

## НАПРАВЛЕННЫЕ ОТВЕТВИТЕЛИ НА П-ВОЛНОВОДАХ

*В. М. Дмитриев, Н. В. Ляпунов, В. М. Седых*

В последнее время в печати появилось значительное число работ, посвященных исследованию различных устройств на Н- и П-волноводах, в том числе и направленных ответвителей [1, 2]. Поэтому нам представляется целесообразным опубликовать результаты исследований широкополосных направленных ответвителей, проведенных в Харьковском госуниверситете в 1961—1962 гг. и явившихся логическим продолжением предыдущих работ по исследованию Н- и П-волноводов [3, 4, 5].

Ниже приводятся результаты теоретического и экспериментального исследования направленных ответвителей на П-волноводах.

### 1. Отверстие связи в стенке волновода бесконечной длины

Рассмотрим волновод бесконечной длины, который возбуждается в некоторой точке  $z = z_0$ , принятой за начало координат. Тогда в волноводе распространяются две волны — одна влево, а другая вправо от точки  $z = z_0$ . Каждая из этих волн содержит все нормальные типы волн. Одни из них распространяются без затухания, другие затухают по экспоненте.

Общие выражения для волн типа  $H$ , распространяющихся вправо и влево от  $z = z_0$ , представленные через последовательность нормальных типов, имеют вид [6]:

$$\begin{aligned} E_t &= \sum_m A_m E_{mt} e^{-\gamma_m z} & E_t &= \sum_m B_m E_{mt} e^{+\gamma_m z} \\ H_t &= -\sum_m A_m H_{mt} e^{-\gamma_m z} & H_t &= \sum_m B_m H_{mt} e^{+\gamma_m z} \\ H_z &= j \sum_m A_m H_{mz} e^{-\gamma_m z} & H_z &= j \sum_m B_m H_{mz} e^{+\gamma_m z}. \end{aligned} \quad (1)$$

$z > z_0$   $z < z_0$ .

Здесь  $E_t$  и  $H_t$  — поперечные,  $H_z$  — продольная компонента полей;  $A_m$  и  $B_m$  — амплитудные коэффициенты волны номера  $m$ ;  $E_{mt}$ ,  $H_{mt}$  и  $H_{mz}$  — действительные величины, описывающие распределение поля волны номера  $m$  в поперечном сечении П-волновода, а  $\gamma_m$  — постоянная распространения в волноводе.

Х. А. Бете показал [7], что для волновода, возбуждаемого через отверстие, линейные размеры которого малы по сравнению с длиной волны, коэффициенты  $A_m$  и  $B_m$  определяются выражениями:

$$A_m = \frac{jk}{2S_m} (M_1 H_{mx} H_{ox} + M_2 H_{mz} H_{oz} - P E_{mt} E_{ot}), \quad (2)$$

$$B_m = \frac{jk}{2S_m} (-M_1 H_{mx} H_{ox} + M_2 H_{mz} H_{oz} - P E_{mt} E_{ot}). \quad (3)$$

В этих выражениях:  $k = \frac{2\pi}{\lambda_0}$  — постоянная распространения в свободном пространстве;  $S_m$  — величина, пропорциональная вектору Умова—Пойнтинга. Индекс 0 относится к возбуждающему полю в первичном волноводе, которое существовало бы в точке, соответствующей центру отверстия при отсутствии последнего. Индекс  $m$  относится к возбуждаемому полю в центре отверстия;  $E_{mn}$  и  $E_{on}$  — соответственно компоненты возбуждаемого и возбуждающего полей, нормальные к плоскости отверстия.

Положительным направлением считается направление от возбуждающего к возбуждаемому полю:  $M_1$  и  $M_2$  — главные магнитные поляризации отверстия, оси симметрии которых предполагаются параллельными осям  $OX$  и  $OY$  соответственно;  $P$  — электрическая поляризация отверстия  $M_1$ ;  $M_2$  и  $P$  имеют размерность объема.

В случае круглого отверстия радиуса  $r$

$$M_1 = M_2 = \frac{4}{3}r^3; \quad P = \frac{2}{3}r^3. \quad (4)$$

Если отверстие имеет форму линейной щели длиной  $2L$  и шириной  $2W$ , то его можно рассматривать как эллипс с большим эксцентриситетом. Тогда большая полуось равна  $L$ , а малая —  $W$ . В этом случае

$$M_1 = \frac{\pi}{3} \frac{L^3}{\ln \left( \frac{4L}{W} \right) - 1}; \quad M_2 = P = \frac{\pi}{3} L \cdot W^2. \quad (5)$$

Поляризация отверстия характеризует свойства отверстия и остается неизменной при всех обстоятельствах. Свойства отверстий не могут быть охарактеризованы емкостью или индуктивностью. Действие отверстия может быть емкостным или индуктивным в зависимости от распределения поля. Поляризация же отверстия не зависит от поля.

