало совпадение характера поведения этих сигналов во всем диапазоне изменения $\beta_1 H$ от «0» до π . Обратим внимание на то обстоятельство, что в кривых зависимости сигнала фотопроводимости от степени включения образца положение точек его смены знака $(\beta_1 H)_{\pm \mp}$ (от положительного значения к отрицательному, и наоборот) зависит от толщины и электропроводности образца. Дополнительные исследования показали, что положение точек не зависит от глубины фотомодуляции вплоть до $\frac{\Delta\sigma_{\Phi}}{\sigma_{\text{обр}}} \leq 0,1$. Не приходится ожидать зависимости их положения и от параметров СВЧ детектора или мощности СВЧ генератора.

Следовательно, в рамках сформулированного выше принципа осуществления фотомодуляционной СВЧ диагностики полупроводниковых структур значение $(\beta_1 H)_{\pm \mp}$ можно рассматривать как подходящие сигналы измерительной информации.

Теоретический анализ и экспериментальные исследования показывают (рис. 2), что при $\text{tg } \delta_{\text{обр}} \leq 1,0$ оба сигнала хорошо регистрируются в широком диапазоне $\beta_{\text{обр}} \cdot h_{\text{обр}}$ (от 0,5 до 1,2). При $\text{tg } \delta_{\text{обр}} \geq 1$ величина $(\beta_1 H)_{\pm \mp}$ весьма сильно зависит от электропроводности образца. Однако оказывается трудно практически регистрировать этот переход из-за малого значения сигнала фотопроводимости в окрестности $(\beta_1 H)_{\pm \mp}$. Если $\text{tg } \delta_{\text{обр}} > 5$ и $\beta_{\text{обр}} \cdot h_{\text{обр}} \geq 5$, что видно из рис. 3, описанные выше процессы не проявляются, вплоть до $\beta_1 H \approx \pi$. Следовательно, для диагностики таких образцов следует размещать их в области внутреннего узла электрического поля в резонаторе.

Таким образом, можно осуществлять двухпараметровый контроль толщины и электропроводности полупроводниковых пластин и пленок, регистрируя значения $(\beta_1 H)_{\pm \mp}$ и соответствующие им значения расстройки резонатора $\left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)_{\pm \mp}$.

Список литературы: 1. Арапов Ю. Г., Давыдов А. Б. Волноводные методы измерения электрофизических параметров полупроводников на СВЧ. Дефектоскопия, М., 1973. № 11. С. 63—87. 2. Методы определения параметров полупроводников

и полупроводниковых пленок на СВЧ/Е. М. Гершензон, Л. Б. Литвак-Горская, А. А. Плохова, Т. С. Зарубина // Полупроводниковые приборы и их применение / Под ред. Я. А. Федотова. М., 1970. Вып. 23. С. 3—48. 3. Детинко М. В., Медведев Ю. В. Решение задачи о поверхностных волнах в полупроводниковой пластине. Изв. вузов СССР. Сер. Физика. М., 1982. № 3. С. 65—68. 4. Гордиенко Ю. Е. Определение характеристик объемных резонаторов со слоистым заполнением // Радиотехника. 1982. Вып. 60. С. 17—23. 5. Гордиенко Ю. Е. СВЧ диагностика слоистых полупроводниковых материалов. Дис. д-ра физ.-мат. наук. Х., 1985. 277 с. 6. Трухан Э. М. Высокочастотный метод исследования мелкодисперсных полупроводников, в частности, биологических. Дис. канд. физ.-мат. наук. М., 1965. 122 с. 7. Марон Р. С., Позняк А. Л., Шушкевич С. С. Аппаратура для исследования электрического парамагнитного резонанса. Л., 1968. 140 с.

Поступила в редколлегию 04.04.90

УДК 537.312:537.962

В. М. ДМИТРИЕВ, д-р физ.-мат. наук, М. Н. ОФИЦЕРОВ,
Н. Н. ПРЕНЦЛАУ, канд. техн. наук

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ РЕЗОНАТОРНЫМ МЕТОДОМ

Резонаторный метод определения поверхностного сопротивления R_s материалов обеспечивает наименьшую погрешность измерения. При его реализации образец измеряемого материала размещают в магнитном поле резонансной системы, выполненной из материала с известным во всех режимах измерения поверхностным сопротивлением R_p . По изменению добротности резонансной системы, обусловленному потерями в измеряемом материале, рассчитывают R_s методами электродинамики [1]. Эти расчеты громоздки даже при использовании простых типов резонаторов и форм образца, а с усложнением геометрии их поверхности трудность определения R_s возрастает. Однако использование резонаторов со сложной геометрией оправдано повышением точности измерения R_s , так как некоторые из них (например, запердельные, открытые, спиральные и т. п.) имеют высокую добротность. В связи с этим часто поверхностное сопротивление определяют не методами электродинамики, а по R_s эталонного образца [2]. Для этой цели из материала с известным поверхностным сопротивлением R_s изготавливают эталонный образец, размеры и форма которого идентичны образцу из измеряемого материала (далее — измеряемый образец). R_s рассчитывают по R_p , R_s и геометрическому фактору G , а также по измеренным значениям добротности резонансной системы без образцов Q_0 , с эталонным Q_s и измеряемым Q_p образцами. Здесь основная трудность определения поверхностного сопротивления состоит в сложности расчета геометрического фактора G . В принципе, его можно определить с достаточной степенью точности по Q_0 и R_p , если собственная добротность резонансной системы незначительно превосходит нагруженную Q_n . Однако при этом необходимо знать поверхностное сопротивление материала резонансной системы во всех режимах измерения, что также вызывает

трудности, связанные, например, со следующими обстоятельствами.

Сложно оперировать с резонансными системами, элементы которых изготовлены из разных материалов.

При измерении R_s в температурном интервале, например, криогенных температур необходимо знать зависимость $R_p = F(T)$, которая определяется многими факторами, и, в частности, термообработкой [3]. Осуществить же последнюю не всегда возможно, например, при отжиге проводников в изоляции, при наличии диэлектрических конструктивных элементов, которые разрушаются при высокой температуре термообработки.

Условие $Q_o \approx Q_n$ ограничивает возможность прецизионных температурных измерений R_s , так как в данном случае затруднительно измерение температуры образцов или ее стабилизация. Это связано с тем, что датчик температуры и проводники, соединяющие его с аппаратурой, вносят потери, так как, по сути, являются посторонними телами в полости резонансной системы.

Определить же R_s во всех режимах исследования не составляет труда, поскольку эталонный образец может быть выполнен из материала с заранее известными зависимостями поверхностного сопротивления, его форма и форма измеряемого образца могут быть выбраны удобным для обработки и исследования, при этом эталонный образец может подвергаться различным видам обработки.

В настоящей работе показано, что R_s можно определить по R_s , измеряя Q_n , Q_s и Q_n . При этом определение Q_o , G и R_p не обязательно.

Основные соотношения. Собственная добротность резонансной системы Q_o , вносимая $Q_{вн}$, нагруженная Q_n , геометрический фактор G , поверхностное сопротивление материала резонансной системы R_p и вносимое $R_{вн}$ связаны зависимостями:

$$\frac{1}{Q_o} + \frac{1}{Q_{вн}} = \frac{1}{Q_n} = \frac{R_p}{G} + \frac{1}{Q_{вн}} = \frac{R_p + R_{вн}}{G} = \frac{R_s}{G}. \quad (1)$$

Здесь под $R_{вн}$ подразумевается сопротивление, обусловленное потерями в диэлектрике и других конструктивных элементах, исключая элементы связи. Коэффициент связи при измерениях должен быть пренебрежимо мал.

При внесении в магнитное поле резонансной системы образцов в общем случае измеряемая добротность Q_n может быть представлена как

$$Q_n^{-1} + Q_{н.о}^{-1} = Q_s^{-1}. \quad (2)$$

Здесь $Q_{н.о}$ — вносимая добротность, обусловленная потерями в материале образцов.

Если в резонансной системе размещен эталонный образец, то:

$$Q_n^{-1} + Q_{вн.э}^{-1} = Q_s^{-1}, \quad (3)$$

где $Q_{вн.э}$ — добротность, обусловленная потерями в эталонном образце. $Q_{вн.э}$ можно представить как $Q_{вн.э} = G_s R_s^{-1}$ (4), где G_s — геометрический фактор эталонного образца с сопротивлением R_s ,

обеспечивающий добротность $Q_{\text{вн.э}}$. Он зависит от размеров и формы образца, от места расположения образца в резонаторе, от конструкции резонансной системы и ее размеров.

С учетом (4) из (3) имеем

$$G_s = \frac{R_s Q_s Q_n}{Q_n - Q_s} \quad (5)$$

Если размеры, форма измеряемого образца и место его расположения в резонансной системе соответствует эталонному, тогда их геометрические факторы одинаковы. В этом случае для определения R_s можно использовать (2) с учетом того, что $Q_{\text{вн.о}} = G_s \cdot R_s^{-1}$ (6). Из (2), (5) и (6) имеем

$$R_s = R_s \frac{Q_n - Q_n}{Q_n - Q_n} \cdot \frac{Q_s}{Q_n} \quad (7)$$

Равенство (7) позволяет определить R_s через известное сопротивление эталонного образца R_s и измеренные значения добротностей Q_s , Q_n и Q_n . Так как уравнение (7) не учитывает ни конфигурацию полей в резонансной системе, ни ее геометрический фактор, оно справедливо для любого ее типа — колебательных контуров или объемных резонаторов.

Рассмотрим случай малых вносимых потерь в резонансную систему ($Q_{\text{вн}} \rightarrow \infty$), тогда

$$R_s = R_s \frac{Q_0 - Q_n}{Q_0 - Q_s} \cdot \frac{Q_s}{Q_n} \quad (8)$$

Если резонансная система изготовлена из материала с известным R_p , то по измеренной $Q_n \approx Q_0$ легко вычисляется G . Тогда

$$R_s = \frac{1}{K} \left(\frac{G}{Q_n} - R_p \right), \quad (9)$$

что соответствует выражению для определения R_s из работы [2] при коэффициенте включения эталонного образца

$$K = \frac{R_p}{R_s} \left(\frac{Q_0}{Q_s} - 1 \right). \quad (10)$$

Естественно, что при измерении температурной зависимости $R_s(T)$ в уравнения (7) или (8) необходимо подставлять значения всех величин, соответствующие измеряемой температуре. В связи с этим представляет интерес случай, когда и резонансная система, и эталонный образец выполнены из одного материала с известной температурной зависимостью, т. е. $R_s(T) = R_p(T)$ (11). Представим (8) в виде

$$R_s(T) = R_s(T) \left(\frac{Q_0(T)}{Q_s(T)} - 1 \right)^{-1} \cdot \left(\frac{Q_0(T)}{Q_n(T)} - 1 \right), \quad (12)$$

из которого следует, что первое выражение в скобках определяется Q_n и Q_s , а второе — Q_0 и Q_n , т. е. потерями в измеряемом материале.

Тогда с учетом (1), (4) и (11) имеем

$$\frac{Q_0(T)}{Q_3(T)} - 1 \neq F(T) = \text{const.} \quad (13)$$

Это значит, что при измерении $R_s(T)$ в широком температурном интервале нет необходимости определять температурную зависимость $Q_3(T)$. Здесь достаточно измерить ее при температуре с известным значением Q_n . Так как для расчета R_s используются косвенные совокупные измерения добротностей, оценим погрешность его определения, обусловленную погрешностью измерения Q . Для этой цели определим чувствительность измерения:

$$\frac{dR_s}{dQ_n} = \frac{R_s Q_3}{Q_n} \cdot \frac{Q_n - Q_3}{(Q_n - Q_3)^2}. \quad (14)$$

$$\frac{dR_s}{dQ_3} = \frac{R_s (Q_n - Q_n)}{Q_n} \cdot \frac{Q_n}{(Q_n - Q_3)^2}. \quad (15)$$

$$\frac{dR_s}{dQ_n} = - \frac{R_s Q_3 Q_n}{(Q_n - Q_3) Q_n^2}. \quad (16)$$

Здесь необходимо учитывать, что чувствительность должна быть минимальной по Q_n и Q_3 и максимальной по Q_n . Это связано с тем, что погрешность измерения Q_n и Q_3 (или их изменение во времени) должна слабо сказываться на R_s , в то же время должна существовать зависимость $R_s = F(Q_n)$.

Анализ уравнений (14), (15) и (16) показывает, что, как для снижения влияния изменения Q_n и Q_3 на измерения, так и для повышения чувствительности необходимо следующее.

Во-первых, увеличивать Q_n или Q_0 при малых вносимых потерях. Во-вторых, необходимо по сравнению с Q_n или Q_0 снижать Q_n и Q_3 , при этом должно $Q_n \approx Q_3$. Это связано с тем, что при значительном отличии Q_n и Q_n слабее сказывается погрешность измерения добротностей. Для этой цели необходимо выбирать соответствующий материал для эталонного образца, а также конструкцию резонансной системы, обеспечивающую значительную величину Q_0/Q_n .

Экспериментальные результаты. Для подтверждения возможности определения R_s материалов в широком частотном и температурном диапазоне по измеренным добротностям, сравнивались значения R_s , полученные из выражений, приведенных в настоящей статье и в [2]. В качестве исследуемых материалов использовали латунь и высокотемпературный сверхпроводник — керамику $YBa_2Cu_3O_x$, а в качестве эталонного — медь, отожженную при оптимальном режиме [3]. Образцы были выполнены в виде цилиндров $\varnothing 10,5 \times 5,5$ мм.

Экспериментальные результаты приведены на рис. 1, 2. Кружками обозначены значения R_s , рассчитанные методом, приведенным в работе [2], а знаком \times — в настоящей работе. При расчете использовались одни и те же значения измеренных добротностей.

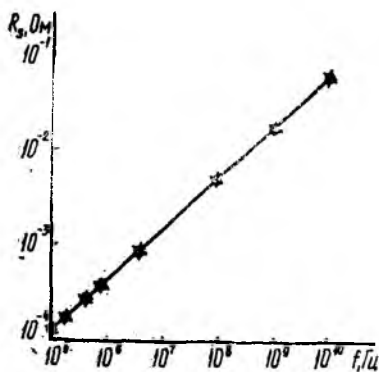


Рис. 1

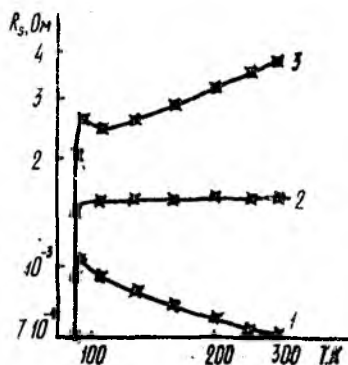


Рис. 2

Зависимость R_s латуни в диапазоне частот $10^5 \dots 10^{10}$ Гц при 300 К показана на рис. 1. При измерениях использовались следующие резонансные системы. На частотах $10^5 \dots 10^8$ Гц — колебательные контуры, в полости катушки индуктивности которых размещались образцы. На частотах $10^8 \dots 4 \cdot 10^9$ Гц использовались полуволновые спиральные резонаторы с разомкнутыми концами спирали. Образцы размещались в полости спирали по ее продольной оси. На частотах выше $4 \cdot 10^9$ Гц образцы размещались в максимуме магнитного поля объемных резонаторов с типом колебаний H_{011} .

