

РАЗДЕЛ 6

ИЗЛУЧЕНИЕ ЩЕЛЕВЫМИ СТРУКТУРАМИ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПОЛЕЙ

В данном разделе приводятся результаты исследования излучения нестационарных и монохроматических электромагнитных полей (в широкой полосе частот) из щелевых структур, выполненных на основе широкополосных линий передачи. Эти исследования проводились с целью определения условий эффективного приема – передачи сложных сигналов с минимальными искажениями их временной формы.

Материалы раздела опубликованы в работах: [A(32, 35, 47, 99)] – подраздел 6.2; [A(10, 15, 38, 91, 105, 134)] – подраздел 6.3; [A(41, 48, 114, 119, 120, 125, 133, 134)] – подраздел 6.4.

6.1. Излучатели на основе щелевых линий передачи

Щелевые линии представляют собой диэлектрическую подложку, на которую нанесен проводящий слой, имеющий щель вдоль всей линии [189].

Излучение энергии из щелевой линии минимизируется выбором подложки с высокой диэлектрической проницаемостью ε , что в свою очередь приводит к значительному уменьшению длины волны по сравнению со свободным пространством

$$\lambda_L = \sqrt{2/(\varepsilon + 1)}\lambda,$$

где λ_L - длина волны в линии, λ - длина волны в свободном пространстве.

Волны, распространяющиеся в щелевых линиях – волны квази-ТЕМ типа. Поле в щели распределено как показано на рис. 6.1. Концентрация силовых линий в щели зависит от ее ширины.

В первом приближении волновое сопротивление и фазовую скорость можно считать не зависящими от частоты. Распространение электромагнитных волн

вдоль щели происходит на всех частотах, вплоть до максимально близких к нулевой.

За счет расширения щели и использования подложек с малой диэлектрической проницаемостью можно создать условия благоприятные для излучения в свободное пространство энергии волны, распространяющейся вдоль такой структуры. Полученная таким образом антенна является расширяющейся щелевой антенной (РЩА) осевого излучения [102], и может быть отнесена к классу антенн бегущих волн. Щелевые антенны просты в изготовлении. Применение конструкций планарного типа дает возможность выполнить антенну и управляющие устройства на одной плате.

В зависимости от закона расширения щели выделяют такие виды антенн:

- щелевая антенна с экспоненциально изменяющейся шириной щели (или антенна Вивальди) [102], (рис. 6.2а);
- щелевая антенна с линейно-изменяющейся шириной щели (ЛРЩА), (рис. 6.2б);
- щелевая антенна с постоянной шириной щели (ЩАПШ), (рис. 6.2в).

Геометрия изменения ширины щели влияет на свойства антенны. Так антенна ЩАПШ имеет критическую длину волны, определяемую размером раскрытия $\lambda_{кр} \sim W$, где W – ширина раскрытия. Эффективно излучаются только те волны, у которых длина волны соизмерима или меньше ширины щели. Антенна Вивальди является частотно-независимой антенной. В ней на каждой частоте эффективно излучает только некоторый участок антенны. Это же относится и к ЛРЩА, которая имеет большую длину по сравнению с антенной Вивальди при одинаковых направляющих свойствах.

Расширяющиеся щелевые антенны обладают простой конструкцией и могут быть использованы в качестве элементов в антенных решетках и в более сложных излучающих системах (рис. 6.3).

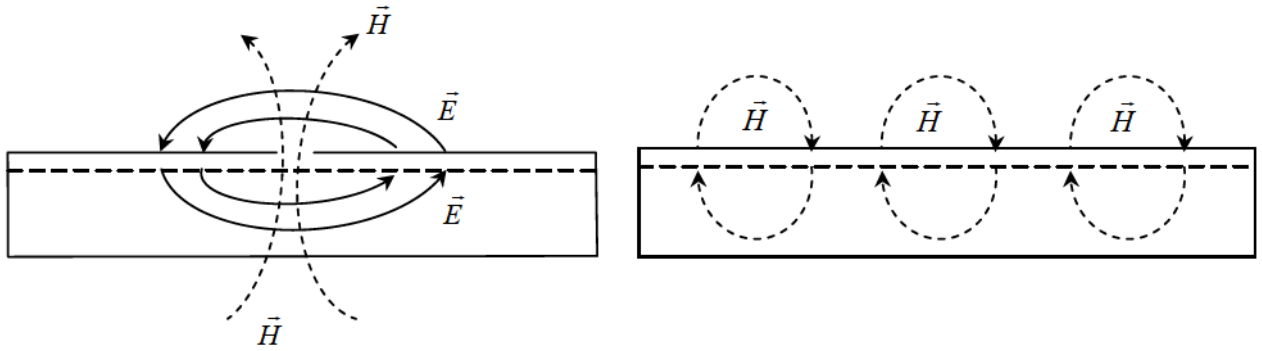


Рис. 6.1. Поле в щелевой линии передач.

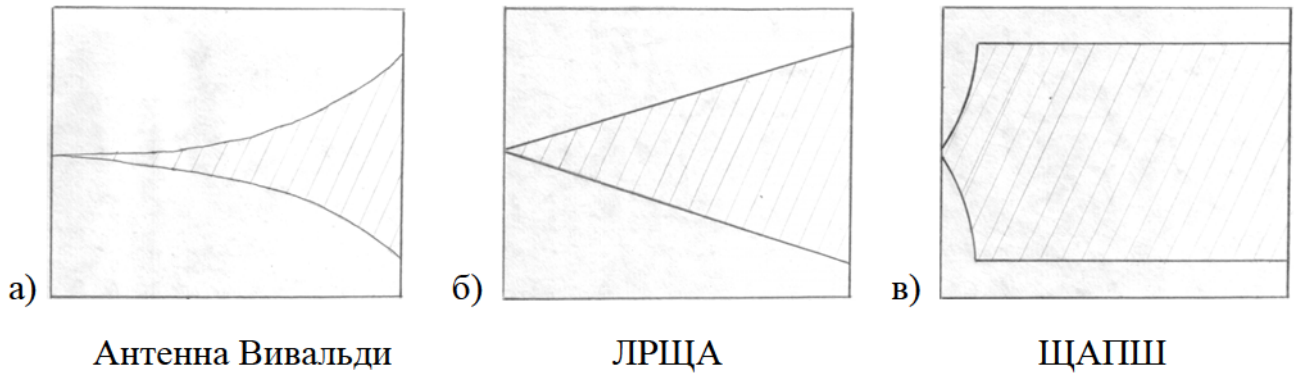


Рис. 6.2. Типы расширяющихся щелевых антенн.

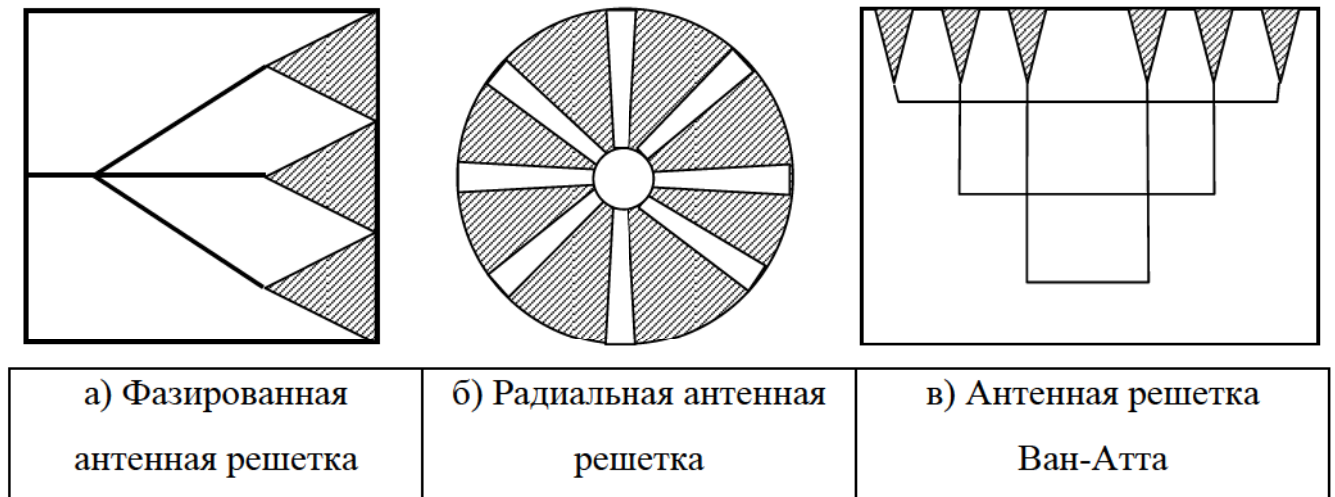


Рис. 6.3. Антенные решетки и излучающие системы из расширяющихся щелевых антенн.

6.2. Расширяющиеся щелевые антенны

Для решения задач о излучении широкополосной расширяющейся щелевой антенны с произвольным профилем в случае возбуждения ее монохроматическим сигналом применяются как аналитические, так и численные методы, каждый из которых имеет и преимущества и недостатки:

В *методе эквивалентной апертуры* предполагается, что излучение происходит только из участка, где возбуждается антенна и с края излучателя, то есть из мест расположения неоднородностей. При расчете плоскость антенны заменяют на эквивалентную апертуру, в которой выделяют некий волновой канал, из которого в основном и идет излучение. На этой эквивалентной апертуре с ограниченными размерами задается распределение поля и определяется поле излучения [187, 188].

Метод скалярного расчета излучения. Поверхность антенны, возбужденной бегущей волной, заменяется некоторым распределением элементарных излучателей. При интегрировании по всем элементарным источникам учитывается набег фазы и в итоге определяется напряженность поля в дальней зоне. Результаты верны для главного лепестка [187, 188].

Метод векторного потенциала. Вводятся эквивалентные токи на апертуре и решается задача распространения [102, 332]. Поле ищется через векторные потенциалы электрических и магнитных полей. При расчете дальнего поля учитывается, что напряженность поля с расстоянием R убывает как $1/R$:

Декомпозиционный метод был предложен в работах [106, 116] для расчета поля излучения щелевой антенны и волнового сопротивления щелевой линии для случая возбуждения монохроматическим сигналом [333]. Вначале определяется распределение электрического поля в раскрыве антенны. Считается, что продольные кромки металлических пластин находятся на бесконечном удалении от щели, а распределение поля определяется, в основном, распространяющимися модами ненагруженной структуры. Влияние нагрузки учитывается путем добав-

ления обратной бегущей волны тока. Антенна разбивается на прямоугольные участки (рис.6.4).

Поле, излученное всей антенной, находится как суперпозиция полей излучения от всех участков разбиения.

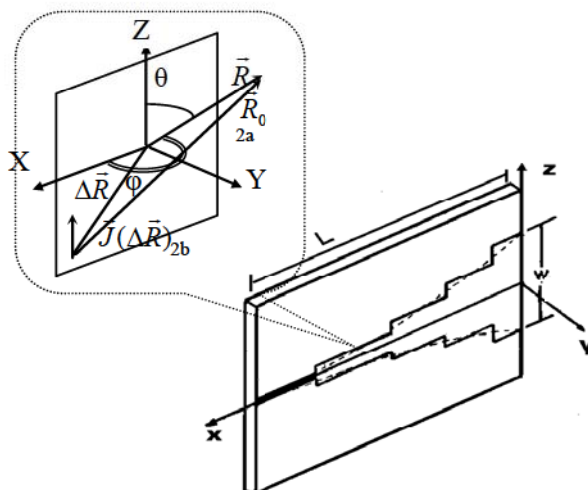


Рис. 6.4. Схема декомпозиции расширяющейся щелевой антенны.

6.2.1. Синтез и оптимизация расширяющейся щелевой антенны. Широкополосная антенна должна удовлетворять не только требованиям к согласованию с фидером запитки и с пространством излучения, но так же иметь оптимальные характеристики излучения. В некоторых работах проводилась оптимизация по согласованию в полосе частот, но при этом не рассматривалась возможность улучшения направленности антенны [334, 335]. Согласование от входного сопротивления (сопротивление линий запитки) к выходному сопротивлению (волновое сопротивление среды излучения) □ обеспечивается за счет скачкообразного изменения волнового сопротивления вдоль антенны, которое можно осуществить как подбором толщины диэлектрической подложки антенны, так и ее диэлектрической проницаемости, то есть подбором материала. Однако наиболее конструктивным решением является изменение ширины щели вдоль антенны за счет размеров и формы пластин, образующих антенну. При этом переход будет состоять из последовательно соединенных участков щелевых линий со щелями одинаковой длины и различной ширины. При синтезе к переходу предъявляются следующие требования [91]: в заданной поло-

се частот коэффициент отражения не должен превышать заданную величину $\Gamma_{\max}$. Функция затухания такого перехода может быть представлена в виде разложения:

$$K=1+h^2 T_n^2(\cos \theta \setminus S), \quad (6.1)$$

где $T_n(\cos \theta \setminus S)$ – полином Чебышева первого рода n -го порядка, S – масштабный множитель характеристики по оси частот, h – амплитудный множитель, связанный с уровнем $\Gamma_{\max}$, $\theta = 2\pi l / \lambda$, где l – длина участка, длина всего перехода $L=nl$, n – число участков образующих переход.

Входное волновое сопротивление антенны соответствует волновому сопротивлению подводящей линии, например щелевой линии или коаксиального кабеля, а выходное волновое сопротивление – сопротивлению свободного пространства. Ширина щели, соответствующая заданному волновому сопротивлению, определяется с учетом замедления сигнала в щелевой линии по формулам, полученным в работе [333].

При произвольной зависимости ширины щели от координаты X , распределение поля излучения РЦА находится методом декомпозиции, путем разбиения апертуры щели на малые прямоугольные участки, $l \ll \lambda$, которые представляют собой отрезки щелевых линий с разной шириной (рис. 6.4). Угловые зависимости поля в E - и H - плоскостях можно представить в виде:

$$E(\theta) = E(k_0 W^i \cos \theta) \sqrt{\frac{2}{\sin \theta}} \left[e^{-jk_0 c^i L} \left\{ \frac{F^*(u_h^i) - F^*(u_l^i)}{\sqrt{c^i - \sin \theta}} \right\} - e^{-jk_0 c^i L} \left\{ \frac{F(\tilde{u}_h^i) - F(\tilde{u}_l^i)}{\sqrt{c^i - \sin \theta}} \right\} \right] \quad (6.2)$$

$$\begin{aligned} E(\varphi) = E(\theta = 0) & \left[\frac{e^{-jk_0 c^i L}}{c^i + \cos \varphi} \left\{ \sin \varphi \left[F(p_h^i) e^{-jv_h^i} - F(p_l^i) e^{-jv_l^i} \right] \right\} + \right. \\ & \left. + \sin \left(\frac{\varphi}{2} \right) \sqrt{2c(c^i - 1)} e^{jk_0 c^i L} \left\{ F(q_h^i) - F(q_l^i) \right\} \right] - \Gamma E(\theta = 0) \frac{e^{-jk_0 c_i L}}{c^i - \cos \varphi} \times \\ & \times \left[\left\{ \sin \varphi \left[F(p_h^i) e^{-jv_h^i} - F(p_l^i) e^{-jv_l^i} \right] \right\} - \sin \left(\frac{\varphi}{2} \right) \sqrt{2(c^i + 1)} \left\{ F(\tilde{q}_h^i) - F(\tilde{q}_l^i) \right\} \right] \end{aligned} \quad (6.3),$$

где $F(v) = \int_0^v \frac{e^{-jt}}{\sqrt{2\pi t}} dt$ - интеграл Френеля, в $F^*(v)$ символ " * " означает положи-

тельный показатель экспоненты, x_l^i, x_h^i - начальная и конечная координаты i -го участка декомпозиции. В формуле введены переменные:

$$\begin{aligned} c^i &= (\lambda_0 / \lambda_L), \quad k_0 = 2\pi / \lambda_0, \quad u_{h(l)}^i = k_0 x_{h(l)}^i (c^i - \sin \theta), \quad \tilde{u}_{h(l)}^i = k_0 x_{h(l)}^i (c^i + \sin \theta), \\ v_{h(l)}^i &= k_0 x_{h(l)}^i (c^i + \cos \varphi), \quad \tilde{v}_{h(l)}^i = k_0 x_{h(l)}^i (c^i - \cos \varphi), \quad q_{h(l)}^i = k_0 x_{h(l)}^i (c^i - 1), \\ \tilde{q}_{h(l)}^i &= k_0 x_{h(l)}^i (c^i + 1), \quad p_{h(l)}^i = k_0 x_{h(l)}^i (c^i + \cos \varphi), \end{aligned}$$

Γ - коэффициент отражения от границы между двумя участками. Такая модель учитывает отражение сигнала от края антенны. Кроме того, в данной методике заложен учет краевого эффекта, потерь в диэлектрике и учтены потери на излучение. Учет последнего ведет к экспоненциальному затуханию мощности сигнала вдоль щели, которая для i -го элемента равна:

$$P_i = \left(P \sqrt{\frac{Z_1}{Z_i}} \right) e^{-\beta x}, \quad (6.4)$$

где P_i - мощность в i -том элементе, Z_i - волновое сопротивление i -го элемента, β - декремент затухания, P - мощность возбуждающего сигнала.

Поле излучения всей антенны, как отмечалось выше, определяется в результате суммирования полей от составляющих элементов. Правомерность такой модели для расширяющейся щелевой антенны была проверена экспериментально для случая возбуждения монохроматическим сигналом линейно расширяющейся щелевой антенны. На рис. 6.5 приведены диаграммы направленности для антенны с параметрами $\varepsilon=4.25$, $2\alpha=20^\circ$, 2α - угол раскрыва ЛРЩА, $L=19.2$ см, $D=1$ мм, рассчитанные с помощью декомпозиционного метода и экспериментально измеренные на частоте 10 ГГц.

Расчетные и экспериментально полученные диаграммы направленности незначительно отличаются. В данных эксперимента для H - плоскости наблюдаются дополнительные боковые лепестки. Это объясняется влиянием конечных разме-

ров антенны, которые в расчетной модели не учитываются. Таким образом, использование декомпозиционного подхода позволяет достаточно точно рассчитать поля излучения составных элементов антенны, а, значит, и полное поле излучения всей антенны. Такая методика при заданной частотной зависимости КСВН позволяет синтезировать формы раскрывов щелевых антенн по согласованию волновых сопротивлений и синтезировать характеристики излучения.

Синтез и оптимизация антенны проводились в следующей последовательности:

- синтез перехода от линии возбуждения к расширяющейся щелевой антенне по заданным частотным характеристикам;
- выбор оптимальной конструкции антенны по критерию направленности для одной или двух плоскостей диаграммы направленности;
- выбор профиля (плавный, ступенчатый) и оптимизация геометрических размеров по направленности антенны.

С учетом заданной частотной зависимости КСВН ($КСВН \leq 1.02$ в диапазоне 6...10 ГГц) была синтезирована расширяющаяся щелевая антенна и определены ее геометрические параметры (рис. 6.6). Уточнение конструкции антенны проводилось исходя из следующих положений. Одним из способов дальнейшего повышения направленности может быть увеличение электрической длины антенны за счет увеличения длины всех участков от $\lambda/4$ до $(1/4+n)\lambda$. При этом функция затухания перехода не изменяется. При этом с ростом длины перехода (рис. 6.7) сужается диаграмма направленности в H -плоскости.

Если нужно уменьшить ширину диаграммы направленности одновременно в E - и H -плоскостях, то следует удлинить антенну плавно расширяющимся участком. При этом угол раскрыва должен быть таким, чтобы профиль пластин, образующих антенну, являлся продолжением апертуры и был направлен по касательной к усредненной огибающей синтезированного профиля (рис. 6.6, фрагмент 4). Это позволит снизить переотражения от неоднородности перехода к плавно расширяющейся части антенны. При этом в зависимости от увеличения

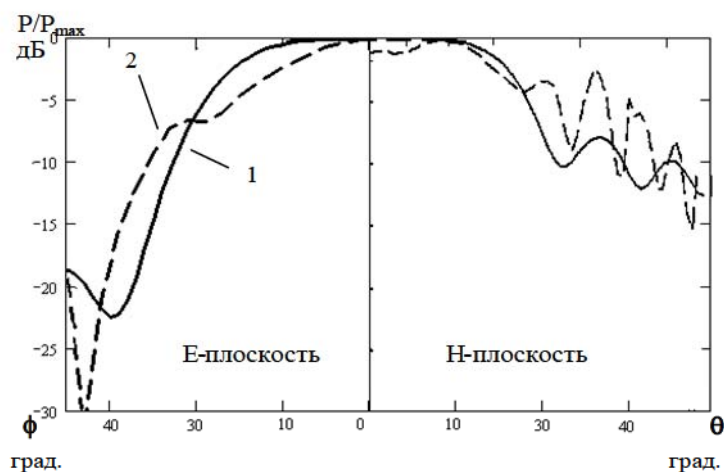


Рис. 6.5. Диаграммы направленности (по мощности) ЛРЦА в случае возбуждения монохроматическим сигналом: 1 – расчет; 2 – эксперимент.

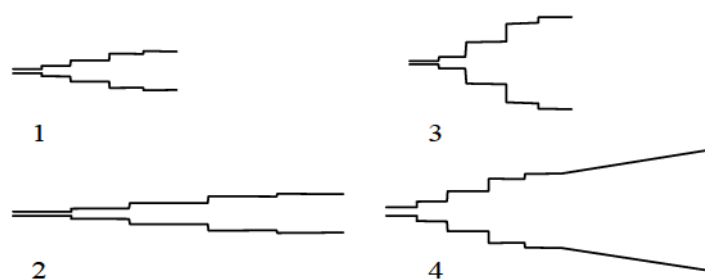


Рис. 6.6. Формы раскрытов щелевых антенн: 1 – синтезированная; 2 – с удлиненной ступенькой; 3 – из работ [334, 335]; 4 – оптимизированная по характеристикам излучения.

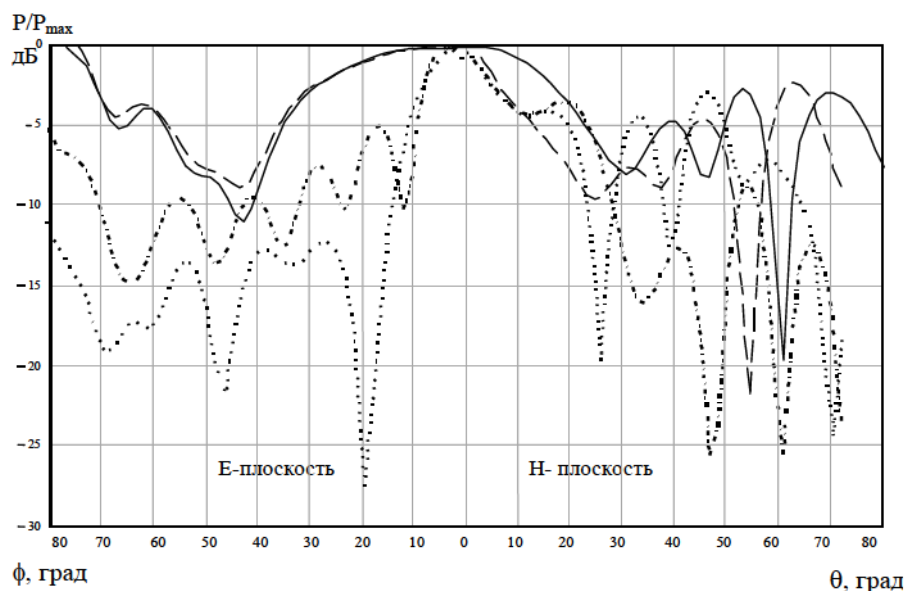


Рис. 6.7. Диаграммы направленности расширяющихся щелевых антенн: “—” – синтезированная; “- - - -” – с удлиненной ступенькой; “- · - ·” – из работ [334, 335]; “· · · ·” – оптимизированная по характеристикам излучения.