Наиболее отличительной особенностью уравнений (2) и (3) является несимметричность возбуждения. Амплитуды  $A_m$  и  $B_m$  в общем случае неодинаковы, т. е. мощность колебаний, распространяющихся в противоположных направлениях, различна. Различие это зависит от возбуждающего поля, поляризации отверстий, расположения отверстий и типа волны.

В дальнейшем нас будет интересовать только волна  $H_{10}$ . В этом случае имеем:

$$A_1 = \frac{jk}{2S_1} [M_1 H_{1x} H_{ox} + M_2 H_{1z} H_{oz} - P E_{1n} E_{on}] \quad (6)$$

$$B_1 = \frac{jk}{2S_1} [-M_1 H_{1x} H_{ox} + M_2 H_{1z} H_{oz} - P E_{1n} E_{on}],$$

где

$$S_1 = \int_{\sigma} [\vec{E}\vec{H}] \vec{n} d\sigma.$$

$$A_1 = \frac{jk}{2S_1} [M_1 H_{1x} H_{ox} F_{n_1} + M_2 H_{1z} H_{oz} F_{n_2} - P E_{1n} E_{on} F_e]$$

$$B_1 = \frac{jk}{2S_1} [-M_1 H_{1x} H_{ox} F_{n_1} + M_2 H_{1z} H_{oz} F_{n_2} - P E_{1n} E_{on} F_e], \quad (6a)$$

где  $F_{n_1}$ ,  $F_{n_2}$ ,  $F_e$  — экспоненциальные множители вида:

$$e^{-2\pi \sqrt{\left(\frac{1}{\lambda_c}\right)^2 - \left(\frac{1}{\lambda_0}\right)^2} \cdot t},$$

определяемые в каждом конкретном случае [8]. Здесь  $\lambda_c$  — критическая длина волны волновода, размеры которого равны размерам отверстия;  $t$  — толщина общей стенки волновода.

Как уже указывалось,  $A_1$  и  $B_1$  — амплитуды основной волны, распространяющейся во вторичном волноводе в прямом и обратном направлениях соответственно. Если возбуждающий и возбуждаемый волноводы связаны через одно или несколько отверстий таким образом, что  $A_1$  отлично от  $B_1$ , то такое устройство будет иметь направленные свойства.

Направленность такого устройства определяется как

$$D = 10 \lg \left| \frac{A}{B_1} \right|^2 \delta \delta. \quad (7)$$

Переходное ослабление

$$C = 10 \lg \left| \frac{A}{A_1} \right|^2 \delta \delta, \quad (8)$$

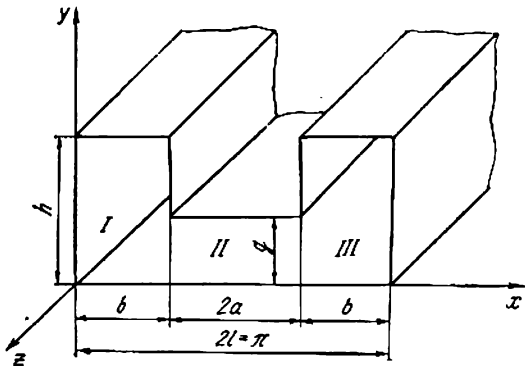


Рис. 1.

где  $A$  — амплитуда волны в основном волноводе.

Прежде чем перейти к расчету направленных ответвителей на П-волноводах, найдем выражение для  $S_1$  в П-волноводе:

$$S_1 = \int_0^h \int_0^b [E_1 H_1] dx dy + \int_0^g \int_b^{g+2a} [E_{II} H_{II}] dx dy + \int_0^h \int_{b+2a}^{2l} [E_{III} H_{III}] dx dy, \quad (9)$$

где  $E_i, H_i, i = 1, 2, 3$  — поперечные составляющие электрического и магнитного полей в областях I, II, III (рис. 1).