На рис. 2 приведена температурная зависимость $R_s = F(T)$ образца керамики $YBa_2Cu_3O_x$ на частотах $4 \cdot 10^5$ Гц (кривая 1), $7,5 \cdot 10^5$ Гц (кривая 2) и $22 \cdot 10^5$ Гц (кривая 3) в температурном диапазоне (300...91) К. При $T = 91$ К керамика переходит в сверхпроводящее состояние.

Температуру образца регулировали и стабилизировали пропуская газобразный азот через полость или экран резонансной системы, а измеряли медь — константановой термопарой. Холодный спай термопары размещали как на экране, так и непосредственно на поверхности образца. При этом проводники термопары, проходящие через катушки индуктивности или полость резонансной системы, хотя и несколько снижали добротность Q_n , но не вносили погрешность при определении R_s приведенными в статью соотношениями.

Несовпадение значений R_s исследуемого материала, полученных расчетным путем по (7) и (8) и по [2], не превышает 5—7%. Это свидетельствует о возможности использования для измерения поверхностного сопротивления резонансных систем различного типа без необходимости расчета их геометрического фактора или потерь в их материале.

Список литературы: 1. Linhart J. G., Templeton J. M., Dunsmuir R. A microwave resonant cavity method for measuring the resistivity of semi-conducting materials // British Journ. of applied physics. 1956. Vol. 7, № 1. P. 36—38. 2. Поверхностное

сопротивление сверхпроводниковой керамики $Va(Pb, Bi)O_3$ // М. Бельски, О. Г. Вендик, А. П. Гаевский и др. // Журн. техн. физики. 1986. Т. 56. С. 389—391. 3. Влияние термообработки на добротность охлаждаемых резонансных систем / Н. Н. Пренцлау, А. П. Бескорый, И. Ф. Харченко и др. // Радиотехника. 1988. Вып. 84. С. 54—60.

Поступила в редколлегию 29.01.90

УДК 621.396.96

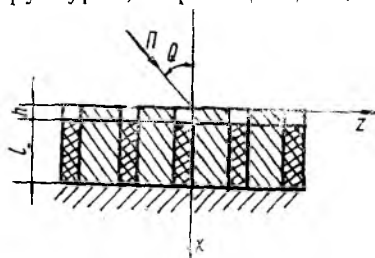
В. К. ПИРОЖЕНКО, канд. техн. наук, Н. Г. ШАБАНОВ

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ РАДИОПОГЛОЩАЮЩИХ МАТЕРИАЛОВ С ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ

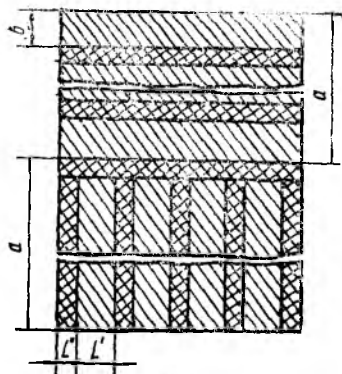
Одним из существенных недостатков многослойных радиопоглощающих материалов (РПМ) с волоконным поглощающим наполнителем является недостаточная равномерность распределения волокон в матрице, следствием чего является низкая повторяемость свойств изделий. Неравномерное распределение поглощающих волокон усложняет расчет коэффициента отражения теоретическим путем. Одним из возможных путей достижения положительных результатов в данном направлении является введение периодичности структуры РПМ. Данная работа посвящена теоретическому исследованию РПМ подобного типа.

Нами были промоделированы 4 варианта РПМ с периодической структурой, характеризующейся, в первую очередь, чередованием и направлением волоконистых материалов. Подробное описание технологии изготовления таких материалов, общий вид структуры которых показаны на рис. 1, и результаты измерений КСВ приведены в работе [1].

Рассматриваемую структуру поглотителя (рис. 1, а) в общем виде можно представить как чередование одной нерегулярной (с увеличивающейся по толщине поглотителя диэлектрической проницаемостью) области 1 с толщиной $l+h$ и области 2 с идеальной проводимостью.



а



б

Рис. 1

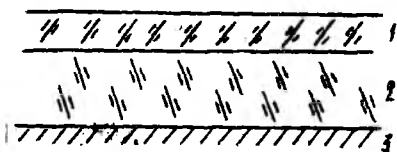


Рис. 2

Для расчета параметров данной структуры предлагается следующая модель. Реальная структура заменяется многослойной средой (рис. 2) с некоторыми эквивалентными параметрами каждого слоя. Слой 1 представляет выступы асбеста над структурой, слой 2 — периодическую асбесто-угловую среду, слой 3 — проводящую подложку.

Известны соотношения, определяющие коэффициент отражения от поверхности раздела двух сред [2].

$$\Gamma = \frac{\cos \theta - \sqrt{n_{21}^2 - \sin^2 \theta}}{\cos \theta + \sqrt{n_{21}^2 - \sin^2 \theta}}, \quad (1)$$

Здесь θ — угол падения; $n_{21} = Z_{c1}/Z_{c2}$, где Z_{c1} , Z_{c2} — характеристическое сопротивление волны в первой и во второй средах соответственно. В нашем случае $n_{21} = Z_0/Z_3$, $Z_0 = 377$ Ом.

Для определения коэффициента отражения от рассматриваемой многослойной среды воспользуемся следующей методикой. Многослойная среда представляется как последовательное соединение двух линий, соответствующих средам 1 и 2 и нагруженных на сопротивление среды 3. Тогда поверхность раздела свободного пространства и среды 1 будет характеризоваться сопротивлением, зависящим от параметров всех сред:

$$Z_3 = Z_1 \frac{Z_2 + jZ_1 \operatorname{tg}(\gamma \cdot h)}{Z_1 + jZ_2 \operatorname{tg}(\gamma \cdot h)}, \quad (2)$$

где $Z_1 = Z_0/(\epsilon_1)^{1/2}$, ϵ_1 — эквивалентная диэлектрическая проницаемость 1-го слоя; $Z_2 = jZ_{cp} \operatorname{tg}(\beta \cdot l)$ (3), Z_{cp} — усредненное характеристическое сопротивление 2-го слоя; β — эквивалентная фазовая постоянная в этом слое, l — толщина слоя; $\gamma = 2\pi(\epsilon_1)^{1/2}/\lambda$ — постоянная распространения в среде 1, h — толщина первого слоя, λ — длина волны в свободном пространстве. Соотношение (3) справедливо, если слой 3 аппроксимировать идеальным прозодником.

Предложенная модель может быть использована для расчета коэффициента отражения от многослойной среды. В конкретном рассматриваемом случае задача усложняется тем, что среды имеют сложную геометрию, и их параметры являются функциями координат.

В качестве первого приближения для решения данной задачи используем для характеристики сред некоторые усредненные параметры. В частности, для определения эквивалентного значения диэлектрической проницаемости среды 1 можно воспользоваться результатами работы [3]

$$\epsilon_1 = \frac{\epsilon_{асб}L' + \epsilon_0L''}{L' + L''},$$

где $\epsilon_{асб}$ — диэлектрическая проницаемость асбеста; ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость воздуха; L' — толщина согласующего слоя, т. е. асбеста; L'' — толщина широкой стенки волновода, т. е. углеволокна (рис. 1, б).

Сложнее обстоит дело со средой 2. В связи с определением ее параметров рассмотрим случай падения волны, у которой вектор

\vec{E} параллелен проводящим перегородкам в одной из ячеек (или перпендикулярен перегородкам в другой). В этом случае в волноводах одной ячейки возбуждается H_{10} -волна, а в волноводах другой — H_{01} .

Если длина волны падающего сигнала меньше критической для волны типа H_{10} , то можно положить, что во второй среде волна распространяется с фазовой постоянной

$$\beta = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \epsilon_{ac6} - \left(\frac{2\pi}{\lambda_{кр}}\right)^2},$$

где $\lambda_{кр} = 2a$, a — размер широкой стенки волновода (рис. 1, б); λ — длина волны в свободном пространстве.

Потери в среде определяются активными потерями в волноводах с волной типа H_{10} , а также затуханием в запредельных волноводах с волной типа H_{01} .

Активные потери характеризуются постоянной затухания (2)

$$\alpha = \frac{1}{b} \sqrt{\frac{(\epsilon_{ac6})^{1/2} \pi}{\lambda \cdot \sigma_{угл} Z_0}} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр} (\epsilon_{ac6})^{1/2}}\right)^2}} \left[1 + \frac{2b}{a} \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр} (\epsilon_{ac6})^{1/2}}\right)^2 \right],$$

где $\sigma_{угл}$ — удельная проводимость угольного волокна; a, b — размеры N параллельно соединенных линий (волноводов с размерами $a \times b$, рис. 1, б).

В качестве единицы площади рассматриваемой структуры удобно выбрать две примыкающие друг к другу ячейки и определить эквивалентное сопротивление именно такого элемента. Его эквивалентная схема содержит N параллельно соединенных линий (волноводов с волной типа H_{10}) и N параллельно соединенных проводимостей, определяющих потери (волноводы с волной типа H_{01}). В свете сказанного среднее поверхностное сопротивление второй среды определяется как

$$Z_{cp} = \frac{Z_{10}}{N} + Z_{01} N, \quad (4)$$

где N — число волноводов в каждой ячейке; Z_{10}, Z_{01} — волновое сопротивление для первой (с волной H_{10}) и для второй (с волной H_{01}) ячеек;

$$Z_{10} = \frac{j\omega \mu_0}{\pi b_{10} + \alpha}; \quad Z_{01} = \frac{Z_0 / (\epsilon_{ac6})^{1/2}}{\sqrt{1 - \frac{1}{\epsilon_{ac6}} \left(\frac{\lambda}{2b}\right)^2}}.$$

Значение Z_{cp} , определяемое соотношением (4), подставляется в (3), и производится расчет коэффициента отражения по формуле (1).

При длине падающей волны больше критической для волны H_{10} волна в среде 2 затухает в обеих ячейках. В этом случае эквивалентная схема содержит N параллельно соединенных проводимостей как для первой (с волной H_{10}), так и для второй (с волной H_{01}) ячеек.

Поскольку характер проводимости обеих ячеек одинаков, то приведенные сопротивления определяются одинаково. Так как оба волновода являются запредельными и затухание волны в них велико, то эквивалентная среда будет представлять собой среду с большими потерями, и для описания ее свойств можно воспользоваться соотношениями для случая, когда $\text{tg} \delta \gg 1$, приведенными в работе [2]:

$$\alpha = \beta \approx \sqrt{\frac{\epsilon_a \mu_a}{2} \text{tg} \delta} = \sqrt{\frac{\mu_a \omega \sigma}{2}},$$

$$Z_c = |Z_c| e^{i\varphi}, \quad |Z_c| \approx \sqrt{\frac{\mu_a \omega}{\sigma}}, \quad \sigma = \frac{2\alpha^2}{\mu_a \omega}.$$

Эквивалентные сопротивления среды в этом приближении определяются следующим образом:

$$Z'_{10} = jZ_{c10} \text{tg}(\beta'_{10} \cdot l); \quad Z'_{01} = jZ_{c01} \text{tg}(\beta'_{01} \cdot l),$$

где

$$Z_{c10} = (1 + j) \sqrt{\frac{\mu \mu_0 \omega}{2\sigma_{\beta 10}}}; \quad Z_{c01} = (1 + j) \sqrt{\frac{\mu \mu_0 \omega}{2\sigma_{\beta 01}}};$$

$$\sigma_{\beta 10} = \frac{2\alpha_{10}^2}{\mu \mu_0 \omega}; \quad \sigma_{\beta 01} = \frac{2\alpha_{01}^2}{\mu \mu_0 \omega};$$

$$\alpha_{10} = \frac{1}{l} \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \epsilon_{\text{асб}} - \left(\frac{2\pi}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2}; \quad \alpha_{01} = \frac{1}{l} \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \epsilon_{\text{сб}} - \left(\frac{\pi}{b}\right)^2};$$

$$\beta'_{10} = \sqrt{\frac{\mu \mu_0 \sigma_{\beta 10} \cdot \omega}{2}}; \quad \beta'_{01} = \sqrt{\frac{\mu \mu_0 \sigma_{\beta 01} \cdot \omega}{2}}.$$

В этом случае в каждой из ячеек уже учтено влияние проводящей подложки, и поэтому $Z_z = Z'_{10} + Z'_{01}$ (5). Значение Z_z , определенное в (5), подставляется в (2) и затем определяется коэффициент отражения.

Волна с произвольной поляризацией может быть разложена на две волны, вектор \vec{E} которых ориентирован относительно ячеек так, как в рассмотренном случае. Поэтому результаты расчета не изменятся.

Для реализации описанной модели была разработана программа и проведен расчет для среды со следующими параметрами: $\epsilon_{\text{асб}} = 2,4$; $\sigma_{\text{угл}} = 5 \cdot 10^4$ см/м; $a = 2$ см; $b = 0,25$ см; $h = 0,2$ см; $l = 2$ см; $N = 6$; $L'' = 0,1$ см.

Результаты расчета сравнивались с экспериментальными данными [1].

Экспериментальные данные, полученные для 4-й конструкции: в диапазоне частот 3,0—5,6 ГГц КСВ принимает значения 2,3—2,5—2,3; в диапазоне 8,0—12,0 ГГц КСВ = 1,25—1,15.

Теоретический расчет дал следующие данные: в диапазоне 3,0—6,0 ГГц КСВ = 5,2—2,9; в диапазоне 8,0—12,0 ГГц КСВ = 1,9—1,5.

В эксперименте снимались зависимости коэффициента стоячей волны от параметров системы и сигнала. Пересчет коэффициента отражения в КСВ производился по известной формуле:

$$\text{КСВ} = \frac{1 + |\Gamma|}{1 - |\Gamma|}.$$

Таким образом, рассмотренный метод расчета параметров волоконистых РПМ с периодической структурой дает результаты, достаточно хорошо соответствующие экспериментальным данным. Это дает основания рекомендовать предложенный метод для практического использования.