длины плавно расширяющегося участка антенны будут одновременно уменьшаться значения ширины диаграммы направленности в E - и H - плоскостях.

Оптимизация геометрических размеров антенны осуществляется следующим образом: оптимальная длина дополнительного участка выбирается по заданной ширине диаграммы направленности при известном угле раскрыва α . Определить оптимальные характеристики направленности и соответствующие им геометрические размеры антенны можно из зависимостей ширины диаграммы направленности от этих параметров, которые рассчитываются по описанной выше декомпозиционной методике.

Для оценки эффективности возбуждения антенны на рис. 6.7 приведены диаграммы направленности по мощности при возбуждении антенны монохроматическим сигналом частотой 10 ГГц для случаев: синтезированной расширяющейся щелевой антенны, расширяющейся щелевой антенны с удлиненной ступенькой, расширяющейся щелевой антенны (данные из работ [334, 335], рассчитанные путем обеспечения однородности КСВН в полосе частот) и расширяющейся щелевой антенны, оптимизированной по характеристикам излучения. Очевидно, что синтезированная антенна обладает более выраженными направленными свойствами, чем антенна из работ [334, 335].

Таким образом, проведен синтез “профиля” расширяющейся щелевой антенны, согласованной с линией возбуждения и со средой излучения в широком диапазоне частот. Оптимизирована форма раскрыва расширяющейся щелевой антенны с целью улучшения направленных свойств антенны. Для антенны с оптимизированной формой раскрыва были рассчитаны диаграммы направленности при возбуждении широкополосным сигналом.

6.2.2. Расчет характеристик излучения расширяющейся щелевой антенны при видеоимпульсном возбуждении. Возможность математического описания сигналов в частотной или во временной областях определяет и два основных способа нахождения характе-

ристик антенны:

- путем решения задачи непосредственно во временной области;
- описание характеристик излучающей системы в частотной области.

Во временной области излучаемый и излученный сигналы описываются в виде действительных функций времени. Следовательно, зависимость временной структуры излученного поля от пространственных углов будет характеризовать свойства направленности излучения антенны. В случае излучения видеоимпульса малой длительности (а такой процесс в виду малости занимаемого промежутка времени сигналом можно считать нестационарным) исключается возможность использования классического понятия диаграммы направленности. Поэтому, свойства антенны могут быть описаны с помощью семейства импульсных характеристик, параметрами которых являются пространственные углы. Можно использовать и другие характеристики, образуя их как некоторые функционалы от динамических характеристик.

Используя возможность выделения локальных излучающих центров на излучателях конечных размеров, для нестационарного излучения определяют импульсную характеристику, представляя антенну как набор элементарных излучателей.

Аналитические методы решения во временной области обладают достоинствами, главным из которых является возможность выявления наглядной связи между результатами решения и контролируемыми параметрами задачи. Это позволяет вносить коррекцию в излучаемый сигнал, формировать сигнал специальной формы в дальней зоне антенны с помощью учета свойств самой излучающей системы.

Для описания в частотной области характеристик антенны, работающей в режиме импульсного возбуждения, видеоимпульс малой длительности представляют как совокупность гармонических компонент. В этом случае для описания характеристик антенны необходимо получить амплитудно-фазовые характеристики излучения для всех гармонических составляющих сигнала, что в совокуп-

ности определит семейство частотных характеристик антенны. Расчет импульсных характеристик антенны проводятся через обратное преобразование Фурье.

6.2.3. Излучение апертуры с несинхронным импульсным возбуждением. Для исследования излучения расширяющейся щелевой антенны с произвольным раскрывом в случае возбуждения импульсным сигналом произвольной формы рассмотрим поле излучения апертуры с несинхронным импульсным возбуждением. Прямоугольная апертура с размерами $2a \times 2b$ расположена в плоскости XOY с началом координат в центре апертуры (рис. 6.4). На апертуре задано распределение магнитных токов $\vec{J}(\Delta\vec{R}, t)$. Тогда векторный потенциал в дальней зоне ($\vec{R}$ – радиус-вектор из начала системы координат апертуры в точку наблюдения) определяется по формуле:

$$\vec{A}(\vec{R}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi R_0} \iint_S \vec{J}\left(\Delta\vec{R}, t - \frac{R_0}{c} + \frac{\Delta\vec{R} \cdot \vec{n}}{c}\right) d(\Delta\vec{R}). \quad (6.5)$$

Распределение токов задается в виде $\vec{J}(\Delta\vec{R}, t) = \vec{e}_0 A_j(\Delta\vec{R}) f(t - t_d(\Delta\vec{R}))$, где A_j – амплитудное распределение, $f(t)$ – временная форма сигнала, $t_d(\Delta\vec{R})$ – распределение временной задержки возбуждения по апертуре, R_0 – расстояние из точки на поверхности апертуры в точку наблюдения, $\vec{e}_0$ – орт, задающий направление токов, S – поверхность апертуры, $\Delta\vec{R} = \{\xi, \eta, 0\}$ – вектор из центра апертуры в точку на ее поверхности, $\vec{n}$ – перпендикуляр к поверхности апертуры. Тогда поле определяется по формуле [336, А32]:

$$\vec{E}(\vec{R}, t) = -\frac{\mu_0}{4\pi R_0} [[\vec{e}_0 \times \vec{n}] \times \vec{n}] \int_{-a}^a \int_{-b}^b A_j(\xi, \eta) f\left(\tau - t_d(\xi, \eta) + \frac{x\xi + y\eta}{cR_0}\right) d\eta d\xi \quad (6.6)$$

Здесь обозначено $\tau = t - R_0/c$, $2a$, $2b$ – размеры апертуры по осям OX и OY . Данное выражение записано в общем виде для произвольной ориентации возбуждающих токов $\vec{e}_0$, для произвольного амплитудного распределения и произвольной функции временной задержки.

Как и в случае монохроматического излучения, поле излучения всей ан-

тенны определяется в результате суммирования полей от составляющих элементов с учетом пространственно-временного распределения. Амплитудное распределение тока поперек щели имеет вид синусоиды. У края пластин, образующих антенну, амплитуда магнитного тока увеличивается, что учитывается введением нормированного множителя вида $\frac{1}{\sqrt{1-(\eta/b)^2}}$. Так же учитываются потери в диэлектрике за счет введения экспоненциального затухания мощности сигнала вдоль антенны.

6.2.4. Моделирование излучения расширяющейся щелевой антенны с помощью апертуры с несинхронным импульсным возбуждением. Для моделирования импульсного излучения ЛРЩА используем декомпозиционный подход и модель апертуры с несинхронным возбуждением. Ток на каждом участке поверхности антенны задается в виде положительного полупериода синусоиды (поперечное сечение). Для учета резкого увеличения амплитуды токов на краю апертуры антенны токи на ребрах щели задаются с помощью дельта-функций. В направлении ОХ (продольное сечение) амплитуда токов экспоненциально затухает. На рис. 6.8 представлено распределение токов по поверхности ЛРЩА.

Тогда выражение (6.6) сводится к виду [А99]:

$$E(t, \theta) = -\frac{\mu_0}{4\pi R_0} \frac{2bc}{\sin \theta - \alpha} \left\{ f\left(\tau + (\sin \theta - \alpha) \frac{a}{c}\right) - f\left(\tau - (\sin \theta - \alpha) \frac{a}{c}\right) \right\}, \quad (6.7)$$

где $\tau = t - R_0 / c$, $a = c / v$.

Количество разбиений определяется относительной длиной антенны и эффективной длительностью импульса ($l \leq cT/4$). Исходя из (6.7), были рассчитаны диаграммы направленности ЛРЩА (рис. 6.9).

Вышеописанная модель позволяет получить временную форму излученного сигнала в заданном направлении (θ , ϕ определены). Представленные диаграммы направленности рассчитаны по пиковой мощности излученного сигнала,

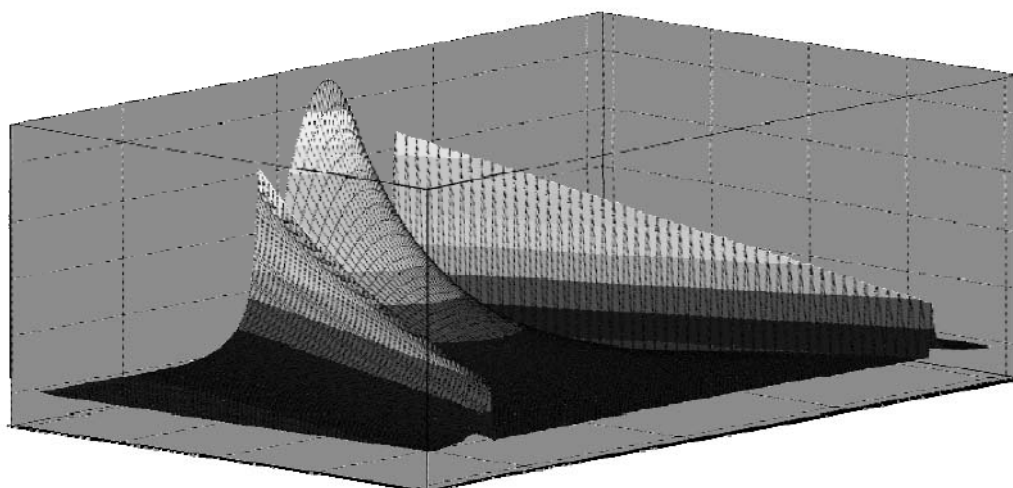


Рис. 6.8. Распределение токов по поверхности ЛРЦА.

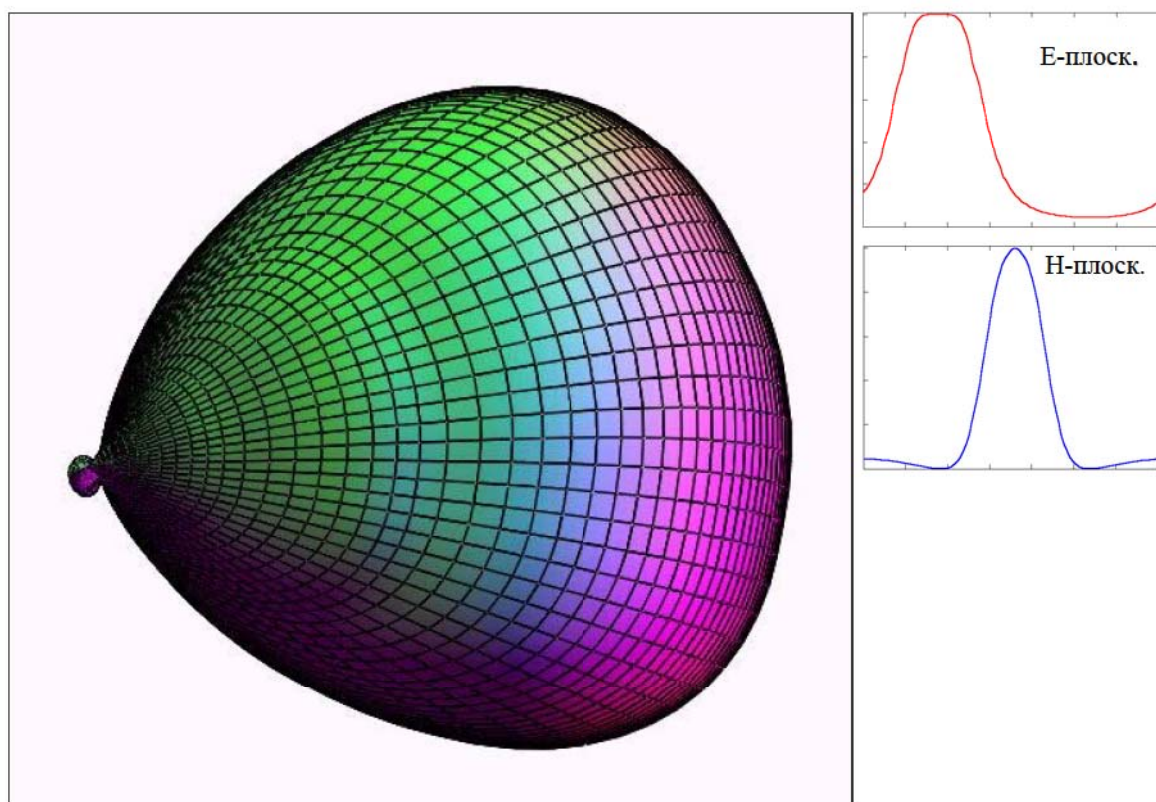


Рис. 6.9. Диаграммы ЛРЦА (по пиковой мощности).

так как в задачах радиолокации и подповерхностного зондирования интерес представляет максимальная амплитуда излученного сигнала. Пиковая мощность определяется, как квадрат амплитуды сигнала, максимально излученной в данном направлении, (выборка максимума производится во временной области).

Проанализируем влияние параметров антенны на ее диаграмму направленности. Расчет проводился для ЛРЦА с углом раскрыва $2\alpha = 20^\circ$. Данное значение было выбиралось не случайно, так как известно [106], что для угла раскрыва $20^\circ - 25^\circ$ наблюдается наиболее эффективное излучение. Длина антенны варьировалась в пределах $L=(1 \div 7) \text{ сТ}$.

Увеличение длины антенны ведет к сужению главного лепестка диаграммы направленности в H - плоскости и незначительному изменению ширины диаграммы в E - плоскости (рис. 6.10). Изменение геометрической длины антенны оказывает меньшее влияние в E - плоскости, чем для H - плоскости. Ширина раскрыва антенны оказывает большее влияние на диаграмму в E -плоскости, что следует из рис. 6.11, в случаях, когда ширина щели на конце антенны составляла $W=0.01\text{сТ}, 0.2 \text{ сТ}$.

Параметры подложки антенны влияют не только на величину затухания сигнала (изменяется коэффициент β в экспоненте (6.4)), но и на скорость распространения сигнала. Однако последний фактор не учитывался в модели, поэтому проанализируем влияние параметров подложки на затухание сигналов: расчет проведен для $\beta=0.5$ и $\beta=3$. Рост коэффициента β ведет к более резкому затуханию сигнала, а, значит, уменьшению электрической длины антенны в H - и E - плоскостях и приводит к расширению диаграммы направленности антенны (рис. 6.12).

При больших потерях в щели, значительная часть мощности излучается на первых участках антенны, которым соответствует «менее направленная» диаграмма. Влияние различных участков антенны на ее диаграмму направленности показано на рис. 6.13, где представлена временная форма сигналов излученных различными участками антенны. Видно, что сигнал от участков с большим

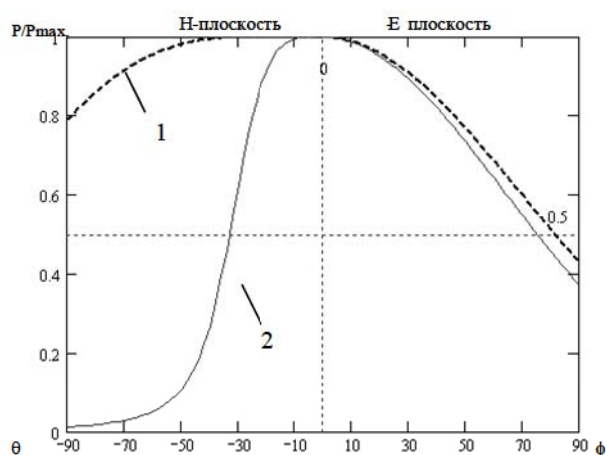


Рис. 6.10. Влияние длины антенны на ее диаграмму направленности в режиме излучения импульсного сигнала с длительностью T : 1 – $L=1$ сТ; 2 – $L=7$ сТ.

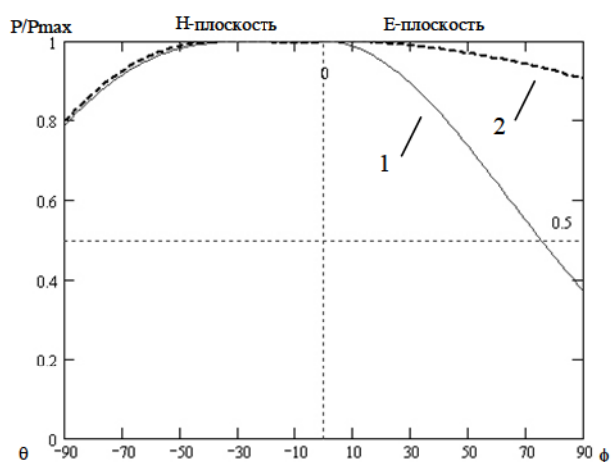


Рис. 6.11. Влияние ширины щели антенны на ее диаграмму направленности (по пиковой мощности) в режиме излучения импульсного сигнала:

1 – $W=0.001$ сТ; 2 – $W=0.2$ сТ.

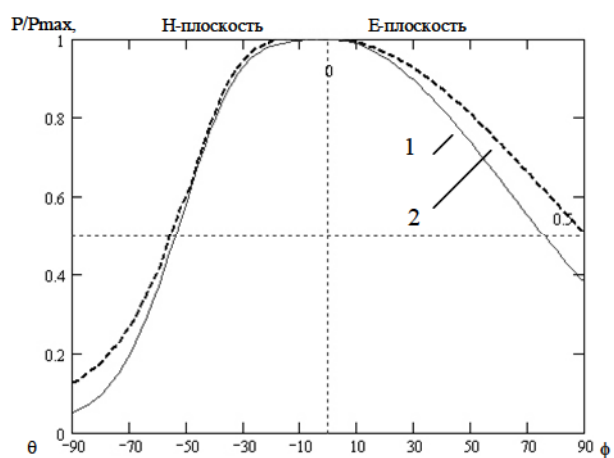


Рис. 6.12 Влияние параметров подложки антенны на ее диаграмму направленности в режиме излучения импульсного сигнала: 1 – $\beta=0.5$; 2 – $\beta=3$.

порядковым номером $n=20$ (элементы расположенные ближе к излучающему краю), излучаются с меньшей амплитудой, чем для первых участков. При этом сигналы приходят в точку наблюдения несинхронно. Сигнал от первых участков во времени опережает сигналы от последних участков (для удобства оценки на рисунке помещена вертикальная метка). Длина антенны $L=1сТ$.

Заметим, что в виду несинхронности прихода сигналов от различных участков антенны происходит искажение сигнала, излучаемого антенной – изменяется его форма и длительность, которая увеличивается (рис. 6.14).

Как видно, при больших углах наблюдения θ несинхронность сигналов больше, чем при углах близких к 0° , что приводит к искажению формы и уменьшению амплитуды суммарного сигнала от 1 и 10 участков.

Приведем результаты моделирования импульсного излучения оптимизированной расширяющейся щелевой антенны.

Из сравнения диаграмм направленности (по пиковой мощности) в случае возбуждения широкополосным импульсным сигналом линейно расширяющейся щелевой антенны и оптимизированной расширяющейся щелевой антенны, которая согласована в заданной полосе частот (п. 6.2.2) [А47] следует, что в E -плоскости диаграммы направленности, практически, совпадают, а в H -плоскости диаграмма направленности оптимизированной антенны шире (рис. 6.15).

Во всех направлениях, кроме направлений близких к 90° , сигналы, излученные оптимизированной расширяющейся щелевой антенной и ЛРЩА, имеют близкую временную форму. Сигнал, излученный оптимизированной РЩА в направлении $\varphi=80^\circ$ имеет более высокий уровень по сравнению с сигналом, излученным ЛРЩА. При этом формы сигналов одинаковые (рис. 6.16). Это объясняет разницу в излученном сигнале в направлениях близких к 90° . Различие диаграмм направленностей в H -плоскости оптимизированной РЩА и ЛРЩА следует из неравенства амплитуд сигналов излученных этими антеннами (рис. 6.17). Несмотря на различие амплитуд, форма сигналов, излученных оптимизированной РЩА и ЛРЩА совпадает для всех направлений наблюдений.

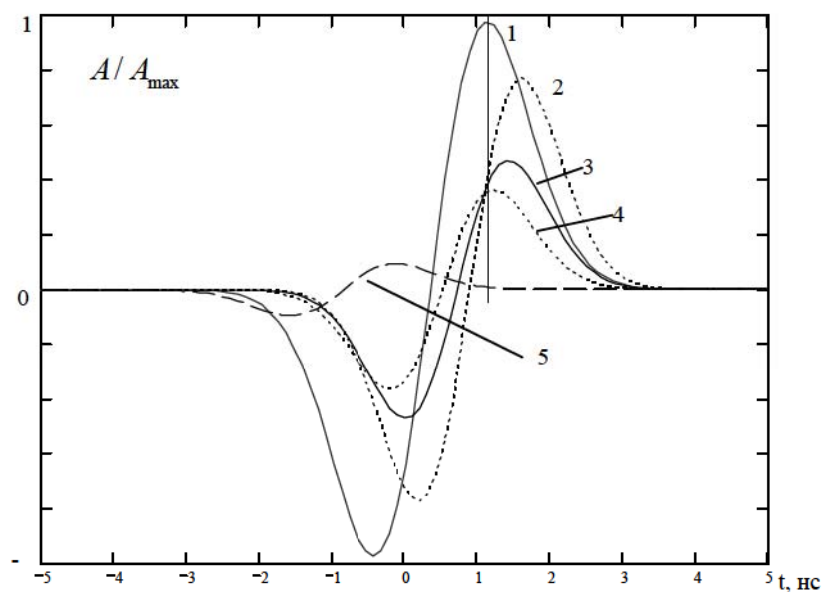


Рис. 6.13. Временная форма сигналов излученных разными участками антенны $L=7\text{сТ}$ (в точке наблюдения $\theta=90^\circ$, $\varphi=0^\circ$): 1 – от всей антенны; 2 – от 1 участка ($j=1$); 3 – от 4 участка ($j=4$); 4 – от 6 участка ($j=6$); 5 – от 20 участка ($j=20$).

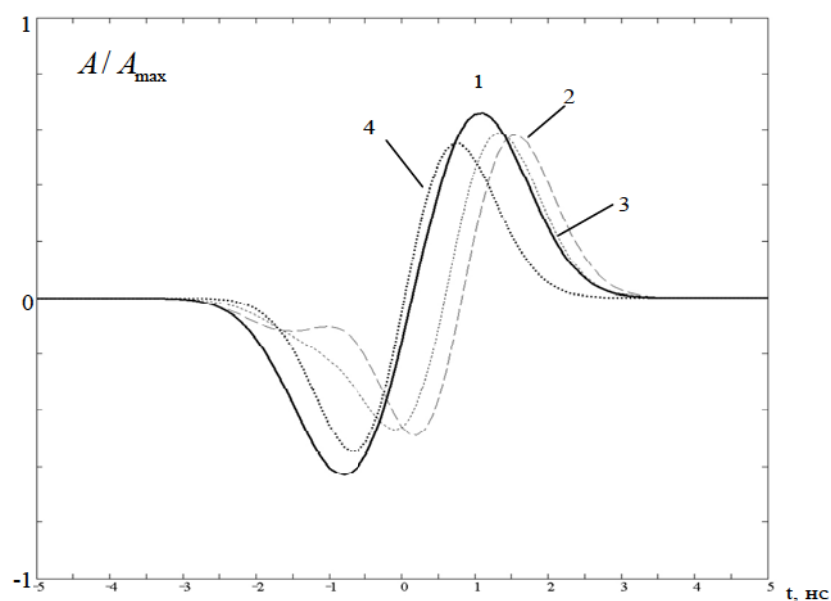


Рис. 6.14. Влияние на временную форму импульса в точке наблюдения несинхронности прихода сигналов от различных участков антенны, при разных углах наблюдения θ : 1 – от всей антенны, $\theta=0^\circ$; 2 – от 1 и 10 участка, $\theta=0^\circ$; 3 – от 1 и 10 участка, $\theta=5^\circ$; 4 – от 1 и 10 участка, $\theta=0^\circ$.

