

## РЕЖИМЫ ЧИСТОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ВОЛН $TE_{n,0}$ С ВЫСОКИМ НОМЕРОМ НА КАСКАДЕ ИЗ ТРЕХ РАЗНОПЕРИОДНЫХ ЛЕНТОЧНЫХ ДИАФРАГМ

В. В. Щербак

*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины,  
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина  
E-mail: [shcherbak@ire.kharkov.ua](mailto:shcherbak@ire.kharkov.ua)*

Рассматривается проблема оптимизации каскадов периодических либо квазипериодических ленточных тонких диафрагм, как конверторов волн прямоугольного волновода. Найдены оптимальные конструкции, обеспечивающие эффективное (чистое) преобразование энергии основной моды  $TE_{1,0}$  в высшие  $TE_{n,0}$  с высоким номером ( $n = 4$  или  $5$  и более) и между двумя разными высшими модами ( $TE_{2,0}$  и  $TE_{3,0}$ ). Получены плосковершинные частотные характеристики конверсии мод. Ил. 7. Библиогр.: 14 назв.

**Ключевые слова:** периодические диафрагмы, конверсия, высшие волны.

В электродинамике СВЧ актуальна проблема создания конверторов волноводных волн с низким уровнем паразитных излучений и в связи с этим с высоким КПД передачи энергии возбуждающей волны волноведущего тракта в энергию только одной из возбуждаемых волн. Такие конвертеры могут найти применение в системах многоканальной волноводной связи [1] (как разветвители каналов). Они полезны и в технологических системах СВЧ нагрева промышленных изделий. В этом случае особенно важно преобразовать низшую волноводную волну в волну с очень большим числом осцилляций поля поперек волновода (для обеспечения лучшей пространственной равномерности нагрева изделий).

Существуют различные по конструкции и по физическому принципу реализации преобразователей волн. Наиболее продвинулись разработки [2] конверторов уголкового типа (рис. 1,а) в виде сочлененных под углом одномодового и многомодового прямоугольных волноводов (со срезом  $F$  переходной секции излома). Подбором угла излома в таком сочленении и угла среза удастся оптимизировать преобразование низшей волны  $TE_{1,0}$  узкого волновода в одну из высших волн  $TE_{n,0}$  широкого волновода (в  $TE_{6,0}$  и более высокие) при широкой рабочей полосе частот устройства и довольно высоких КПД преобразования. Однако такая конструкция непригодна к переносу на тракты из круглых волноводов. Кроме того, в ней неустранима паразитная передача энергии в высшие волны, промежуточные по номеру между возбуждающей и нужной возбуждаемой.

Существенным моментом в критике устройств типа [2] является то, что они хуже выполняют конверсию  $TE_{1,0} \Rightarrow TE_{n,0}$  при одинаковой ширине входного и выходного волноводов, т. е. они лучше работают не как конвертеры, а как возбудители (высшей волны широкого волновода более низкой волной входного узкого волновода). Между тем, более интересна разработка конверторов, а не возбудителей (с точки зрения обрат-

ной проблемы – борьбы с многомодовостью).

Известны также разработки [3] конверторов волн в виде проходного резонатора преобразователя поля. Такой резонатор (рис. 1,б) представляет собой колебательный объем в волноводе, ограниченный на входе и выходе гипотетическими неплоскими полупрозрачными пленками  $S$  с заданными (оптимизируемыми) законами изменения криволинейности и полупрозрачности по сечению волновода. Эти пленки деформируют амплитудно-фазовый фронт полей в соответствии с профилем отношения поперечного распределения полей входной и выходной волн. Резонанс в объеме  $Q$ , разделяющем пленки, служит для подавления отражения возбуждающей волны.

Встает вопрос как реально осуществить эти выдуманные математиком пленки. Их можно имитировать при помощи густых неплоских решеток с заданным законом изменения ширины щелей от периода к периоду. Такая конструкция сложна (содержит много ламелей) и нетехнологична на миллиметровых волнах из-за малости отношения периода решетки к длине волны колебаний. (Далее об альтернативах см. разд. 10.)

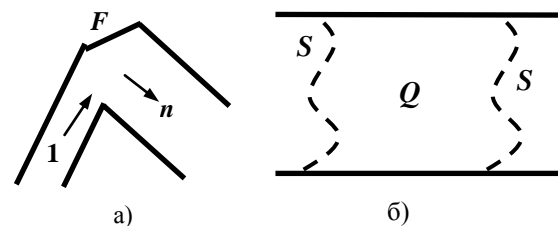


Рис. 1. Альтернативные конструкции из работ [2, 3]

Разрабатываемые здесь конвертеры волн принципиально отличаются тем, что состоят из двух многомодовых резонансных объемов, разграниченных плоскими полупрозрачными объектами с иными назначением и свойствами. Таковыми возьмем три щелевые диафрагмы со значительно меньшим количеством ламелей, чем решетки [3], и

со специальным расположением лент относительно узлов и пучностей волн. Крайние из диафрагм – фильтрующие, средняя – смеситель мод.

**1. Простейшие из предлагаемых конструкций.** Для конверсии волн  $TE_{1,0} \Rightarrow TE_{2,0}$  в работе [4] предложено создать каскад из двух двухмодовых резонаторов, разместив в плоском волноводе две тонкие симметричные (однощелевую и одноленточную) диафрагмы и асимметричную так, как показано на рис. 2,а. Для конверсии  $TE_{1,0} \Rightarrow TE_{3,0}$  разместили в трехмодовом волноводе две симметричные четырехреберные диафрагмы (двухщелевую и двухленточную) и симметричную однощелевую между ними (рис. 2,б).