Известно, что компоненты поля волны  $H_{10}$  в трех областях П-волновода могут быть записаны в первом приближении следующим образом [4]:

Область I	Область II
$0 \leq x \leq b;$	$b \leq x \leq b + 2a;$
$H_x = -j \frac{\gamma}{\kappa} A \frac{g \cos \kappa a}{h \sin \kappa b} \cdot \sin \kappa x;$	$H_x = -j \frac{\gamma}{\kappa} A \cos [\kappa (x - l)];$
$H_z = -\frac{g}{h} A \frac{\cos \kappa a}{\sin \kappa b} \cdot \cos \kappa x; \quad (10)$	$H_z = A \sin [\kappa (x - l)]; \quad (11)$
$E_y = j \frac{kg}{\kappa h} A \frac{\cos \kappa a}{\sin \kappa b} \cdot \sin \kappa x;$	$E_y = j \frac{k}{\kappa} A \cos [\kappa (x - l)];$

Область III

$b + 2a \leq x \leq 2l;$

$$H_x = -j \frac{\gamma}{\kappa} A \frac{g \cos \kappa a}{h \sin \kappa b} \cdot \sin [\kappa (x - 2l)];$$

$$H_z = \frac{g}{h} A \frac{\cos \kappa a}{\sin \kappa b} \cdot \cos [\kappa (x - 2l)]; \quad (12)$$

$$E_y = j \frac{k}{\kappa} \frac{g}{h} A \frac{\cos \kappa a}{\sin \kappa b} \cdot \sin [\kappa (x - 2l)].$$

После интегрирования (9) с учетом (10), (11) и (12) получим

$$S_1 = \frac{k\gamma}{x^2} A^2 \left[ \frac{g \cos^2 \chi a}{h \sin^2 \chi b} \left( b - \frac{\sin 2\chi b}{2\chi} \right) + g \left( a + \frac{\sin 2\chi a}{2\chi} \right) \right], \quad (13)$$

здесь  $\chi = \frac{2\pi}{\lambda_c}$  — критическое волновое число.

В дальнейшем будем предполагать, что возбуждаемый и возбуждающий П-волноводы имеют одинаковые размеры.

## 2. Ответитель Бете на П-волноводе

Ответитель Бете представляет собой два волновода, связанные одним круглым отверстием в центре общей широкой стенки (рис. 2). В общем случае волноводы могут быть направлены под углом  $\theta$  друг к другу. Ввиду того, что отверстие находится в центре П-волноводов,  $H_z = 0$ . С учетом всего вышесказанного выражение (6а) запишется в виде:

$$A_1 = \frac{jk}{2S_1} [M_1 H_{1y} H_{0x} \cos \theta \cdot F_H(t) - P E_{1n} E_{0n} F_e(t)];$$

$$B_1 = \frac{jk}{2S_1} [-M_1 H_{1x} H_{0x} \cos \theta \cdot F_H(t) - P E_{1n} E_{0n} F_e(t)]. \quad (14)$$

Так как отверстие радиуса  $r$  находится в центре, т. е. в области II (рис. 1), то нужно воспользоваться выражениями (11). Подставляя (11) и (4) в (14), находим:

$$A_1 = -j \frac{kA^2}{2S_1} P \frac{\gamma^2}{x^2} \cos \theta \cdot F_H(t) \left[ 2 - \frac{k^2}{\gamma^2 \cdot \cos \theta} \cdot \frac{F_e(t)}{F_H(t)} \right];$$

$$B_1 = j \frac{kA^2}{2S_1} P \frac{\gamma^2}{x^2} \cos \theta \cdot F_H(t) \left[ 2 + \frac{k^2}{\gamma^2 \cdot \cos \theta} \cdot \frac{F_e(t)}{F_H(t)} \right]. \quad (15)$$

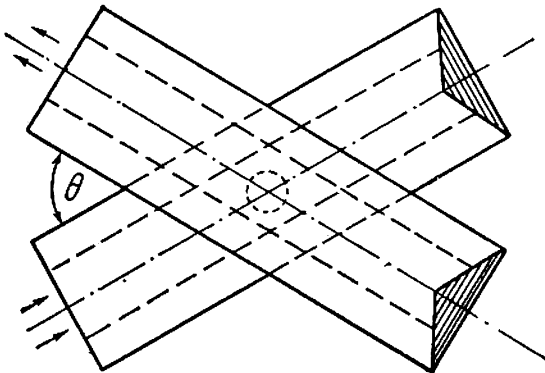


Рис. 2.

Из полученных выражений видно, что  $A_1$  — амплитуду  $H$ -волны, распространяющейся в прямом направлении в возбуждаемом волноводе, можно обратить в нуль, т. е. может быть достигнута совершенная направленность. Для этого необходимо выполнить условие

$$1 = \frac{\lambda_g^2}{2\lambda_0^2 \cos \theta} \cdot \frac{F_e(t)}{F_H(t)}. \quad (16)$$