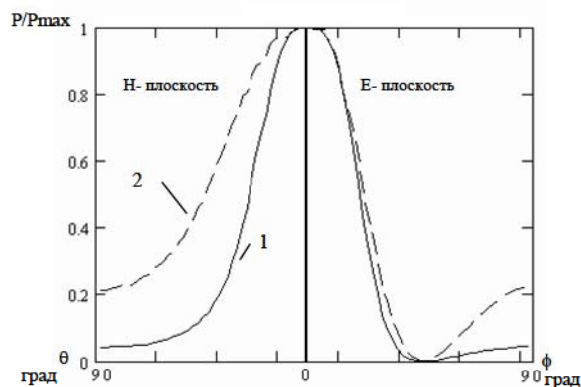


Рис. 6.15. Диаграммы направленности (по пиковой мощности) ЛРЦА (1) и оптимизированной РЦА (2), в случае возбуждения импульсным сигналом.

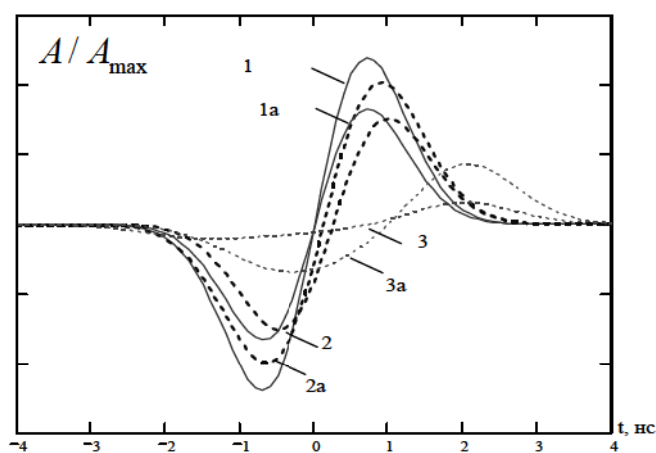


Рис. 6.16. Временная форма сигналов, излученных в режиме импульсного возбуждения для углов наблюдения φ : оптимизированная РЦА (1 – $\varphi=0^\circ$; 2 – $\varphi=45^\circ$; 3 – $\varphi=80^\circ$) и ЛРЦА (1а – $\varphi=0^\circ$; 2а – $\varphi=45^\circ$; 3а – $\varphi=80^\circ$).

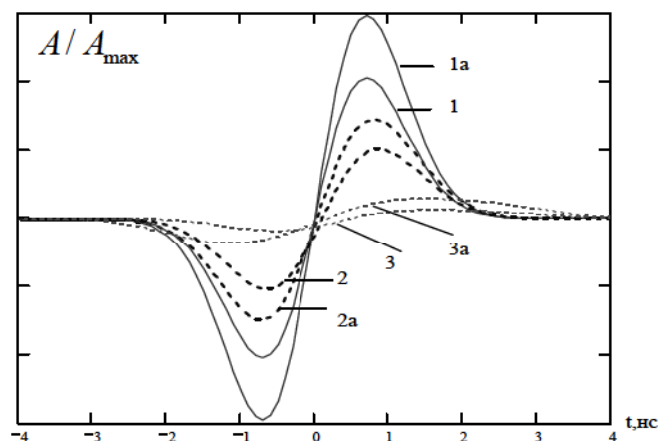


Рис. 6.17. Временная форма сигналов, излученных в режиме импульсного возбуждения под углами θ : оптимизированная РЦА (1 – $\theta=10^\circ$; 2 – $\theta=45^\circ$; 3 – $\theta=80^\circ$) и ЛРЦА (1а – $\theta=10^\circ$; 2а – $\theta=45^\circ$; 3а – $\theta=80^\circ$).

Таким образом, оптимизированная антенна, согласованная в заданной полосе частот, при импульсном возбуждении, несмотря на ухудшение направленных свойств в H -плоскости, излучает сигнал с малыми искажениями временной формы. Для повышения направленности расширяющейся щелевой антенны в импульсном режиме необходимо проводить дополнительно конструкторскую и численную оптимизацию с учетом специфики импульсного возбуждения.

6.2.5. Импульсное излучение решетки из расширяющихся щелевых антенн. В предыдущем подразделе был проведен анализ импульсного излучения РЩА методом декомпозиции. В соответствии с требованиями метода антенна представлялась набором прямоугольных частичных апертур (пластин), в пределах каждой из которых задавалось распределение источников с линейной задержкой возбуждения и учитывалось, что мощность сигнала в антенне уменьшается по мере излучения при распространения вдоль антенны [А99]. На основе этого алгоритма было рассчитано поле отдельных элементов решетки, которые представляют собой ЛРЩА. Излучатели решетки располагались на расстоянии d друг от друга с общей H - или E -плоскостью (рис. 6.18). Расчетные параметры элементов решетки: угол раскрыва $2\alpha = 20^\circ$, длина $4сТ$, подложка с $\varepsilon = 2.22$, и толщиной $D = 0.017$ сТ.

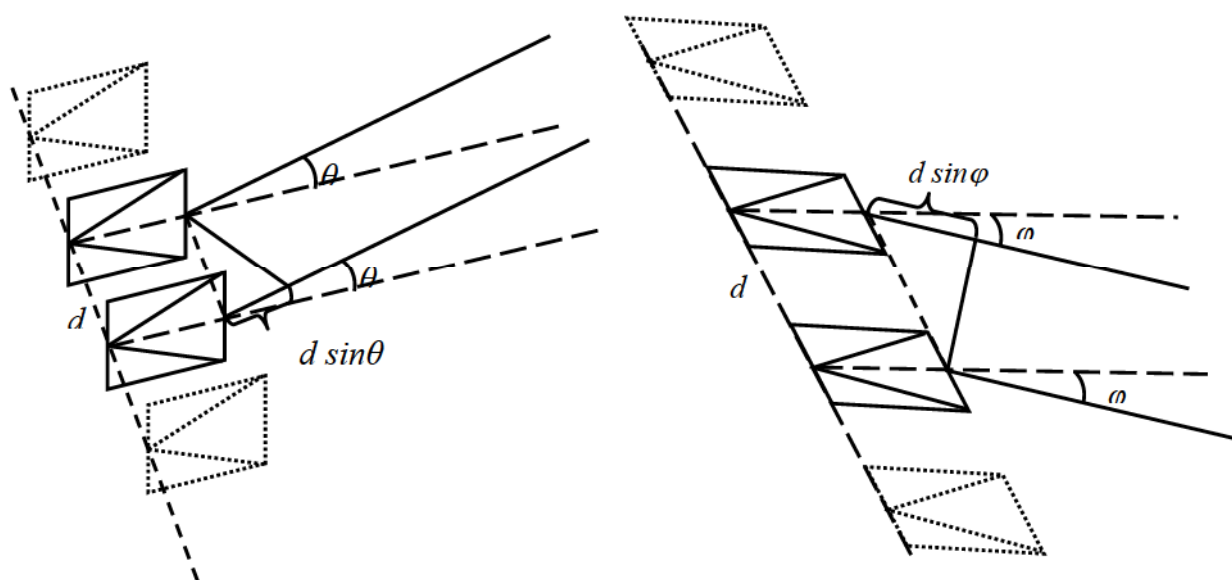


Рис. 6.18. Решетки из ЛРЩА в H - и E -плоскостях.

Поле излучения решетки рассчитывается как сумма полей излучения отдельных элементов с учетом запаздывания в заданном направлении $d \sin(\varphi)c$ и установленной временной задержки возбуждения от генераторов τ по формуле:

$$E_{\text{сум}}(t, \theta) = \sum_{i=1}^N E \left[t + \left(i - \frac{N+1}{2} \right) \left(\frac{d}{c} \sin(\theta) + \tau \right), \theta \right] \quad (6.8)$$

В данной модели не учитывается взаимодействие между отдельными излучающими элементами решетки, что накладывает ограничение на расстояние между элементами $d \geq c\tau + d \sin \varphi$.

На рис. 6.19, рис. 6.20 представлены диаграммы направленности для линейных решеток в E - и H - плоскости для различного количества излучающих элементов и расстояний между ними. Для сравнения приведена так же диаграмма направленности одного элемента пронормированная на N^2 (кривая 4). На врезках изображена временная форма излученных импульсов и форма возбуждающего импульса. Видно, что в направлении излучения порядка 20° импульсы от отдельных излучателей расходятся по времени настолько, что уже не влияют на максимум суммарного сигнала, а при больших углах ДН совпадает с ДН отдельного элемента, деленной на N^2 . Таким образом, даже от двух излучателей при достаточно большом расстоянии между ними получается узкая диаграмма направленности. Число излучателей в решетке, как видно из сравнения кривых 2 и 3, влияет в основном только на отношение сигнала в максимуме к сигналу в боковом направлении, а также на форму импульса. Для большого числа излучателей в боковом направлении будет излучаться пакет из N импульсов с частотой повторения, зависящей от угла наблюдения.

На рис. 6.21, рис. 6.22 показано влияние закона изменения задержки времени возбуждения (аналог линейного сдвига фаз в фазированной антенной решетке) на диаграмму направленности решетки. Приведенные ДН соответствуют решетке из 2-х (кривые 1-3) и 3-х (кривая 4) излучателей. На врезке показана временная форма импульса в максимуме при повороте максимума ДН на 60° для 2-х элементной решетки. Видно что, несмотря на то, что отдельные излучатели

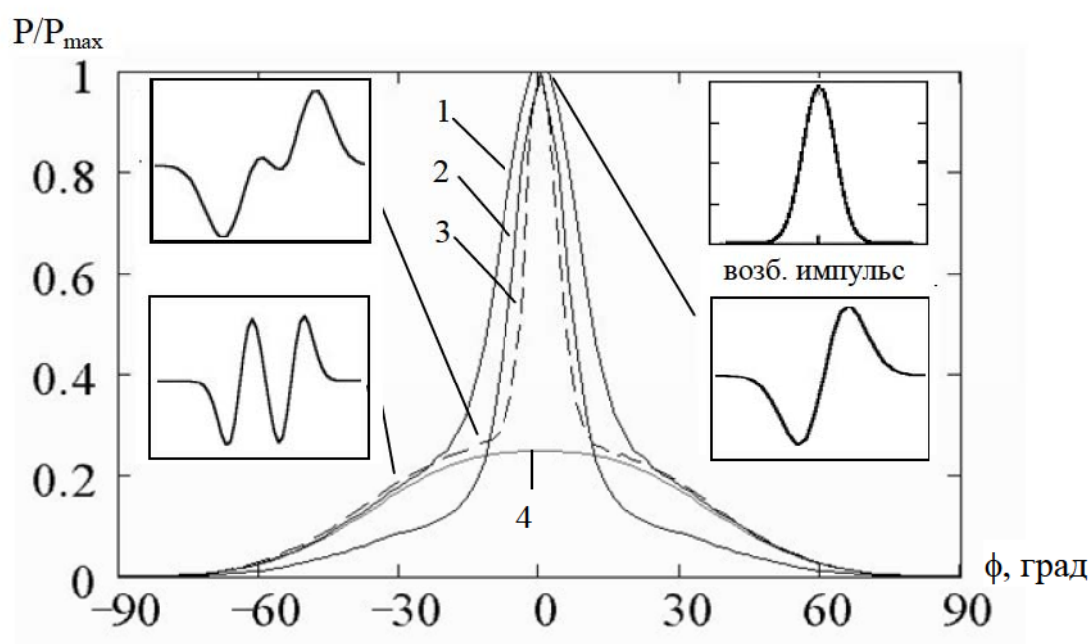


Рис. 6.19. Диаграммы направленности решеток из ЛРЦА (в Е- плоскости):

1 – решетка из 2-х элементов с электрической длиной решетки $2d$; 2 – решетка из 2-х элементов с электрической длиной решетки $3d$; 3 – решетка из 3-х элементов с электрической длиной решетки $3d$; 4 – одиночный элемент - ЛРЦА.

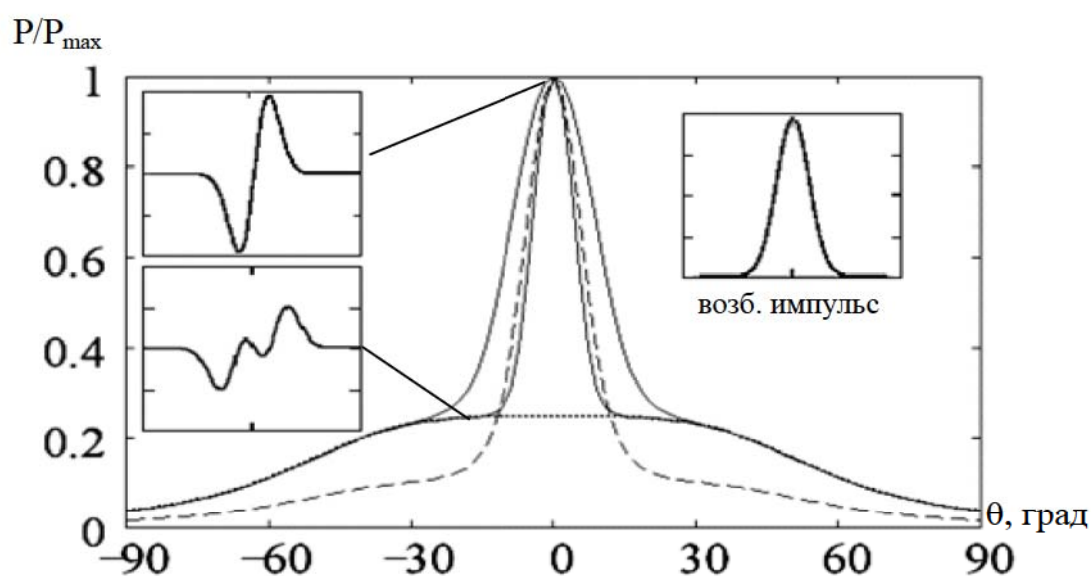


Рис. 6.20. Диаграммы направленности решеток из ЛРЦА (в Н- плоскости):

1 – решетка из 2-х элементов с электрической длиной решетки $2d$; 2 – решетка из 2-х элементов с электрической длиной решетки $3d$; 3 – решетка из 3-х элементов с электрической длиной решетки $3d$; 4 – одиночный элемент - ЛРЦА.

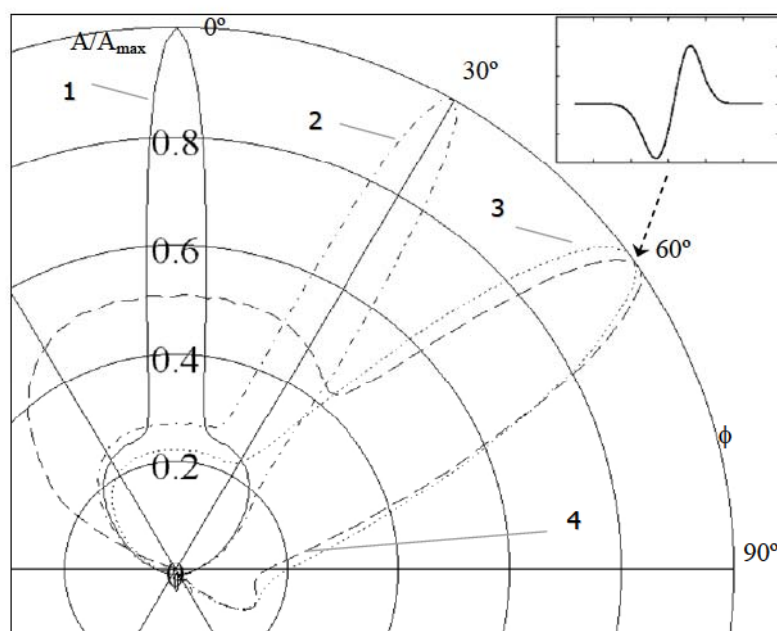


Рис. 6.21. Управление направлением максимума диаграммы направленности (E -плоскость) с помощью установления задержки времени возбуждения генераторов: 1, 2, 3 – ДН решетки из 2-х элементов, 4 – ДН 3-х элементной решетки.

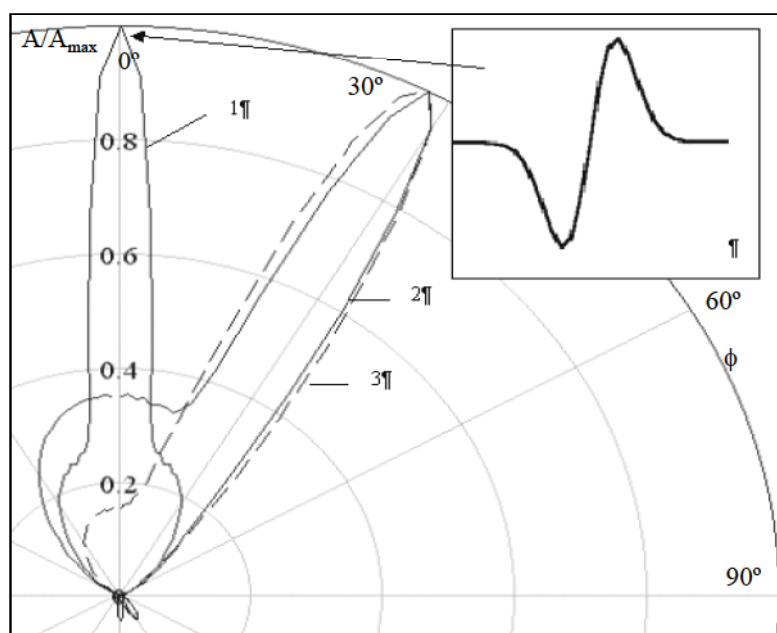


Рис. 6.22. Управление направлением максимума диаграммы направленности (H -плоскость) с помощью установления задержки времени возбуждения генераторов: 1, 2 – ДН решетки из 2-х элементов, 3 – ДН 3-х элементной решетки.

излучают в боковом направлении искаженный импульс, эти искажения компенсируются при суммировании, и форма импульса в максимуме излучения почти сохраняется. При большом отклонении отношение сигнала в максимуме к величине сигнала, излученного в боковом направлении, уменьшается за счет того, что отдельные элементы слабо излучают в этом направлении (рис. 6.19, рис. 6.20). То есть отклонение направления излучения решетки должно быть в пределах диаграммы направленности отдельного элемента.

На основе проведенного анализа можно сделать вывод, что излучаемый в боковом направлении пакет из N импульсов с частотой повторения, зависящей от угла наблюдения, будет иметь спектр с дополнительными частотными составляющими. Поэтому такой сигнал может создавать помехи узкополосным приемникам. Для предотвращения этого целесообразно использовать решетки с аперийным размещением излучающих элементов.

Также показана возможность управления направлением максимального излучения решетки из расширяющейся щелевой антенны с помощью изменения закона задержки времени возбуждения генераторов.

6.3. К о л ь ц е в ы е щ е л и

Задача излучения нестационарных и сверхширокополосных полей из кольцевой щели, образованной открытым концом коаксиального волновода с бесконечным фланцем, решается во временной области при помощи метода эволюционных уравнений, который позволяет свести ее к решению уравнений Клейна-Гордона с соответствующими начальными и граничными условиями. Общие решения этих уравнений предлагается искать при помощи метода разделения переменных. Аналитические решения получены как в приближении Кирхгофа, когда распределение поля на раскрыве считается таким же, как и в поперечном сечении бесконечного волновода, так и с учетом искажения поля в раскрыве. Проводится анализ преобразования электромагнитной энергии и сравнение получен-

ных теоретических распределений излученного поля с экспериментальными данными.

6.3.1. Постановка задачи. Электромагнитное поле с произвольной временной зависимостью внутри полубесконечного коаксиального волновода возбуждает его открытый конец, апертура которого есть кольцевая щель (рис. 6.23).

В плоскости щели расположен бесконечный металлический экран, металл предполагается идеально проводящим. Часть энергии падающей на раскрыв волны отразится, какая-то часть излучится в свободное полупространство, а оставшаяся часть преобразуется в другие моды волновода. Необходимо найти поле, излученное в свободное пространство.

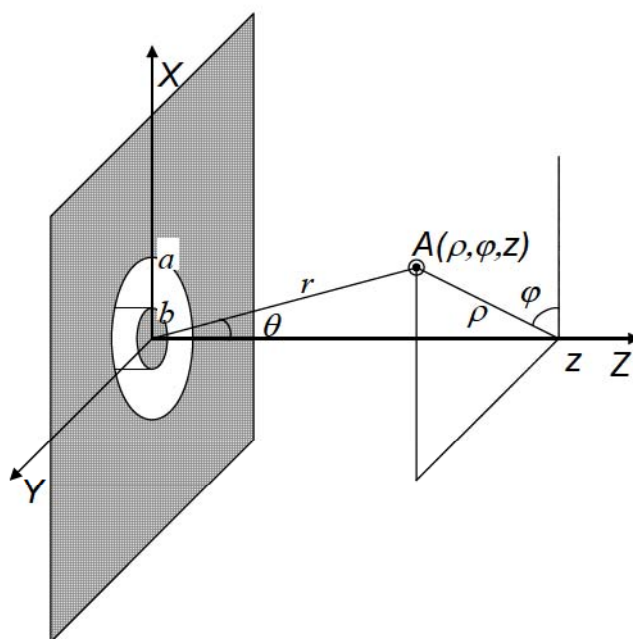


Рис. 6.23. Геометрия задачи.

Решение данной задачи, проведенное без учета отраженной от раскрыва волны и образующихся на нем новых волноводных мод, называют приближением Кирхгофа или заданного поля, так как поле падающей волны на апертуре (заданное поле) принимают за поле, возбуждающее свободное пространство. Учет процесса дифракции падающей волны на открытом конце позволяет найти точное распределение поля на апертуре и получить, соответственно, точное решение задачи излучения.

6.3.2. Решение задачи излучения из кольцевой щели. Для представления нестационарных электромагнитных полей в резонаторах [275], волноводах [337, 338] и свободном пространстве [276] применяют ме-

тод эволюционных уравнений или метод модового базиса. Суть данного метода, представляющего собой разновидность метода неполного разделения переменных, заключается в отделении зависимостей полей, токов и зарядов от поперечных координат путем построения базиса в поперечном сечении и решения задачи без применения преобразования Фурье по времени. Так, например, в случае регулярного волновода с многосвязным контуром поперечного сечения нестационарное поле представляется в виде суммы H -, E - и T -волн, даже если волновод заполнен слоисто неоднородной нелинейной нестационарной диссипативной средой. При помощи теоремы Вейля об ортогональных разбиениях гильбертова пространства в [337] доказана полнота полученного модового базиса.