Список литературы: 1. Шабанов Н. Г. Экспериментальные исследования некоторых вариантов радиопоглощающих материалов // Радиотехника. 1992. Вып. 96. С. 97—100. 2. Фальковский О. И. Техническая электродинамика. М., 1978. 432 с. 3. Пироженко В. К. К теории направляющих систем, связанных решетчатой перегородкой. // Радиотехника. 1970. Вып. 15. С. 77—82.

Поступила в редакцию 16.04.90

УДК 621.373.826

И. А. СУХОИВАНОВ, канд. техн. наук, И. В. ЩЕРБАТКО

К РАСЧЕТУ ПЕРЕДАТОЧНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОЙ ЛИНИИ С СВЧ-ПОДНЕСУЩЕЙ

Волоконно-оптические линии передачи СВЧ-поднесущей (ВОЛП СВЧ) по ряду параметров превосходят традиционные системы передачи СВЧ-сигналов. Так, например, величина затухания сигнала в световоде на 3—4 порядка меньше, чем в коаксиальном кабеле. Это позволяет создавать широкополосные ВОЛП большой длины.

При разработке ВОЛП СВЧ возникает задача увеличения коэффициента передачи по мощности от радиочастотного входа передатчика до выхода фотодетектора. Эта задача наиболее просто разрешима при использовании прямой (токовой) модуляции инжекционных лазеров.

Цель работы — создание простой методики расчета передаточных характеристик ВОЛП СВЧ, учитывающей не только электрические, но и технологические параметры лазерных излучателей.

Мощность СВЧ сигнала на выходе фотодетектора (без усилителя) $P_{\text{вых}}$ связана с мощностью на входе передатчика $P_{\text{вх}}$ простым соотношением $P_{\text{вых}} = K_m \cdot P_{\text{вх}}$ (1), где K_m — коэффициент передачи по мощности. Он выражается через коэффициент преобразования фотодетектора S , коэффициент потерь оптической мощности в компонентах ВОЛП — α , внешнюю дифференциальную эффективность лазерного диода — η , коэффициент отражения СВЧ-волны от входа лазера — Γ , сопротивления источника сигнала $R_{\text{н}}$ и нагрузки $R_{\text{н}}$ следующим образом:

$$K_m = (1 - |\Gamma|^2) (S\alpha\eta)^2 R_{\text{н}}/R_{\text{н}}. \quad (2)$$

Оптимальное пассивное согласование лазерного диода (ЛД) с источником сигнала в полосе частот от ω_a до ω_b будет при условии

$$\begin{aligned} |\Gamma| &= \exp[-\pi(\omega_b - \omega_a)/R_0 C], \quad \omega_a < \omega < \omega_b \\ |\Gamma| &= 1, \quad \omega < \omega_a, \quad \omega > \omega_b. \end{aligned} \quad (3)$$

По оценкам [1], для обычного гетеролазера $R_0 = 4$ Ом, $C = 300$ пФ и, следовательно, $|\Gamma|_{\min} = 0,518$ в полосе 600 МГц, $|\Gamma|_{\min} = 0,674$ в полосе 1 ГГц. При согласовании импедансов выполняется условие $R_i = R_n$. В работе [2] дана более оптимистичная оценка значения $|\Gamma| = 0,37$ для полосы 1,5 ГГц. Величина η определяется для одной грани кристалла и зависит от внутренних параметров лазера, а также от температуры. Заднее значение η лежит в области 0,1—0,3 Вт/А. В коэффициент оптических потерь α входят потери на сопряжение излучатель — волокно — α_1 , фотодиод — волокно — α_2 , потери в материале световода и на стыках. Минимизация этих потерь наиболее важна, так как они входят в (2) во второй степени. Поэтому наиболее подходящей длиной волны излучения является 1,3 мкм.

Необходимо отметить, что при определении потерь излучения при вводе его в волокно могут возникать значительные погрешности, связанные с тем, что диаграмма направленности ЛД с модуляцией может отличаться от пространственного распределения излучения без модуляции [3]. При устранении оптической обратной связи, приводящей к нелинейным искажениям передаваемого сигнала, наиболее эффективно применение оптических изоляторов. Поэтому в α необходимо учесть оптические потери в таких компонентах.

Обозначим через P_m мощность переменной составляющей оптического сигнала, причем в реальной ситуации $P_m < P_{\text{вх}}$. Определим, как влияют на P_m постоянная составляющая тока (ток смещения) — I_0 , глубина модуляции — m , температура окружающей среды — T_c и тепловое сопротивление кристалла ЛД — окружающая среда — R_T . Таким образом, требуется построить модель ЛД и исследовать функцию $P_m(m, I_0, T_c, R_T)$. При этом сделаем предположение, что рабочие частоты модуляции лежат намного ниже частоты электрон-фотонного резонанса, который может значительно изменить вид модуляционной характеристики ВОЛП.

Прототипом модели ЛД служил бескорпусный лазерный диод 32ДЛ-105 с длиной волны излучения 0,85 мкм, пороговым током $I_n = 0,18$ А при $T_0 = 296$ К и максимальной выходной мощностью 5 мВт. Зависимость P_m от глубины модуляции имеет вид $P_m = P_0 m / (2 - m)$ (4), где P_0 — постоянная составляющая оптической мощности ЛД при токе накачки I_0 . Величина P_0 выражается через η , J_0 и пороговый ток I_n следующим образом: $P_0 = \eta(J_0 - J_n)$ (5). Пороговый ток весьма чувствителен к температуре ЛД. Если принять, что I_n экспоненциально зависит от изменения температуры ΔT , то данный закон записывается как

$$I_n(\Delta T) = I_n(T_0) \exp((1 + \Delta T/T_1) \Delta T/T_0), \quad (6)$$

где T_0 — начальная температура, относительно которой отсчитывается ΔT , T_1 — величина, имеющая размерность температуры и определяемая экспериментальным путем. $I_n(T_0)$ — пороговый ток при $T = T_0$. Приrost температуры обусловлен не только повышением температуры окружающей среды, но и током, протекающим через прибор. Поэтому: $\Delta T = T_c - T_0 + R_T P_n$ (7), где P_n — электрическая мощность, рассеиваемая на ЛД в виде теплоты. Выражение (7) является приближенным, так как не учитывается нелинейный характер теплообмена, а выражение (6) при $T_1 = 22.5$ описывает зависимость $I_n(\Delta T)$ в интервале $\Delta T = 20^\circ$ с точностью 5%. КПД лазерного диода невелик, поэтому будем считать, что $P_n = I_0 U_0 + I_m^2 R_d$, где U_0 — напряжение на ЛД, I_m — переменная составляющая тока, R_d — дифференциальное сопротивление ЛД. Экспериментально определено, что для моделируемого прибора $R_d = 4$ Ом. Учитывая, что $U_0 = U_n + (I_0 - I_n) R_d$, где U_n — пороговое напряжение, получаем

$$P_n = I_0 (U_n + (I_0 - I_n) R_d) + I_m^2 R_d, \quad (8)$$

где

$$I_m^2 = 0.5 (m / (2 - m))^2 (I_0 - I_n)^2. \quad (9)$$

Для моделирования зависимости $P_m(m, I_0, T_c, R_T)$ была составлена программа на языке Фортран-4 для миниЭВМ Мера-60.

Время расчета одного варианта — 0,5 с.

На рис. 1 приведена зависимость $P_m(m)$ при $R_T = 40$ град/Вт, $T_c = 296^\circ\text{K}$, $I_0 = 0.23\text{A}$ — 1 кривая; 0.22A — 2; 0.21A — 3; 0.20A — 4. Очевидно, что существует некоторое оптимальное значение тока постоянного смещения, так как при больших величинах I_0 происходит быстрая деградация ЛД и уменьшается его срок эксплуатации.

Весьма важным параметром оптического передатчика является тепловое сопротивление кристалла ЛД — окружающая среда. Значительные токи, протекающие через $p-n$ переход разогревают кристалл ЛД, что приводит к экспоненциальному росту порогового

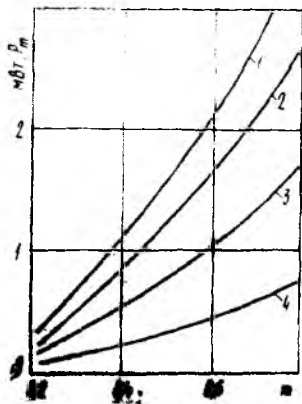


Рис. 1

тока, падению выходной оптической мощности и изменению длины волны излучения. Термостабилизация передающего модуля, часто используемая в ВОЛП СВЧ для сдвига электрон-фотонного резонанса в область высоких частот, стабилизации длины волны излучения и выходной оптической мощности, иногда не эффективна из-за высокого температурного сопротивления R_T . Здесь вступают в противоречие два условия: высокая эффективность передачи СВЧ-мощности к излучателю и обеспечение оптимального теплового режима работы прибора. С точки зрения первого условия ЛД необходимо включать либо в микрополосковую линию, либо размещать в специальном СВЧ-корпусе, оптимизированном для вклю-

чения в СВЧ-цепь. Второе условие требует либо применения радиатора большой площади (для 32 ДЛ — 105 — 50 см²), либо эффективный теплоотвод при помощи охлаждающего элемента с тепловым сопротивлением элемент—корпус ЛД 3—5 град/Вт, что затрудняет передачу СВЧ-сигнала без потерь.

Зависимость $P_m(m)$ при различных тепловых сопротивлениях носит такой же характер, как и на рис. 1. Особенностью данной зависимости является более сильное влияние R_T на выходную мощность ЛД. На рис. 2 представлена зависимость $P_m(R_T)$. Кривые 1, 2, 3 и 4 отвечают различным m : 0,2, 0,4, 0,6 и 0,8 соответственно. Показательно, что увеличение R_T всего на 40 град/Вт снижает мощность выходного сигнала в 5 раз.

Выясним, при каких условиях модуляция излучателя существенно повлияет на выходную оптическую мощность. Зависимости нормированной мощности от глубины модуляции: $P_o(m)/P_o(0) = P_n(m)$ показаны на рис. 3. Анализ данных зависимостей пока-

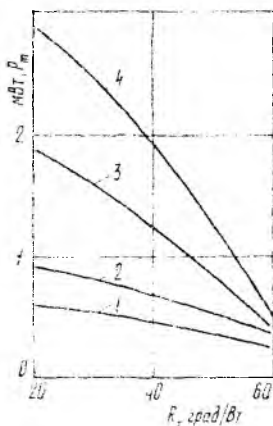


Рис. 2

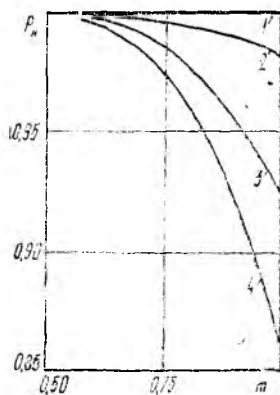


Рис. 3

зал, что для $R_T < 100$ град/Вт — $P_n(m) = 1$ (прямая 1). Кривые 2, 3, 4 соответствуют тепловым сопротивлениям 240, 260 и 280 град/Вт. Данный режим рассчитан для $J_0 \gg J_n$. Довольно ощутимое влияние глубины модуляции на выходную оптическую мощность объясняется тем, что модулирующий сигнал дополнительно разогревает активную область ЛД. Это может привести, в свою очередь, к тому, что зависимость $P_m(m)$ окажется немонотонной и будет достигать оптимального значения при $m < 1$. На практике такой режим трудно реализуем. Однако проведенные нами эксперименты показывают, что при значительной мощности СВЧ-сигнала ($P_{вх} > 15$ дБм) после насыщения значения P_m следует ее спад. Это свидетельствует о влиянии модулирующего сигнала с большой глубиной модуляции на параметры ЛД.

Строго говоря, исследование передаточных характеристик ВОЛП СВЧ требует комплексного подхода, который предусмат-

ривает рассмотрение электрических и оптических процессов во взаимосвязи. Поэтому пренебрегать такими явлениями, как чирпинг (динамическое изменение длины волны генерации), оптическая обратная связь и электрон-фотонный резонанс при полном анализе процессов в ВОЛП СВЧ нельзя.

Приведем пример приближенного определения передаточной характеристики ВОЛП СВЧ, разработанной на основе 32ДЛ — 105 и лавинного фотодиода ЛФД-2 на полосу частот — 0,45—0,8 ГГц. Резонансная частота излучателя при токах смещения больших 0,2 А лежит в области выше 1 ГГц. Выберем типичные параметры компонентов ВОЛП: чувствительность ЛФД — 4 А/Вт; $R_T = 40$ град/Вт; коэффициент потерь лазер — волокно $\alpha_1 = 0,6$, волокно — фотодиод $\alpha_2 = 0,7$, погонные потери в волокне $\alpha_n = 4$ дБ/км, длина линии $l = 1$ км, $\Gamma = 0,5$, $\eta = 0,2$, $R_n/R_n = 1$. Подставив эти параметры в выражение

$$K_m = (1 - |\Gamma|^2) (S\alpha_1\alpha_2\alpha_n l \eta)^2 R_n/R_n, \quad (10)$$

получим $K_m = -20$ дБ. Для достижения приемлемых интермодуляционных искажений выберем $m = 0,6$ и ток постоянного смещения — 0,21 А. По графику рис. 1 (кривая 3) определяем $P_m = 1$ мВт. Тогда мощность СВЧ-сигнала на выходе фотоприемника, согласно формуле (1), составит 10 мкВт. Теперь определим СВЧ-мощность, необходимую для достижения заданного режима: $P_{вх} = I_m^2 R$. В режиме согласования импеданса ЛД и линии $R = 50$ Ом. Подставляя в (9) величины m , I_0 и $I_n = 0,18$ А, получаем, что при $T_c = 296$ °К — $P_{вх} = 4$ мВт.

Таким образом, данная методика расчета передаточных характеристик позволяет учесть технологические параметры ЛД, а также условия модуляции. Приведенные соотношения могут быть использованы не только для аналоговых ВОЛП, но и для цифровых систем, а также будут полезными при создании автоматизированных систем проектирования волоконно-оптических устройств.