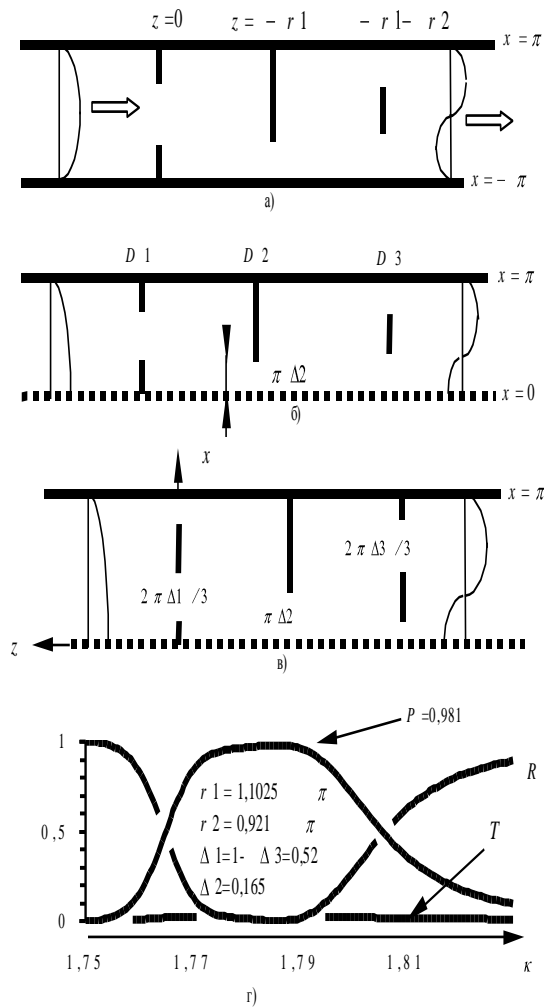


Рис. 2. Варианты каскадов для конверсии  $1 \Rightarrow 2$  и  $1 \Rightarrow 3$ . Зависимость от волнового числа  $k$  модулей энергетических коэффициентов отражения  $R$  и прохождения  $T$  волны  $TE_{1,0}$  и КПД ее конверсии в  $TE_{3,0}$  в прошедшем поле ( $P$ ) для каскада (в)

Справа и слева на рис. 2 – эпюры набегающей слева волны  $TE_{1,0}$  и уходящей вправо  $TE_{2,0}$  либо  $TE_{3,0}$  (для компоненты поля  $E_y$  параллельной ребрам лент). В варианте рис. 2,а обе стенки волновода  $x = \pm \pi$  из металла. В варианте б показана верхняя  $0 < x < \pi$  половина структуры

(или  $x = 0$  считаем стенкой с импедансом  $\infty$ ).

Принцип действия устройств рис. 2 состоит в следующем. Набегающая слева  $TE_{1,0}$  волна возбуждает в каскаде двухмодовых резонаторов (с волнами  $TE_{1,0}$  и  $TE_{2,0}$  или  $TE_{3,0}$ ) совокупность тех же двух волн. Крайние диафрагмы каскада затрудняют излучение  $TE_{1,0}$  волны вперед и другой из волн назад. И тогда при условии междутипового [5] резонансного взаимодействия двух мод в обоих резонаторах возрастает интенсивность межмодового взаимодействия на средней диафрагме. Это может привести к погашению отражения возбуждающей волны от структуры в целом и малому уровню других нежелательных излучений и отсюда к максимизации требуемого потока излучения волны  $TE_{2,0}$  или  $TE_{3,0}$  вправо.

Подбор расстояний  $r1, r2$  между диафрагмами и их геометрии (относительной ширины  $\Delta 2$  щелей диафрагмы  $z = -r1$ ) привел к эффективному преобразованию энергии входной волны в выходящую. Рассчитанный оптимум рис. 2,г достигнут при  $r1 = 1,1025\pi$ ,  $r2 = 0,921\pi$  для относительных размеров щелей трех диафрагм, равных слева направо 0,52; 0,165; 0,48. При этом плоская вершина интересующей нас кривой  $P$  соответствует (на уровне  $90 \div 98\%$ ) значениям  $k = 1,772 \div 1,794$  (т. е. 2,2% от диапазона  $k = 1,5 \div 2$ , в котором волновод рис. 2,в будет трехмодовым). Здесь и далее безразмерное волновое число  $k$  (либо  $k/2$ ) определим как отношение ширины волноводов  $2\pi$  к длине волны  $\lambda$  электромагнитных колебаний.

Во всех вариантах структур рис. 2 крайние диафрагмы ( $z=0$  и  $z=-r1-r2$ ) адекватны упомянутой цели фильтрации, если их щели сосредоточены в узле поля задерживаемой волны и в пучности поля пропускаемой волны. Поэтому более удачной для конверсии  $TE_{1,0} \Rightarrow TE_{3,0}$  оказалась предлагаемая здесь конфигурация рис. 2,в. Рассчитанные для нее данные рис. 2,г оказались (по рабочей полосе частот) намного лучше аналогичных результатов [4] для структуры рис. 2,б. Для конверсии  $TE_{1,0} \Rightarrow TE_{2,0}$  проведена аналогичная замена двухреберных диафрагм рис. 2,а на четырехреберные с лентами или щелями в пучности волны  $TE_{2,0}$ , обеспечившие диапазонность 2%. Приобретенный опыт подбора конфигурации фильтрующих диафрагм будет использован ниже.

В связи со сказанным рассмотрим вопрос о конверсии в волны  $TE_{n,0}$  с более высокими номерами. Для этого нужно использовать диафрагмы с большим числом разрывов, чем на рис. 2.

**2. Задача о конверсии  $1 \Rightarrow 5$ .** Она относится к диапазону  $5 < 2k < 7$  пятимодовости волноводов. Для ее решения можем взять (по аналогии с каскадом рис. 2,в) крайние диафрагмы пе-

риодическими десятиреберными и смесительную периодическую шестиреберную (рис. 3,а). Это исключает связь волн  $TE_1$  и  $TE_5$  с промежуточной между ними волной “3” ( $TE_3$ ). Между собой волны  $TE_1$  и  $TE_5$  связаны лишь на средней диафрагме. Четных волн  $TE_n$  здесь нет. Все это следует из свойства [6] периодической  $\tau$ -реберной индуктивной диафрагмы связывать возбуждающую

волну  $TE_p$  с  $TE$ -волнами, имеющими номера  $n = k\tau \pm p$ . (Здесь и далее второй индекс в именах  $TE_{n,0}$  опущен).

Рассмотрим также каскад рис. 3,б с квазипериодическими диафрагмами с уменьшенным (до 8 и 4) числом ребер. (На рис. 3 показана верхняя  $0 < x < \pi$  половина волноводов и диафрагм).