Используя выражения для  $A_1$  и  $B_1$  из (15) и предполагая, что в основном волноводе распространяется волна единичной амплитуды  $A = 1$ , получим выражение для направленности и переходного ослабления такого ответителя:

$$D = 20 \lg \left| \frac{\cos \theta + \frac{\lambda_g^2}{2\lambda_0^2} \frac{F_e(t)}{F_H(t)}}{\cos \theta - \frac{\lambda_g^2}{2\lambda_0^2} \frac{F_e(t)}{F_H(t)}} \right| \text{ дБ}, \quad (17)$$

$$C = -20 \lg \left| \frac{jk}{2S_1} \frac{2}{3} r^3 \frac{\lambda_c^3}{\lambda_g^3} \cos \theta F_H(t) \left[ 2 + \frac{\lambda_g^2}{\lambda_0^2 \cos \theta} \frac{F_e(t)}{F_H(t)} \right] \right| \text{ дБ}, \quad (18)$$

где

$$F_E(t) = e^{-2\pi \sqrt{\left(\frac{1}{\lambda_{cE_{01}}}\right)^2 - \left(\frac{1}{\lambda_0}\right)^2} \cdot t}$$

и

$$F_H(t) = e^{-2\pi \sqrt{\left(\frac{1}{\lambda_{cH_{11}}}\right)^2 - \left(\frac{1}{\lambda_0}\right)^2} \cdot t},$$

так как круглое отверстие связи можно рассматривать как отрезок круглого волновода, в котором возбуждаются волны  $E_{01}$  и  $H_{11}$ .

Из (17) видно, что выбором угла  $\theta$  и размеров отверстия связи направленность  $D$  можно обратить в бесконечность. Однако следует иметь в виду, что из-за приближенности расчета на практике получается конечная величина направленности.

Ответвитель Бете удобен в изготовлении. В нем отсутствуют волноводные повороты. Круглое отверстие легко выполнимо. Ответвитель получается небольшим по величине. Отметим, что при стремлении размеров П-волноводов к размерам прямоугольных волноводов выражения (17) и (18) переходят в известные выражения для прямоугольных волноводов [6].

### 3. Взаимно-перпендикулярные П-волноводы, связанные при помощи круглого отверстия на диагонали общей части широкой стенки

Случай такой связи показан на рис. 3. Такой ответвитель прост в изготовлении, компактен. В случае взаимно-перпендикулярных волноводов уравнения (6а) записываются в виде:

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{k}{2S_1} [M_1 H_{1x} H_{0z} F_{H_1} + \\ &+ M_2 H_{1z} H_{0z} F_{H_2} - jPE_{1x} E_{0z} F_E], \\ B_1 &= \frac{k}{2S_1} [-M_1 H_{1x} H_{0z} F_{H_1} + \\ &+ M_2 H_{1z} H_{0z} F_{H_2} - jPE_{1x} E_{0z} F_E]. \end{aligned} \quad (19)$$

Пусть круглое отверстие связи радиуса  $r$  расположено на диагонали общей части широкой стенки и в основном волноводе распространяется волна  $H_{10}$ .

Здесь могут быть два случая, которые мы и рассмотрим.

Случай 1. Отверстие расположено в I области П-волноводов. Тогда, используя выражения (19), (4) и (10) и производя некоторые сокращения, запишем:

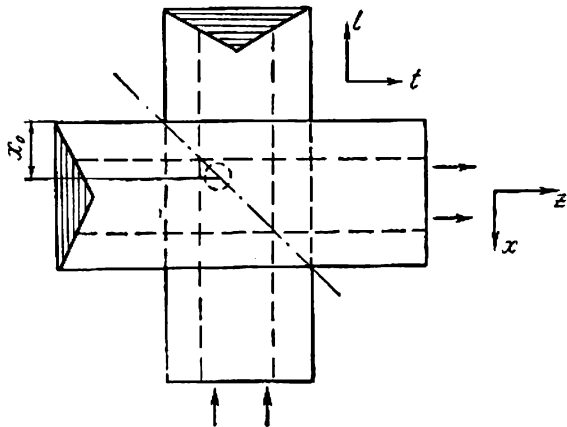


Рис. 3.

$$A_1 = \frac{k}{2S_1} \left[ \frac{\gamma}{\kappa} \sin 2\kappa x_0 \cdot F_H - j \frac{k^2}{2\kappa^2} \sin^2 \kappa x_0 \cdot F_E \right] \frac{4}{3} r^3 \frac{g^2 \cos^2 \kappa a}{h^2 \sin^2 \kappa b}; \quad (20)$$

$$B_1 = -j \frac{k^2 r^3}{3S_1} \cdot \frac{g^2}{h^2} \frac{\cos^2 \kappa a}{\sin^2 \kappa b} \cdot \frac{\sin^2 \kappa x_0}{\kappa^2} \cdot F_E.$$