Список литературы: 1. Stephens W. E., Joseph T. R. A 1,3 Mm microwave fiber-optic link a directmodulated laser transmitter // I. Lightwave Technol. 1985. Vol. L T—3, № 2. P. 308—315. 2. Эффективное согласование СВЧ модулятора с лазерным диодом в заданной полосе частот гигагерцевого диапазона / А. А. Блискаявчиккий и др. / Квант. электроника. 1989. Т. 16. № 8. С. 1751—1753. 3. Пространственно-модуляционные характеристики излучения планарных полосковых гетеролазеров / Н. Д. Жуков, Г. Т. Микаэлян и др. / Письма в Журн. техн. физики. 1988. Т. 14, № 4. С. 364—368.

Поступила в редколлегию 20.03.90

УДК 621.315.2

Г. Г. КАНАРИК, канд. техн. наук, С. С. ТРЕТЬЯКОВА, канд. физ.-мат. наук,
Э. И. ЧЕРНЯКОВ, канд. физ.-мат. наук

МЕТАЛЛИЗИРОВАННЫЕ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ

Увеличение механической прочности, улучшение герметичности, снижение габаритов и массы оптического кабеля может быть достигнуто при использовании металлизированных световодов,

представляющих собой оптическое волокно с покрытием из металла, которое наносится в процессе изготовления [1; 2].

Решение вопроса о целесообразности использования металлических покрытий зависит от электромагнитных параметров таких световодов. Поэтому возникла необходимость решения задачи о распространении электромагнитных волн в структуре, представляющей собой диэлектрический волновод с нанесенной на него периодической системой металлических колец, защитной диэлектрической оболочкой и металлическим экраном.

При различных соотношениях между диэлектрическими проницаемостями волокна и защитной оболочки может происходить перекачка энергии в защитную оболочку. Наличие металлических колец позволяет регулировать этот процесс для определенных типов волн и накладывать менее жесткие условия на диэлектрическую проницаемость волокна.

Толщина скин-слоя в оптическом диапазоне составляет сотые доли от длины волн, поэтому металлические кольца будем считать бесконечно тонкими.

Структура рассматриваемой модели предполагается бесконечной вдоль оси распространения с периодом, равным l , металл — идеально проводящим, радиус колец — a , зазор между кольцами d , радиус металлического экрана b , показатели преломления сердцевины и оболочки n_1 и n_2 соответственно. Процесс считается стационарным, т. е. зависимость от времени выбирается в виде $\exp(-i\omega t)$. Задача сводится к отысканию решений системы дифференциальных уравнений Максвелла с заданными граничными условиями, т. е. к отысканию собственных колебаний системы.

В силу аксиальной симметрии и периодичности структуры искомые решения — напряженности электрического и магнитного поля \vec{E} и \vec{H} можно искать в виде

$$\begin{aligned}\vec{E}(r, \varphi, z) &= e^{im\varphi} e^{i\beta_0 z} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \vec{E}_n(r) e^{i2\pi n z/l}; \\ \vec{H}(r, \varphi, z) &= e^{im\varphi} e^{i\beta_0 z} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \vec{H}_n(r) e^{i2\pi n z/l},\end{aligned}\tag{1}$$

где β_0 — постоянная распространения вдоль оси OZ .

Физически такое разложение соответствует представлению электромагнитного поля структуры в виде суперпозиции цилиндрических волн с волновыми числами по оси OZ , равными $\beta_0 + \frac{2\pi n}{l}$, или набора пространственных гармоник, распространяющихся вдоль оси волновода с фазовыми скоростями, зависящими от номера гармоники.

Уравнения Максвелла позволяют выразить все компоненты поля через две скалярные функции и в дальнейшем решать скалярную задачу. Искомое решение подчиняется граничным условиям на поверхности кольцевого волновода и металлического экрана. Выполнение этих условий приводит к системе функциональных уравнений относительно неизвестных коэффициентов Фурье a_n , b_n и постоянной распространения β_0 :

$$\sum_n a_n e^{in\xi} = 0; \quad \frac{\pi d}{l} < |\xi| < \pi;$$

$$\sum_n a_n \frac{|n|}{n} e^{in\xi} = \sum_n \left(a_n \chi_n \frac{|n|}{n} - b_n \eta_n \right) e^{in\xi}, \quad |\xi| < \frac{\pi d}{l};$$

$$\sum_n \left(\frac{a_n}{v+n} \cdot \frac{|n|}{n} - \frac{im\delta^2}{\kappa^2(1+\varepsilon)} \cdot \frac{b_n}{v+x} \right) = \sum_n \left(a_n \frac{\chi_n}{v+n} \frac{|n|}{n} - b_n \right);$$

$$\sum_n b_n e^{in\xi} = 0; \quad |\xi| < \frac{\pi d}{l};$$

$$\sum_n b_n \frac{|n|}{n} e^{in\xi} = \sum_n \left(b_n \sigma_n \frac{|n|}{n} + a_n \xi_n \right) e^{in\xi};$$

$$\sum_n \left(\frac{b_n}{v+n} \cdot \frac{|n|}{n} + m\delta \frac{a_n}{v+n} \right) (-1)^n =$$

$$= \sum_n \left(b_n \frac{|n|}{n} + a_n \frac{\xi_n}{v+n} \right) (-1)^n. \quad (2)$$

Здесь $\xi = 2\pi z/l$; η_n и ξ_n — параметры, зависящие от m и n и от параметров структуры; σ_n, χ_n — параметры, выражающиеся через функции Бесселя и Ханкеля, причем $\sigma_n, \chi_n = 0$ (δ^2/n^2) при $|n| \rightarrow \infty$.

Такая система мало пригодна для анализа оптических характеристик структуры (из-за слабой сходимости), поэтому ее необходимо привести к виду, удобному хотя бы для численных методов анализа. Аналогичные структуры были рассмотрены в [3], где показано, что использование метода задачи Римана—Гильберта приводит систему функциональных уравнений подобного типа к бесконечной системе линейных однородных алгебраических уравнений вида

$$a_m = \sum_n \alpha_m^n(\beta_0) \cdot a_n, \quad m \in \mathbb{Z}. \quad (3)$$

Неизвестными здесь являются коэффициенты Фурье полей a_n и волновое число β_0 . Наличие параметров малости δ_n и χ_n позволяет для ее решения использовать метод редукции. Условием существования нетривиального решения этой системы является равенство нулю ее определителя $\text{Det}(\alpha_m^n(\beta_0) - \delta_m^n) = 0$ (4). Это и есть дисперсионное уравнение структуры, из которого можно определить β_0 как функцию частоты, геометрических параметров и величины диэлектрической проницаемости сердцевинки и оболочки. В общем случае это бесконечный определитель, элементами которого являются сложные выражения, содержащие функции Бесселя, Ханкеля, Лежандра.

В частном случае, когда не учитывается угловая зависимость по ψ , т. е. рассматриваются аксиально-симметричные волны, уравнение распределяется на два уравнения относительно так называемых EH - и HE -волн, представляющих наибольший интерес с точки зрения передачи информации.

В длинноволновом приближении, т. е. для $\lambda > l$, уравнения преобразуются к виду

$$n_1^2 Y_0 + n_2^2 \frac{W_2}{vW_0} = -\frac{n_1^2 + n_2^2}{\beta_0 a} Q_v(-\theta), \quad E - \text{волны}; \quad (5)$$

$$Y_0 - \frac{W_3}{vW_1} = 2\beta_0 a \cdot Y_0 \cdot \frac{W_3}{vW_1} \bar{Q}_v(\theta), \quad H - \text{волны}, \quad (6)$$

где Y_0, W_0, W_1, W_2, W_3 — комбинации функций Бесселя и Макдональда;

$$V_0 = J'_0(U)/(UJ_0(U)); \quad W_0 = I_0(v)K_0(v) - I(v)K_0(v);$$

$$W_1 = I_0(v)K'_0(v) - I_0(v)K_0(v); \quad W_2 = I_0(v)K_0(v) - I_0(v)K_0(v);$$

$$W_3 = I_0(v)K'_0(v) - I_0(v)K_0(v),$$

где $Q_v(-\theta), \bar{Q}_v(\theta)$ — комбинации функций Лежандра $P_v(\theta)$:

$$Q_v(-\theta) = \frac{P_v(-\theta) - P_{v-1}(-\theta)}{P_v(-\theta) + P_{v-1}(-\theta)}; \quad \bar{Q}_v(\theta) = \frac{P_v(\theta) + P_{v-1}(\theta)}{P_v(\theta) - P_{v-1}(\theta)};$$

$$u = \frac{1}{\delta} \sqrt{\kappa^2 n_1^2 - (v+n)^2}; \quad v = \frac{1}{\delta} \sqrt{(v+n)^2 - \kappa^2 n_2^2}$$

— радиальные фазовые параметры распространения и затухания соответственно;

$$v = \frac{\beta_0 l}{2\pi}; \quad \delta = \frac{l}{2\pi a}; \quad \kappa = \frac{kl}{2\pi}; \quad \theta = \cos \frac{\pi d}{l}; \quad c = \frac{b}{a}.$$

В частном случае, если радиус диэлектрической оболочки предполагается бесконечно большим ($b \rightarrow \infty$), уравнения (5) и (6) преобразуются к виду

$$n_1^2 Y_0 + n_2^2 X_0 = -\frac{n_1^2 + n_2^2}{\beta_0 a} Q_v(-\theta); \quad (7)$$

$$Y_0 + X_0 = -2\beta_0 a X_0 Y_0 \bar{Q}_v(\theta), \quad (8)$$

где $X_0 = K_0(v)/(vK_0(v))$, остальные обозначения такие же, как в (5) и (6).

При $d \rightarrow l$, т. е. когда металлические кольца отсутствуют, уравнения (7) и (8) переходят в известные дисперсионные уравнения для симметричных волн в волоконном световоде со ступенчатым профилем показателя преломления [4].

На ЭВМ по формулам (5, 6) был проведен расчет дисперсионных характеристик в безразмерных параметрах $B = \frac{\beta_0^2/k^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2}$ (фазовый параметр) и $V = ka(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$ (частота) для различных значений $\Delta n = (n_1 - n_2)/n_1$ коэффициента заполнения кольцевого световода и отношения l/λ .

Сплошными линиями на рис. 1 представлены зависимости B как функции параметра волокна V для низших симметричных типов волн E_{01}, H_{01}, E_{02} . Отношения d/l и l/λ составляют 0,2 и 0,06 соответственно. Штриховыми линиями нанесены те же зависимости для металлизированного световода, полностью заполненного диэлектриком с показателем преломления сердцевин n_1 . Штрих-

пунктирными линиями показаны $B=f(V)$ для тех же мод, взятые из [4]. Анализ показывает, что изменением геометрических размеров периодической структуры фазовый параметр B можно изменять от величины для металлизированного световода, заполненного диэлектриком с показателем преломления n_1 , до значений в оптическом волноводе без металлического покрытия. При этом изменяется и коэффициент дисперсии $\Delta n \frac{d^2(VB)}{dV^2}$. Это позволяет высказать предположение о возможной компенсации материальной дисперсии световода на E_{0m} -волнах. Наиболее заметно указанные изменения наблюдаются вблизи частоты отсечки.

Аксиально-симметричные $H_{0m}(EH)$ являются вырожденными с $E_{0m}(HE)$ -типами волн при радиальном фазовом параметре v . Однако при значениях $\Delta n = 0,01$ и произвольном d/l вырождение еще слабо и фазовый параметр для световода с кольцами мало чем отличается от B металлизированного световода, передающая среда которого имеет показатель преломления n_1 . В этом случае, покрытие сердцевинки периодической металлической структурой практически не оказывает влияния на изменения электрических параметров. Для аксиально-симметричных H_{0m} -типов волн токи круговые, и металлические кольца не прерывают пути протекания тока. По мере уменьшения Δn и стремлении коэффициента заполнения к единице происходит существенное изменение параметра B для световода с кольцами. При этом фазовый параметр B уменьшается до нуля, частота отсечки H_{01} — типа волны приближается к 3,83; наступает вырождение.

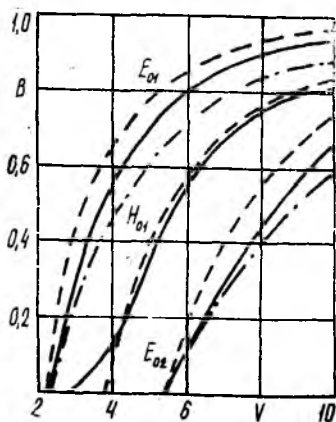


Рис. 1

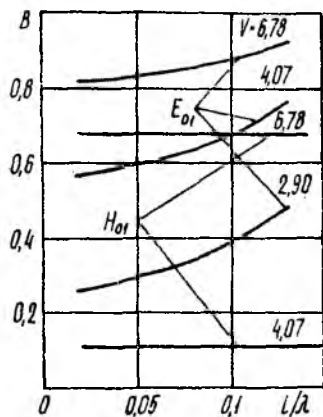


Рис. 2

На рис. 2 представлены зависимости $B=f(l/\lambda)$ для различных значений параметра V и фиксированных отношения $d/l = 0,3$ и $\Delta n = 0,01$. Для H_{0m} -волн параметр B не зависит от периода системы l . Для E_{0m} -волн фазовый параметр более чувствителен к изменению l/λ , однако при малых отношениях ($l/\lambda < 0,05$) относительное изменение B

невелико. Увеличение l/λ приводит к росту крутизны B . По-видимому, это связано с резонансными явлениями распространения электромагнитных волн.

Мощность, переносимая сердцевинной (P_c) и оболочкой (P_o) на E_{0m} и H_{0m} -типах волн, определяется соотношениями: для H -волны

$$P_c = \frac{\pi}{4} |b_0|^2 k\beta_0 u^2 [J_1^2(u) - J_0(u)J_2(u)];$$

$$P_o = \frac{\pi}{4} |b_0|^2 \frac{k\beta_0 v^2}{u^2} [vc + v^2(W_1^2 - W_3^2) + 2vW_1W_3] \frac{J_1^2(u)}{W_2^2};$$

для E -волны

$$P_c = \frac{\pi}{4} |a_0|^2 \frac{k\beta_0 n_1^2 a^4}{2u^2} (Y_0^2 u^2 + 2Y_0 + 1);$$

$$P_o = \frac{\pi}{4} |a_0|^2 \frac{k\beta_0 n_2^2 a^4}{v^4 W_0^2} \left[1 - v^2 \left(W_2^2 + \frac{2}{v} W_0 W_2 - W_0^2 \right) \right].$$

Записанные соотношения получены с учетом длинноволнового приближения.

Частичное покрытие световода металлической пленкой в форме колец может привести к перераспределению мощности между сердцевинной и оболочкой. Мощность в сердцевине увеличивается на 10% по сравнению со световодом без покрытия (рис. 3). Характер изменения мощности в сердцевине в зависимости от отношения ширины щели к периоду системы, такой же как и $B = f(d/l)$.