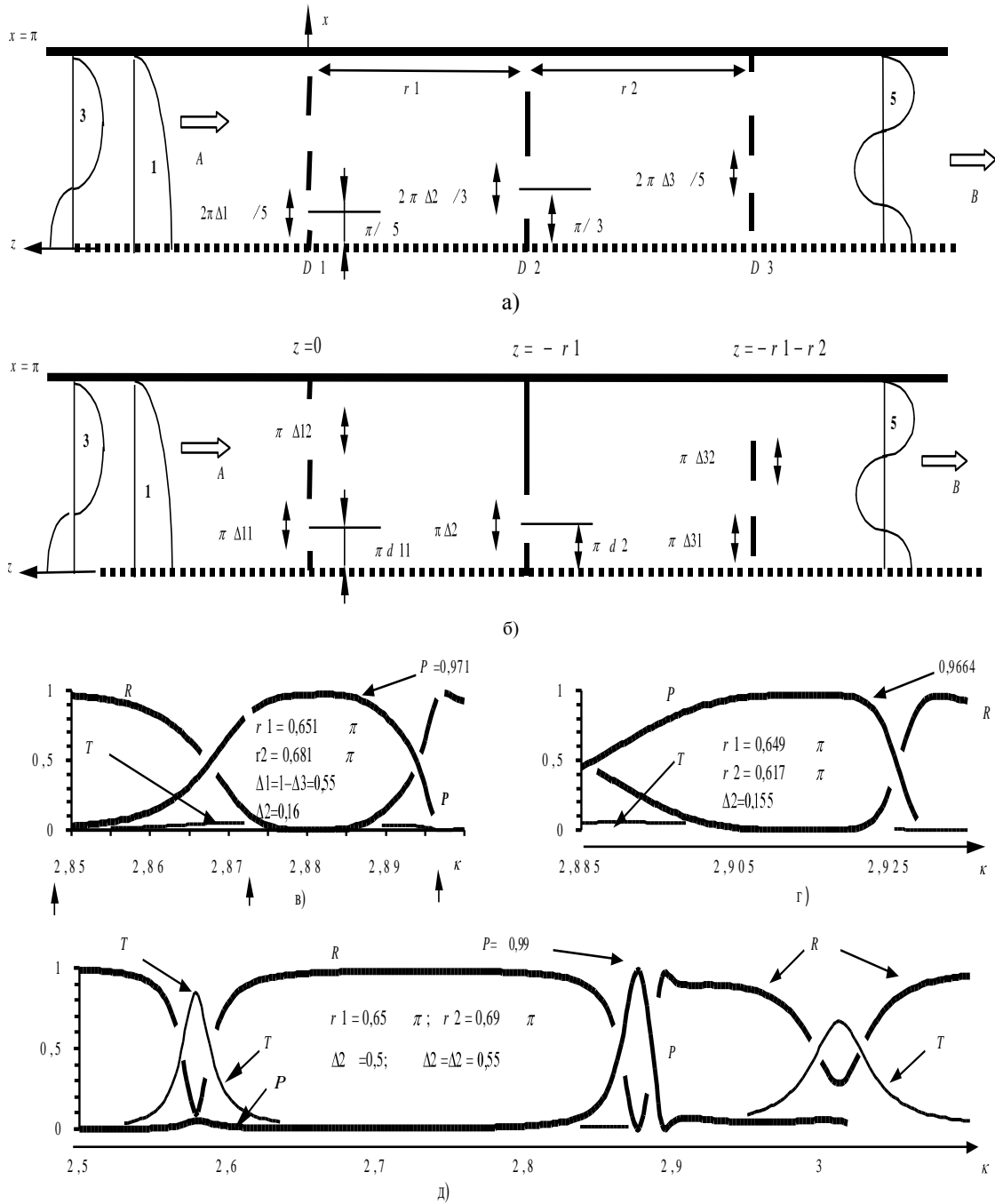


Рис. 3. Периодические с периодами  $2\pi/5$  и  $2\pi/3$  (а) и квазипериодические диафрагмы (б) в волноводе ширины  $2\pi$ . Зависимость от  $\kappa$  модулей энергетических коэффициентов отражения  $R$  и передачи  $T$  волн  $TE_1$  и КПД преобразования  $1 \Rightarrow 5$  в прошедшем поле ( $P$ ) при оптимальных параметрах каскадов (а) и (б). Три стрелки снизу графиков (в) указывают проекции комплексных резонансных значений параметра  $\kappa$  ( $2.8465-i0,0083$  и др.) на вещественную ось  $\kappa$

**3. Решение задач дифракции.** Пусть в волноводе (рис. 3) стенки  $x = \pi$  и  $x = 0$  имеют соответственно нулевой и бесконечный импеданс и в сечениях  $z = 0$ ,  $z = -r1$  и  $z = -r1-r2$  расположены тонкие диафрагмы конфигураций  $D1 \div D3$ . Со стороны  $z > 0$  набегают волна  $A$  (с зависимостью от  $x$  типа 1 (на рис. 3) компоненты поля  $E_y$ ). Нужно обеспечить максимум передачи ее энергии в энергию прошедшей волны  $B$  (эпюра 5) при полной развязке с волной 3.

Поставленная задача состоит в определении полей дифракции волны 1 в четырех частичных областях ( $k=0 \div 3$ ), разделяемых диафрагмами  $D1 \div D3$ , и предполагает запись искомого поля в виде разложений Фурье для  $E_y$

$$P_k = \sum_n \{ C_n^k e^{i\gamma_n(Z_{k-1}-z)} - D_n^k e^{i\gamma_n(z-Z_k)} \} e^{ig_n x}, \quad (1)$$

где  $g_n = n + s$  и  $\gamma_n = \sqrt{\kappa^2 - g_n^2}$  при  $s = 0,5$ . Здесь  $\kappa$  - безразмерное волновое число;  $z = Z_k$  - координаты диафрагм;  $C_n^k$  и  $D_n^k$  - амплитуды волн  $k$ -й области, удовлетворяющие при  $e_n^k = \exp(i\gamma_n r_k)$  для  $r_k = 0, r1, r2, 0$  ( $k=1 \div 3$ ) равенствам

$$C_n^k + D_n^k e_n^k = C_n^{k-1} e_n^{k-1} + D_n^{k-1} e_n^{k-1}; D_n^3 = 0. \quad (2)$$

При  $C, D_n^k = C, D_{-n-1}^k$  поля (1) удовлетворяют граничным условиям Неймана при  $x = 0$  и Дирихле на стенках  $x = \pm\pi$  волновода. При единичной амплитуде возбуждения  $p$ -й волной ( $C_n^0 \equiv E_n = \pm \delta_n^p$ ) нужно вычислить  $A_n \equiv D_n^0$  и  $B_n \equiv C_n^3$ , т. е. коэффициенты преобразования волны  $TE_p$  в отраженном и прошедшем поле. Для этого учтем непрерывность  $P_k$  и  $\partial P / \partial z$  на щелях  $x \in L_k$  и обращение в нуль  $E_y = P_k$  или  $E_x \sim \partial P / \partial z$  на лентах  $x \in \bar{L}_k$  диафрагм.