В данном случае  $F_{H_1} = F_{H_2} = F_{H_{11}}$  и соответствует волне  $H_{11}$ ,  $F_E$  соответствует волне  $E_{01}$ . Направленность определяется выражением:

$$D_I = 10 \lg \left[ 1 + \frac{16\lambda_0^4}{\lambda_c^2 \cdot \lambda_g^2} \cdot \frac{F_H^2}{F_E^2} \cdot \operatorname{ctg}^2 \kappa x_0 \right] \text{ дБ}, \quad (21)$$

а ослабление —

$$C_I = 10 \lg \frac{9g^2 \lambda_c^2 \left[ \frac{g \cos^2 \kappa a}{h \sin^2 \kappa b} \left( b - \frac{\sin 2\kappa b}{2\kappa} \right) + \left( a + \frac{\sin 2\kappa a}{2\kappa} \right) \right]^2}{16\pi^2 r^6 \left[ \sin^2 2\kappa x_0 \cdot F_H^2 + \frac{\lambda_c^2 \lambda_g^2}{4\lambda_0^4} \cdot \sin^4 \kappa x_0 \cdot F_E^2 \right] \frac{g^4 \cos^4 \kappa a}{h^4 \sin^4 \kappa b}} \text{ дБ}. \quad (22)$$

Случай 2. Отверстие связи расположено во II области П-волноводов (над выступом). Используя (11) и (19), получаем:

$$|A_1|^2 = \frac{k^2}{4S_1^2} \left\{ \frac{16}{9} r^6 \frac{\lambda_c^2}{\lambda_g^2} \sin^2 [2\kappa (x_0 - l)] \cdot F_H^2 + \frac{4}{9} r^6 \frac{\lambda_c^4}{\lambda_0^4} \cos^4 [\kappa (x_0 - l)] \cdot F_E^2 \right\}; \quad (23)$$

$$|B_1|^2 = \frac{k}{4S_1^2} \frac{4}{9} r^6 \frac{\lambda_c^4}{\lambda_0^4} \cos^4 [\kappa (x_0 - l)] \cdot F_E^2.$$

Теперь можно найти направленность

$$D_{II} = 10 \lg \left\{ 1 + \frac{16\lambda_0^4 F_H^2}{\lambda_g^2 \lambda_c^2 F_E^2} \operatorname{tg}^2 [\kappa (x_0 - l)] \right\} \text{ дБ}. \quad (24)$$

Ослабление в этом случае определяется по формуле

$$C_{II} = 10 \lg \frac{9g^2 \lambda_c^2 \left[ \frac{g \cos^2 \kappa a}{h \sin^2 \kappa b} \left( b - \frac{\sin 2\kappa b}{2\kappa} \right) + \left( a + \frac{\sin 2\kappa a}{2\kappa} \right) \right]^2}{16\pi^2 r^6 \left\{ \sin^2 [2\kappa (x_0 - l)] \cdot F_H^2 + \frac{\lambda_c^2 \lambda_g^2}{4\lambda_0^4} \cos^4 [\kappa (x_0 - l)] \cdot F_E^2 \right\}} \text{ дБ}. \quad (25)$$

Выражения (21), (22), (24) и (25) в пределе также переходят в аналогичные выражения для прямоугольного волновода.

Из формул (22) и (25) видно, что при расположении отверстия связи у краев волновода или в его центре получается большое ослабление, в пределе стремящееся к бесконечности. Ввиду этого координаты отверстия связи лучше всего брать примерно равными  $\frac{l}{2}$ .

**4. Взаимно-перпендикулярные П-волноводы, связанные при помощи крестообразного отверстия на диагонали общей части широкой стенки**

В данном случае выражения (6) для амплитудных коэффициентов записываются в виде:

$$A_1 = \frac{k}{2S_1} [M_1^{(1)} H_{1x} H_{0l} F_{H_1}^{(1)} + M_2^{(1)} H_{1z} H_{0l} F_{H_1}^{(1)} - jP_1 E_{1n} E_{0n} F_E^{(1)} + M_1^{(2)} H_{1z} H_{0l} F_{H_1}^{(2)} + M_2^{(2)} H_{1x} H_{0l} F_{H_1}^{(2)} - jP_2 E_{1n} E_{0n} F_E^{(2)}]; \quad (26)$$

$$B_1 = \frac{k}{2S_1} [-M_1^{(1)} H_{1x} H_{0l} F_{H_1}^{(1)} + M_2^{(1)} H_{1z} H_{0l} F_{H_1}^{(1)} - jP_1 E_{1n} E_{0n} F_E^{(1)} + M_1^{(2)} H_{1z} H_{0l} F_{H_1}^{(2)} - M_2^{(2)} H_{1x} H_{0l} F_{H_1}^{(2)} - jP_2 E_{1n} E_{0n} F_E^{(2)}]. \quad (27)$$