Проведенный анализ световодов с металлизированными покрытиями в виде периодической системы колец показывает возможность фильтрации высших типов волн, компенсации материальной дисперсии на отдельных типах волн, перераспределения передаваемой мощности между сердцевинной и оболочкой.

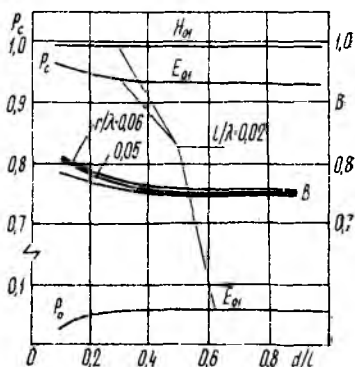


Рис. 3

Список литературы: 1. Семенов Н. А. Свойства металлизированных световодов для оптических кабелей // Изв. вузов. Сер. Радиоэлектроника. 1983. Т. 26, № 5. С. 85—86. 2. Miller R. A. An overview of optical waveguide coatings // Fiber Opt.: Adv. Res. and Devel. New-York — London. 1979. P. 79—85. 3. Шестопалов В. П. Метод задачи Римана — Гильберта в теории дифракции и распространения электромагнитных волн. Х., 1971. 400 с. 4. Адамс Н. Введение в теорию оптических волноводов: Пер. с англ. / Под ред. И. Н. Сисакяна. М., 1984. 512 с.

Поступила в редакцию 26.03.90

ИЗМЕРИТЕЛЬ МАЛЫХ УРОВНЕЙ МОЩНОСТИ ОПТИЧЕСКОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ

Широкое использование в аналитической технике источников оптического излучения малой мощности требует соответствующего развития средств измерения их характеристик, важнейшей из которых является мощность излучения. Промышленный измеритель средней мощности и энергии лазерного излучения ИМО-2Н позволяет с погрешностью 10 % проводить измерения, начиная только с уровня 10^{-3} Вт, и обладает постоянной времени $\tau=40$ с. Неселективный измеритель малых уровней мощности оптического излучения, описанный ранее*, имеет нижний предел измерения $5 \cdot 10^{-5}$ Вт с погрешностью 9 % и постоянную времени $\tau=3$ с. В настоящей статье излагаются результаты разработки и исследования сходного, по основным характеристикам, измерителя на более современной элементной базе, снабженного цифровой индикацией, имеющего автоматическое переключение пределов измерения и возможность включения в автоматизированную систему.

В основу работы измерителя положен принцип преобразования мощности электромагнитного излучения в тепловую мощность и измерение образуемого на выходе измерительного преобразователя электрического напряжения.

Преобразование мощности электромагнитного излучения в электрическое напряжение осуществляется с помощью термисторного моста, в противоположные ветви которого включены термисторы, находящиеся в тепловом контакте с рабочим и компенсационными приемными элементами измерительной головки. Мост питается от гальванического элемента с напряжением 1,5 В. Электрическое напряжение, возникающее при разбалансировании термисторного моста, измеряется блоком ваттметра измерительным Я2М-66. Элементы пассивных ветвей термисторного моста и его питания смонтированы в малогабаритном блоке, включенном в разрыв кабеля, соединяющего измерительную головку с блоком ваттметра измерительным Я2М-66.

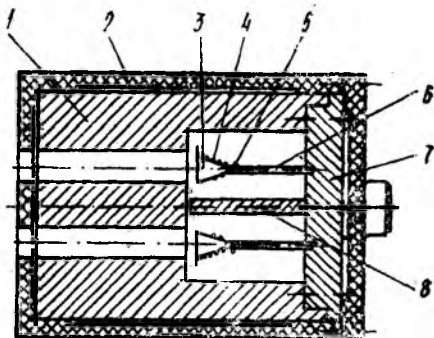
Конструкция измерительной головки приведена на рисунке. В цилиндрическом дюралевом корпусе 1 с пластмассовой теплоизолирующей оболочкой 2 размещены два идентичных приемных элемента (рабочий и компенсационный), разделенные медным экраном 8. Приемными элементами служат тонкостенные медные гальванически оксидированные конуса с диаметром основания 6 мм и высотой 10 мм; 3, припаянные к медному дну корпуса 7 через теплоотводы 6. У вершин конусов к поверхности теплоотводов приклеены термисторы типа ТШ-1 5, а на внешней поверхности кону-

* Закуренко О. Е., Кузьмичев В. М. Измеритель малых уровней мощности оптического излучения // Измер. техника. 1988. № 3. С. 33—34.

сов размещены электрические нагреватели 4, выполненные из манганинового провода диаметром 30 мкм.

Результат измерения средней мощности пучка электромагнитного излучения, попавшего в приемный элемент, рассчитывается по формуле $P_{\text{изм}} = P/\alpha k_3$, где P — показание цифрового индикатора Я2М-66, α — коэффициент оптического поглощения приемного элемента, k_3 — коэффициент эффективности преобразования.

Коэффициент оптического поглощения приемного элемента, благодаря использованию полостной модели, обладает слабой спектральной зависимостью и в диапазоне длин волн 0,4...1,1 мкм имеет среднюю величину $\alpha=0,996$. В таблице приведены результаты измерений коэффициентов отражения приемного элемента ρ методом шарового фотометра, по которым было рассчитано среднее значение коэффициента оптического поглощения.



λ , мкм	0,405	0,436	0,492	0,546	0,577	0,630	0,760	0,900	1,015	1,129
ρ , %	0,25	0,27	0,25	0,20	0,21	0,16	0,12	0,24	0,34	0,67

Коэффициент эффективности преобразования определялся при средней чувствительности усилителя постоянного тока Я2М-66 путем рассеяния в нагревателе 4 приемного элемента известной электрической мощности. Конструкция измерительной головки позволяет за счет изменения параметров теплоотводов 6 подобрать его величину, близкую к единице. При выполнении теплоотводов из латунной трубки с внешним диаметром 2 мм, внутренним — 1,5 мм и длиной 20 мм был получен $k_3=0,896$ и постоянная времени измерителя $\tau=10$ с. Во время эксплуатации измерителя нагреватель приемного элемента может подключаться к внутреннему калибратору переменного тока Я2М-66 и используется для корректировки чувствительности его усилителя постоянного тока.

Исследование зависимости коэффициента эффективности преобразования от уровня измеряемой мощности (нелинейности преобразования) показало, что в рабочем диапазоне измерителя $10^{-4}...10^{-2}$ Вт ее значение не превышает погрешности снятия соответствующей характеристики измерителя, составляющей 0,5 %.

Зонная характеристика преобразователя исследовалась путем сканирования по входному отверстию приемного элемента пучка излучения диаметром 2 мм. При этом неравномерность чувствительности преобразователя составила 5 %. Для ее учета в результате

измерения, коэффициент эффективности преобразования корректируется множителем 0,975.

После подстановки числовых значений величин α и k_3 , полученных для диапазона измеряемых средних мощностей $10^{-4} \dots 10^{-2}$ Вт, длин волн излучения 0,4...1,1 мкм и диаметров пучков 2...5 мм, формула измерения принимает вид $P_{\text{изм}} = P/0,87$.

При оценке границы неисключенной систематической погрешности измерителя Θ были учтены ее составляющие за счет дрейфа показаний на нижнем пределе измерения за время измерения $\Theta_1 = 4,0 \%$, погрешности определения коэффициента эффективности преобразования $\Theta_2 = 0,5 \%$, неравномерности спектральной зависимости коэффициента оптического поглощения приемного элемента $\Theta_3 = 0,3 \%$, неравномерности зонной характеристики преобразователя $\Theta_4 = 2,5 \%$ и основной погрешности блока ваттметра измерительного ЯМ-66 на нижнем пределе измерения $\Theta_5 = 0,6 \%$. Композиция перечисленных составляющих при доверительной вероятности 0,95 дает величину $\Theta = 5,3 \%$.

Среднее квадратическое отклонение результата однократного измерения было оценено по данным 15 измерений одной и той же мощности оптического излучения и на нижнем пределе измерений составило $S_i = 3,6 \%$.

Таким образом, в указанных выше пределах измерений оценка доверительной границы погрешности измерителя при доверительной вероятности 0,95 составила $\Delta = 9 \%$.

Поступила в редколлегию 23.04.90

УДК 621.317

Л. С. ДИДЫК

КОРРЕКЦИЯ ЗОННОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ БОЛОМЕТРИЧЕСКОГО ШИРОКОАПЕРТУРНОГО ДАТЧИКА КОНТРОЛЯ МОЩНОСТИ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ЛАЗЕРОВ

В последние годы в промышленность интенсивно внедряются лазерные технологии. Эффективное решение этой задачи возможно лишь при воспроизводимости и повторяемости технологического процесса. Этому в значительной мере способствуют средства измерения и постоянного контроля одного из важнейших параметров лазерного излучения — мощности. Для такого контроля чаще всего применяются болометрические датчики в виде микропроволочных решеток [1; 2], устанавливаемые на пути распространения пучка излучения, а для их калибровки — калориметры. Такие датчики имеют высокое быстродействие и могут быть изготовлены широкоапертурными, чего требуют большие (20—80 мм) диаметры лазерных пучков. Однако им присуще «старение», что приводит к необходимости калибровки через каждые полчаса [2]. Возможны также значительные погрешности контроля при перераспределении и изменении мощности в пучке, при смещении проволок в решетке

относительно пучка излучения, так как лишь небольшая доля мощности воздействует на решетки, значительно же большая часть излучения распространяется в пространстве между провсколами, не взаимодействуя с ними. От этого недостатка свободны широкоапертурные тонкопленочные болометры [3], являющиеся датчиками полного поглощения. Они могут быть использованы в контрольно-измерительных цепях технологических установок, если ответить небольшую долю мощности излучения лазера, заменив, например, одно из зеркал системы транспортировки лазерного излучения дифракционным зеркалом и использовав для измерительных целей первый или более высокий дифракционный порядок отраженного излучения, или другим известным способом.

Однако такие датчики имеют существенную неравномерность зонной характеристики (зависимость чувствительности от места попадания узкого пучка излучения на приемную поверхность): в периферийной области чувствительность может быть в 1,5—2 раза ниже, чем в центре. Это может вызывать значительную погрешность контроля. В данной работе рассмотрен способ коррекции (уменьшения неравномерности) зонной характеристики широкоапертурного тонкопленочного болометра.

Пусть болометр имеет форму бифилярной прямоугольной спирали [3] и включен в мостовую схему преобразования приращения сопротивления в электрический сигнал. Спираль будем рассматривать как последовательное соединение отдельных звеньев одинаковой ширины. При нагреве i -го звена, удаленного от центра датчика на расстояние x_i , болометр получит приращение сопротивления $\Delta R(x_i)$. Сигнал в диагонали моста в этом случае $U(x_i) = kU_m \Delta R(x_i)/R$, где k — коэффициент пропорциональности; U_m — напряжение питания моста; R — начальное сопротивление болометра. Если ширина i -го звена равна b_i , его толщина — h , а длина — l , то

$$\Delta R(x_i) = \rho \frac{l}{hb_i} \alpha \theta(x_i), \quad (1)$$

где ρ , α — удельное сопротивление напыленного материала и его температурный коэффициент сопротивления; $\theta(x_i) = \theta_0 S(x_i)$ — приращение температуры i -го звена при постоянной поглощенной мощности излучения; θ_0 — приращение температуры в центре датчика; $S(x)$ — функция распределения (чувствительности); x_i — расстояние от центра датчика до продольной оси i -го звена; i — номер звена при движении от центра к периферии.

Для достижения равномерности зонной характеристики при любом x необходимо обеспечить

$$\Delta R(x_i) = \text{const.} \quad (2)$$

Из (1) следует, что это условие выполнится, если ширина звеньев будет зависеть от их расстояния от центра датчика также, как зависит от этого расстояния значение чувствительности датчика с постоянной шириной звеньев, т. е. уменьшаться по мере удаления от центра (рис. 1, где 2 — подложка, 3 — термочувствительный слой, 1 — контактные площадки): $b_i = b_0 S(x_i)$ (3), где b_0 — макси-

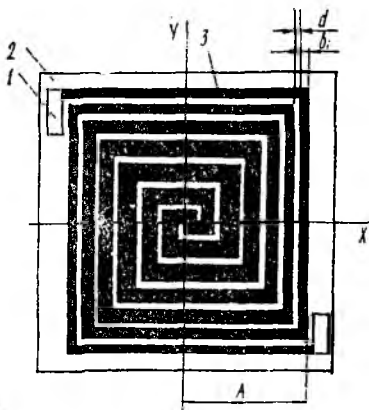


Рис. 1

мальная ширина звена, лежащего в центральной области датчика. Функцию $S(x)$ найдем, аппроксимируя зонную характеристику датчика (расчетную или экспериментальную) с постоянной шириной звеньев, например, полиномом третьей степени: $S(x) = 1 + q_1x + q_2x^2 + q_3x^3$ (4), где q_1, q_2, q_3 — постоянные, представляющие собой решение системы уравнений:

$$1 + \sum_{i=1}^3 q_i (x_j)^i = S_j, \quad (j = 1, 2, 3).$$

Величины x_1, x_2, x_3 задаются, а S_1, S_2, S_3 находятся из графика зонной характеристики датчика с равномерной шириной звеньев.

Причем значения x_1, x_2, x_3 выбираются такими, чтобы соответствующие им значения S_1, S_2, S_3 были равномерно расположены на спадающем участке зонной характеристики.

Минимальная ширина звена определяется возможностями технологического процесса изготовления масок. Поэтому расчет i -го звена следует начинать с выбора ширины последнего, наиболее узкого звена. Затем вычисляется ширина звеньев в центральной области, соответствующей области равномерной чувствительности датчика с постоянной шириной звеньев: $b_0 = b_{\min}/S(A)$ (5), где $S(A)$ — полином (4) при $x=A$; A — расстояние от центра датчика до границы термочувствительного слоя (рис. 1). В области спада зонной характеристики датчика с постоянной шириной звеньев, ширина звеньев рассматриваемого датчика уменьшается и вычисляется по формуле (3). Расстояние между звеньями выбирается исходя из технологических соображений.

Расстояние между центром датчика и осями звеньев, расположенных вертикально (рис. 1), запишем следующим образом: расстояние до оси $(i+1)$ -го звена равно расстоянию до оси i -го звена плюс половина ширины i -го звена, плюс ширина зазора между звеньями, плюс половина ширины $(i+1)$ -го звена. Ширина $(i+1)$ -го звена нам неизвестна, однако она близка к ширине i -го звена, поэтому при вычислении x_{i+1} можно принять $b_{i+1} \approx b_i$ (6); Тогда

$$x_{i+1} = x_i + b_i/2 + d + b_i/2 = x_i + b_i + d, \quad (7)$$

где d — ширина зазора между звеньями.