Получим сумматорные уравнения

$$\sum_n x_n^k e^{ig_n x} = 0, x \in \bar{L}_k; \quad x_n^k = C_n^k + C_n^{k-1} e_n^{k-1}; \quad (3)$$

$$\sum_n \{ x_n^k - D_n^k e_n^k + C_n^{k-1} e_n^{k-1} \} \gamma_n e^{ig_n x} = 0, x \in L_k$$

с большим числом разрывов на  $L_k$  для структуры рис. 3 по сравнению с рис. 2. Регуляризация [7] приводит от (3) к эффективным алгоритмам расчета зависимости  $C, D_n$  от  $\kappa$ , величин  $r_k$  и параметров  $\Delta_k = \Delta 1 \div \Delta 3$  диафрагм  $D1 \div D3$ . Она состоит в том, что, разбив веса  $-i\gamma_n$  на  $|g_n|$  и  $\xi_n = |g_n| + i\gamma_n$  и обратив статическую (без  $\xi_n$ ) часть (3), получим СЛАУ фредгольмового типа

$$x_m^k g_m = \sum_n \{ x_n^k \xi_n + (D e + C - x)_n^k i \gamma_n \} y_m^{n,k} \quad (4)$$

для расчета искомого  $A_n \equiv D_n^0$  и  $B_n \equiv C_n^3$ . В ней статические реактивности  $y_m^{n,k}$  (т. е.  $x_n^k / i\gamma_p$  при

$\kappa = 0 = D_n^k, C_n^{k-1} e_n^{k-1} = \delta_n^p$ ) зависят от параметров  $k$ -й диафрагмы. Если не имеет места (или не учитывается) периодичность диафрагм, то расчет  $y_m^n$  здесь сложнее, чем в работе [4], из-за усложнения  $L_k$  в (3). Так, если в структуре рис. 2,а зависимость  $y_m^n$  от ширины щелей диафрагм  $z = 0$  и  $z = -r1$  имеет простой аналитический вид [4], то для диафрагмы  $D2$  на рис. 3,б имеем (помимо пересчета [7] из  $y_0^n$  на  $y_m^n$  в элементарных функциях) выражения  $y_0^n$  через полные эллиптические интегралы  $K$  и  $E(k)$ :  $(y_0^n - y_0^{-n-1})(4n+2) = = Q_{-n} + Q_{n+1} - (Q_n + Q_{-n-1})[1 - 2u_2 - 4c^2 E / K]$ , где  $Q_n(\theta_k)$  - полиномы от производящей функции  $-\sqrt{(1-u_1)(1-u_2)}$ , вычисляемые по формуле, напоминающей рекуррентную для полиномов Лежандра;  $u_k = \cos \theta_i \pi$ ;  $\theta_i = d2 \pm \Delta 2 / 2$  - координаты ребер;  $(1-u_2)k^2 = 1-u_1$ ;  $2c^2 = 1-u_2$ . Для диафрагмы  $D3$  из структуры рис. 3,б (и более сложных) выразить  $y_m^n$  через  $K, E$  и элементарные функции не удается. Приходится прибегать к специальным приемам [7] свертки слабосходящихся рядов, заменяющих величины  $K, E$  в выражениях  $y_m^n$  для многоразрывных диафрагм. Это позволяет эффективно анализировать рассеяние волн в структурах рис. 3 и рассмотренных далее.

**4. Выбор конфигурации.** Ограничимся случаем рис. 3,а, когда относительный размер  $\Delta_k$  всех щелей  $k$ -й диафрагмы одинаков кроме крайних с половинной шириной, т. е. ленты расположены периодически, так что центры щелей или лент смещены от стенки  $x = \pi$  на расстояния, кратные периоду диафрагмы  $2\pi/\tau$ , где  $\tau$  - число ребер диафрагмы на полном  $-\pi < x < \pi$  сечении волновода. Такой выбор конфигурации диафрагм упрощает алгоритмы (см. разд. 8) и необходим для осуществления нужного нам режима конверсии волн (см. разд. 6). Параметр  $\tau$  выбран равным 10 для диафрагм  $D1$  и  $D3$  и 6 для  $D2$ . В соответствии со свойствами периодических диафрагм [6] волна  $TE_p$  связывается на  $D1$  и  $D3$  только с  $TE_n$  волнами, имеющими номера  $n = 10k \pm p$ , и на  $D2$  - с волнами с номерами  $n = 6k \pm p$ . И тогда, если наш волновод пятимодовый ( $2 < \kappa - s < 3$ ), то на  $D1$  и  $D3$  волны  $TE_1$  и  $TE_5$  не связываются между собой и с затухающей волной  $TE_3$ . На  $D2$  они связываются только друг с другом, т. е. режим чистой конверсии  $1 \Rightarrow 5$  в структуре рис. 3,а возможен.

Для селекции мод на входе и выходе устройства используется различное положение щелей диафрагм по отношению к пучностям волн (на входе щели  $D1$  в узлах волны 5, на выходе – ленты  $D3$ ). Роль смесителя волн здесь (как и в конструкциях [4]) выполняет средняя диафрагма.

Варьируя параметры  $r_k$  ищем максимум конверсии  $TE_1 \Rightarrow TE_5$ . Это привело к результату с максимумом для искомого  $B_5$  при  $p = 1$ , при котором КПД конверсии  $P = |B_5|^2 \gamma_5 / \gamma_1$  достигло 97,1 % (в точке  $\kappa \approx 2,882$  на рис. 3,в) при  $r1 = 0,651$  и  $r2 = 0,681$  для  $\Delta1 = 1 - \Delta3 = 0,55$  и  $\Delta2 = 0,16$ . Уровни потоков прошедшей  $TE_1$  волны (график  $T$  на рис. 3,в) и ее отражения ( $R$ ) оказались менее 5%, а потока  $TE_5$  волны в отраженном поле с графической точностью нулевым.

Проведена также оптимизация для менее громоздкой структуры рис. 3,б. Для нее достигнут КПД  $\approx 96,6\%$  при  $\kappa \approx 2,915$  (рис. 3,г), для  $r1 \approx 0,649$  и  $r2 \approx 0,617$ , относительных ширинах щелей  $\Delta2 \approx 0,155$ ;  $\Delta11 = \Delta31 = 0,5$ ;  $\Delta12 \approx 0,414$ ;  $\Delta32 \approx 0,466$  при сдвиге  $d1k, d2, d3k$  ( $k$ -й щели трех диафрагм), соответствующем небольшому сдвигу ребер на рис. 3,б против варианта рис. 3,а. Основные из паразитных потерь ( $T, R$ ) в этом случае также порядка 5%. Значительно меньше, как и прежде, просачивание  $TE_5$  волны в зону отражения  $z > 0$ . Не изменилась существенно широкополосность устройства. Практически нулевым (хотя теперь не абсолютно) оказалось и возбуждение паразитных потоков энергии на волне  $TE_3$ .

Смысл перехода от каскада рис. 3,а периодических диафрагм к каскаду рис. 3,б квазипериодических состоит в следующем: В структурах рис. 3 поля (1) малы вблизи стенок волновода  $x = \pm\pi$  (см. эпюры волн рис. 3). Находящиеся в этих зонах крайние ленты или щели диафрагм можем убрать, надеясь, что это мало возмутит электромагнитные поля. Чтоб парировать эти возмущения, слегка сместим по  $x$  остающиеся ребра лент. Малыми смещениями ребер надеемся восстановить разрежение спектра взаимодействий волн. Построения работы [8] дают эффективный алгоритм целенаправленного поиска параметров квазипериодичности восьмиреберных и четырехреберной диафрагм, заменивших десяти- и шестиреберную (подавить возбуждение  $TE_3$  волны).