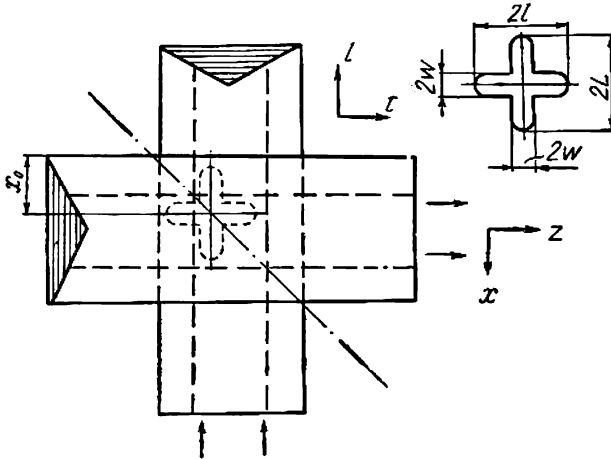


Рис. 4.

Так как мы рассматриваем одинаковые волноводы и центр щели лежит на диагонали общей стенки (рис. 4), то  $H_{1x} = H_{0l}$ ;  $H_{1z} = H_{0l}$ . учетом этого перепишем (26) и (27):

$$A_1 = \frac{k}{S_1} [H_{1x} H_{0l} (M_1 F_{H_1} + M_2 F_{H_1}) - jPE_{1n} E_{0n} F_E]; \quad (28)$$

$$B_1 = -\frac{k}{S_1} \cdot j \cdot PE_{1n} E_{0n} F_E. \quad (29)$$

в этих выражениях использованы следующие соотношения:

$$M_1^{(1)} = M_1^{(2)} = M_1 = \frac{\pi}{3} \cdot \frac{L^3}{\ln \left( \frac{4L}{W} \right) - 1};$$

$$M_2^{(1)} = M_2^{(2)} = M_2 = \frac{\pi}{3} L \cdot W^2; \quad P_1 = P_2 = P = \frac{\pi}{3} LW^2;$$

$a_1$  — экспоненциальный множитель, соответствующий волне  $H_{10}$ ;  $F_{H_1}$  — экспоненциальный множитель, соответствующий волне  $H_{01}$ ;  $F_E$  — волне  $E_{11}$ .

Теперь из (28) и (29) легко найти выражения для направленности и переходного ослабления:

$$D = 10 \lg \left| \frac{A_1}{B_1} \right|^2 = 10 \lg \left[ 1 + \frac{(M_1 F_{H_1} + M_2 F_{H_2})^2}{P^2 E_{1n}^2 E_{0n}^2 F_E^2} \cdot H_{1x}^2 H_{0i}^2 \right] \text{ дБ}; \quad (30)$$

$$C = 10 \lg \left| \frac{1}{A_1} \right|^2 = 10 \lg \frac{S_1^2}{k^2 [H_{1x}^2 H_{0i}^2 (M_1 F_{H_1} + M_2 F_{H_2})^2 + P^2 E_{1n}^2 E_{0n}^2 F_E^2]} \text{ дБ}. \quad (31)$$

Формулы (30) и (31) справедливы для всего поперечного сечения волновода с учетом использования соответствующих выражений для полей.

В первой области и (30) и (31) запишутся в виде

$$D_I = 10 \lg \left\{ 1 + \frac{\left[ \frac{L^2 \cdot H_{H_{10}}}{\ln \frac{4L}{W} - 1} + F_{H_{01}} \right]^2 \lambda_0^4 \cdot \text{ctg}^2 \alpha x_0}{F_{E_{11}}^2 \lambda_c^2 \cdot \lambda_g^2} \right\} \text{ дБ}; \quad (32)$$

$$C_I = 10 \lg \frac{9g^2 \lambda_c^2 \left[ \frac{g \cos^2 \alpha a}{h \sin^2 \alpha b} \left( b - \frac{\sin 2\alpha b}{2\alpha} \right) + \left( a + \frac{\sin 2\alpha a}{2\alpha} \right) \right]^2}{\pi^4 L^2 W^4 \left\{ \sin^2 2\alpha x_0 \left[ \frac{L^2 F_{H_{10}}}{\left( \ln \frac{4L}{W} - 1 \right) W^2} + F_{H_{01}} \right]^2 + \frac{4F_{E_{11}}^2 \lambda_c^2 \lambda_g^2}{\lambda_0^4} \sin^4 \alpha x_0 \right\} \frac{g^4 \cos^4 \alpha a}{h^4 \sin^4 \alpha b}} \text{ дБ}. \quad (33)$$