Уравнение (7) справедливо начиная с номера звена, лежащего за пределами равномерного участка зонной характеристики датчика с постоянной шириной звеньев.

Расстояние до осей звеньев, расположенных горизонтально, записывается по такому же принципу, только с той разницей, что ширина первого звена выбирается не b_0 , а $b_0/2$.

Приближение (6) не приводит к погрешности вычисления шири-

ны звеньев по выражению (3) с учетом (7), а лишь к некоторому изменению фактической ширины зазора между соседними звеньями относительно принятой при расчете:

$$d_{\text{факт}} = (x_{i+1} - b_{i+1}/2) - (x_i + b_i/2) > d,$$

что не имеет сколько-нибудь существенного значения. Кроме того, последнее звено может точно не уложиться в границы термочувствительного слоя A , но это также не имеет принципиального значения.

Рассмотрим пример расчета спирального датчика со скорректированной зонной характеристикой. Пусть болометр имеет форму квадратной спирали со стороной квадрата $2A \approx 24$ мм. Минимальную ширину звена выбираем равной 0,3 мм. Параметры $x_1, x_2, x_3, S_1, S_2, S_3$ определяем по зонной характеристике, снятой экспериментально для датчика таких же размеров с постоянной шири-

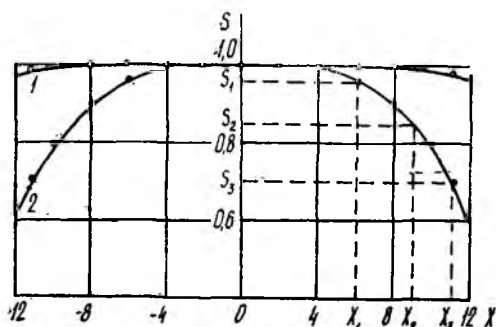


Рис. 2

ной звеньев (рис. 2): $x_1=6$ мм; $x_2=9$ мм; $x_3=11$ мм; $S_1=0,96$; $S_2=0,85$; $S_3=0,7$. Тогда постоянные коэффициенты полинома (4) равны: $q_1=-0,007939$; $q_2=0,002576$; $q_3=0,000394$. Находим ширину звеньев в центральной области датчика по формуле (5): $b_0=0,5$ мм. Размеры этой области, найденные из экспериментальной характеристики, равны примерно ± 4 мм. Ширину зазора между звеньями выбираем равной 0,3 мм. Тогда в центральной части датчика разместится по пять горизонтальных и по четыре с половиной вертикальных звена шириной 0,5 мм по каждую сторону от осей. Ширину остальных звеньев выбираем по формуле (3). Результаты расчетов сведены в таблицу.

Номер звена	Вертикальные звенья		Горизонтальные звенья	
	x_i , мм	b_i , мм	x_i , мм	b_i , мм
1	0	0,25	0,25	0,5
2	0,8	0,5	1,05	0,5
3	1,6	0,5	1,85	0,5
4	2,4	0,5	2,65	0,5
5	3,2	0,5	3,45	0,5
6	4,0	0,492	4,25	0,491
7	4,792	0,489	5,036	0,487
8	5,581	0,484	5,823	0,482
9	6,365	0,476	6,605	0,473
10	7,141	0,466	7,378	0,462
11	7,907	0,452	8,14	0,447
12	8,659	0,434	8,887	0,428
13	9,393	0,413	9,615	0,406
14	10,106	0,388	10,321	0,38
15	10,794	0,359	11,001	0,35
16	11,453	0,327	11,65	0,317

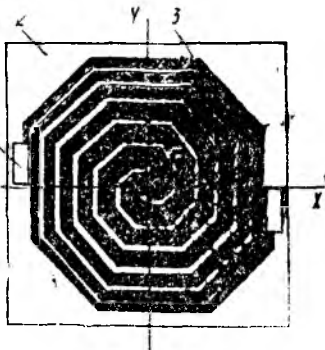


Рис. 3

Эффективность предлагаемого способа коррекции зонной характеристики видна на рис. 2, где представлены зонные характеристики датчика, рассчитанные по данной методике (1) и датчика без коррекции (2).

Термочувствительный элемент изготавливает в два приема: через одну маску напыляют звенья, расположенные горизонтально, через вторую — звенья, расположенные вертикально.

Заметим, что условие (2) выполняется лишь по осям x, y . В диагональных же направлениях оно не выполняется и эффективность коррекции зонной характеристики по этим направлениям ниже. Чтобы избежать этого, спираль целесообразно выполнить в виде восьмиугольника (рис. 3) или с большим числом углов, а в пределе в виде круглой бифилярной спирали с переменной шириной проводников.

Список литературы: 1. Кузьмичев В. М., Золотайкин и др. Компенсационный тонкопроводочный болометрический преобразователь мощности лазерного излучения // Измер. техника. 1987. № 5. С. 18—19. 2. Аверин А. П., Басов Н. Г., Глотов Е. П. и др. Универсальный технологический электроионизационный CO_2 -лазер // Изв. АН СССР. 1983. Т. 47, № 8. Сер. физическая. С. 1519—1526. 3. Дидык Л. С. Расчет зонных характеристик тонколеночного болометра // Радиотехника. 1988. Вып. 86. С. 53—56.

Поступила в редколлегию 14.02.90

УДК 621.317

В. Д. КУКУШ, канд. техн. наук, В. М. ОГРАНОВИЧ

ВЕРОЯТНОСТНАЯ ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТИ РАССОГЛАСОВАНИЯ ОКОНЕЧНОГО СВЧ-ВАТТМЕТРА

Относительная погрешность рассогласования оконечного СВЧ-ваттметра при измерении падающей мощности выражается формулой [1] $\Delta_{0\Gamma} = -|\Gamma_n|^2 + 2|\Gamma_n||\Gamma_r|\cos\varphi$ (1), где $|\Gamma_n|$, $|\Gamma_r|$ — модули коэффициентов отражения нагрузки и генератора, φ — фазовый угол, определяемый электрической длиной линии передачи и фазами коэффициентов отражения нагрузки и генератора.

При известных $|\Gamma_n|$, $|\Gamma_r|$, φ погрешность рассчитывают по (1). Однако из-за трудоемкости измерения φ , а также вследствие изменения этой величины по множеству измерений на различных частотах с различными источниками колебаний с различными длинами линий передачи, соединяющих источники с ваттметром, при оценивании погрешности полагают известными лишь $|\Gamma_n|$ и $|\Gamma_r|$, а для φ считают известными лишь пределы изменения: от 0 до π .

Тогда в этом случае записывают [1]

$$\Delta_{\text{оГ}} = \Delta_{\text{оГ}}^{(1)} + \Delta_{\text{оГ}}^{(2)} = -|\Gamma_{\text{н}}|^2 + 2|\Gamma_{\text{н}}||\Gamma_{\text{Г}}| \cos \varphi,$$

где $\Delta_{\text{оГ}}^{(1)} = -|\Gamma_{\text{н}}|^2$ — постоянная систематическая погрешность, исключаемая при известном $|\Gamma_{\text{н}}|$ введением поправки, зависящая только от ваттметра, $\Delta_{\text{оГ}}^{(2)} = 2|\Gamma_{\text{н}}||\Gamma_{\text{Г}}| \cos \varphi$ — переменная систематическая погрешность, зависящая не только от ваттметра, но и от источника и линии передачи.

При оценивании погрешности используют два подхода.

Первый состоит в том, что оценивают границы погрешности $\Delta_{\text{оГ}}^{(2)} = \pm 2|\Gamma_{\text{н}}||\Gamma_{\text{Г}}|$ (2). Второй подход состоит в том, что по множеству измерений с помощью ваттметра на разных частотах с разными источниками и линиями передачи величина φ рассматривается как случайная, распределенная равномерно в интервале $0 - \pi$. Тогда погрешность $\Delta_{\text{оГ}}^{(2)}$ должна рассматриваться также как случайная, распределенная в границах $\theta = \pm 2|\Gamma_{\text{н}}||\Gamma_{\text{Г}}|$ по закону арксинус [2]. Вероятность нахождения погрешности в некотором интервале $\pm \Delta_1$, можно представить как

$$P(-\Delta_1 \leq \Delta_{\text{оГ}}^{(2)} \leq +\Delta_1) = \frac{2}{\pi} \arcsin \frac{\Delta_1}{\theta}. \quad (3)$$

В настоящей работе предпринята попытка продвинуться дальше по пути вероятностей оценки погрешности рассогласования. Учтем, что по множеству измерений с помощью ваттметра изменяется не только φ , но и $|\Gamma_{\text{н}}|$ и $|\Gamma_{\text{Г}}|$. Кроме того считаем, что нецелесообразно измерение мощности обусловливать обязательным измерением частоты, φ , $|\Gamma_{\text{н}}|$, $|\Gamma_{\text{Г}}|$. Поэтому следует обособить характер изменения этих величин и в соответствии с ним оценить погрешность рассогласования.

Рассмотрим погрешность ваттметра, удовлетворяющего некому Т.Э. Предположим, что значение модуля коэффициента отражения нагрузки ваттметра в диапазоне волн лежит в пределах $0 - |\Gamma_{\text{н}}|_{\text{max}}$, где $|\Gamma_{\text{н}}|_{\text{max}}$ — предел допустимого значения $|\Gamma_{\text{н}}|$, а $|\Gamma_{\text{н}}|$ рассматривается как случайная величина, распределенная в этом интервале равномерно. При значениях $|\Gamma_{\text{н}}| > |\Gamma_{\text{н}}|_{\text{max}}$ прибор был бы забракован.

Такие рассуждения, в принципе, можно провести и в отношении $|\Gamma_{\text{Г}}|$. Тогда задачу вероятностной оценки погрешности рассогласования можно решать с помощью следующей математической модели: найти случайную $\Delta_{\text{оГ}}$ (функцию распределения, плотность вероятности): выражаемую (1), в предположении, что $|\Gamma_{\text{н}}|$ и $|\Gamma_{\text{Г}}|$ случайные величины, распределенные равномерно в интервале от 0 до $|\Gamma|_{\text{max}}$, а случайная величина φ распределена равномерно в пределах от 0 до π .

Для удобства расчетов представим $\Delta_{\text{оГ}}$ в следующем виде:

$$\Delta_{\text{оГ}} = |\Gamma_{\text{н}}|_{\text{max}} (-\gamma_{\text{н}}^2 + 2\alpha\gamma_{\text{н}}\gamma_{\text{Г}} \cos \varphi), \quad (4)$$

где

$$\alpha = |\Gamma_{\text{Г}}|_{\text{max}} / |\Gamma_{\text{н}}|_{\text{max}}, \quad \gamma_{\text{н}} = |\Gamma_{\text{н}}| / |\Gamma_{\text{н}}|_{\text{max}}, \quad \gamma_{\text{Г}} = |\Gamma_{\text{Г}}| / |\Gamma_{\text{Г}}|_{\text{max}}.$$

Случайные величины $\gamma_{\text{н}}$ и $\gamma_{\text{Г}}$ равномерно распределены на интервале [0, 1].

Выражение (4) можно представить в виде $\Delta_{ог} = \delta | \Delta_{ог} |_{\max}$ (5), где

$$\delta = -\gamma_n^2 + 2a\gamma_n\gamma_r \cos \varphi; \quad (6)$$

$$| \Delta_{ог} |_{\max} = | \Gamma_n |_{\max}^2 + 2 | \Gamma_n |_{\max} | \Gamma_r |_{\max}. \quad (7)$$

Таким образом, задача состоит в оценивании случайной величины δ при заданных значениях параметра a .

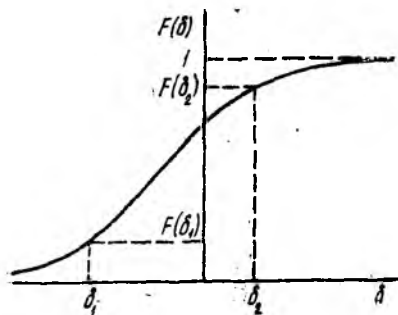


Рис. 1

Задача решалась численным методом: проведен расчет функции распределения, полностью характеризующей случайную величину δ . На рис. 1 условно показана функция распределения $F(\delta)$. Каждому значению δ_i соответствует $F(\delta_i)$ — вероятность того, что $\delta < \delta_i$. Доверительный интервал $\delta_2 - \delta_1$ соответствует доверительной вероятности $P(\delta_1 < \delta < \delta_2) = F(\delta_2) - F(\delta_1)$. Обычно нас будет интересовать симметричный интервал, т. е. когда $F(\delta_1) + F(\delta_2) = 0,5$.

При расчете непрерывные распределения $\gamma_n, \gamma_r, \varphi$ были аппроксимированы дискретными. Если разбить интервал значений, например, γ_n на n_n равных подинтервалов, то $i_n - 0,5/n_n$ будет серединой i_n подинтервала. То же можно сказать о γ_r и φ . Поэтому считаем, что γ_n принимает значения во множестве

$$\{i_n - 0,5/n_n, i_n = 1, \dots, n_n\};$$

γ_r — во множестве

$$\{i_r - 0,5/n_r, i_r = 1, \dots, n_r\};$$

а φ — во множестве

$$\{\pi(i_\varphi - 0,5)/n_\varphi, i_\varphi = 1, \dots, n_\varphi\},$$

причем все значения γ_n, γ_r и φ равновероятны.

Значения параметров выбраны следующим образом: $n_n = n_r = 30, n_\varphi = 40$. Функция распределения была вычислена в сорока точках простым подсчетом числа значений, лежащих левее δ_i .

Для расчета можно воспользоваться пакетом стандартных программ на языке Фортран. Результаты расчета представлены на рис. 2. Показаны шесть кривых $\delta = \delta(a)$, соответствующие шести значениям функции распределения: $F(\delta) = 0,025; 0,05; 0,1; 0,9; 0,95; 0,975$.

Кроме того, представлена кривая $\delta = \delta_{\max}(a)$, ограничивающая положительную границу погрешности. Кривая $\delta = \delta_{\min}(a)$, очерчивающая отрицательную границу погрешности, совпадает с осью абсцисс.