При расчетах найденные для конвертора рис. 3,а оптимальные данные служили начальным приближением в оптимизации структуры рис. 3,б (перед начальной ее коррекцией согласно [8]).

**5. Реверсы возбуждения.** Рассмотрено также возбуждение структур рис. 3 с обратной стороны  $z = -\infty$ . Тривиален при этом случай возбуждения  $TE_5$  волной. В силу теоремы взаимности это приведет к тем же значениям КПД обрат-

ной конверсии  $5 \Rightarrow 1$  (что и для  $1 \Rightarrow 5$  до реверса).

Иное будет при реверсном возбуждении  $TE_1$  волной. В этом случае можем найти оптимум прямой конверсии  $1 \Rightarrow 5$ . Однако он будет достигнут при иных значениях длин резонаторов  $r1, r2$  и иных значениях параметров конфигурации диафрагм рис. 3. Для каскада рис. 3,а это привело к замене кривых рис. 3,в на кривые рис. 3,д. Максимум для КПД достигнут большим - 0,99%. Однако, диапазонность устройства ухудшилась

Как видим из рис. 3,д, наличие двух колебательных объемов между диафрагмами расщепляет резонансные пики в мультиплет, один из пиков которого – искомый оптимум  $TE_1 \Rightarrow TE_5$ . В других двух пиках ( $\kappa \approx 2,58$  и  $3,01$ ) резонансного мультиплета имеем максимумы прохождения основной волны. Число острых резонансных пиков мультиплета равно трем, поскольку в первом резонаторе (длины  $r1$ ) имеем два высокочастотных парциальных резонанса (для волн  $TE_1$  и  $TE_5$ ), а во втором лишь для волны  $TE_1$  (из-за повышенной прозрачности диафрагмы  $D3$  для волны  $TE_5$ ).

В ситуации рис. 3,в до реверса резонансный мультиплет содержал лишь один максимум прохождения основной волны и два пика с повышенным преобразованием  $TE_1 \Rightarrow TE_5$ . В процессе оптимизации эти пики сближены до образования двугорбой резонансной кривой Виновского типа двухмодовых взаимодействий [5], которую при дальнейших итерациях оптимизации удастся превратить в столообразную и тем самым существенно расширить рабочую полосу конвертора.

**6. Поиск оптимумов.** Смысл подбора оптимальных  $r_k$  ( $r1$  и  $r2$ ) состоит в том, что конверсия волны  $TE_1$  в  $TE_5$  в пятимодовом диапазоне эффективна, если в окрестности некоторого значения параметра  $\kappa$  выбор величин  $r_k$  приводит к двойному резонансу для  $n=1$  и 5 при разных  $m$

$$r_k \sqrt{\kappa^2 - (n+s)^2} - m\pi + \varphi_k j + \varphi_{k-1} j \Rightarrow 0, \quad (5)$$

( $j = 0^{\wedge}1$ ), где  $m$  и  $n$  – продольный (по длине  $r_k$  резонатора) и поперечный индексы резонанса;  $\varphi_k(\kappa)$  – поправка на реактивность  $k$ -й диафрагмы. Минимизация функционала (5) одновременно для двух значений  $n+s$  ( $k1$  и  $k2$ ) при разных  $m$  (межтиповой режим взаимодействия мод [5]) приводит к максимальному преобразованию моды  $k1$  в моду  $k2$  на резонансной структуре в целом. Однако при одинаковых длинах  $r1$  и  $r2$  резонаторов энергия преобразования не сосредоточена в прошедшем поле [4]. Здесь для обеспечения результатов рис. 3,в эти длины при заданных скважностях  $\Delta_k$  диафрагм варьировались независимо (однако после того, как подбор нужного  $r \equiv r1 = r2$  привел к максимуму конверсии  $1 \Rightarrow 5$  в совокупности отраженного и

прошедшего поля). Последующий подбор значений  $\Delta 2$  (при заданных  $\Delta 1$  и  $\Delta 3$  и коррекции  $r_k$ ) оптимизирует связь между резонаторами, способствуя дополнительному повышению эффективности конвертора. Изменения  $\Delta 1$  и  $\Delta 3$  (при адекватных  $\Delta 2$  и  $r_k$ ) влияют на диапазонность конвертора.

Для целенаправленности поиска (без рутины вариантов счета) используем как векторную схему Ньютоновых итераций [8] так и поисковую вилку сравнения формы кривых (так как ищем двугорбые резонансы). И все же (см. разд. 8) поиск оптимумов был быстрым - в масштабе экранного времени компьютера (при тактовой частоте 2,5 ГГц:  $\sim 1$  с. на просчет трех сравниваемых сточечных кривых  $P(\kappa)$  упомянутой поисковой вилки (для трех значений  $r1$  или  $r2$ , или  $\Delta 2$ ) и  $\sim 1$  с. на все итерации векторного поиска [8]).

Начальным приближением наших поисков было соотношение (5). Оно же – начальное приближение поиска морсовских точек [5] двухмодовых взаимодействий наших резонансов. Целесообразнее оказались непосредственные уточнения из (5) наших оптимумов вместо поиска комплексных координат  $K$  и  $r_k$  морсовских точек. Более того, найденные оптимумы облегчили поиск собственных частот упомянутых резонансов. Для варианта рис. 3, в им соответствуют комплексные значения  $\kappa$ , равные  $2,8465 - i 0,0083$ ;  $2,8723 - i 0,0011$ ;  $2,8969 - i 0,015$  для трех более добротных из этих резонансов (указаны стрелками ниже графиков). Всего же имеем четыре взаимодействующие моды с близкими парами морсовских точек попарных взаимодействий мод. Вероятно, необходимо построение специальной спектральной теории для такой ситуации.

Заметим также, что нашу поисковую вилку можно заменить на векторную схему поиска максимумов величины  $P(\kappa)$  (как это сделано в работе [9] по совершенствованию альтернативы [2]). Однако в нашем (двугорбом) случае это приведет к нахождению режима максимизации одного из пиков двугорбой кривой, что не обеспечивает широкополосности устройства.

**7. Конверторы на более высокие моды.**

Для конверсии  $1 \Rightarrow 7$  имеем данные рис. 4. Если волновод семимодовый ( $7 < 2\kappa < 9$ ), то на  $D1$  и  $D3$  волны  $TE_1$  и  $TE_7$  не связаны между собой и с другими незатухающими волнами ( $TE_3$  и  $TE_5$ ). На  $D2$  они связаны лишь друг с другом. Диафрагмы  $D1$  и  $D3$  при этом селективны к  $TE_7$  волне, так как их щели расположены соответственно в ее узлах и пучностях. Так что конверсию  $1 \Rightarrow 7$  надлежащим выбором  $\Delta 2$  и  $r_k$  можно оптимизировать.