Электромагнитное поле с произвольной временной зависимостью внутри любого регулярного полого волновода, согласно [337, 338], можно представить в виде суммы полей всех мод с произвольными амплитудами:

$$\begin{aligned}\vec{H}(\vec{r}, z, t) &= \sum_{m=0}^{\infty} \nabla \psi_m(\vec{r}) \frac{\partial}{\partial z} h_m(z, t) + \sum_{n=0}^{\infty} [\nabla \phi_n(\vec{r}) \times \vec{z}_0] \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} e_n(z, t) + \\ &+ \sum_{l=1}^{N-1} [\nabla U_l(\vec{r}) \times \vec{z}_0] \frac{\partial}{\partial z} f_l(z, t); \\ \vec{E}(\vec{r}, z, t) &= \sum_{m=0}^{\infty} [\vec{z}_0 \times \nabla \psi_m(\vec{r})] \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} h_m(z, t) + \sum_{n=0}^{\infty} \nabla \phi_n(\vec{r}) \frac{\partial}{\partial z} e_n(z, t) + \\ &+ \sum_{l=1}^{N-1} \nabla U_l(\vec{r}) \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} f_l(z, t); \\ H_z(\vec{r}, z, t) &= \sum_{m=0}^{\infty} \chi_m^2 \psi_m(\vec{r}) h_m(z, t); \quad E_z(\vec{r}, z, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \xi_n^2 \phi_n(\vec{r}) e_n(z, t),\end{aligned}\tag{6.9}$$

где $\psi_m(\vec{r})$, $\phi_n(\vec{r})$ и $U_l(\vec{r})$ – мембранные функции, определяющие распределение поля в поперечном сечении волновода и удовлетворяющие уравнениям

$$(\Delta + \chi_m^2) \psi_m(\vec{r}) = 0; \quad (\Delta + \xi_n^2) \phi_n(\vec{r}) = 0; \quad \Delta U_l(\vec{r}) = 0,$$

граничным условиям

$$\left. \frac{\partial}{\partial n} \psi_m \right|_L = 0; \quad \phi_n|_L = 0; \quad U_l|_{L_l} = p_l; \quad U_l|_{L_N} = 0$$

и условиям нормировки

$$\frac{\chi_m^2}{S} \int_S dS |\psi_m|^2 = 1; \frac{\xi_n^2}{S} \int_S dS |\phi_n|^2 = 1; \frac{1}{S} \int_S dS |\nabla U_l|^2 = 1, \quad (6.10)$$

χ_m, ξ_n – их собственные числа. Здесь S – площадь поперечного сечения волновода, L – контур поперечного сечения волновода, состоящий, в общем случае, из N односвязных контуров $(L_1, L_2, \dots, L_N)$, p_l – константы, подлежащие нахождению из условия нормировки, $\vec{r}$ – произвольный вектор, лежащий в плоскости поперечного сечения волновода и принадлежащий S ; m, n и l – порядковые номера мод, $h_m(z, t)$, $e_n(z, t)$ и $f_l(z, t)$ – эволюционные коэффициенты, описывающие независимое распространение H -, E - и T -волн соответственно и удовлетворяющие эволюционным уравнениям

$$\left\{ \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \chi_m^2 \right\} h_m(z, t) = 0; \left\{ \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \xi_n^2 \right\} e_n(z, t) = 0;$$

$$\left\{ \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right\} f_l(z, t) = 0,$$

которые дополняются начальными и граничными условиями, c – скорость света. Отметим, что первые два уравнения являются уравнениями типа Клейна-Гордона, последнее – одномерным волновым уравнением. Данные уравнения можно решить не прибегая к преобразованию Фурье по времени, что позволит проследить во времени эволюцию электромагнитного поля, возбужденного нестационарными источниками.

Метод эволюционных уравнений приводит к аналогичным представлениям нестационарного электромагнитного поля в свободном пространстве с тем отличием, что отсутствие границ в поперечном сечении влечет замену дискретной суммы полей мод на интеграл. Произвольное поле в свободном пространстве, в соответствии с [276], имеет вид

$$\begin{aligned}
\vec{H}(\rho, \varphi, z, t) = & - \sum_{m=0}^{\infty} \int_0^{\infty} d\chi \nabla \psi_m^s(\rho, \varphi; \chi) \frac{\partial}{\partial z} A_m(z, t; \chi) + \\
& + \sum_{n=0}^{\infty} \int_0^{\infty} d\xi [z_0 \times \nabla \phi_n^s(\rho, \varphi; \xi)] \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} B_n(z, t; \xi); \\
\vec{E}(\rho, \varphi, z, t) = & \sum_{m=0}^{\infty} \int_0^{\infty} d\chi [\nabla \psi_m^s(\rho, \varphi; \chi) \times \vec{z}_0] \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} A_m(z, t; \chi) - \\
& - \sum_{n=0}^{\infty} \int_0^{\infty} d\xi \nabla \phi_n^s(\rho, \varphi; \xi) \frac{\partial}{\partial z} B_n(z, t; \xi); \\
H_z(\rho, \varphi, z, t) = & - \sum_{m=0}^{\infty} \int_0^{\infty} \chi^2 d\chi \psi_m^s(\rho, \varphi; \chi) A_m(z, t; \chi); \\
E_z(\rho, \varphi, z, t) = & - \sum_{n=0}^{\infty} \int_0^{\infty} \xi^2 d\xi \phi_n^s(\rho, \varphi; \xi) B_n(z, t; \xi),
\end{aligned} \tag{6.11}$$

где $\psi_m^s(\rho, \varphi; \chi) = \frac{J_m(\chi\rho)}{\sqrt{\chi}} e^{im\varphi}$; $\phi_n^s(\rho, \varphi; \xi) = \frac{J_n(\xi\rho)}{\sqrt{\xi}} e^{in\varphi}$ – мембранные функции в свободном пространстве; ρ и φ – цилиндрические координаты; m и n – число вариаций поля по углу φ ; χ и ξ – спектральные параметры; $A_m(z, t; \chi)$ и $B_n(z, t; \xi)$ – эволюционные коэффициенты, описывающие распространение H - и E -волн соответственно и удовлетворяющие эволюционным уравнениям

$$\left\{ \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \chi^2 \right\} A_m(z, t; \chi) = 0; \quad \left\{ \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \xi^2 \right\} B_n(z, t; \xi) = 0,$$

которые дополнены начальными и граничными условиями. Чтобы не путать волноводные мембранные функции $\psi_m(\rho, \varphi)$ и $\phi_n(\rho, \varphi)$ с соответствующими функциями свободного пространства $\psi_m^s(\rho, \varphi; \chi)$ и $\phi_n^s(\rho, \varphi; \xi)$, к обозначению последних добавлен индекс s .

Одним из методов решения представленных выше эволюционных уравнений есть метод разделения переменных. Если общее решение волнового уравнения в виде суммы произвольных функций с опережающим и запаздывающим аргументом хорошо известно, то для решения обобщенного волнового уравнения,

уравнения типа Клейна-Гордона, как правило, напрямую применяют метод разделения переменных (метод Фурье) и используют преобразование Фурье по временной переменной, что лишает возможности воспользоваться преимуществами методов во временной области для решения нестационарной задачи. В то же время, если в уравнении Клейна-Гордона предварительно произвести некую замену переменных, при которой новое уравнение можно решить методом разделения переменных, полученное общее решение не будет содержать гармонических функций. Исследования этого уравнения методами теории групп предоставляют возможность найти все такие замены переменных и, соответственно, общие решения уравнения Клейна-Гордона [339, 340] и доказать, что других замен переменных, при которых переменные разделяются, не существует. Наиболее интересна следующая замена:

$$ct = u \operatorname{ch} v, \quad z = u \operatorname{sh} v,$$

где $0 \leq u < \infty$, $-\infty < v < \infty$. Тогда общее решение уравнения Клейна-Гордона представляется в виде

$$\begin{aligned} h^v(z, t; \chi) = & \left(\frac{ct - z}{ct + z} \right)^{\frac{v}{2}} \left\{ A_v^+ J_v \left(\chi \sqrt{c^2 t^2 - z^2} \right) + B_v^+ N_v \left(\chi \sqrt{c^2 t^2 - z^2} \right) \right\} + \\ & + \left(\frac{ct + z}{ct - z} \right)^{\frac{v}{2}} \left\{ A_v^- J_v \left(\chi \sqrt{c^2 t^2 - z^2} \right) + B_v^- N_v \left(\chi \sqrt{c^2 t^2 - z^2} \right) \right\}, \end{aligned} \quad (6.12)$$

где v – индекс, представляющий собой любое число (целое, вещественное, комплексное); $J_v(\cdot)$ – функция Бесселя, $N_v(\cdot)$ – функция Неймана; $ct \geq 0$, $ct \geq |z|$; A_v^+ , B_v^+ , A_v^- , B_v^- – произвольные коэффициенты.

Видно, что оба слагаемые в решении (6.12) содержат как приходящие, так и уходящие компоненты волны, что согласуется с тем, что в случае произвольной зависимости полей от времени решение должно одновременно описывать как процессы распространения волн в волноводе для распространяющихся спектральных компонент, так и отражение нераспространяющихся спектральных компонент от его, теперь уже, запредельных участков. Так как первое слагаемое

убывает с ростом z , оно описывает распространение волнового пакета в направлении положительных z , а второе – в направлении отрицательных.

Получим *переходную характеристику* излучателя путем проведения *сопряжения полей* на границе свободного полупространства и области волновода с фланцем. Рассмотрим случай возбуждения кольцевой щели нестационарной T -волной. Кольцевая щель имеет двусвязный контур поперечного сечения, поэтому T -волна внутри нее представлена единственной модой. Проведя сопряжение полей внутри волновода (6.9) с полями в свободном пространстве (6.11) в сечении $z = 0$, в приближении отсутствия токов на экране и подставляя общие решения эволюционных уравнений (6.12), получим выражения для излученных полей, задавшись временной зависимостью падающего поля в виде функции Хевисайда. Такое решение называется *переходной характеристикой* – реакцией нашей линейной системы на входное воздействие в виде ступенчатой функции. Знание переходной характеристики позволяет найти излученное поле при возбуждении щели полем с произвольной временной зависимостью. Для ее нахождения удобно использовать известную формулу [341, 21.8-26] для разложения единицы в ряд по функциям Бесселя

$$1 = J_0(z) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} J_{2k}(z). \quad (6.13)$$

Пренебрегая преобразованием падающей T -волны в отраженную T -волну и E -волны в волноводе, мы сможем легко получить решение данной задачи в приближении Кирхгофа. В этом случае поле в свободном пространстве определяется эволюционным коэффициентом [A10]

$$B_{Kirchhoff}(z, t; \xi) = -D \frac{[J_0(\xi a) - J_0(\xi b)]}{\xi^{3/2}} \sum_{m=0}^{\infty} \left(\frac{ct - z}{ct + z} \right)^{m+1/2} J_{2m+1}(\xi \sqrt{c^2 t^2 - z^2}). \quad (6.14)$$

где $D = c\mu_0 \sqrt{2(a^2 - b^2)} \left/ \ln \frac{a}{b} \right.$ – константа, a и b – внешний и внутренний радиусы кольцевой щели соответственно.

Учет преобразования мод на раскрыве дает более точное решение [A15]

$$B(z, t; \xi) = -D \frac{[J_0(\xi a) - J_0(\xi b)]}{\xi^{3/2}} \times \\ \times \left\{ \left(\frac{ct - z}{ct + z} \right)^{1/2} J_1(\xi \sqrt{c^2 t^2 - z^2}) + 2 \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{ct - z}{ct + z} \right)^{m+1/2} J_{2m+1}(\xi \sqrt{c^2 t^2 - z^2}) \right\}, \quad (6.15)$$

а также временную зависимость амплитуды поперечной электрической компоненты поля отраженной T -волны

$$\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} f^r(z, t) = \\ = \frac{1}{\ln \frac{a}{b}} \int_0^{\infty} d\xi \frac{[J_0(\xi a) - J_0(\xi b)]^2}{\xi} \{1 - J_0(\xi(ct + z)) - J_2(\xi(ct + z))\} H(ct + z), \quad (6.16)$$

где $H(*)$ – функция Хевисайда.

Проанализируем полученную *переходную характеристику*. Сравнивая выражение для эволюционного коэффициента (6.15) с приближенным (6.14), можно сделать вывод, что приближение Кирхгофа, как и следовало ожидать, справедливо при больших удалениях по z от источника сигнала, а также при больших t , так как эти решения отличаются только коэффициентами, стоящими при слагаемых, которые быстро убывают с увеличением времени и продольной координаты. Таким образом, при фиксированном удалении от центра раскрыва коаксиального волновода, приближенное решение наилучшим образом совпадает с точным вблизи нормали к плоскости излучателя, что уже отмечалось при рассмотрении подобных задач [342].

Временная зависимость амплитуды поля отраженной T -волны определяется функцией $\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} f^r(z, t)$ (6.16). Видно, что в начальный момент времени отраженной волны нет: $\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} f^r(0, 0) = 0$, но, в силу свойств данного интеграла спустя время $2a/c$ $\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} f^r(0, t) = 1$. Таким образом, в момент времени $t = 2a/c$ все переходные процессы заканчиваются, излучение из щели и преобразование T -волны в

E -волну прекращается. Это можно объяснить физически тем, что за время $2a/c$ поле с любой точки на щели достигает любой самой удаленной точки щели. Очевидно, что при уменьшении внешнего радиуса коаксиального волновода к нулю, длительность переходных процессов также уменьшается и $\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} f^r(0, t)$ приближается к функции Хевисайда. Ведь именно из-за излучения и преобразования мод происходит отклонение её формы от формы ступенчатой функции, которая должна наблюдаться при отражении волны от разомкнутого конца идеальной длинной линии, не имеющей потерь на излучение.

Для численного моделирования был использован размер внешнего радиуса кольца $a = 33.5$ мм. Так как падающая T -волна имеет ступенчатую зависимость от времени, то в момент времени $2a/c$ и позже мгновенная мощность отраженной волны должна быть равна мгновенной мощности падающей волны. Именно это наблюдается на рис. 6.24, на котором изображена временная зависимость мгновенной мощности отраженной T -волны. Остальная часть мощности падающей волны преобразуется в E -волны в волноводе и в свободном полупространстве, ее временная зависимость представлена на рис. 6.25. Хорошо видно, что несмотря на то, что полная длительность переходного процесса равна $2a/c$, преобразование энергии, в основном, происходит в начальный его момент.

Представляет интерес характер распределения преобразованной энергии по модам волновода. Временная зависимость мгновенной мощности первых семи E -волн в волноводе для $b=0.03a$ приведена на рис. 6.26. Видно, что чем выше номер моды, тем меньшая часть энергии падающей волны в нее преобразуется и тем короче импульс данной моды, распространяющийся в обратном направлении.

Для проверки закона сохранения энергии независимо были рассчитаны излученная энергия, преобразованная в волноводные E -волны и энергия электростатического поля в свободном полупространстве. В результате, было получено, что приблизительно 16% энергии волны преобразуется в волноводные E -волны,

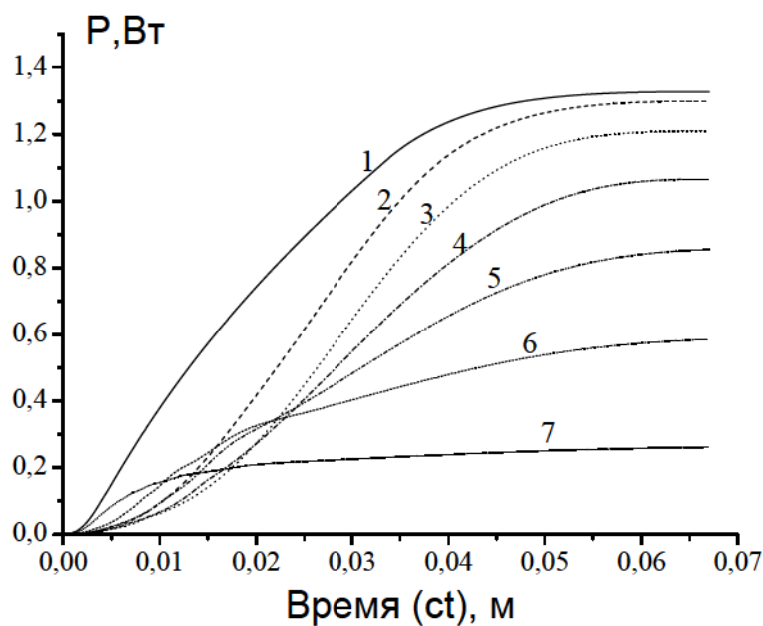


Рис. 6.24. Мгновенная мощность отраженной T -волны для различных значений внутреннего радиуса b : 1 – $b=0.03a$; 2 – $b=0.15a$; 3 – $b=0.3a$; 4 – $b=0.45a$; 5 – $b=0.6a$; 6 – $b=0.75a$; 7 – $b=0.9a$.

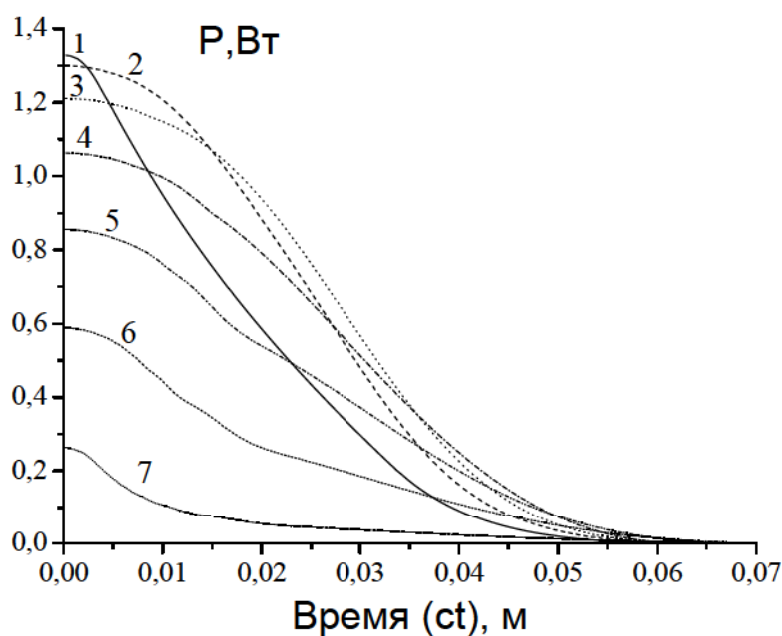


Рис. 6.25. Мгновенная мощность E -волн в волноводе и в свободном пространстве для различных значений внутреннего радиуса b : 1 – $b=0.03a$; 2 – $b=0.15a$; 3 – $b=0.3a$; 4 – $b=0.45a$; 5 – $b=0.6a$; 6 – $b=0.75a$; 7 – $b=0.9a$.

11% – в распространяющуюся часть E -волны в свободном пространстве и 73% в электростатическое поле. Пространственное распределение плотности энергии электростатического поля представлено на рис. 6.27. На данном рисунке хорошо видно, что, как и ожидалось, электростатическое поле концентрируется вблизи внутреннего и внешнего краев щели и быстро убывает при удалении от нее.

Рассмотрим случай излучения произвольного *сверхширокополосного сигнала*. Если известно решение задачи излучения сигнала в виде единичного скачка, то, в соответствии с принципом суперпозиции, излученное поле при произвольной временной зависимости источника $f(t)$ может быть найдено путем расчета интегральной свертки. Пусть $F_0(\vec{r}, t)$ – переходная характеристика, то есть временная зависимость амплитуды любой компоненты поля, зафиксированной в произвольной точке, когда временная зависимость источника имеет вид единичного скачка. Для упрощения анализа будем считать, что точка наблюдения не лежит в области источника и $f(t)$ не имеет разрывов. Тогда амплитуда соответствующей компоненты поля при произвольной временной зависимости $f(t)$ может быть вычислена, согласно [343], по любой из формул:

$$F(\vec{r}, t) = \int_0^t f(t - \tau) \dot{F}_0(\vec{r}, \tau) d\tau; \quad (6.17)$$

$$F(\vec{r}, t) = \int_0^t \dot{f}(t - \tau) F_0(\vec{r}, \tau) d\tau, \quad (6.18)$$

где точки над функциями обозначают производные по временной переменной. В зависимости от формы и длительности возбуждающего импульса $f(t)$ и от формы и длительности переходной характеристики $F_0(\vec{r}, t)$ целесообразно выбрать из (6.17) и (6.18) наиболее удобную формулу для численного счета с наиболее плавной подинтегральной функцией.

Таким образом, в качестве возбуждающего сигнала может быть использована T -волна с произвольной зависимостью от времени. В нашем случае будем рассматривать возбуждение кольцевой щели сигналом длительностью 1.2 нс

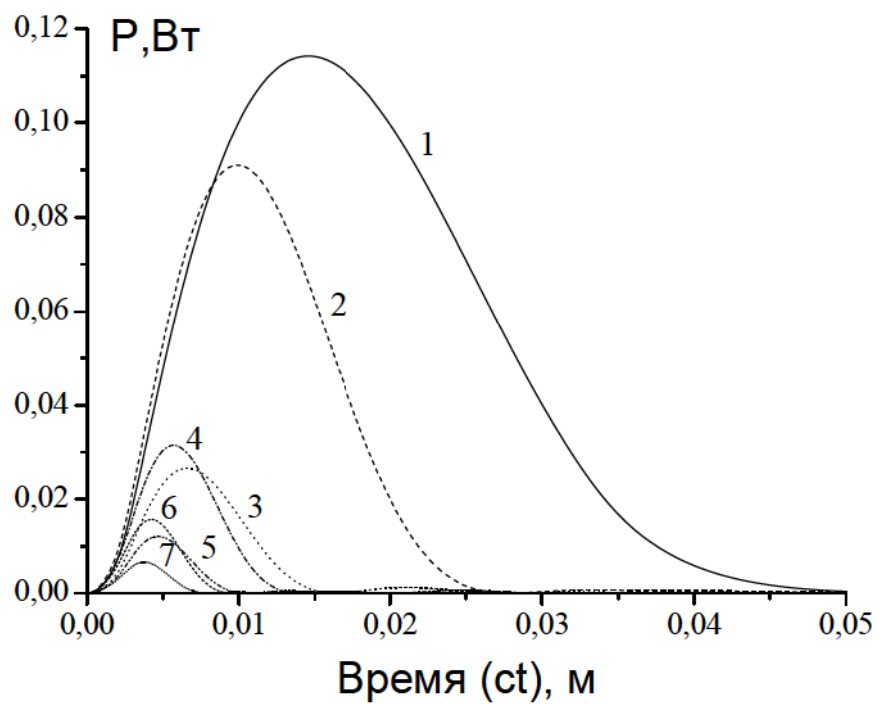


Рис. 6.26. Мгновенная мощность первых семи E -волн в коаксиальном волноводе ($b=0.03a$): 1 – E_{01} ; 2 – E_{02} ; 3 – E_{03} ; 4 – E_{04} ; 5 – E_{05} ; 6 – E_{06} ; 7 – E_{07} .

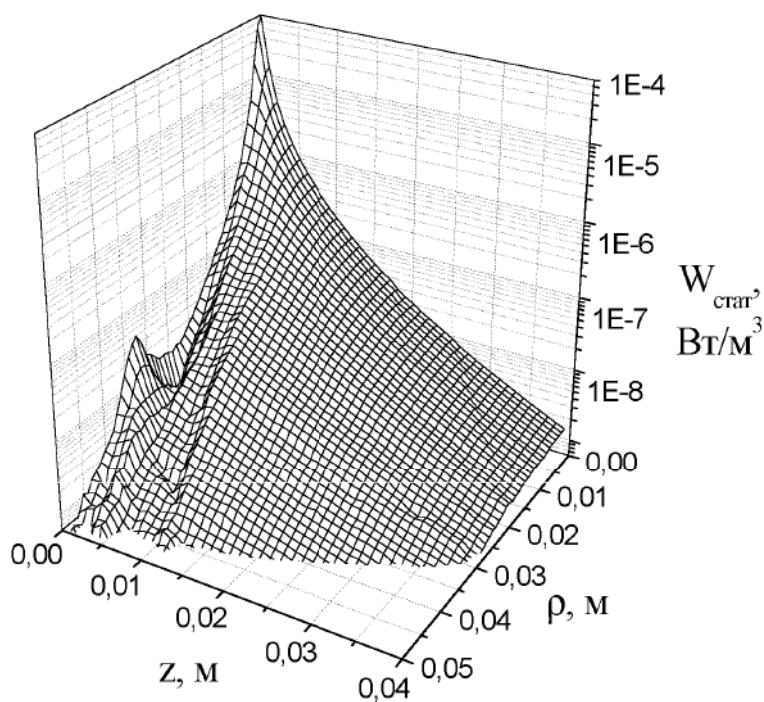


Рис. 6.27. Пространственное распределение плотности энергии электростатического поля ($b=0.03a$).

(рис. 6.28), который был использован в экспериментальных исследованиях.