Рассмотрим пример использования результатов расчета. Пусть к. с. в. н. эквивалента нагрузки ваттметра $r = 1,3, | \Gamma_n | = 0,2$; положим $| \Gamma_r | = 0,2$, следовательно $a = 1$. Тогда

$$| \Delta_{ог} |_{\max} = | \Gamma_n |_{\max}^2 + 2 | \Gamma_n |_{\max} | \Gamma_r |_{\max} = 0,04 + 0,08 = 0,12.$$

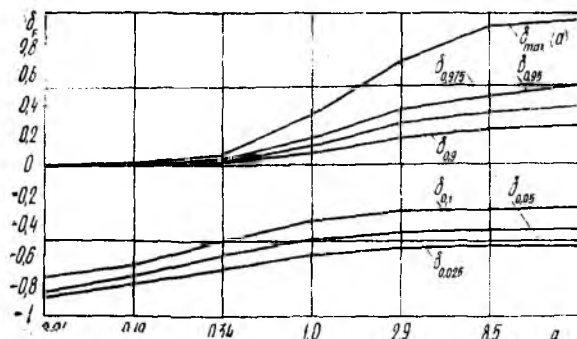


Рис. 2

Из рис. 2 для $a = 1$ допустим $P = 0,95$, находим $\delta_{0,95} = \delta_{0,975} - \delta_{0,925}$ и, воспользовавшись (5), имеем

$$\Delta_{ог} = |\Delta_{ог}|_{\max} \delta = 0,12 (+0,18 \div -0,6) = (+2,2 \div -7,2) \%$$

Если ввести поправку $c = 0,025P_{\text{изм}}$, то центрированная случайная погрешность составит $\Delta_{ог} = 4,7 \%$.

Сравним с результатами оценивания погрешности по предельным значениям $|\Gamma|$. Выразив из соотношения (3) Δ_1 , и положив $P = 0,95$, имеем

$$\Delta_1 = \theta_{\max} \sin\left(\frac{\pi}{2} P\right) = \pm 0,08 = \pm 8 \%$$

Здесь

$$\theta_{\max} = \pm 2 |\Gamma_{н}|_{\max} |\Gamma_{г}|_{\max}$$

Таким образом, различие в значениях интервала погрешностей весьма существенно — в 1,7 раза (8 % и 4,7 %).

Рассмотренный подход оценивания погрешности рассогласования представляется нам более обоснованным по сравнению с оцениванием, когда случайной величиной полагается только ϕ .

Дальнейшее повышение достоверности оценки погрешности рассогласования связан, по-видимому, с уточнением законов распределения $|\Gamma_{н}|$ и $|\Gamma_{г}|$ как случайных величин.

Вероятностный подход может быть распространен и на другие случаи оценивания систематических погрешностей, обусловленных взаимодействием отражений на СВЧ.

Список литературы: 1. Билько М. И., Томашевский А. К. Измерение мощности на СВЧ. М., 1986. 166 с. 2. Кукуш В. Д. Электрорадионизмерения. М., 1985. 364 с.

Поступила в редколлегию 14.03.90

МЕТОДИКА УЧЕТА ГРУБЫХ ПРОМАХОВ МНОГОДЕТЕКТОРНЫХ ИЗМЕРИТЕЛЕЙ ДЛИНЫ ВОЛНЫ

В связи с интенсивным развитием элементной базы миллиметрового диапазона, поиском новых типов линий передач для этого диапазона актуальной является задача определения дисперсионных характеристик волноводов как на этапе исследований, так и в конкретных технологических условиях производства [2; 3]. Возможным вариантом решения проблемы является использование многодетекторных измерителей длины волны в металлодиэлектрических и диэлектрических волноводах [1] (рис. 1), где с учетом специфики задачи определение длины волны производится относительно неподвижных отсчетных плоскостей исследуемого волновода

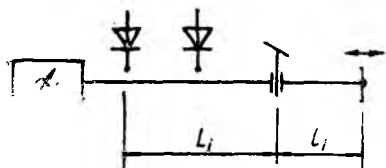


Рис. 1

при плавной перестройке электрической длины известного волновода $\lambda_{g\sim} = \lambda_b L_{12} / l_{21}$ (1), где λ_b — длина волны в известном волноводе, а при повторном измерении относительно дополнительной отсчетной плоскости, когда общая электрическая длина тракта изменяется на величину $q = -2l_{32} / \lambda_b + 2L_{23} / \lambda_g$ (2) путем округления до целого

числа $q^c = q + \Delta q$ (3) и подстановки в (2) удается определить длину волны в волноводе $\lambda_g = L_{23} \left(-\frac{l_{32}}{\lambda_b} + \frac{q^c}{2} \right)^{-1}$ с относительной погрешностью порядка $\delta \lambda_g \approx \frac{\Delta L_{23}}{T_{23}}$, где $T_{23} = L_2 - L_3$ — расстояние между отсчетными плоскостями при повторном измерении, выбираемое из условия $L_{23} \gg T_{12}$ (4); ΔL_{23} — абсолютная погрешность измерения расстояния L_{23} .

Предложенный метод является достаточно эффективным, когда имеется априорная информация о длине волны λ_g , а расстояние L_{12} соответствует условию $L_{12} < \frac{\lambda_g}{2}$. В других случаях в определении λ_g может появиться грубый промах $\Delta \lambda_g^n$, т. е.

$$\lambda'_g = \lambda_g \pm \Delta \lambda_g^n = L_{23} \left(-\frac{l_{32}}{\lambda_b} + \frac{q \pm q^n}{2} \right)^{-1},$$

что обусловлено ошибкой определения по формулам (1), (2) числа полуволн в тракте q^c на целое число $q' = q \pm q^n$ за счет погрешности измерения частотомера генератора $\Delta \lambda_b$ и определения соответствующих расстояний Δl_{ij} и ΔL_{ij} .

С учетом указанных погрешностей соотношение (3) можно переписать в виде

$$q = q^c \pm \Delta q = 2 \frac{(L_{27} \pm \Delta l_{23}) (l_{21} \pm \Delta l_{21})}{(\lambda_b \pm \Delta \lambda_b) (L_{12} \pm \Delta L_{12})} - 2 \frac{l_{32} \pm \Delta l_{32}}{\lambda_b \pm \Delta \lambda_b}, \quad (5)$$

где q^e определяется из (5) при $\Delta L_{ij} = \Delta l_j = \Delta \lambda_b = 0$. Учитывая (4), из последнего выражения можно получить, что $L_{23}/L_{12} = q/V$ (6), где $V = 2l_{21}/\lambda_b$ — параметр, известный из измерений, а также $L_{23} \approx q\lambda_b/2$ (7). Принимая во внимание, что l_{ij} — случайная величина, можно считать, что $\delta l_{21} = \delta l_{32} = \delta l$, а влияние погрешностей δl_{ij} и $\Delta \lambda_b$ на величину q можно учесть множителем

$$R_m = \frac{1 \pm \delta l}{1 \pm \delta \lambda_b}. \quad (8)$$

Тогда из соотношений (5) — (8) после несложных преобразований получаем

$$q = R_m \left[q^e + q \frac{(1 - q/V) \delta L_{23}}{1 + q \delta L_{23}/V} \right]. \quad (9)$$

Очевидно, грубый промах отсутствует, если $\Delta q = |q - q^e| < 0,5$ и в соответствии с (9) на погрешность δL_{23} накладываются условия

$$(\pm \delta L_{23})_1 < \frac{-0,5R_m + qR_m - q}{0,5R_mq/V - 2R_mq^2/V + q^2/V + qR_m}; \quad (10)$$

$$(\pm \delta L_{23})_2 < \frac{-0,5R_m - qR_m + q}{0,5R_mq/V + 2R_mq^2/V - q^2/V + qR_m}. \quad (11)$$

Численный эксперимент с использованием двух последних соотношений показывает, что при оценке погрешности множителем $R_m > 1$, допустимая величина δL_{23} определяется по формуле (10). На рис. 2, 3

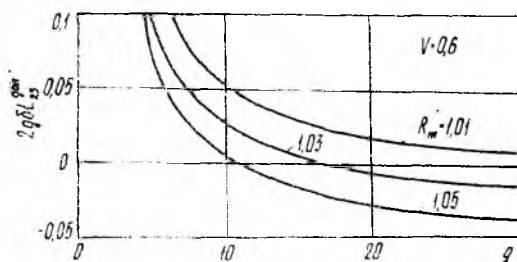


Рис. 2

представлены расчетные зависимости для различных R_m и V , найденные по (10).

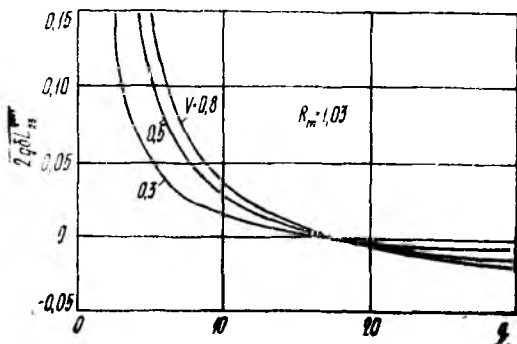


Рис. 3

Учитывая, что для конкретной длины волны соотношение $\frac{\Delta L}{\lambda_g} = \text{const}$, то из (10) можно определить зависимость максимально возможной разности электрических длин тракта q_m , соответствующей предельно допустимой погрешности $\delta L_{23}^{\text{доп}}$, от величины ΔL

$$q_m = \frac{R_m \Delta L (V + 0,5) + 2L_{12}}{4(R_m - 1)L_{12} + \Delta L(2R_m - 1)}$$

В том случае, когда $\Delta L \ll L_{12}$, можно записать упрощенное условие для q_m $q_m \approx R_m/2(R_m - 1)$, которое не зависит от V (на рис. 3 при $R_m = 1,03$ все кривые пересекаются в одной точке на оси q , соответствующей q_m).

Расстояние между отсчетными плоскостями при повторном измерении следует выбирать из условия $q < q_m$. Из работы [1] известно, что $\delta \lambda_g$ уменьшается с ростом q . Однако, при $q \leq q_m$ и $\Delta L = 0$ в измерениях может появиться грубый промах. Оптимальным будет условие выбора рассогнания q как $q = (0,5 \div 0,7) q_m$.

Предложенная методика позволяет при соответствующем выборе отсчетных плоскостей исключить появление грубых промахов, а также осуществлять оценку корректности проводимых измерений.

Список литературы: 1. Кондрашихин А. Б., Плоткин А. Д., Саламатин В. В. Измерение дисперсионных характеристик полосковых металлодиэлектрических волноводов // Радиотехника. 1988. Вып. 86. С. 91—95 2. Кондрашихин А. Б. Автоматизированный контроль дисперсионных свойств открытых волноводов КВЧ диапазона // Системы контроля параметров электронных устройств и приборов. М.: 1989. С. 11—12. 3. Кондрашихин А. Б. Коррекция случайной погрешности измерения длины волны в металлодиэлектрическом волноводе // Методы и модели интенсификации производства. К., 1988. С. 130—134.

Поступила в редколлегию 24.11.89

УДК 621.3.049

В. Н. БЫКОВ, канд. техн. наук, А. С. ВИЛЬЧИНСКИЙ,
Н. Г. ЛОТОХ, канд. техн. наук

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДА КОНТРОЛЯ МИКРОСХЕМ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭЛЕКТРОТЕПЛОВОЙ АНАЛОГИИ

В работе [1] предложен неразрушающий метод контроля интегральных микросхем (ИС), основанный на периодическом нагреве основания корпуса ИС под кристаллом и измерении разности фаз $\Delta\phi$ между колебаниями (в квазистационарном режиме) температур кристалла и основания корпуса ИС. При этом изменения температуры кристалла контролируются с помощью температурно-чувствительного параметра ИС, например, прямого падения напряжения на одном из $p - n$ переходов микросхемы.

С целью оценки влияния параметров источника нагрева, конструкции ИС и дефектов сборки на измеряемую разность фаз $\Delta\phi$, рассмотрим приближенную модель нестационарного теплопереноса

в конструкции микросхемы при периодическом нагреве ее корпуса.

При математической постановке задачи сделаем ряд допущений: тепловой поток, распространяющийся от основания корпуса в кристалл ИС, одномерный; теплофизические характеристики материалов, входящих в расчетную модель ИС, изотропны и постоянны в исследуемом диапазоне температур; влиянием выводов ИС на температурное поле микросхемы можно пренебречь.

В этом случае расчетная модель ИС представляет собой трехслойную стенку, состоящую из разнородных элементов M_i , $i = 1, 2, 3$, каждый из которых характеризуется толщиной слоя d_i и определенными теплофизическими параметрами: теплопроводностью λ_i , теплоемкостью c_i , плотностью ρ_i и температуропроводностью $a_i = \frac{\lambda_i}{c_i \rho_i}$. Значения этих параметров для расчетной модели ИС сведены в табл. 1

Таблица 1

Характеристика слоев Номер слоя	d , мм	λ , $\frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot ^\circ\text{C}}$	c , $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot ^\circ\text{C}}$	ρ , $\frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$	a , $\frac{\text{м}^2}{\text{с}}$
1	0,15	18,2	460	8300	$4,4 \cdot 10^{-6}$
2	$6 \cdot 10^{-3}$	150	130	18760	$6,15 \cdot 10^{-6}$
3	0,4	120	745	2330	$7,17 \cdot 10^{-6}$

и соответствуют ИС 133 ЛБ1. Принимая, что отвод тепла от кристалла к крышке ИС и далее в теплоотвод осуществляется конвекцией с коэффициентом α , зададим на правой стенке расчетной модели ИС при $x = x_3$ граничные условия третьего рода

С учетом сделанных допущений процесс теплопереноса в расчетной модели ИС при периодическом нагреве ее корпуса описывается системой дифференциальных уравнений [2]:

$$a_i \frac{\partial^2 T_i(x, t)}{\partial x^2} = \frac{\partial T_i(x, t)}{\partial t} \quad (1)$$

при $t > 0$ и $0 < x < x_1$; $x_1 < x < x_2$; $x_2 < x < x_3$, где $i = 1, 2, 3$ — номер слоя.

В местах соединения разнородных материалов (M , $i = 1, 2, 3$) выполняются граничные условия четвертого рода

$$\lambda_i \frac{\partial T_i(x, t)}{\partial x} = \lambda_{i+1} \frac{\partial T_{i+1}(x, t)}{\partial x}; \quad (2)$$

при

$$t > 0 \text{ и } x = x_1; \quad x = x_2; \quad T_i(x, t) = T_{i+1}(x, t); \quad i = 1, 2.$$

На внешних поверхностях основания корпуса и кристалла ИС граничные условия формулируются в виде

$$\begin{aligned} T_1(0, t) &= T_0 \cos \omega t, \quad x = 0 \text{ и } t > 0; \\ -\lambda_3 \frac{\partial T_3(x, t)}{\partial x} &= \alpha [T_3(x, t) - T_{\text{оп}}], \quad x = x_3 \text{ и } t > 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где $T_0 = \text{const}$; $\omega = 2\pi f$ — круговая частота колебаний температуры основания корпуса ИС; $T_{\text{ср}}$ — температура окружающей среды.