Для конверсии  $TE_1$  в любую другую нечетную  $TE_{M=2N+1}$  волну нужно взять  $M$ -щелевую и дополнительную к ней  $M$ -ленточную периодические диафрагмы в качестве селективных  $D1$  и  $D3$  и

диафрагму с  $N+1$  периодами - смесителем мод. При этом волна  $TE_p$  связывается на  $D1$  и  $D3$  только с  $TE_n$  волнами с номерами  $n = 2\kappa M \pm p$  и на  $D2$  с волнами с номерами  $n = \kappa M \pm p$ . Иная ситуация при конверсии  $TE_1$  в четные ( $M=2N$ ) высшие волны. Для устранения нежелательных связей мод нужно при этом использовать несимметричную смесительную диафрагму  $D2$  при симметричных фильтрующих  $D1$  и  $D3$  (см. рис. 5). При этом сведение задачи к рассмотрению волновода половинной ширины с половинками диафрагм невозможно. Требуется подавлять связь волн  $TE_1$  и  $TE_{2N}$  с большим набором волн, включая четные с  $n < 2N$ , что усложняет конструкцию конвертора.

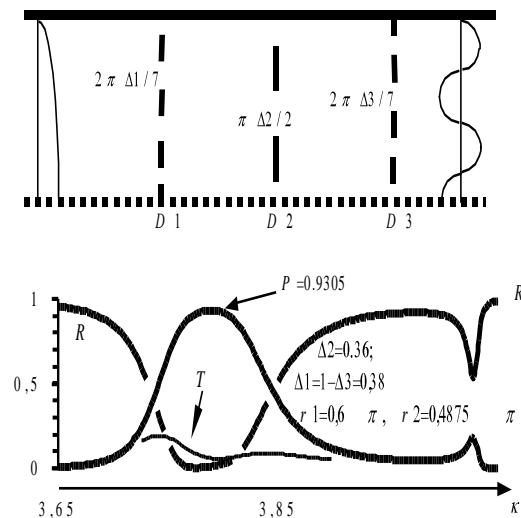


Рис. 4. Конвертор из диафрагм с периодами  $2\pi/7$  и  $\pi/4$ . Зависимость от  $\kappa$  энергетических коэффициентов рассеяния  $R$  и  $T$  волн  $TE_1$  и КПД конверсии  $1 \Rightarrow 7$

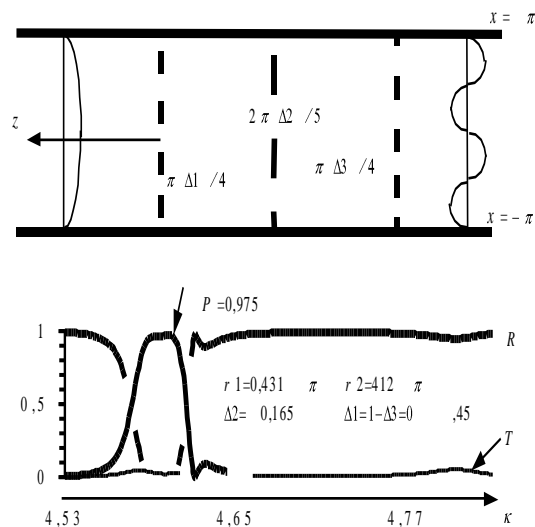


Рис. 5. Конвертор из диафрагм с периодами  $\pi/4$  и  $2\pi/5$ . Данные ( $P$ ) оптимизации конверсии  $1 \Rightarrow 4$

Периодические диафрагмы выручат и здесь. Однако для конверсии  $TE_1 \Rightarrow TE_4$  конструкция рис. 5 из пяти- и восьмиреберной диафрагм (при обеих  $x = \pm\pi$  металлических стенках волновода) оказалась (в математическом смысле) сложнее, чем структура рис. 3,а для конверсии в более высокую  $TE_5$  волну. (Ее номер 5 трактовался выше как 5/2).

Решение задачи о дифракции  $TE_1$  волны на структуре рис. 5 получим, заменив в постановке разд. 3  $s = 0,5$  на 1,0. Данные расчетов рис. 5,б также показывают высокий КПД конверсии и плосковершинность частотной характеристики.

**8. Упрощение алгоритмов.** Оптимизация конверторов требует перебора поисковых вариаций величин  $\Delta_k$  и  $r_k$  и отсюда многократной повторяемости расчета характеристик рассеяния на структурах рис. 1-5. Это предъявляет к указанному расчету повышенные требования экономичности и точности. В частности, полезна замена СЛАУ (4) более эффективными алгоритмами.

В данном случае СЛАУ (4) и алгоритмы [7] можно заменить более экономными, поскольку из-за периодичности диафрагм парные сумматорные уравнения (3) распадаются на  $\tau/2$  независимых пар, соответствующих распаду одномерного спектра  $TE_n$  волн на независимые подспектры рассеяния с номерами  $(s+n)\tau$  при  $0 \leq s \leq 1/2$  через  $1/\tau$ , где  $\tau$  – число полупериодов диафрагмы (и ее ребер) на сечении волновода [6].

Соответственно после регуляризации [6] получим вместо (4)  $\tau/2$  независимых СЛАУ вида

$$(s+m)X_m^k = \sum_n \{X_n^k \zeta_n + E_n^k i \Gamma_n\} Y_m^{n,k}, \quad (6)$$

$$X_n^k \equiv x_{n\tau+s\tau}^k; \quad Y_m^{n,k} \equiv y_{m\tau+s\tau}^{n\tau+s\tau,k}; \quad \zeta_n \tau \equiv \xi_{n\tau+s\tau}; \quad (7)$$

$$\Gamma_n = \sqrt{(\kappa_\tau)^2 - (n+s)^2}; \quad \kappa_\tau = \kappa / \tau.$$

Из-за свойств  $\zeta_n$  СЛАУ (6) можно эффективно усекать. Применительно к структуре рис. 5 при анализе рассеяния на  $D1$  и  $D3$  ( $\kappa_\tau - 0,5 \ll 1$ ,  $s = 1/8$  и  $1/2$ .) достаточно учесть в (6) один параметр малости  $\zeta_n$ . Для  $D2$  ( $s = 1/5$ ,  $\kappa_\tau \sim 0,8$ ) лишь три  $\zeta_n$  ( $n = 0$  и  $\pm 1$ ). Альтернатива этому – усечение (4) до восьми уравнений. Кроме того для  $Y_m^{n,k}$  имеем более простые, чем для  $y_m^{n,k}$  [7] выражения  $Y_m^n = V_m^n - V_s^n P_m$  через

$$\begin{aligned} (n-m)2V_m^n &= m(P_{-n} P_m - P_n P_{-m}), \\ (n+s)2V_s^n &= (s-1)(P_{n+1} - P_n P_{1-s} / P_{-s}), \end{aligned} \quad (8)$$