Исследуем временную форму амплитуд поля на различных расстояниях точек наблюдения от щели. На рис. 6.29 показаны временные зависимости амплитуд поля E_θ и E_r в точках наблюдения, расположенных на расстояниях $r = 0.1$ м, 0.5 м и 1 м от начала координат под углом $\theta = 5^\circ$ цилиндрической системы координат, размеры кольца: $a = 33.5 \times 10^{-3}$ м, $b = 10^{-3}$ м. Так как амплитуды полей при удалении от раскрыва существенно убывают, удобно их привести к одинаковому масштабу путем умножения поля в более удаленных точках на коэффициенты, компенсирующие его убывание, согласно классическим представлениям, как $1/r$ для амплитуды поперечной компоненты поля и как $1/r^2$ для продольной. Несмотря на это, амплитуды электрического поля в ближайшей к щели точке больше, чем в других точках, что объясняется наличием ближнего квазистатического поля. То же самое подтверждается формами принятых сигналов. Они в ближайшей точке наблюдения по форме практически не отличаются от возбуждающего импульса, в то время как в удаленных точках амплитуда поперечной компоненты зависит от времени как вторая производная по времени от сигнала источника, а амплитуда продольной компоненты – как первая производная, что указывает на наличие уходящей волны и на отсутствие статической составляющей поля.

Рис. 6.30 иллюстрирует временные зависимости амплитуд электрического поля от угла θ в точках, удаленных от центра излучателя (начала системы координат) на расстояние $r = 0.5$ м. Вблизи продольной оси преобладает быстро убывающая с расстоянием продольная компонента поля E_r , но при отклонении от оси ее амплитуда падает, обращаясь в нуль на поверхности идеально проводящего экрана в силу граничных условий. Поперечная компонента E_θ ведет себя противоположным образом, имея максимум амплитуды на фланце, она плавно убывает, обращаясь в нуль на оси, что является очевидным следствием симметрии исследуемой структуры. Отсутствие промежуточных минимумов у углового

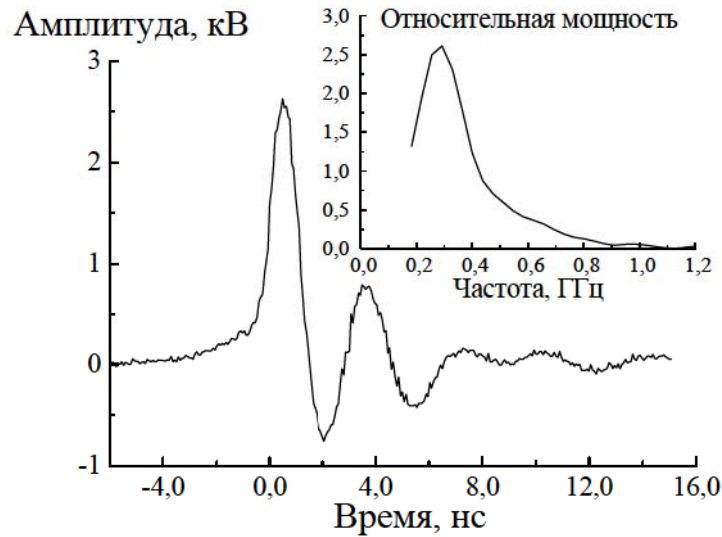


Рис. 6.28. Временная зависимость и частотный спектр возбуждающего сигнала.

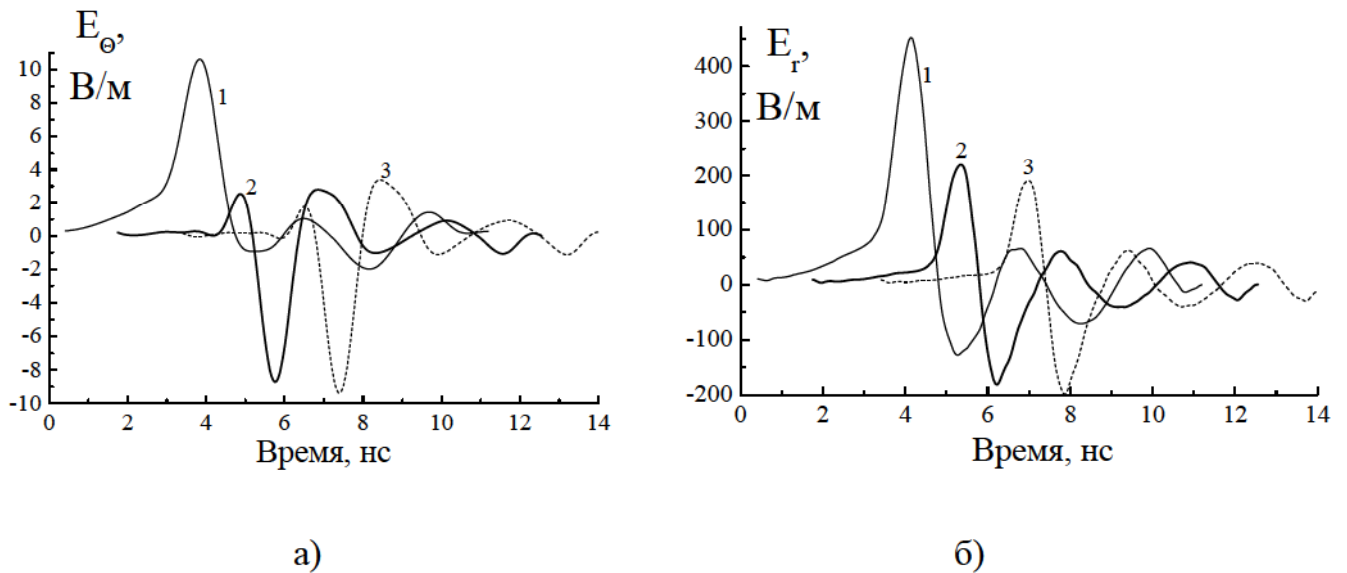


Рис. 6.29. Временные зависимости амплитуд поперечной (а) и продольной (б) компонент поля при угле наблюдения $\theta = 5^\circ$ на различных расстояниях от центра излучателя:

- а) 1 – E_θ при $r=0.1$ м; 2 – $5 E_\theta$ при $r=0.5$ м; 3 – $10 E_\theta$ при $r=1$ м;
 б) 1 – E_r при $r=0.1$ м; 2 – $25 E_r$ при $r=0.5$ м; 3 – $100 E_r$ при $r=1$ м.

распределения поля данного излучателя объясняется не только тем, что его размеры значительно меньше рабочих длин волн возбуждающего сигнала, но и тем, что возбуждающий видеоимпульс является сверхширокополосным сигналом.

В качестве возбуждающего напряжения могут быть рассмотрены импульсы такой же формы и амплитуды (рис. 6.28), но другой длительности. Зависимости значений пиковых амплитуд поля в направлении $\theta=5^\circ$ при различных значениях длительности возбуждаемых импульсов приведены на рис. 6.31. Хорошо видно, что амплитуда продольной компоненты поля убывает с расстоянием быстрее поперечной. При увеличении длительности импульса амплитуда излученного сигнала в фиксированной точке быстро уменьшается из-за того, что характерные длины волн становятся намного больше внешнего диаметра щели (уменьшается электрическая длина излучателя). Начиная с какой-то длительности импульса для заданного размера щели амплитуда поля не уменьшается, что свидетельствует о наличии только переменного квазистатического поля ($\tau = 12$ нс и 120 нс) и об отсутствии распространяющейся электромагнитной волны.

Наряду с классическим представлением излученного поля в виде суммы амплитуд синусоидальных компонент исходного возбуждающего сигнала, подвергшихся изменению в системе излучатель - свободное пространство, здесь используется альтернативное представление в виде суперпозиции сдвинутых по времени переходных характеристик излучателя. Первое представление удобно для оценки амплитуды поля, которая сравнима по величине с откликом системы на основную гармонику исходного сигнала, но при этом полностью теряются временные соотношения, то есть причинно-следственные связи между временем излучения и приема волны как функции длины его траектории распространения. Второе представление сохраняет в себе причинно-следственные связи, но сама по себе отдельно взятая переходная диаграмма не позволяет судить об амплитуде поля в данной точке.

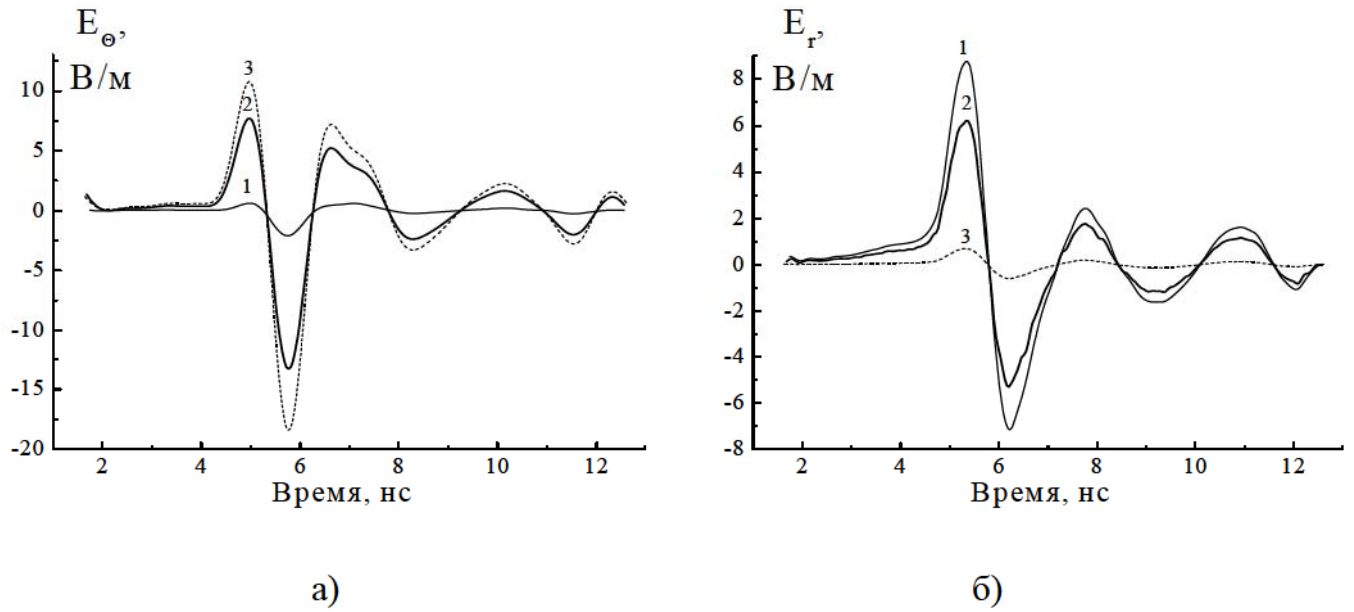


Рис. 6.30. Временные зависимости амплитуд поперечной (а) и продольной (б) компонент электрического поля на расстоянии 0.5 м от центра щели:

1 – $\theta=5^\circ$; 2 – $\theta=45^\circ$; 3 – $\theta=85^\circ$.

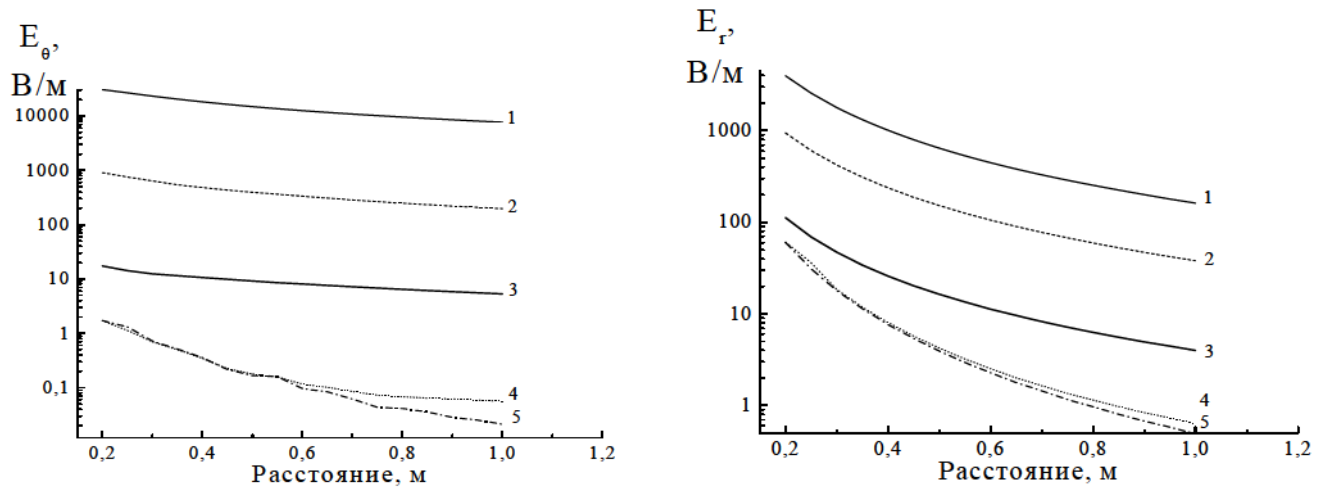
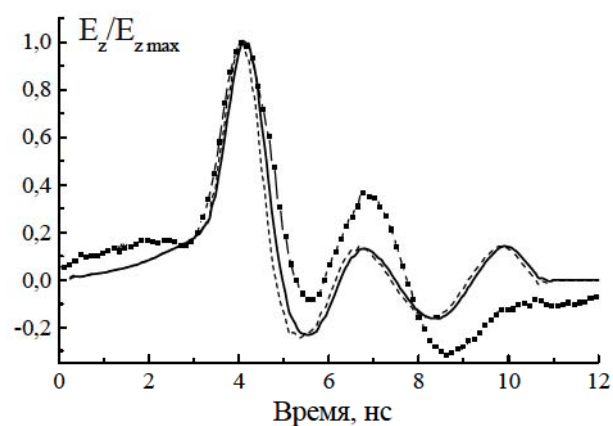
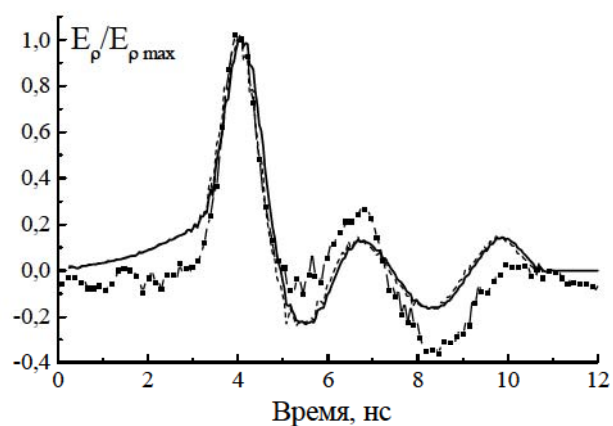


Рис. 6.31. Зависимости пиковых амплитуд электрического поля от расстояния до центра щели r для угла $\theta = 5^\circ$ и для различных длительностей возбуждающих импульсов: 1 – $\tau=0.012$ нс; 2 – $\tau=0.12$ нс; 3 – $\tau=1.2$ нс; 4 – $\tau=12$ нс; 5 – $\tau=120$ нс.

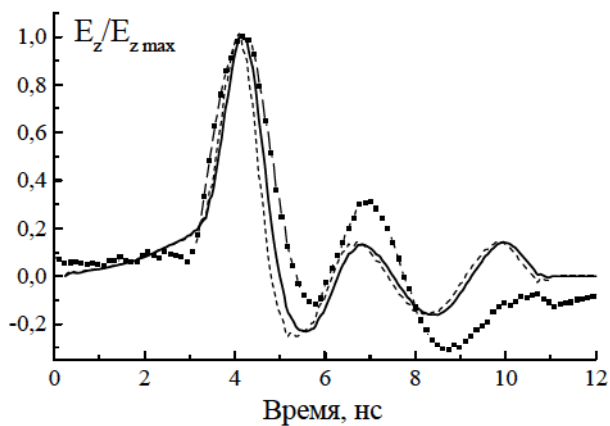
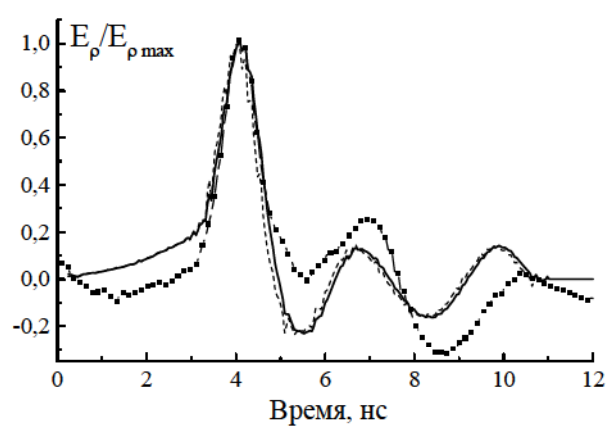
Для подтверждения правильности полученных результатов проведено экспериментальное исследование излучения широкополосного сигнала из кольцевой щели. При экспериментальной проверке характеристик излучения из кольцевой щели для повышения излучаемой мощности были увеличены размеры щели за счет использования коаксиального конического излучателя с внутренним диаметром апертуры 2×10^{-3} м и внешним диаметром 67×10^{-3} м. Через коаксиальный кабель он запитывался от видеоимпульсного генератора, генерирующего сигнал, использованный для теоретических расчетов (рис. 6.28).

На рис. 6.32 и рис. 6.33 приведены теоретические и экспериментальные нормированные временные зависимости амплитуд поперечных и продольных компонент электрического поля в точках $z = 6$ см, $\rho = 1$ см, 3 см, 6 см. Можно отметить достаточно хорошее совпадение формы временной зависимости теоретических и экспериментальных результатов. Небольшие различия между этими кривыми можно объяснить влиянием остаточного не скомпенсированного низкочастотного фоновых сигнала и использованием коаксиального конического рупора вместо коаксиального волновода, что влечет за собой временные задержки в появлении возбуждающей волны в различных точках щели.

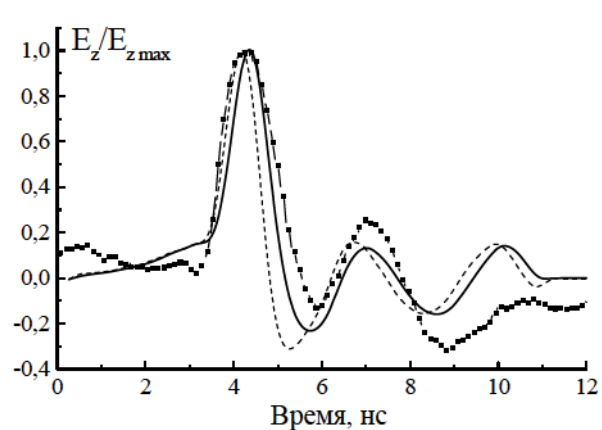
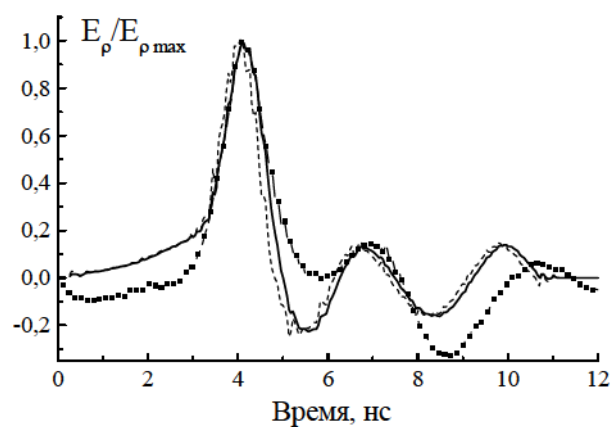
Вместе с теоретическими кривыми, иллюстрирующими уточненное решение задачи (6.15), на рис. 6.32 приведены также временные зависимости, соответствующие приближению Кирхгофа (6.14). Видно, что вблизи продольной оси ($\rho = 1$ см) результаты этих двух теоретических решений почти неотличимы, но при угле наблюдения $\theta = 45^\circ$ ($\rho = 6$ см) уточненное решение лучше совпадает с экспериментальной кривой. Отличия экспериментальных кривых от теоретических, состоящие в расширении принятого импульса и запаздывании второго и последующих максимумов по отношению к первому, можно объяснить изменением пространственно-временного распределения поля на излучателе по сравнению с распределением внутри бесконечного волновода за счет переходного процесса на щели.



а)



б)



в)

Рис. 6.32. Временные зависимости амплитуды электрического поля при $z = 6$ см:

а) $\rho = 1$ см; б) $\rho = 3$ см; в) $\rho = 6$ см

(“—” — точное решение, “- - - -” — приближение Кирхгофа,

“- · - ·” — эксперимент).

Такие же расхождения между теоретическими и экспериментальными временными зависимостями, показанные на рис. 6.32, имеют место в работе [344], посвященной исследованию нестационарного излучения тонкого проводника, расположенного перпендикулярно к проводящей плоскости. Как и в нашем случае, при большем отклонении точки наблюдения от оси проводника (продольной оси) наблюдалось более сильное расхождение между теорией и экспериментом.

На рис. 6.33 приведены зависимости пиковых амплитуд компонент электрического поля от координаты ρ точки наблюдения. И для поперечной, и для продольной компоненты поля наблюдается удовлетворительное согласование между теоретическими и экспериментальными результатами. Различия между ними, которые имеются, по-видимому, объясняются конечными размерами приемной антенны, вследствие чего происходит усреднение принятого сигнала по некоторому объему, и несинфазностью возбуждения раскрыва из-за использования коаксиального конического рупора. Последнее и приводит к некоторому отклонению максимума излучения от продольной оси по сравнению с его положением, рассчитанным теоретически.

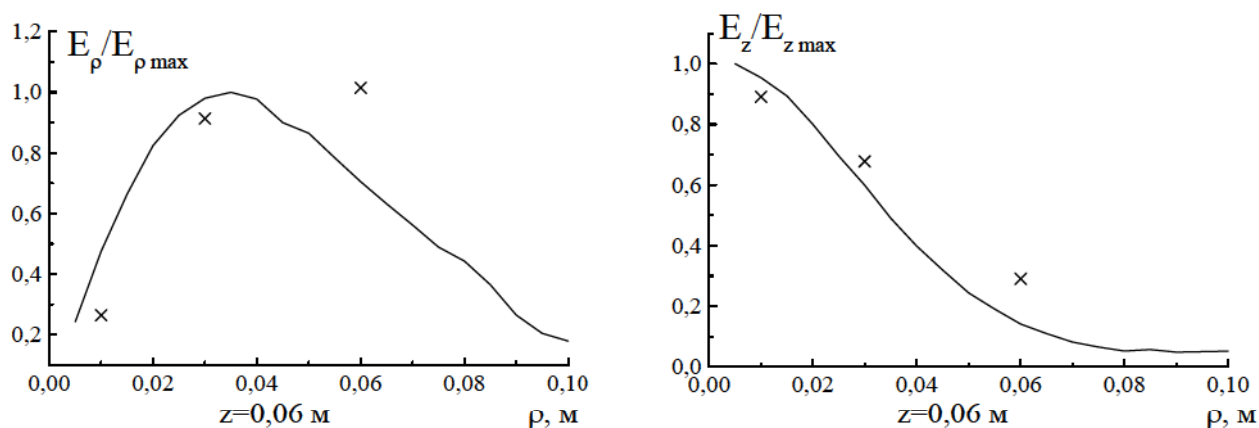


Рис. 6.33. Теоретические “—” и экспериментальные “x” зависимости значений пиковых амплитуд электрических компонент поля от поперечной координаты ρ .

6.4. Прямоугольные щели, возбуждаемые волной с произвольной временной зависимостью

Рассматривается излучение нестационарных и сверхширокополосных полей из прямоугольных щелей, образованных открытым концом прямоугольного волновода с бесконечным фланцем (рис. 6.34). Данная задача также решается во временной области при помощи метода эволюционных уравнений. Предлагается искать частное решение неоднородного уравнения при помощи метода функции Римана. Аналитические решения получены в приближении Кирхгофа, когда распределение поля на раскрыве считается таким же, как и в поперечном сечении бесконечного волновода. Решение в приближении Кирхгофа проверено путем расчета прямым численным методом во временной области.