В случае, если отверстие расположено во второй области, выражения для  $D$  и  $C$  будут таковы:

$$D_{II} = 10 \lg \left\{ 1 + \frac{\left[ \frac{L^2 F_{H_{10}}}{\left( \ln \frac{4L}{W} - 1 \right) W^2} + F_{H_{01}} \right]^2}{\lambda_c^2 \cdot \lambda_g^2 \cdot F_{E_{11}}^2} \lambda_0^4 \cdot \text{tg}^2 [\alpha (x_0 - l)] \right\} \text{ дБ}; \quad (34)$$

$$C_{II} = 10 \lg \frac{9g^2 \lambda_c^2 \left[ \frac{g \cos^2 \alpha a}{h \sin^2 \alpha b} \left( b - \frac{\sin^2 \alpha b}{2\alpha} \right) + \left( a - \frac{\sin 2\alpha a}{2\alpha} \right) \right]^2}{\pi^4 L^2 W^4 \left\{ \sin^2 [2\alpha (x_0 - l)] \left[ \frac{L^2 F_{H_{10}}}{\left( \ln \frac{4L}{W} - 1 \right) W^2} + F_{H_{01}} \right]^2 + \frac{4\lambda_c^2 \lambda_g^2}{\lambda_0^4} F_{E_{11}}^2 \cos^4 [\alpha (x_0 - l)] \right\}} \text{ дБ}. \quad (35)$$

## 5. Экспериментальные результаты

По полученным формулам были рассчитаны, изготовлены и экспериментально исследованы ответвители двух типов.

По формулам (17) и (18) были рассчитаны направленность и переходное ослабление для ответвителя Бете с отверстием связи, равным 6 мм и расположенным в центре общей стенки П-волноводов. Размеры



П-волновода, имеющего критическую частоту для волны  $H_{10}$  1600 Мгц, приведены на рис. 1. Толщина общей стенки была выбрана равной 1 мм. Угол  $\theta$  между возбуждающим и возбуждаемым П-волноводами — равным  $54^\circ$  с тем, чтобы максимальная направленность имела место в десятисантиметровом диапазоне. На рис. 5 расчетная зависимость направленности и ослабления представлена кривыми 1 и 2 соответственно.

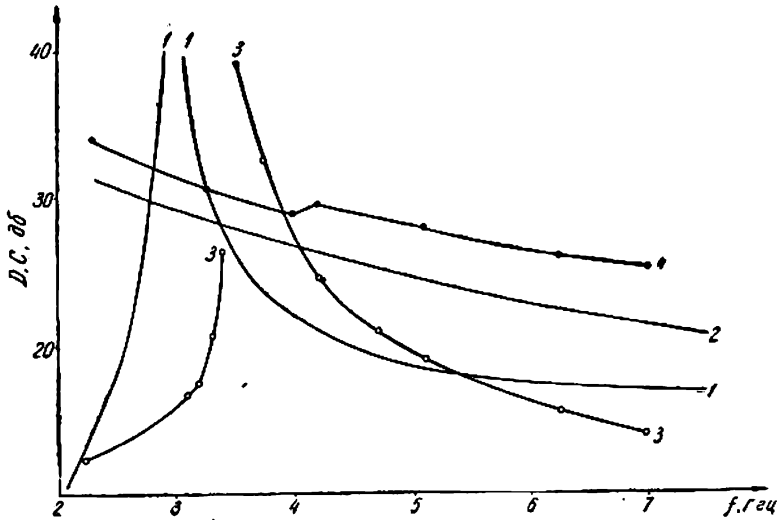


Рис. 5.

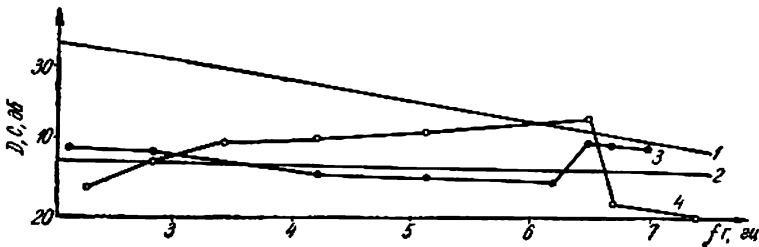


Рис. 6.

На рис. 6 даны кривые для направленности (кривая 1) и переходного ослабления (кривая 2), рассчитанные по формулам (34) и (35). Крестообразное отверстие связи имело следующие размеры:  $2L = 16$  мм,  $2W = 1$  мм. Центр отверстия расположен во второй области ( $x_0 = 11$  мм). Толщина общей стенки П-волноводов составляла 0,5 мм.