т. е. через полиномы  $P_n(u)$  Лежандра от аргумента  $u = \cos(\Delta_k \pi)$  и функции  $P_{-s}(u)$ , для которых исходные слабосходящиеся ряды [6] можем выразить через быстро сходящийся ряд вида

$$F = \sum_{k>0} \frac{s(1-s)2k+1}{(k+s)(k+1-s)(k+1)k} P_k(-u). \quad (9)$$

Так как при увеличении  $\tau$  точность алгоритма (6) улучшается, то облегчается анализ конверсии очень высоких мод. Это позволило, например, легче получить результаты пробного поиска для конверсии  $1 \Rightarrow 15$  на периодических 30-реберных и 16-реберной диафрагмах (рис. 6).

**9. Другие режимы конверсии.** Имея возможность анализировать рассеяние волн на любых комбинациях разнопериодных диафрагм, можем решить и проблему конверсии из любой волны  $TE_n$  в любую. Например, оптимизировать на режим  $2 \Rightarrow 3$  конструкцию рис. 7 ( $\tau = 6$  и 5). В ней на диафрагмах  $D1 \div D3$  волны  $TE_2$  и  $TE_3$  с  $TE_1$  не взаимодействуют. Между собой они взаимодействуют лишь на  $D2$ . На волну  $TE_3$  ленты и щели диафрагм  $D1$  и  $D3$  действуют селективно, т. е. условия, способствующие нужному режиму выполнены. В режиме  $2 \Rightarrow 3$  также наблюдаем плосковершинность частотной характеристики конверсии мод при высоком уровне КПД. Оптимизированы также режимы  $3 \Rightarrow 4$  и  $3 \Rightarrow 5$ .

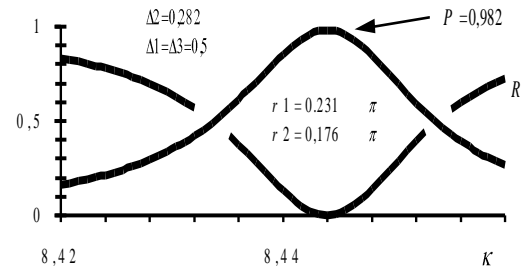


Рис. 6. Данные оптимизации конверсии  $1 \Rightarrow 15$  на каскаде диафрагм с периодами  $2\pi/15$  и  $\pi/8$

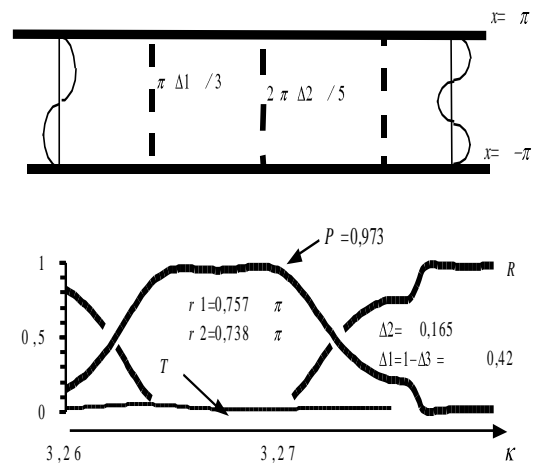


Рис. 7. Данные оптимизации конверсии  $2 \Rightarrow 3$

**10. Итоги исследования.** Заменяя диафрагмы структур рис. 3÷7 на более многополупе-

риодные, создаем устройства для любой конверсии  $N \Rightarrow M$ . Однако с ростом  $\tau$  усложняется конфигурации устройств. Один из путей борьбы с этим – опробованная нами замена периодических многореберных диафрагм квазипериодическими. Это, однако, усложняет расчеты из-за возврата от (6) к СЛАУ (4) намного большего порядка. Для преодоления возникшей трудности нужны кардинальные идеи. Спектральная теория [5] здесь не поможет (см. разд. 6). Выход - в использовании метода обобщенной матрицы реактивностей [10], сводящем (4) при  $e_n^k = 0$  к упрощению

$$x_m^k g_m = (i\gamma_N + \sqrt{g_N^2 - \kappa_0^2}) x_N^k Y_m^{N,k} + i\gamma_p Y_m^{p,k},$$

где  $\kappa_0$  - фиксированное значение параметра  $\kappa$  в малой области поиска оптимума нашей задачи,  $N = \text{entier}(\kappa_0)$ .  $Y_m^{n,k}$  - введенные в работе [10] аналоги величин  $y_m^{n,k}$  из (4). Фактор  $e_n^k \neq 0$  тоже можно учесть. То есть нетрудоемкая оптимизация каскадов неперриодических диафрагм возможна (и отсюда – эффективные алгоритмы для таких каскадов в круглых волноводах [4], ради которых здесь форсирован анализ квазипериодичности).

Заметим, что упомянутая малость величины  $\kappa - \kappa_0$  следует из хорошей точности начального приближения (5) при  $j=0$  с повтором при  $j=1$ , делающим ненужным использование морсовских точек целеуказателем нашего поиска.

Помимо (5) другие начальные приближения для конверсии  $N \Rightarrow M$  такие. Относительная ширина щелей средней диафрагмы меньше 1/4, а для крайних 1/3 ÷ 2/3 (иначе не будет широкополосности устройства). Переход к квазипериодичности состоит в том, что крайние элементы диафрагм убираются, а остающиеся сдвигаются так, чтобы быть в узлах высших незатухающих волн (для конверсии  $1 \Rightarrow 5$  – в узлах волн 3 и 5). Уточнения параметров из этих ориентировок дают алгоритмы этой работы. Получаем двугорбые характеристики (рис. 7) и из них плосковершинные (рис. 3,в) либо наклонно-плосковершинные (рис. 5) и из них затупленные пики (рис. 4).

Теперь об идеальностях. Конечная малая толщина диафрагм приводит (как и сужение щелей) к малому уменьшению их прозрачности, т. е. влияет на широкополосность прибора. Электропробоя на ребрах здесь не будет ( $E$ -поляризация поля). Омические потери, ухудшив КПД на ~1% и менее, не ухудшат чистоту конверсии (не увеличат паразитные потоки волн), так как добротность наших резонансов не высока из-за ненужности выбора щелей диафрагм узкими.