Начальное распределение температуры в расчетной модели ИС принимается равномерным $T(x, 0) = T_{\text{ср}}$; $0 \leq x \leq x_3$ и $t = 0$ (5).

Краевая задача теплопроводности (1) — (5), моделирующая процесс контроля ИС методом тепловых волн, может быть решена различными способами. Однако, исходя из необходимости получить зависимости, связывающие разность фаз колебаний температур граничных точек расчетной модели ($x=0$ и $x=x_3$) с теплофизическими характеристиками и геометрическими размерами материалов, данную задачу целесообразно решать путем моделирования на электрических сетках с сосредоточенными параметрами. Возможность такого моделирования основана на факте аналогичности уравнения Кирхгофа для разветвленной электрической цепи и уравнения теплопроводности в конечно-разностной форме [2].

Представляя каждый из трех слоев расчетной конструкции ИС в виде участка электрической цепи приходим к RC схеме (рис. 1). Электрическое сопротивление R_4 (см. рис. 1) моделирует термическое сопротивление поверхности кристалла при $x=x_3$.

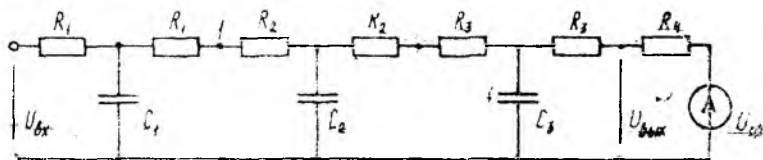


Рис. 1

На основании первого закона Кирхгофа для узла j запишем
$$i_c = c \frac{\partial u_j}{\partial t_j} = i_{\text{вх}} - i_{\text{вых}} = \frac{u_{j-1} - u_j}{R} - \frac{u_j - u_{j+1}}{R} = \frac{1}{R} (u_{j+1} - 2u_j + u_{j-1}). \quad (6)$$

Здесь t_j — время протекания электрического процесса. Обозначая $u = m_u \cdot \varepsilon$, $t_j = m_{t_j} \cdot \tau_j$, где m_u и m_{t_j} — масштабные коэффициенты, имеющие размерность потенциала и времени, ε — относительная (безразмерная) величина электрического потенциала, а τ_j — относительная (безразмерная) величина времени электрического процесса, получим

$$\frac{\partial \varepsilon_j}{\partial \tau_j} = \frac{m_{t_j}}{RC} (\varepsilon_{j+1} - 2\varepsilon_j + \varepsilon_{j-1}). \quad (7)$$

Аппроксимируя частную производную второго порядка по координате в узле j разностным отношением [2], преобразуем уравнения (1) к виду

$$\frac{\partial T_j}{\partial t} = \frac{a}{h^2} (T_{j+1} - 2T_j + T_{j-1}), \quad (8)$$

где $2h$ — толщина i -го слоя; $i = 1, 2, 3$. Обозначая $T = m_T \cdot \theta$ и $t = m_t \cdot \tau$, где m_T и m_t масштабные коэффициенты, имеющие размер-

ность температуры и времени; θ — относительная величина температуры; τ — относительная величина времени теплового процесса, представим уравнение теплопроводности в безразмерной форме

$$\frac{\partial \theta_j}{\partial \tau} = \frac{m_j \cdot a}{h^2} (\theta_{j+1} - 2\theta_j + \theta_{j-1}). \quad (9)$$

Чтобы RC звено адекватно моделировало одномерный процесс теплопереноса в твердом теле, в соответствии с теорией подобия [2], необходимо выполнить условие равенства коэффициентов в (7) и (9)

$$\frac{m_{t3}}{RC} = \frac{m_t \cdot a}{h^2}. \quad (10)$$

Полагая $m_{t3} = m_t$, получаем

$$RC = \frac{h^2}{a}. \quad (11)$$

Аналогичным образом из граничного условия (4) найдем соотношение для величины сопротивления резистора R_4 (см. рис. 1)

$$R_4 = \frac{\gamma}{\alpha \cdot h} \cdot R_3. \quad (12)$$

Граничное условие первого рода (3) эквивалентно для схемы на рис. 1 заданию входного напряжения $u_{вх} = u_0 \cos \omega t$ (13). Преобразуем схему на рис. 1 к виду, представленному на рис. 2, учитывая, что

$$r_1 = R_1; r_2 = R_1 + R_2; r_3 = R_2 + R_3; r_4 = R_3; r_5 = R_4. \quad (14)$$

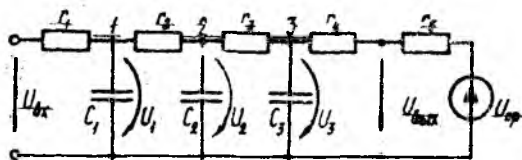


Рис. 2

Величины r, C можно определить по известным теплофизическим характеристикам расчетной модели ИС, используя данные табл. 1 и формулы пересчета (11), (12), (14).

Положив $A_1 = \omega C_1$; $A_2 = \omega C_2$; $A_3 = \omega C_3$ и учитывая, что $r_5 \gg r_1$, r_2, r_3, r_4 методом узловых напряжений [3] получим выражение для комплексного коэффициента передачи rC схемы по напряжению

$$\dot{K} = \{ [1 - A_1 A_2 r_1 r_2 - A_1 A_3 r_1 (r_2 + r_3) - A_2 A_3 r_3 (r_1 + r_2)] + j [A_1 r_1 + A_2 (r_1 + r_2) + A_3 (r_1 + r_2 + r_3) - A_1 A_2 A_3 r_1 r_2 r_3] \}^{-1}. \quad (15)$$

Отсюда найдем выражение для тангенса сдвига фаз выходного напряжения относительно входного

$$\lg \varphi_u = \frac{A_1 A_2 A_3 r_1 r_2 r_3 - A_1 r_1 - A_2 (r_1 + r_2) - A_3 (r_1 + r_2 + r_3)}{1 - A_1 A_2 r_1 r_2 - A_1 A_3 r_1 (r_2 + r_3) - A_2 A_3 r_3 (r_1 + r_2)}; \quad (16)$$

и модуля комплексного коэффициента передачи rC схемы по напряжению

$$K = \frac{u_{\text{вых}}}{u_{\text{вх}}} = \{[1 - A_1 A_2 r_1 r_2 - A_1 A_3 r_1 (r_2 + r_3) - A_2 A_3 r_3 (r_1 + r_2)]^2 + [A_1 r_1 + A_2 (r_1 + r_2) + A_3 (r_1 + r_2 + r_3) - A_1 A_2 A_3 r_1 r_2 r_3]^2\}^{-\frac{1}{2}} \quad (17)$$

Из (15) определим частоты входного сигнала f , на которых φ_n равен 90 и 180°. Приравнивая по очереди вещественную и мнимую части выражения (15) нулю, имеем

$$f_{90^\circ} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{[C_1 C_2 r_1 r_2 + C_1 C_3 r_1 (r_2 + r_3) + C_2 C_3 r_3 (r_1 + r_2)]^{-1}}; \quad (18)$$

$$f_{180^\circ} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{C_1 r_1 + C_2 (r_1 + r_2) + C_3 (r_1 + r_2 + r_3)}{C_1 C_2 C_3 r_1 r_2 r_3}}. \quad (19)$$

Представляет интерес анализ полученных выражений (16) — (19) в зависимости от наличия и характера дефектов сборки ИС, ухудшающих внутреннее тепловое сопротивление R_{nk} микросхемы. Величина R_{nk} для расчетной модели ИС определяется суммой термических сопротивлений ее слоев [2]

$$R_{nk} = \sum_{i=1}^3 \frac{d_i}{\lambda_i}, \quad (20)$$

где толщины d_i и теплопроводности λ_i слоев приведены в табл. 1. Исходя из этого, наличие дефектов сборки ИС, ухудшающих внутреннее тепловое сопротивление, можно моделировать уменьшая одновременно λ_i всех трех слоев расчетной модели ИС, что учитывая (12), эквивалентно такому же увеличению R_1 , R_2 , R_3 или C_1 , C_2 , C_3 в RC цепи, изображенной на рис. 1. Средняя величина R_{nk} для бездефектной ИС 133ЛБ1, как показали измерения, равна 10°С/Вт.

Моделируя таким образом дефекты сборки микросхем, по формулам (18), (19) вычислим частоты, на которых сдвиг фаз φ_n выходного напряжения относительно входного равен 90 и 180°. Расчетные значения φ_n при заданных величинах f и R_{nk} приведены в табл. 2.

Таблица 2

R_{nk}	10° Вт	20° Вт	30° Вт	40° Вт	50° Вт
90°	30 Гц	15 Гц	10 Гц	7,5 Гц	6 Гц
180°	13,2 кГц	6,6 кГц	4,4 кГц	3,3 кГц	2,6 кГц

Зависимости коэффициента передачи rC цепи (см. рис. 2) от частоты f , рассчитанные по формуле (17) для различных R_{nk} , пред-

даны на рис. 3. Из этих графиков применительно к контролю
 систем следует, что с увеличением частоты f нагрева корпуса
 амплитуды колебаний температуры кристалла резко умень-

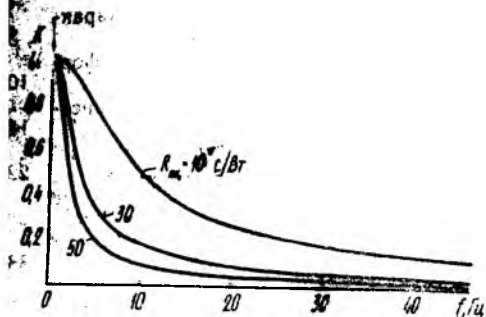


Рис. 3

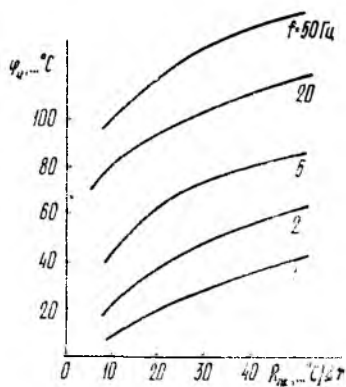


Рис. 4

шается, особенно для дефектных образцов. На рис. 4 приведены зависимости разности фаз ψ_n от величины R_{th} при различных частотах f . Расчеты выполнялись по формуле (16).

Список литературы: 1. А. с. 1012161 (СССР), МКИ³ G01R31/26. Способ контроля качества соединений элементов конструкции полупроводниковых приборов / И. С. Данилин, Ю. И. Загоревский, В. Ф. Кравченко и др. // Открытия, изобретения. 1983. 2. Ильченко О. Т. Расчеты теплового состояния конструкций. 1979. 168 с. 3. Бессонов Л. А. Основы электротехники М., 1967. 776 с

Поступила в редакцию 19.05.89

Горбенко И. Д., Замула А. А., Родионов С. В. Построение систем характеристических дискретных сигналов с улучшенными свойствами	3
Горбенко И. Д., Замула А. А., Кулешов В. Л. Программные средства формирования нелинейных последовательностей над конечными полями	10
Сныткин И. И. Генерирование имитостойких последовательностей дискретно-частотных сигналов	14
Лосев М. Ю., Рысвачев А. Н. Синтез группового многоканального сигнатурного анализатора	22
Сытник О. В. Процедура сегментации изображений при боковом обзоре поверхности Земли	28
Второв Е. П., Дидык Л. С., Дидык С. Л. Проектирование оптимальных алгоритмов диагностирования РЭС	33
Петров В. А., Цветкова В. С. Физические модели обратного рассеяния волн в турбулентной атмосфере	37
Шульга С. Н. Двумерная задача рассеяния H -поляризованной волны на цилиндрическом включении, расположенном на границе раздела сред	45
Волосюк В. К., Пономарев В. И., Удалов С. И. Исследование влияния свойств шероховатой границы раздела произвольных диэлектрических сред на характеристики рассеянных полей	50
Дорошенко В. А. Возбуждение магнитным радиальным диполем конуса с продольными щелями	54
Быков В. Н., Почтаренко В. М., Тимофеев В. Г. Численный метод конструктивного синтеза бифокальных линз	61
Шокало В. М. Анализ и проектирование схем сбора мощности постоянного тока ректенн. Сообщение 1. КПД схем сбора с последовательным или параллельным соединением приемно-выпрямительных элементов по постоянному току	67
Лучанинов А. И., Нарыжная В. В., Шокало В. М., Щербина А. А. Анализ и проектирование схем сбора мощности постоянного тока ректенн. Сообщение 2. Способы повышения КПД схемы сбора, основанные на выравнивании по апертуре ректенны распределения ЭДС или токов приемно-выпрямительных элементов	73
Коцаревская И. В. Влияние параметров заполнения на дисперсию H -волн в сложнокомпозиционном цилиндрическом волноводе	78
Гордиенко Ю. Е., Бородин Б. Г., Криворучко В. И. Возмущение H_{01n} -мод цилиндрического резонатора аксиально расположенным фотопроводящим полупроводниковым диском	82
Дмитриев В. М., Офицеров М. Н., Пренцлау Н. Н. Определение поверхностного сопротивления материалов резонаторным методом	91
Пироженко В. К., Шабанов Н. Г. Расчет параметров радиопоглощающих материалов с периодической структурой	96
Сухоivanов И. А., Щербатко И. В. К расчету передаточных характеристик волоконно-оптической линии с СВЧ-поднесущей	100
Валарик Г. Г., Третьякова С. С., Черняков Э. И. Металлизированные волоконно-оптические структуры	104
Закуренко О. Е., Кузьмичев В. М. Измеритель малых уровней мощности оптического излучения	110
Дидык Л. С. Коррекция зонной характеристики болометрического широкоапертурного датчика контроля мощности технологических лазеров	112
Кукучи В. Д., Огранович В. М. Вероятностная оценка погрешности рассогласования оконечного СВЧ-ваттметра	116
Кондрашихин А. Б., Щербатов И. Ю. Методика учета грубых промахов многодетекторных измерителей длины волны	120
Быков В. Н., Вильчинский А. С., Лотох Н. Г. Исследование метода контроля микросхем с использованием электротепловой аналогии	122