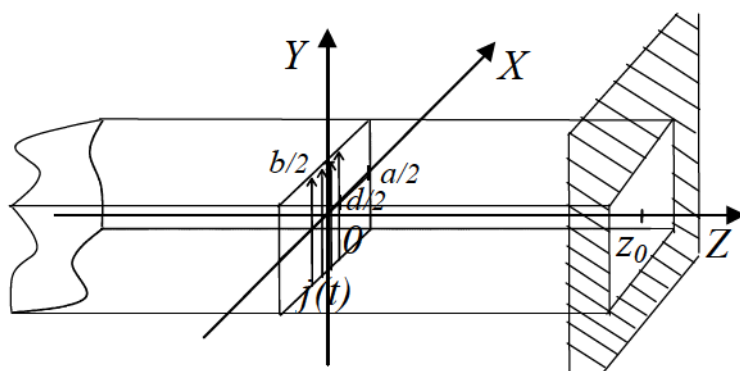


Рис. 6.34. Геометрия задачи.

6.4.1. Решение задачи излучения из прямоугольной щели. Электромагнитная волна с произвольной временной зависимостью внутри полубесконечного прямоугольного волновода возбуждает его открытый конец, апертура которого есть прямоугольная щель (рис. 6.34). В плоскости щели расположен бесконечный металлический экран, металл предполагается идеально проводящим. Волновод в поперечном сечении имеет размеры a и b , d – ширина полоски тока $j(t)$, z_0 – расстояние между источником тока и апертурой. Необходимо найти поле, излученное в свободное пространство.

Решения эволюционных уравнений могут быть найдены с использованием метода функции Римана (Грина), который удобно применять в случае неоднородного уравнения с однородными начальными и граничными условиями. Если

источником является сторонний ток или сторонний заряд, задача сводится к решению неоднородных уравнений Клейна-Гордона, дополненных однородными начальными и граничными условиями. Согласно [345, 346], решение уравнения Клейна-Гордона с правой частью $j_m(z, t; \chi)$ для $z \geq 0$ имеет вид

$$h_m(z, t; \chi) = \frac{c}{2} \int_0^\infty dz' \int_{\frac{z-z'}{c}}^\infty dt' J_0 \left(\chi \sqrt{c^2(t-t')^2 - (z-z')^2} \right) j_m(z', t'; \chi). \quad (6.19)$$

Если сторонний источник тока или заряда лежит в плоскости $z = 0$, то правую часть уравнения можно представить в виде $j_m(z', t'; \chi) \equiv j_m(t'; \chi) \delta(z')$, что избавляет от необходимости интегрировать по z' .

Следует заметить, что так же как и в случае кольцевой щели, решение содержит компоненты поля, распространяющиеся как вправо, так и влево от источника, а искомая функция $h_m(z, t; \chi)$ содержит неразделяющиеся переменные z и t , так как в противном случае решение не будет удовлетворять принципу причинности.

Для расчета поля, излученного апертурой, распределение нестационарного поля на которой известно, удобно использовать метод векторного потенциала. Идея этого известного метода состоит в введении векторного и скалярного потенциалов и сведении уравнений Максвелла к векторному и скалярному волновому уравнению соответственно. Знание функции Грина свободного пространства для волнового уравнения и применение калибровки Лоренца, которая вводит дополнительную связь между потенциалами, позволяют выразить поля в свободном пространстве через электрические и магнитные токи на излучающей апертуре. Если исследуется открытый конец волновода с бесконечным экраном, то необходимо учитывать только эквивалентные магнитные токи на апертуре $\vec{j}_{mag}^s(\vec{r}, t) = -2[\vec{z}_0 \times \vec{E}_{aper}(\vec{r}, t)]$, через которые можно найти, например, электрическую компоненту излученного поля

$$\vec{E}_{rad}(\vec{r}, t) = -\frac{1}{4\pi} \int_{S_{aper}} \left\{ \left(\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} + \frac{\partial}{c \partial t'} \right) \vec{j}_{mag}^s(\vec{r}', t') \times \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^2} \right\} dS', \quad (6.20)$$

где $t' = t - (\vec{r} - \vec{r}')/c$, $\vec{E}_{aper}(\vec{r}, t)$ – напряженность электрического поля на апертуре.

Вначале найдем *поля внутри щели*. Внутри прямоугольного волновода существуют только E - и H -волны, которым, в отличие от предыдущей задачи с T -волной в коаксиальном волноводе, свойственна дисперсия. Поэтому предварительно более подробно рассмотрим процессы распространения волн с дисперсией внутри прямоугольного волновода с размером широкой стенки a и узкой b (рис. 6.34). В качестве источника выберем плоский источник тока $j(t)$ с произвольной зависимостью от времени и имеющий вид полоски ширины d с равномерным распределением тока, расположенной в плоскости $z = 0$: $\vec{j}(x, y, z, t) = \vec{y}_0 \left[H\left(x + \frac{d}{2}\right) - H\left(x - \frac{d}{2}\right) \right] j(t)$. Используя разложения произвольного электромагнитного поля в волноводе по модам и решая эволюционное уравнение при помощи метода функции Римана, можем найти в приближении заданного тока поле в любой точке волновода.

В качестве иллюстрации приведем результаты исследования поля в прямоугольном волноводе ($a=0.023$ м, $b=0.01$ м, $d=0.002$ м), возбуждаемом коротким однополярным импульсом тока (рис. 6.35) с макси-

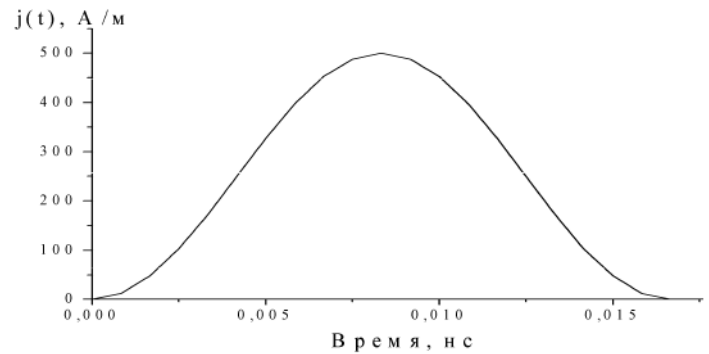


Рис. 6.35. Возбуждающий импульс.

мальным значением полного тока $I=1$ А и временной зависимостью в виде

$$j(t) = \frac{I}{d} \begin{cases} \left(1 - \cos\left(\frac{2\pi}{T}t\right)\right)/2, & t < T; \\ 0, & t < 0, t > T. \end{cases} \quad (6.21)$$

На рис. 6.36 представлены пространственные распределения амплитуды поперечной электрической компоненты поля вдоль x и z при $y = b/2$ в различные

моменты времени для возбуждающего импульса (6.21), где $T=16$ пс, $d=0.002$ м. На рис. 6.36а мы видим расходящуюся почти цилиндрическую волну. Впереди нее, согласно принципу причинности, поле равно нулю. На рис. 6.36б видно, что волна достигла боковых стенок волновода, и начинается процесс отражения. На рис. 6.36в изображено, как отраженные волны порождают колебания, распространяющиеся вслед за передним фронтом. На рис. 6.36г мы наблюдаем процесс вторичного отражения от боковых стенок отраженных волн, причем амплитуда вторичных колебаний сравнима с амплитудой переднего фронта. Очевидно, что излучаемая из волновода волна будет содержать кроме первого главного импульса ряд сравнимых с ним по амплитуде последующих импульсов. Такая волна непригодна для использования при решении задач локации.

Уменьшить амплитуды запаздывающих компонент можно при использовании возбуждающего источника в виде широкой полоски. Были рассчитаны поля в волноводе для такого же возбуждающего импульса, что и в предыдущем случае, с таким же максимальным значением тока $I=1$ А, но для больших величин $d=0.01$ м и 0.02 м. Из рис. 6.37 видно, что амплитуды запаздывающих частей волны значительно снизились по сравнению с амплитудой переднего фронта.

Таким образом, исследование прохождения короткого импульса через волновод наглядно иллюстрирует природу волноводной дисперсии и её влияние на искажение сигнала. Очевидно, что чем короче используемый отрезок волновода, тем слабее будут искажения сверхширокополосного сигнала при его передаче. Более равномерное возбуждение волновода по ширине позволяет при прочих равных условиях ослабить амплитуды запаздывающих частей импульса, делая его более пригодным для использования в качестве зондирующего.

Исследуем *поле, излученное щелью*. Знание поля в любой точке волновода позволяет решить задачу излучения в приближении Кирхгофа при помощи

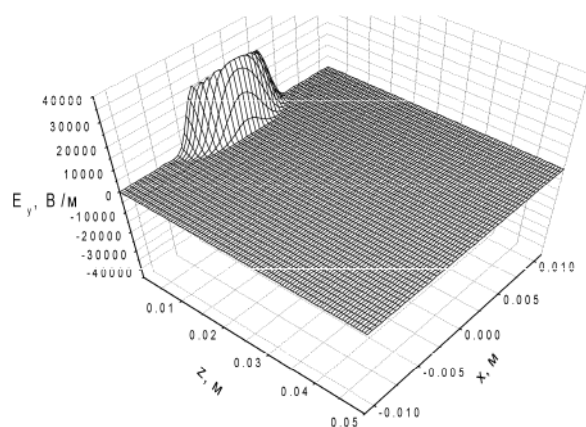
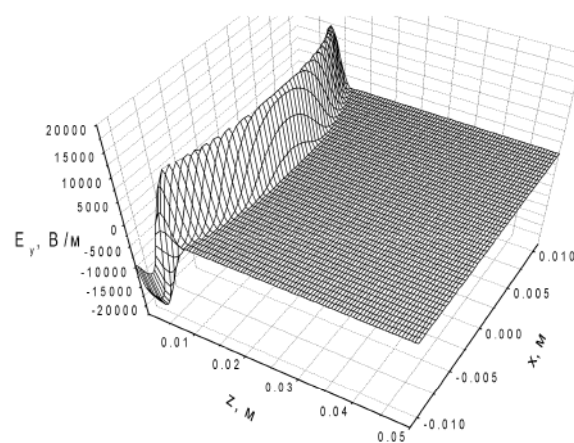
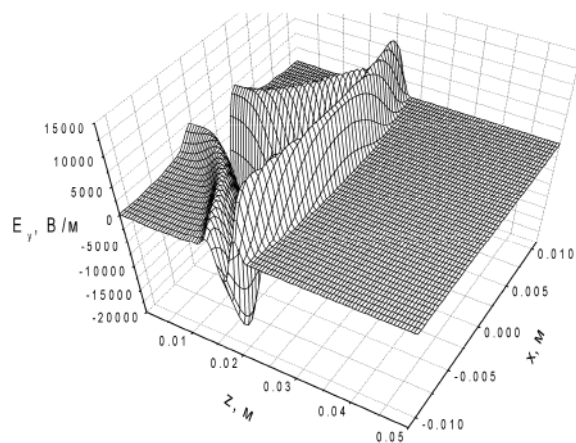
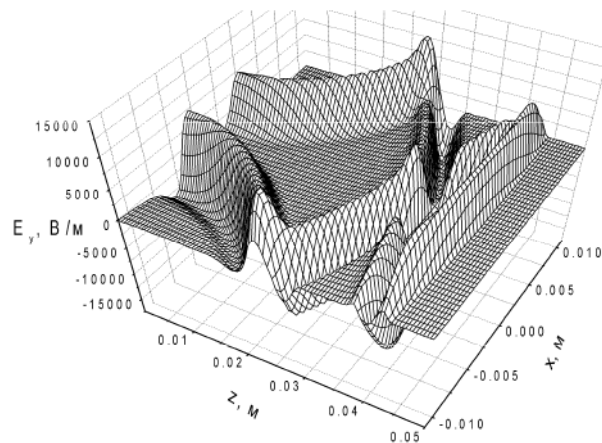
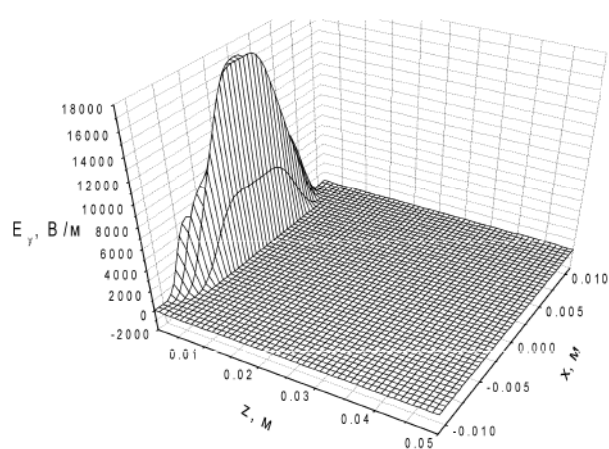
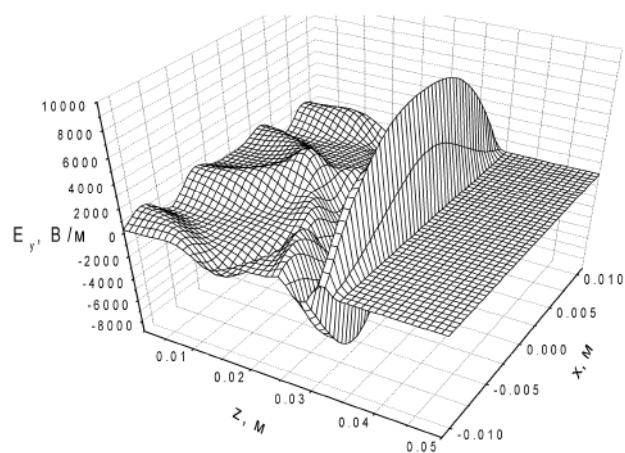
а) $t=17$ псб) $t=50$ псв) $t=83$ псг) $t=150$ пс

Рис. 6.36. Пространственные распределения амплитуды поперечной электрической компоненты поля в волноводе вдоль x и z при $y = b/2$ в различные моменты времени ($d=0.002$ м).

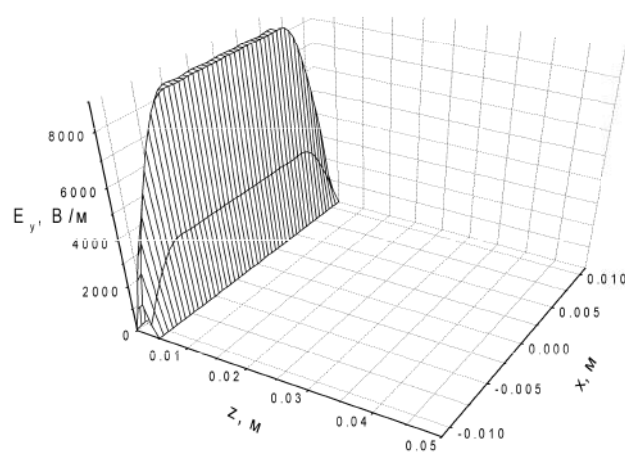


$t=17$ пс,

$d=0.01$ м

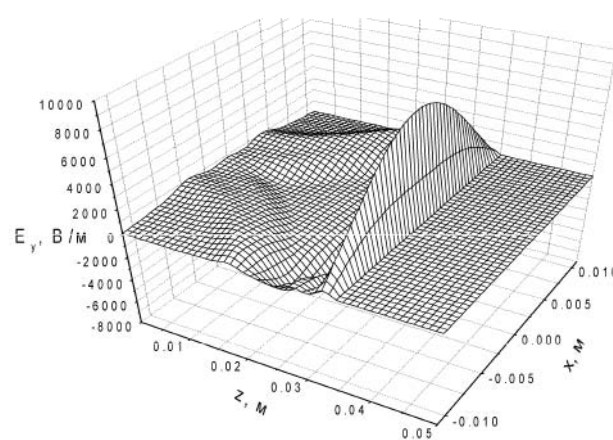


$t=120$ пс



$t=17$ пс,

$d=0.02$ м



$t=120$ пс

Рис. 6.37. Пространственные распределения амплитуды поперечной электрической компоненты поля вдоль x и z при $y = b/2$ в различные моменты времени.

метода векторного потенциала, считая, что в плоскости щели находится бесконечный экран, и, следовательно, учитывая только эквивалентные магнитные токи на апертуре излучателя. В качестве примера были рассчитаны поля в дальней зоне излучателя (расстояние до центра апертуры $R=3$ м) для расстояния между источником тока и апертурой $z_0=0.05$ м.

На рис. 6.38 построены зависимости электрической компоненты излученного поля от времени и от угла, отсчитываемого от нормали к апертуре в плоскости XOZ , для значения $d=0,002$ м. Видно, что наличие всплесков амплитуды поля в разных частях апертуры в разные моменты времени приводит к таким же всплескам в излученном поле, а неодновременность их прихода на апертуру влечет за собой появление запаздывающих максимумов под разными углами.

Для проверки предположения, что более равномерное возбуждение волновода по ширине более широкой полоской возбуждающего тока приведет к улучшению направленности и формы излучаемого сигнала, были рассчитаны излучаемые поля для тех же исходных условий, но для более широкой полоски тока $d=0.01$ м и $d=0.02$ м. Данные результаты приведены на рис. 6.39, из которого видно, что хотя пиковое значение амплитуды с ростом d уменьшается, зато амплитуды запаздывающих частей импульса значительно ослаблены. Аамплитудное распределение в раскрыве стало быстрее спадать к краям, но направленность излучения с ростом d выросла за счет лучшей синхронности возбуждения, меньшего запаздывания между приходом переднего фронта волны в центр и в различные точки апертуры.

При расчете полей по формуле (6.20) использовался целый ряд приближений: заданного тока внутри волновода, одновременности возбуждения полоски тока, протекания возбуждающего тока в вакууме, а не по металлической полоске, и, соответственно, отсутствия внутреннего сопротивления источника нестационарного тока, малости искажения пространственно-временного распределения поля на раскрыве. Для проверки правильности аналитического решения и обоснованности используемых приближений было проведено прямое численное

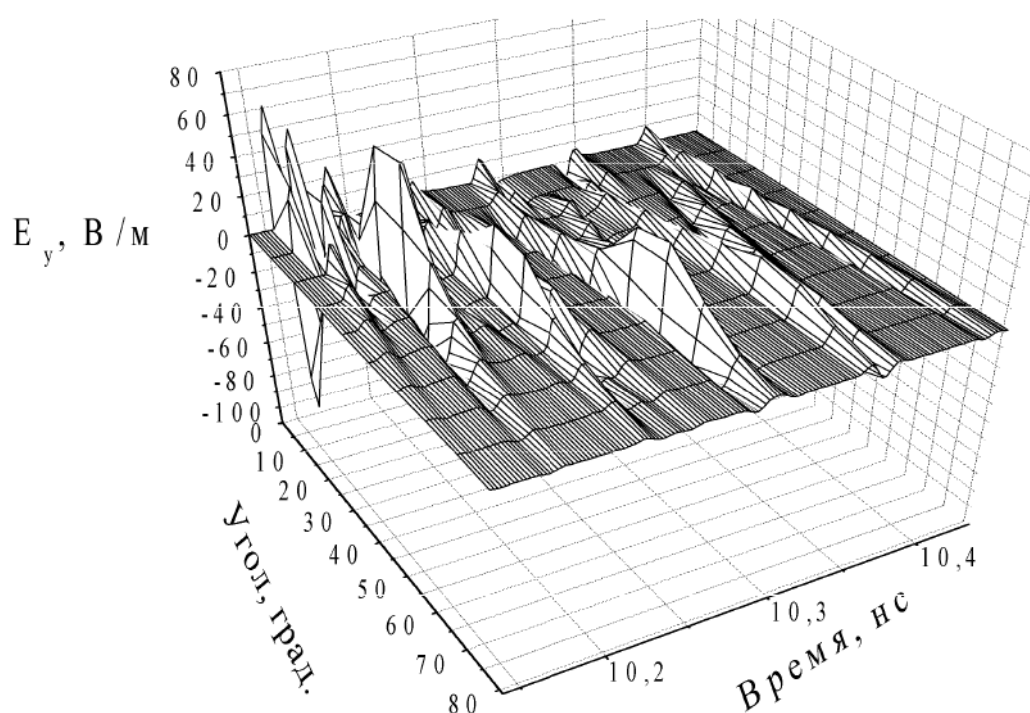
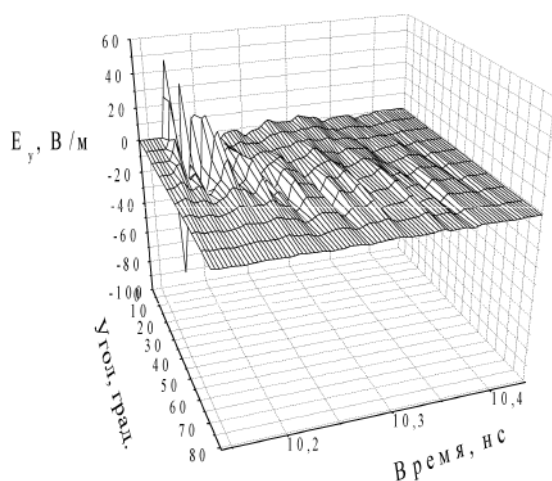
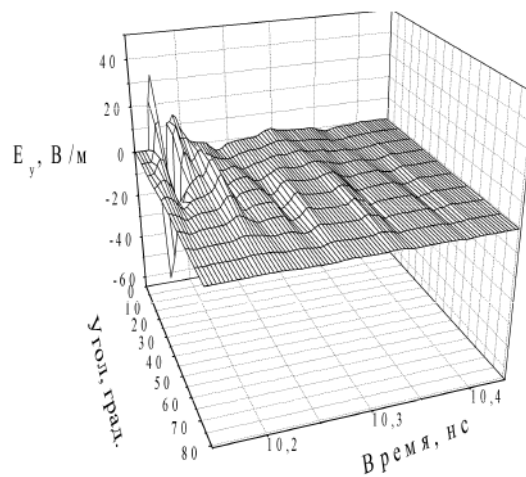


Рис. 6.38. Зависимость от времени и угла амплитуды электрической компоненты излученного поля для ширины полосы тока $d=0.002$ м.



$d=0.01$ м



$d=0.02$ м

Рис. 6.39. Зависимость от времени и угла амплитуды электрической компоненты излученного поля для ширины полосы тока $d=0.01$ м и $d=0.02$ м.

моделирование данной задачи методом конечных разностей во временной области и сравнение полученных результатов с теоретическими. Использован возбуждающий импульс того же вида (6.21), но с $T=83$ пс, узкая полоска ($d=0.002$ м) моделировалась одним бесконечно тонким проводником, а широкая ($d=0.02$ м) – десятью проводниками с тем же суммарным током ($I=1$ А) и внутренним сопротивлением источника 50 Ом. Результаты теоретического расчета (6.20) и численного моделирования излученного поля в дальней зоне ($R=0.09$ м), определяемой как L^2/ct [347], где L – наибольший размер апертуры, τ – эффективная длительность импульса, представлены на рис. 6.40.

В целом временные зависимости, полученные разными методами, как видно из рис. 6.40, находятся в хорошем согласовании друг с другом, особенно вблизи переднего фронта импульса. Более быстрое затухание амплитуды сигнала с момента $t=0.7$ нс в случае прямого численного расчета происходит из-за наличия металлической полоски, отражающей волны, возбуждаемые в области отрицательных z , запредельные компоненты которых частично отражаются от бесконечного отрезка волновода, причем чем шире проволочный экран, тем сильнее затухание ($d=0.02$ м). Различия в амплитуде сигнала объясняются влиянием постоянного внутреннего сопротивления источников тока, наводимых на них токов и резонансными явлениями в промежутке между раскрывом и источником. Малость амплитуды излученного поля на последнем рисунке является следствием того, что источники тока расположены в точках, где возбуждение данного волновода на первых модах не является наиболее эффективным.