Вернемся к сопоставлению с альтернативами [2] и [3]. Отметим, что даже при большом числе лент в наших конструкциях, они технологичны, поскольку приурочены к многомодовым волноводам и поэтому не малы по сравнению с длиной волны  $\lambda$ . В альтернативе [3] (более уместной в антен-

ной технике [11]) ленты миниатюрны. К тому же, даже для нашей простейшей проблемы  $TE_1 \Rightarrow TE_2$  количество лент в конструкциях типа [3] должно быть ~ 50. В наших конструкциях таким количеством лент решаем проблему  $TE_5 \Rightarrow TE_{19}$ . Простота наших устройств состоит и в том, что здесь не понадобилась замена щелевой диафрагмы  $D3$  рис. 2 на заградительную для  $TE_1$  оконную [12]. Обращаем также внимание на то, что здесь удалось простыми конструкциями изменять поперечную симметрию полей в волноводе (конверсия  $1 \Rightarrow 2N$ ).

Альтернатива [2] выгодна возможностью обеспечить лучшую широкополосность конверторов. Однако обеспечить сколь угодно высокие КПД и чистоту преобразования она не может. Причина – неустранимость потерь на паразитные моды, промежуточные между возбуждающей и нужной возбуждаемой. У нас чистоту преобразования, существенно лучшую 99%, получим, если откажемся от плосковершинных частотных характеристик устройства. Кстати, авторы концепции [2] улучшили свои результаты в гибридной конструкции [9], вставив диафрагму в узкое плечо уголкового конвертора волн.

Кроме направлений [2] и [3] известны альтернативы по оптимизации ступенчатых [13] и иных независимых конструкций конверторов либо посвященные родственной проблеме по конструированию согласующих переходов между волноводами с разными формами поперечных сечений [14]. Эти альтернативы также не отменяют развиваемого здесь направления, особенно для систем, где наличие периодических диафрагм диктуется конструктивными соображениями.

Автор благодарит А. А. Кириленко и Л. А. Рудя за острую полемику, позволившую улучшить работу.

1. *Модель А. М. Фильтры СВЧ в радиорелейных системах.* - М.: Связь, 1970. - 352 с.
2. *Шестопалов В. П., Кириленко А. А., Рудя Л. А.* Волноводные неоднородности. - Киев: Наук. думка, 1986. - 216 с. (Резонансное рассеяние волн: В 2-х т. Т.2.)
3. *Каценеленбаум Б. З., Коришнува Е. Н., Пангонис Л. И., Сивов А. Н.* Синтез волноводного преобразователя поля // Радиотехника и электроника. - 1982. - 27, №12. - С.2373-2380.
4. *Щербак В.В.* О возможности чистого преобразования  $TE_1$  волны в  $TE_2$  и  $TE_3$  на каскаде из трех ленточных диафрагм // Радиофизика и электроника. - Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. - 2004. - 9, №3. - С.29-35.
5. *Шестопалов В. П.* Морсовские критические точки дисперсионных уравнений. - Киев: Наук. думка, 1992. - 240 с.
6. *Щербак В. В.* Поперечные металлические решетки в прямоугольном волноводе // Радиотехника. Харьков. ун-т. - 1968. - Вып.7. - С.49-51.
7. *Щербак В. В.* Розв'язок задач дифракції хвиль на неоднорідностях з довільною кількістю стрічок та щілин на періоді // Доп. АН УРСР. Сер.А. - 1982. - №12. - С.51-54.
8. *Шестопалов В. П., Щербак В. В.* О подавлении связи мод многоэлементными диафрагмами // Письма в Журн. техн. физики. - 1996. - 22, вып.10. - С.90-94.
9. *Kirilenko A. A., Rud' L. A., Tkachenko V. I.* Nonsymmetrical H-Plane Corners for  $TE_{1,0} - TE_{q,0}$  - Mode Conversion in Rec-



- tang. Waveguides // IEEE Trans. MTT. - 2006. - 54, №6. - P.2471-2477.
10. Shcherbak V. V. Matrix Operators in the diffraction problems. Generalized reactance matrix method // Telecomm. and Radio Eng., Begell House. - 1997. - 51, №2-3. - P.175-182.
  11. Каценеленбаум Б. З., Корицунова Е. Н., Пангонис Л. И., Сивов А. Н. Определение формы поверхности антенны и токов на ней по заданной диаграмме направленности... - М., 1980. - 38 с. (Препр. / АН СССР; Институт радиоэлектрон.; № 9 (302)).
  12. Мосьян Л. П. Дифракционные и спектральные свойства многощелевых резонансных диафрагм в прямоугольном волноводе: Дисс. канд. физ.-мат. наук. Харьков. - 2001. - 185 с. (Рукопись).
  13. Haq T. U., Webb K. J., Gallagher N. C. Scattering optimization method for design of compact mode converters for waveguides // IEEE Trans. MTT. - 1994. - 43, №3. - P.559-565.
  14. Saad S. S., Davies J. B., Davies O. J. Computer analysis of gradually tapered waveguide with arbitrary cross sections // IEEE Trans. MTT. - 1977. - 25, №5. - P.437-440.

#### ABOUT THE PURE $TE_{n,0}$ WAVE CONVERSION BY HIGH ORDER ON THE CASCADE OF THREE PERIODICAL STRIP DIAPHRAGMS

V. V. Shcherbak

We consider problem about an optimization of cascades of periodic or quasiperiodic strip thin diaphragms as waves converters in rectangular waveguide. We obtain optimal constructions

for pure energy transformation of the main mode  $TE_{1,0}$  into  $TE_{n,0}$  with high order ( $n = 4$  or  $5$  or more) and also between two different higher modes  $TE_{2,0}$  and  $TE_{3,0}$ ) The flat-topped frequency characteristics of mode-conversion are obtained.

**Keywords:** periodical diaphragms, conversion, higher modes.

#### ПРО ЧИСТУ КОНВЕРСІЮ ХВИЛЬ $TE_{n,0}$ ПІДВИЩЕНОГО ПОРЯДКУ НА КАСКАДІ З ТРЬОХ РІЗНОПЕРІОДНИХ СТРИЧКОВИХ ДІАФРАГМ

В. В. Щербак

Розглядається проблема про оптимізацію каскадів періодичних або квазіперіодичних стрічкових тонких діафрагм, використовуваних як конвертори хвиль прямокутного хвилеводу. Знайдено оптимальні конструкції, що забезпечують ефективне (чисте) перетворення енергії основної моди  $TE_{1,0}$  у вищі  $TE_{n,0}$  з високим номером ( $n = 4$  або  $5$  і більше) та між двома різними вищими модами ( $n = 2$  та  $3$ ). Отримано плосковершинні частотні характеристики конверсії мод.

**Ключові слова:** періодичні діафрагми, конверсія, вищі моди.

*Рукопись поступила 24 декабря 2007 г.*