На рис. 7 приведены кривые для направленности (1) и ослабления (2), рассчитанные по тем же формулам (34) и (35). Однако в этом случае размеры крестообразного отверстия связи были таковы:  $2L = 6$  мм,  $2W = 0,5$  мм. Толщина общей стенки 0,5 мм. Координаты центра отверстия —  $x_0 = 11$  мм.

Измеренные значения направленности и переходного ослабления представлены на рис. 5—7 кривыми 3 и 4 соответственно. На рис. 8 дана частотная зависимость КСВН, вносимого в тракт ответвителем с меньшей крестообразной щелью. Все измерения проведены измерительной аппаратурой на П-волноводах.

В заключение следует отметить, что расчетные значения направленности и переходного ослабления близки к экспериментальным для вышеописанных направленных ответвителей. Такие ответвители очень компактны и просты в изготовлении. Направленные ответвители с крестообразной щелью весьма широкополосны.

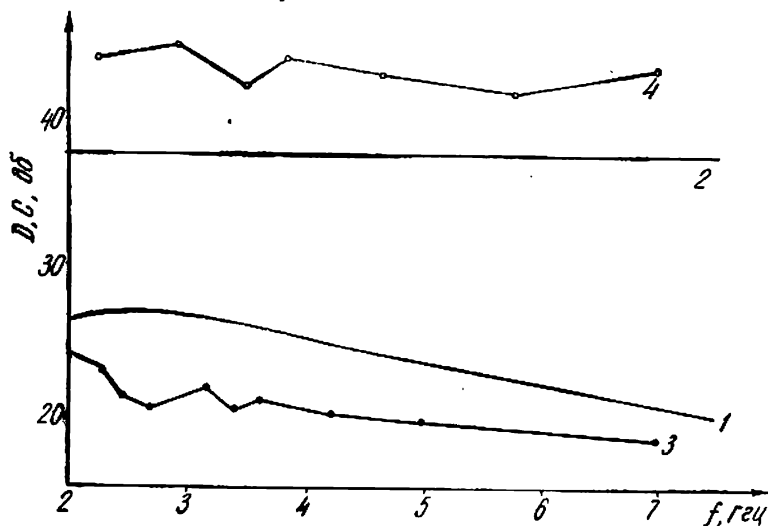


Рис. 7.

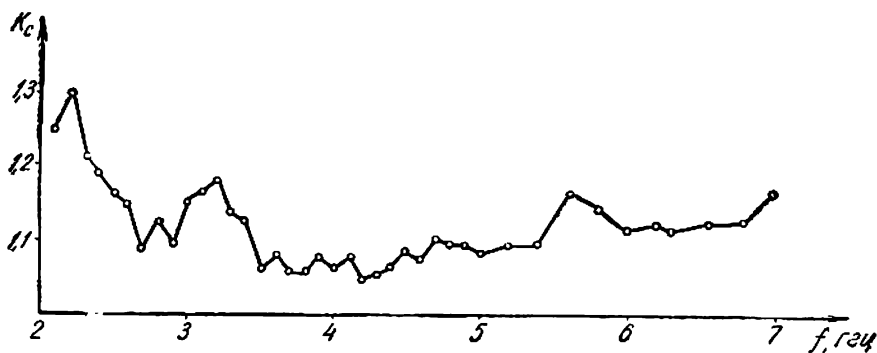


Рис. 8.

## ЛИТЕРАТУРА

1. W. J. Getsinger, IRE Transaction on. Microwave Theory and Techniques, MTT-10, January 1962, pp. 41—50.
2. W. Shelton, Microwave Journal, v. 5, № 4, 1962, p. p. 101—107.
3. В. М. Седых, Расчет затухания в Н-волноводах. Изв. вузов — «Радиотехника», 1959, № 3, стр. 333—339.
4. В. М. Седых, А. Ф. Зоркин, В. М. Дмитриев, Н. В. Ляпунов, Л. П. Яцук. Парамстры Н-волноводов в диапазоне миллиметровых и сантиметровых волн. ЖТФ, XXXI, 6, 1961, стр. 699—703.
5. В. М. Седых, Л. П. Яцук, Парамстры Н-волноводов с диэлектрическим заполнением. Изв. вузов — «Радиофизика», 1962.
6. «Волноводные устройства», Сб. переводов изд. МАП, 1948.
7. Н. А. Ветхе. Theory of Side Windows and Wave Guides, Mass. Inst. Tech. Radiation Lab., Cambridge, Mass., Rept. 43—27, April, 4, 1943.
8. Техника измерений на сантиметровых волнах, М, изд-во «Сов. радио», 1949.