6.4.2. Поле, излучаемое системой двух щелей. Использование антенных решеток позволяет увеличивать излучаемую мощность, улучшать направленность и осуществлять электрическое сканирование не только в случае излучения гармонических волн, но и в случае излучения несинусоидальных электромагнитных полей. В качестве примера проведен расчет простейшей антенны из двух рассмотренных выше прямоугольных щелей, апертуры и широ-

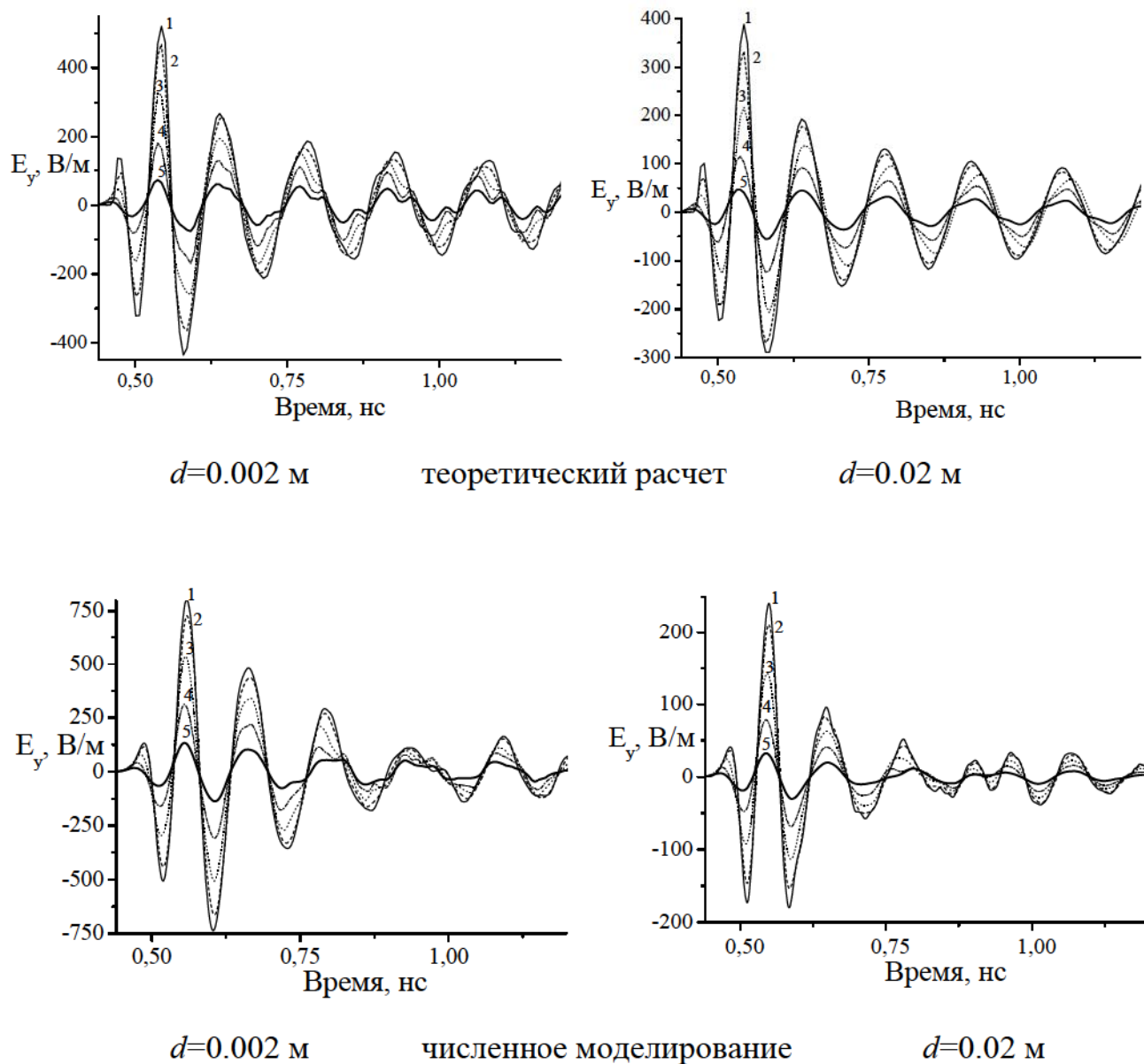


Рис. 6.40. Зависимости от времени и угла амплитуды электрической компоненты излученного поля, полученные в результате теоретических расчетов и путем прямого численного расчета для углов наблюдения:

1 – 0° ; 2 – 18° ; 3 – 36° ; 4 – 54° ; 5 – 72° .

кие стенки которых лежат в одной плоскости. Центры апертур разнесены друг от друга на расстояние d_g , способ возбуждения, амплитуда и форма возбуждающего сигнала аналогичны описанному в предыдущем подпункте для $d=0.002$ м. Если для смещения максимума излучения в случае синусоидального сигнала сдвигают фазу возбуждения элементов решетки, то такое же явление достигается при наличии запаздывания по времени возбуждения излучающих элементов в случае несинусоидального сигнала.

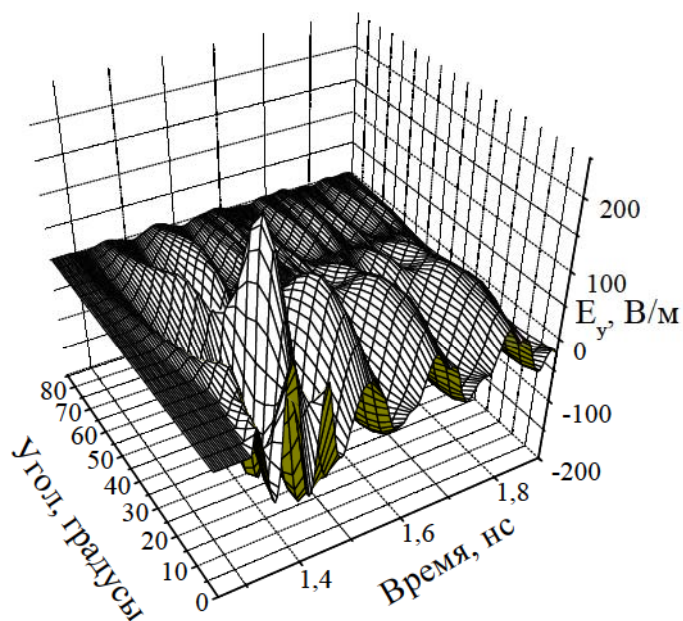


Рис. 6.41. Зависимости от времени и угла амплитуды электрической компоненты поля, излученного двумя щелевыми излучателями.

На рис. 6.41, где показана зависимость амплитуды электрической компоненты излученного поля в дальней зоне ($R=0.36$ м) от времени и угла при минимально возможном расстоянии между щелями $d_g=0.023$ м и временном сдвиге возбуждающего поля $\tau=50$ пс. Расчет проведен без учета взаимодействия между излучателями. Как видно, максимум излучения сместился с угла 0° к углу 20° , амплитуда поля в направлении максимума увеличилась, а направленность улучшилась по сравнению с излучением одиночной щели.

Очевидно, что смещение максимума излучения по углу зависит не только от временной задержки возбуждения, но и от расстояния между излучателями (рис. 6.42, рис. 6.43). Зависимость максимального размаха амплитуды излученного сигнала от угла для двух разных расстояний между излучателями d_g и трех задержек во времени τ между возбуждением щелей в дальней зоне (для $d_g=0.023$ м – $R=0.36$ м, для $d_g=0.046$ м – $R=0.81$ м) изображена на рис. 6.42.

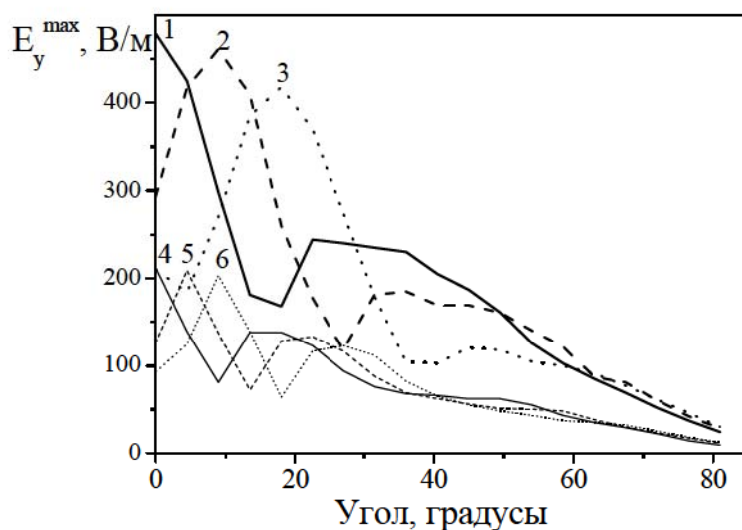


Рис. 6.42. Зависимость максимального размаха амплитуды излученного поля от угла для разных расстояний между излучателями в дальней зоне (для $d_g=0.023$ м, $R=0.36$ м: 1 – $\tau=0$ нс; 2 – $\tau=25$ нс; 3 – $\tau=50$ нс и для $d_g=0.046$ м, $R=0.81$ м: 4 – $\tau=0$ нс; 5 – $\tau=25$ нс; 6 – $\tau=50$ нс).

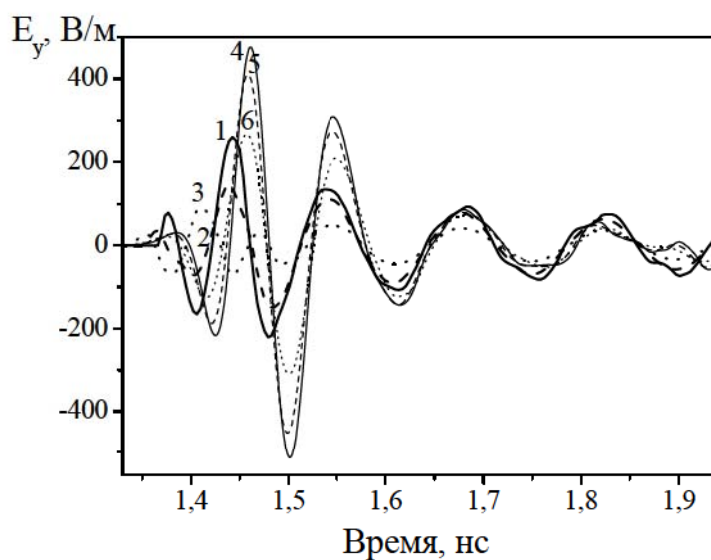


Рис. 6.43. Зависимости амплитуды излученного поля в дальней зоне от времени для разных углов, полученные на основе прямого численного моделирования (1 – 0° , 2 – 9° , 3 – 18°) и путем теоретических расчетов с использованием принципа суперпозиции (4 – 0° , 5 – 9° , 6 – 18°).

Как и следовало ожидать, при увеличении расстояния между излучателями при одинаковых τ отклонение максимума излучения уменьшается. Так как щели возбуждаются импульсом в виде затухающего колебания, то излученное поле обладает чертами, характерными для возбуждения решетки гармоническим сигналом: увеличение d_g сужает главный лепесток, но повышает уровень боковых.

Для проверки эффективности применения принципа суперпозиции для расчета такой антенны было также проведено ее прямое численное моделирование во временной области методом конечных разностей во временной области для случая $d_g=0.023$ м, $R=0.36$ м, $\tau=0$ пс. Результаты моделирования и теоретических расчетов при углах 0° , 9° и 18° приведены на рис. 6.43. Видно, что соотношение амплитуд излучаемого поля между приведенными зависимостями для двухэлементной системы и амплитудами поля, рассчитанными для одиночной щели (рис. 6.40) осталось тем же при соответствующих значениях углов и моментов времени. Это свидетельствует о достаточно слабом взаимодействии между щелями и об обоснованности применения принципа суперпозиции для расчета систем таких излучателей.

Выводы по разделу

На основе результатов теоретических и экспериментальных исследований планарных металло-диэлектрических расширяющихся щелевых антенн в монохроматическом и нестационарном режимах возбуждения, можно сделать следующие выводы:

Такие антенны имеют широкую рабочую полосу частот и слабую дисперсию. Разработана методика, позволяющая с высокой точностью (расхождение с экспериментом $\pm(5-10)\%$) по заданной рабочей полосе частот, КСВ и ширине диаграммы направленности определить геометрические параметры синтезированной антенны для монохроматического режима.

При импульсном возбуждении синтезированная антенна излучает сигнал с

малыми искажениями временной формы.

Сравнение расчетных значений, полученных по модернизированной декомпозиционной методике, с экспериментальными данными для различных типов антенн (ЛРЩА, щелевой антенны с постоянной шириной щели и антенны Вивальди) показало эффективность такого подхода к определению пространственных характеристик излучения.

Декомпозиционным методом получено аналитическое выражение для поля излучения линейных и двумерных антенных решеток (без учета межэлементного взаимодействия) с возбуждением импульсами произвольной формы и временем задержки. Проведено комплексное исследование пространственно-временных характеристик решеток и определены условия максимального излучения решеток с конечным числом излучателей. Установлено, что диаграмма направленности решетки промодулирована диаграммой направленности одного элемента. Показана возможность электронного сканирования с минимальным искажением временной формы излучаемого импульсного сигнала.

Определена связь между геометрическими параметрами антенны и пространственно-временными характеристиками излучения и сформулированы требования к максимальной несинхронности для обеспечения минимального искажения формы излученного сигнала и оптимальной амплитуды.

Показано, что решение задачи излучения сверхширокополосных электромагнитных волн из щели целесообразно разделить на две задачи. Первая – это решение задачи излучения нестационарной волны со ступенчатой временной зависимостью и вторая – вычисление интегральной свертки. Первая задача решена во временной области путем разложения электромагнитного поля внутри щели и в свободном пространстве по модовому базису, сопряжения этих полей в поперечном сечении и использования общих решений уравнения Клейна-Гордона и волнового уравнения.

Впервые во временной области решена задача излучения нестационарной волны из кольцевой щели, прорезанной в бесконечном экране в приближении

отсутствия наведенных на экране токов. Для её решения применен метод эволюционных уравнений. Применение сопряжения полей позволило получить аналитические выражения для амплитуд поля, излученного в свободное пространство при возбуждении щели Т-волной со ступенчатой зависимостью от времени. Решение для волны с произвольной зависимостью от времени получено путем вычисления интегральной свертки.

Представление излученного поля в виде интегральной свертки позволяет сохранить причинно-следственные связи между излучением сигнала и его приемом в заданных точках.

Проведено сравнение экспериментальных данных теоретического решения, полученного методом эволюционных уравнений. Показано, что полученное решение задачи позволяет достаточно точно моделировать излучение сверхширокополосных сигналов кольцевыми щелями.

Впервые решена задача возбуждения полубесконечного прямоугольного волновода импульсом тока с произвольной зависимостью от времени при помощи методов эволюционных уравнений и функции Римана. Методом векторного потенциала в приближении Кирхгофа рассчитано поле, излученное из открытого конца прямоугольного волновода с бесконечным фланцем. Показано, что для формирования коротких зондирующих импульсов необходимо ослаблять влияние дисперсионных свойств волновода путем использования плоского источника в виде широкой полосы с равномерным распределением плотности тока.

На основе решения задач о щелевых излучателях выработаны рекомендации построения решеток с электрическим сканированием луча, осуществляемом изменением временного сдвига в их возбуждении.

ВЫВОДЫ

В работе решен комплекс внутренних и внешних задач электродинамики, связанных с развитием теории, построения математических моделей и разработкой строгих методов расчета основных характеристик щелевых излучателей и многоэлементных систем, а также с выяснением физических закономерностей и особенностей взаимодействия стационарных и нестационарных электромагнитных полей со щелевыми структурами произвольной длины, конфигурации, количества и взаимной ориентации щелевых элементов. Практическая ценность полученных результатов обусловлена возможностью создания на основе развитой теории и выявленных физических свойств рассеянных и излучаемых электромагнитных полей волноводно-щелевых антенн, малогабаритных излучающих и фидерных устройств с улучшенными или новыми функциональными свойствами с целью дальнейшего развития элементной базы СВЧ и КВЧ диапазонов и создания антенных систем для современных радиотехнических комплексов.

Основные результаты и выводы, полученные в работе, сводятся к следующему:

1. Предложены новые методы и подходы к решению интегро-дифференциального уравнения относительно магнитного тока в щелевых излучателях и отверстиях связи, позволяющие создать более совершенные математические модели, эффективные методы и алгоритмы расчета характеристик излучаемого электромагнитного поля и учесть многопараметрические зависимости характеристик от геометрических и электродинамических параметров излучающих элементов и волноведущих трактов:

- Впервые получено принципиально новое приближенное аналитическое решение уравнения для эквивалентного магнитного тока в узкой прямоугольной электрически длинной ($l \leq 2.75\lambda$) щели, расположенной в стенке прямоугольного волновода, пригодное для решения задач о продольных, поперечных и наклонных щелях в широкой и узкой стенках прямоугольного многомодового волново-

да и резонатора, многоэлементной системы щелей. Решение перспективно для использования в задачах о щелевых излучателях, создаваемых на основе различных волноведущих структур, для которых известны спектры собственных волн или построены функции Грина возбуждаемых объемов.

- Впервые предложена и обоснована методика определения амплитудно-фазового распределения электрического поля в длинной (десятки и сотни длин волн) щели, основанная на использовании ограниченного числа пространственных гармоник функции распределения поля в ней. Разработанная методика позволяет модифицировать метод Галеркина и впервые применить его для решения электродинамических задач о волноведущих структурах с такими излучателями и значительно сократить время расчета их характеристик.

- Впервые получено электродинамическое решение задачи возбуждения прямоугольного волновода продольной щелью произвольной длины с изменяющейся шириной.

- Решена задача о криволинейной щели в широкой стенке прямоугольного волновода. Построена эффективная математическая модель, позволяющая впервые учесть толщину стенки волновода, диэлектрическое заполнение электродинамических объемов и разную кривизну щелей.

- Впервые получено эффективное и доступное для широкого практического применения электродинамическое решение граничной задачи для наклонных щелей, прорезанных в узкой стенке конечной толщины прямоугольного волновода и имеющих вырезы в его широкой стенке, пригодное для определения многопараметрических характеристик такого щелевого излучателя.

- Применительно к синтезу антенн и антенных решеток развит декомпозиционный метод для решения задач излучения монохроматических и нестационарных сигналов из щелевых структур, выполненных на основе широкополосных линий передачи, с учетом потерь на излучение и краевых эффектов. Впервые во временной области решены задачи об излучении и рассеянии нестационарных полей на кольцевых и прямоугольных щелях и системе таких щелей. По-

лучены аналитические решения для амплитуд поля, излученного в свободное пространство при возбуждении щели волной со ступенчатой зависимостью от времени и с произвольной временной зависимостью.

2. Впервые полученные аналитические и численно-аналитические решения задач возбуждения волновода щелями произвольной электрической длины и с разными геометрическими и материальными параметрами, позволили применить электродинамические методы для расчета их характеристик при различных режимах возбуждения и выявить ряд новых физических закономерностей в формировании электромагнитного поля, излучаемого такими структурами, а также подтвердить и количественно оценить ряд ранее известных или гипотетически предполагаемых характерных закономерностей:

- Впервые показано, что для электрически длинных щелей, $l \geq (30 \div 50)\lambda$, может быть реализовано амплитудное распределение не только сильно осциллирующее вдоль щели или экспоненциально спадающее вдоль неё, но и спадающее к краям щели (близкое к виду полуволны синусоиды). При этом фазовое распределение ступенчатое или линейное. Показана перспективность создания на основе таких щелей антенн вытекающей волны с высоким значением коэффициента усиления и уровнем боковых лепестков меньшим, чем - 20дБ.

- Впервые проведены многопараметрические расчеты амплитудно-фазового распределения поля и частотно-энергетических характеристик электрически длинных щелей. Показано, что за счет использования волноводов с «толстыми» стенкам, щелей с изменяющейся шириной, криволинейных щелей можно повысить коэффициент направленного действия и коэффициент усиления электрически длинного щелевого излучателя (особенно расположенного в узкой стенке волновода), а также то, что одним из наиболее перспективных направлений практического использования таких излучателей является создание антенн миллиметрового диапазона волн, антенн «вытекающей» волны с низким уровнем боковых лепестков диаграммы направленности, создание антенн с диаграммой направленности специальной формы, уменьшение продольных размеров

щелевого излучателя.

- Обнаружено, что для некоторых положений щели относительно середины широкой стенки волновода, возбуждаемого основной волной, возможно появление двух и более резонансных частот, а также совпадение резонансных частот щелей при различных их смещениях.

- Впервые дан анализ характеристик щелевого излучателя, расположенного в сверхразмерном волноводе и возбуждаемого высшими типами волн. Показано, что в сверхразмерных прямоугольных волноводах при переходе в многомодовый режим их возбуждения на частотах, являющихся критическими для соответствующих высших мод, щели не излучают.

- Впервые построены математические модели и получены расчетные частотные зависимости коэффициентов излучения и резонансных длин одиночных щелей и системы двух наклонных щелей, прорезанных в узкой стенке конечной толщины прямоугольного волновода с вырезами на его широкой стенке для разной геометрии щели. Показано, что электрическая длина резонансной щели при любых углах наклона и вырезах всегда больше ее полуволнового значения. При изменении угла наклона щели и длины выреза в широкую стенку волновода реактивная часть внутренней проводимости щели может оставаться постоянной или равняться нулю при изменении угла наклона вплоть до 20° относительно нормали к стенке волновода.

- Впервые обнаружено, что в системе из двух одинаковых по длине продольных щелей в широкой стенке прямоугольного волновода при возбуждении H_{10} волной и расположении одной из щелей на оси волновода наблюдается два резонанса, смещенных по частоте на $\pm \Delta f$ от резонансной частоты f_0 одиночной щели. Определены условия их возникновения.

- Показано, что ввиду сильного взаимного влияния друг на друга двух поперечных щелей связи, расположенных в общей широкой стенке двух прямоугольных волноводов, минимальное значение коэффициента отражения достигается при расстоянии между щелями $z_0 = 0.4\lambda_g$, а не при $z_0 = 0.25\lambda_g$, как это отме-

чается в литературе, когда не учитывается взаимодействие щелей. Определены условия, при которых двухщелевая система поперечных щелей одинаковой длины, позволяет создать 3-х децибельный ответвитель, параметры которого на заданной частоте не зависят от длины волны в окрестности резонанса одиночной щели, и ответвитель, параметры которого на резонансной частоте для одиночной щели не зависят от расстояния между щелевыми элементами, а также равноплечный ответвитель с относительной рабочей полосой частот $\Delta f / f_{\text{рез}}$, составляющей 45% (в случае одиночной щели 24%).

- Показано, что частотно-энергетические характеристики, такие как добротность, величина излучаемой мощности, направление главного максимума диаграммы направленности комбинированных («групповых») излучателей можно изменять за счет взаимной связи между щелевыми элементами в излучателе. За счет геометрии структуры можно создать как узкополосный, так и широкополосный излучатель на любую заданную рабочую длину волны. При этом рабочая полоса частот по уровню -3дБ излучаемой мощности может составить менее 1% в узкополосных и свыше (30÷40)% в широкополосных излучателях.

- На основе впервые полученного решения задачи возбуждения полубесконечного прямоугольного волновода импульсом тока с произвольной зависимостью времени в приближении Кирхгофа рассчитано поле, излученное из открытого конца волновода с бесконечным фланцем. Показано, что для формирования коротких зондирующих импульсов необходимо ослаблять влияние дисперсионных свойств волновода путем использования плоского источника в виде широкой полосы с равномерным распределением плотности тока.

- Рассмотрено строгое решение модельной задачи возбуждения открытой структуры в виде незамкнутой цилиндрической поверхности магнитным диполем, расположенным в произвольной области пространства, и как частный случай – задачи об излучении элементарной щели, расположенной в стенке цилиндрического волновода с бесконечно длинной щелью.

Показано, что при наличии узкой продольной щели (цилиндра с неболь-

шим раскрывом) и расположением параллельного к ребру раскрыва магнитного диполя под углом близким к $\varphi \approx 90^\circ$ влияние электрически длинной продольной щели на характеристики направленности диполя практически не сказывается. Расположение магнитного диполя непосредственно вблизи кромки открытой цилиндрической структуры может существенно изменять направление главного максимума диаграммы направленности.

3. Определение электрического поля в щели, основанное на использовании базисных функций, полученных методом усреднения, и на решении интегродифференциального уравнения относительно магнитного тока в щели методом Галеркина с ограниченным числом базисных собственных (пространственных гармоник) функций щели, позволили значительно понизить (вплоть до порядка, равного числу щелевых элементов в системе) порядок СЛАУ в методе наведенных магнитодвижущих сил. Это позволило впервые применить данный электродинамический метод для расчета характеристик излучения многих видов многоэлементных щелевых решеток, в том числе многочастотных и на многомодовых волноводах, решеток с совмещенной или секционированной апертурой и указать пути практической реализации антенн с высокими, ранее не достижимыми рабочими характеристиками:

- Впервые теоретически показано, что сильную внутреннюю и внешнюю взаимную связь между излучателями многоэлементных решеток можно наряду с произвольными геометрическими и материальными параметрами щелевых элементов целенаправленно использовать как дополнительную возможность управления амплитудно-фазовым распределением полей на излучающей апертуре антенн бегущей волны, фазированных антенных решеток поперечного излучения и антенн “вытекающей волны”, а также для создания эквидистантных и неэквидистантных антенн с оптимальными частотно-энергетическими характеристиками и характеристиками направленности. В частности, показано, что в антенне “вытекающей волны” на основе поперечных щелей в широкой стенке прямоугольного волновода может быть реализовано амплитудное распределение, спадающее к

краям апертуры, путем использования щелей, имеющих произвольные длину и смещение от оси волновода. Показано, что аппроксимация амплитудного распределения в антеннах “вытекающей волны” экспоненциально спадающими или постоянными вдоль щели функциями, которые, как правило, используются при расчетах характеристик таких антенн, не корректна и не может служить основой для создания антенн с оптимальными характеристиками.

- Построена математическая модель, которая позволила впервые применить электродинамический метод расчета многочастотных волноводно-щелевых решеток с произвольной длиной щелевых элементов в подрешетках, в том числе с комплексированной апертурой, на базе многомодовых волноводов. Показано, что при создании многочастотных щелевых решеток на базе многомодового волновода и выборе параметров щелевых излучателей в подрешетках необходимо учитывать дисперсионные свойства волновода.

- Показано, что в волноводно-резонаторно-щелевых решетках с секционированной апертурой взаимное влияние между щелью связи и излучающими щелями приводит к сильной зависимости излучаемой мощности, коэффициента отражения, амплитудно-фазового распределения поля в решетке от положения щелей связи и излучающих щелей в стенках резонаторов, образующих её апертуру. При заданных поперечном сечении волновода и резонатора, условиях их возбуждения, количестве щелевых излучателей N и рабочей длины волны λ требуемое амплитудно-фазовое распределение поля на апертуре решетки может быть реализовано только при определенных смещениях излучающих щелей относительно средней линии широкой стенки резонатора.

- Построена математическая модель расчета характеристик многоэлементных решеток с наклонными щелями в узкой стенке прямоугольного волновода, позволившая впервые рассчитать волноводно-щелевую решетку со щелями различной длины и с различными величинами вырезов в широкой стенке волновода при произвольных ориентации каждой из щелей и расстоянии между ними. Проведенные расчеты резонансных антенных решеток и антенн типа “вытекаю-

щей волны” позволили реализовать решетки, имеющие большое значение коэффициента излучения ($|S_{\Sigma}|^2 > 0.9$) при низких значениях коэффициента отражения ($|S_{11}| < 0.1$) в волноводном тракте и уровнях боковых лепестков диаграммы направленности.

4. Определены характеристики полей, излучаемые системой щелей, возбуждаемых импульсами с произвольными формой и временной задержкой. Исследованы характеристики излучателей на основе металлодиэлектрических структур и даны практические рекомендации по созданию более эффективных излучающих систем на их основе.

- Теоретические и экспериментальные исследования планарных металлодиэлектрических расширяющихся щелевых антенн при монохроматическом и нестационарном возбуждении показали, что такие антенны имеют широкую рабочую полосу частот и слабую дисперсию. Разработана расширяющаяся щелевая антенна с оптимизированным профилем раскрыва и рабочей частотной полосой (0.5÷12) ГГц в монохроматическом режиме возбуждения, которая при возбуждении гауссовым импульсом длительностью $T \approx 1$ нс дает минимальное искажение временной формы излучаемого сигнала.

Получено аналитическое выражение для поля, излучаемого сложными антенными структурами, в том числе антенными решетками в случае возбуждения их нестационарным полем с произвольной формой и временем возбуждения. Показана возможность формирования импульсного излучения и электронного сканирования диаграммы направленности за счет заданной временной задержки.

- Методом численно-аналитического обращения оператора граничной задачи с привлечением метода моментов построена модель излучающей структуры на основе изолированного зеркального диэлектрического волновода с продольным электрически длинным излучающим элементом.

Впервые показана возможность управления режимом “вытекания” мощности путем изменения взаимной ориентации излучающих элементов структуры.

Экспериментально показана возможность создания на базе изолированного

зеркального диэлектрического волновода излучающей системы с уровнем электродинамических характеристик (диаграмма направленности, уровень боковых лепестков, коэффициент усиления, КСВН), перспективным для практических приложений.

- На базе полосковых излучателей создана двумерная неэквилидистантная плоская остро направленная антенная решетка малой толщины с отклоненным главным максимумом диаграммы направленности под углом 45° от направления нормали к решетке и работающей на двух ортогональных линейных поляризациях. Показана перспективность применения полосковых излучающих элементов с экраном в виде полосковых излучателей с повышенной направленностью при создании плоских антенных решеток с отклоненным максимумом диаграммы направленности и пониженными (по сравнению, например, с эквидистантными фазированными антенными решетками) массогабаритными характеристиками для поляризационных радиометров.

5. Практически все полученные в работе теоретические результаты подтверждены результатами экспериментальных исследований. Там, где это возможно (либо в частных случаях, либо в случае возможных предельных переходов к объектам, исследования которых известны в литературе) проведено сравнение с теоретическими и экспериментальными результатами, полученными авторами других работ.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Фельд Я.Н. Щелевые излучающие системы // ДАН СССР.– 1946. – Т. 53, № 7. – С. 619-622.
2. Watson W.H. Resonant slots // IEEE. – 1946. – Part A. – Vol. 93, № 4. – P. 747-777.
3. Stevenson A.F. Theory of slots in rectangular wave-guides // Journal of Applied Physics. – 1948. – Vol. 19, № 1. – P. 24-38.
4. Фельд Я.Н. Основы теории щелевых антенн. – М.: Сов. радио, 1948. – 160 с.
5. Кисунько Г.В. Электродинамика полых систем. – Л.: Изд-во ВКАС, 1949. – 426 с.
6. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. – М.: Сов. радио, 1957.– 581 с.
7. Фельд Я.Н., Бененсон Л.С. Антенно-фидерные устройства. – М.: Изд-во ВВИА им. Н.Е. Жуковского, 1959. – Ч. 2. – 551 с.
8. Проблемы антенной техники / Под ред. Л.Д.Бахраха, Д.И. Воскресенского. – М.: Радио и связь, 1989. – 368 с.
9. Антенны и устройства СВЧ. Расчет и проектирование антенных решеток и их излучающих элементов / Воскресенский Д.И., Грановская Р.А., Гостюхин В.Л., Филиппов В.С. / Под ред. Д.И. Воскресенского. – М.: Сов. Радио, 1972. – 318 с.
10. Антенны и устройства СВЧ /Воскресенский Д.И., Грановская Р.А., Давыдова Н.С.,Земцов Т.П. / Под ред. Д.И. Воскресенского. – М.: Радио и связь, 1981. – 432 с.
11. Чаплин А.Ф. Анализ и синтез антенных решеток. – Львов: Вища школа, 1987. – 179 с.
12. Вендик О.Г., Парнес М.Д. Антенны с электрическим сканированием // Антенны: Сб. ст. под ред. Л.Д. Бахраха. – 2002. – Вып. 2-3 (57-58). – С. 4-231.
13. Шифрин Я.С. Вопросы статистической теории антенн. – М.: Сов. Радио, 1970. – 384 с.

14. Watson Charles K., Ringer Kenneth. Feed network design for airborne monopulse slot-array antennas // *Microwave J.* – 1988. – Vol. 31, № 6. – P. 129-132, 136-137, 140-141, 144-145.
15. Sparks Richard A. Systems applications of mechanically scanned slotted array antennas // *Microwave J.* – 1988. – Vol. 31, № 6. – P. 26, 28, 30, 32-34, 36, 38, 42, 44.
16. Wentworth S.M., Rogers R.L., Heston J.G., Neikork D.P., Itoh T. Millimeter wave twin slot antennas on layered substrates // *International J. Infrared and Millimeter Waves.* – 1990. – Vol. 11, №2. – P. 111-131.
17. Chung H.H., Foy W., Peng S.Y. Printed crossed slot phased array antenna system for mobile satellite communication // *Antennas and Propagat. – APS International Symp.* – New York (USA). – 1988. – Vol. 1. – P. 204-207.
18. Вычислительные методы в электродинамике / Под ред. Р. Митры. – М.: Мир, 1977. – 485 с.
19. Yasuhaga M., Watanabe F., Shiokawa Takasyasu. Aircraft antenna arrays for satellite communications // *Space Commun and Broadcast.* – 1989. – Vol. 7, №1. – P. 11-17.
20. Kotthaus U., Vowinkei B. Investigation of planar antennas for submillimeter receivers // *IEEE Trans. Microwave Theory and Techn.* – 1989. – Vol. 37, № 2. – P. 375-380.
21. Ando M., Takahashi M., Natori M, Takada J, Goto N. A single-layered radial line slot antenna for DBS reception // *Proc. 20th Eur. Microwave Conf.* – Budapest (Hungary). –1990. – Vol. 2. – P. 1541-1546.
22. Kotsopoulos S.A. A new low profile waveguide slot antenna for 12 GHz satellite TV reception // *Proc. 20th Eur. Microwave Conf.* – Budapest (Hungary). – 1990. – Vol. 2. – P. 1534-1540.
23. Lin James C. Intracavitary and interstitial hyperthermia antennas // *Antennas and Propagat. AP-S International Symp.* – San Jose, Calif. - New York (USA). – 1989. – Vol. 1. – P. 540-543.

24. Касьянов А.О. Модификация антенной части радионавигационного комплекса автоматизированной системы управления движения судов // Изв. вузов. Электроника. – 2003. – Т. 46, № 10. – С. 37-46.
25. Uher J, Borneman J, Rosenberg U. Waveguide components for antenna feed systems. – Artech House, 1993. – 456 p.
26. Special issue on phased array // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1999. – Vol. 47.
27. Hyneman P.F. Closely-spaced transverse slots in rectangular waveguide // IRE Trans. on Antennas and Propagat. – 1959. – Vol. AP-7, № 10. – P. 335-342.
28. Панченко Б.А. Дифракция электромагнитной волны на плоском экране конечной толщины с регулярно расположенными отверстиями // Радиотехника и электроника. – 1967. – Т.13, №. 4. – С. 719-722.
29. Панченко Б.А. Внешние частичные проводимости узкого прямолинейного отверстия в плоском экране // Изв. вузов. Радиофизика. – 1964. – Т.7, № 2. – С. 343-351.
30. Lyon R.W., Sangster A.J. Efficient moment method analysis of radiating slots in a thick-walled rectangular wave guides // IEE Proc. – 1981. – Vol. 128, №. 12. – P. 197-205.
31. Швингер Ю. Неоднородности в волноводах: (конспект лекций). Пер. с англ. // Зарубежная радиоэлектроника. – 1970. – № 3. – С. 1-112.
32. Oliner A. A. The impedance properties of narrow radiating slots in the broad face of rectangular waveguide // IRE Trans. – 1957. – Vol. AP-5, № 1. – P. 4-20.
33. Левинсон И.Б., Фридберг П.Ш. Электромагнитная связь двух объемов через узкую щель // Радиотехника и электроника. – 1965.– Т.10, Вып. 2.– С. 260-268.
34. Бодров В.В., Майоров А.И. Широкая щель в прямоугольном волноводе // Гиромагнитные приборы и антенны. – М.: Изд-во МЭИ, 1986. – С. 82-87.
35. Гарб Х.А., Левинсон И.Б., Фридберг П.Ш. Учет толщины стенки в щелевых задачах электродинамики // Радиотехника и электроника. – 1968. – Т.13, Вып.12. – С. 2152-2161.

36. Khac T.V., Carson C.T. Coupling by slots in rectangular waveguides with arbitrary wall thickness // *Electron. Lett.* – 1972. – Vol. 8, № 18. – P. 456-458.

37. Фридберг П.Ш. Характеристики рассеяния узкой продольной щели в прямоугольном волноводе // *Радиотехника и электроника.* – 1977. – Т.22, Вып. 6. – С. 1270-1273.

38. Баранов С.А., Наймушин М.П., Паршина А.В., Соболев Б.С. Матрица рассеяния одиночной наклонно-смещенной щели в прямоугольном волноводе // *Антенны и СВЧ-узлы радиотехнических устройств: Труды вузов РСФСР.* – Свердловск: Изд. УПИ, 1976. – С. 24-29.

39. Бодров В.В., Вольский В.А. Математическая модель наклонной щели в прямоугольном волноводе // *Радиотехника и электроника.* – 1993. – Т.38, Вып.7. – С. 1256-1262.

40. Левинсон И.Б., Фридберг П.Ш. Щелевые сочленения прямоугольных волноводов. Численные результаты // *Радиотехника и электроника.* – 1966. – Т.11, Вып. 6. – С. 1076.

41. Лерер А.М., Михалевский В.С., Семенихин И.Н. Электродинамический метод расчета прямоугольных волноводов, связанных через отверстия // *Автоматизированное проектирование устройств СВЧ.* – М.: Изд-во МИРЭА, 1990. – С. 86-93.

42. Гринев А.Ю., Котов А.Ю. Машинный метод анализа и частичного параметрического синтеза резонаторно-щелевых антенных структур // *Изв. вузов. Радиоэлектроника.* – 1978. – № 2. – С. 30-35.

43. Lee J.Y., Horng T. Sh, Alexopoulos N.G. Analysis of cavity-backed aperture antennas with a dielectric overlay // *IEEE Trans. Antennas and Propagat.* – 1994. – Vol. AP-42, №11. – P. 1556-1562.

44. Bornemann J., Vahldieck R. Characterization of a class of waveguide discontinuities using a modified TE_{mn}^x mode approach // *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques.* – 1990. – Vol. MTT-38, № 12. – P. 1816-1822.

45. Кириленко А.А., Рудь Л.А., Сенкевич С.Л., Ткаченко В.И. Электродинамический синтез и анализ широкополосных волноводных фильтров на резонансных диафрагмах // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1997. – Т. 40, № 11. – С. 54-62.
46. Васильев Е.Н., Фрейдлин Е.М. Исследование характеристик рассеяния волноводно-щелевой антенны на частотах, отличающихся от рабочей // Радиотехника и электроника. – 2003. – Т. 48, Вып. 6. – С. 655-663.
47. Jia H., Yoshitomi K., Yasumoto K. Rigorous and fast convergent analysis of a rectangular waveguide coupler slotted in common wall // Progress in Electromagnetics Research, – 2004. – №46. – P. 245-264.
48. Яцук Л.П., Смирнова И.В. Внутренние проводимости нерезонансных щелей в прямоугольном волноводе // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1967. – Т.10, № 4. – С. 359-369.
49. Лященко В.А. Щели на круглом волноводе // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1971. – Т.14, № 10. – С. 1123-1129.
50. Лященко В.А., Булгаков А.А. Распределение поля и энергетические характеристики волноводно-щелевых излучателей: Препр. / АН УССР. Ин-т радиофизики и электроники; 50. – Харьков.: 1975. – 57 с.
51. Булгаков А.А., Лященко В.А. Излучение из узкой продольной щели на прямоугольном волноводе // Радиотехника и электроника. – 1976. – Т.21, Вып. 9. – С. 1981-1984.
52. Катрич В.А. Вопросы приближенной теории волноводно-щелевых излучателей и отверстий связи: Дисс... канд. физ.-мат. наук: 01.04.03. – Харьк. гос. ун-т. – Харьков, 1980. – 193 с.
53. Жиронкина А.В. Рассеяние электромагнитных волн на щелевых и вибраторно-щелевых неоднородностях в волноводах: Дисс... канд. физ.-мат. наук: 01.04.03. – Харьк. гос. ун-т. – Харьков, 1985. – 206 с.
54. Яцук Л.П. Рассеяние волноводных волн на щелевых и вибраторно-щелевых неоднородностях: Дисс... д. физ.-мат. наук: 01.04.03. – Харьк. гос. ун-т. – Харьков, 1997. – 330 с.

55. Das D.N., Sanyal G.S. Network parameters of a waveguide broad wall-slot radiator // Proc. IEE.– 1970. – Vol. 117, №1. – P. 41-44.
56. Khac T.V., Carson C.T. Impedance properties of a longitudinal slot antenna in the broad face of a rectangular waveguide // IEEE Trans. on Antennas and Propagat. – 1973. – Vol. AP-21, № 9. – P. 708-710.
57. Honey R.C. A flush-mounted leaky-wave antenna with predictable patterns // IRE Trans. Antennas and Propagat. – 1959. –Vol. AP-7, № 4. – P. 320-329.
58. Goldstone L.O., Oliner A.A. Leaky-wave antennas I: rectangular waveguides // IRE Trans. Antennas and Propagat. – 1959. – Vol. AP-7. –P. 307-319.
59. Goldstone L.O., Oliner A.A. Leaky-wave antennas II: circular waveguides // IRE Trans. Antennas and Propagat. – 1961. – Vol. AP-9. – P. 280-290.
60. Уолтер К. Антенны бегущей волны. – М.: Энергия, 1970. – 448с.
61. Stern G.J., Elliott R.S. Resonant length of longitudinal slots and validity of circuit representation: theory and experiment // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1985. – Vol. AP-33, № 11. – P. 1264-1271.
62. Josefsson L.G. Analysis of longitudinal slots in rectangular waveguides // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1987. – Vol. AP-35, № 12. – P. 1351-1357.
63. Комарь Г.И., Шестопапов В.П. Цилиндрические и зеркальные линии (обзор) // Радиотехника и электроника. – 1987– Т. 32, Вып. 7. – С. 1345-1366.
64. Дифракция волн на решетках. / Шестопапов В.П., Литвиненко Л.Н., Масалов С.А., Сологуб В.Г. – Харьков: Изд. Харьк. ун-та, 1973. – 287 с.
65. Whetten F.L., Balanis C.A. Meandering Long Slot Leake-Wave Waveguide Antennas // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1991. – Vol. AP-39, № 11. – P. 1553-1560.
66. Lampariello P., Frezza F., Shigesawa H., Tsuji M., Oliner A. A Versatile Leaky-Wave Antenna Based On Stub-Loaded Rectangular Waveguide // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1998. – Vol. AP-46, № 7. – P. 1032-1055.
67. Whetten F.L., Balanis C.A. Leaky-Wave Long Waveguide slot Antennas Aperture Fields. Far Field Radiation and Mutual Coupling // Antennas and Propagat.

AP-S. International Symp. – San Jose, Calif.-New York (USA). – 1989. – Vol. 3. – P. 1486-1489.

68. Jones E.M.T., Shimizu J.K. A Wide-band transverse-slot flush-mounted array // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1960. – Vol. AP-8, № 4. – P. 401-407.

69. Lee J.-I., Cho U.-H., Cho Y.-K. Analysis for a dielectrically filled parallel-plate waveguide with finite number of periodic slots in its upper wall as a leaky-wave antenna // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1999. – Vol. AP-47, № 4. – P. 701-706.

70. Пат. 65299 США, МКИ. Н 01Q 13/10. Probe loop for transverse edge waveguide slot radiator / Charles. R., Bitter Jr. At al.–Publ. 10.08.79.-3с.

71. Лященко В.А. Излучение из системы близко расположенных щелей // Деп. в Укр. ИНИТИ 29.04.1985. № 853 Ук 85 Деп. – 28 с.

72. Kisliuk M., Akcelrod A., Maoz J. Compact broadband double-slot waveguide radiator // IEEE. Proc. 16th Conf. Elec. and Electr. – Tel-Aviv (Israel) – 1989. – P. 1-3.

73. Balanis C.A. Antenna theory. Analysis and design.– N.Y.: John Wiley & Sons, INC, 1997.–955p.

74. Дайлис С.Ю., Акишин Б. А. Исследование схемы замещения наклонно-смещенного волноводно-щелевого излучателя// Антенны и СВЧ-узлы радиотехнических устройств: Труды вузов РСФСР. – Свердловск: Изд. УПИ, 1976. –С. 16-23.

75. Наймушин М.П., Соболев Б.С. Сдвоенные наклонно-смещенные щели // Антенны и СВЧ-узлы радиотехнических устройств: Труды вузов РСФСР. – Свердловск: Изд. УПИ, 1976. –С. 30-33.

76. Катрич В.А. К расчету матрицы рассеяния системы двух щелей в прямоугольном волноводе // Радиотехника. Респ. межвед. науч.-техн. сб. – Харьков, 1978. – Вып. 47. – С. 72-78.

77. Блинова Н.К., Яцук Л.П., Жиронкина А.В., Кийко В.И., Бандура Н.А. Продольная сдвоенная щель в широкой стенке прямоугольного волновода // Вісник Харків. нац. ун-ту. Радіофізика та електроніка. – 2001. – № 513. – С. 130-134.

78. Яцук Л.П., Блинова Н.К. Диапазонные свойства продольной сдвоенной щели в широкой стенке прямоугольного волновода // Радиотехника. – 2001. – № 6. – С. 24-28.

79. Kirilenko A.A., Mospan L.P. Reflection resonances and natural oscillations of two-aperture iris in rectangular waveguide // IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. – 2000. – Vol. MTT-48, № 8. – P. 1419-1421.

80. Киселев С.В., Крицын В.А. Инженерный метод расчета сложных волновоодно-щелевых антенных решеток // Радиотехника и электроника. – 1993. – Т. 38, Вып. 1– С. 81-92.

81. Schaffner J.H., Kim D., Tlliott R.S. Compromises among optimum summand difference patterns for planar waveguide fed slot arrays // Alta-frec. – 1981. – Vol. 50, № 6. – P. 312-319.

82. Коробченко Н.А. Внутренняя проводимость нерезонансной наклонной щели на узкой стенке прямоугольного волновода // Радиотехника: Респ. научн.-техн. сб.– 1987. – Вып. 82. – С. 102-110.

83. Das B.N., Ramakrishna J., Sarap B.K. Resonant conductance of inclined slots in the narrow wall of a rectangular waveguide // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1984. – Vol. AP-32, №7. – P. 759-761.

84. Hsu P., Chen S.H. Admittance and resonant length of inclined slots in the narrow wall of a rectangular waveguide // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1989. – Vol. AP-37, №1. – P. 45-49.

85. Raju G.S.N., Chakraborty A., Das B.N. Studies on wide inclined slots in narrow wall of rectangular waveguide // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1990. – Vol. 38, №1. – P. 24-29.

86. Jan C.G., Hsu P., Wu R.B. Moment method analysis of sidewall inclined slots in rectangular waveguides // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1991. – Vol. AP-39, №1. – P. 68-73.

87. Jan C.G., Hsu P., Wu R.B. Variational analysis of inclined slots in the narrow wall of a rectangular waveguide // IEEE Trans. Antennas Propagat. – 1994. – Vol. AP-42, № 10. – P. 1455-1458.

88. Kraut E.A., Olivier J.C., West J.B. FDTD solution of Maxwell's equations for an edge slot penetrating adjacent broad walls of a finite wall thickness waveguide // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1994. – Vol. AP-42, №12. – P. 1646-1648.

89. Simmons A.J. Circularly polarized slot radiators // IRE Trans. – 1957. – Vol. AP-5, №. 1. – P. 31-36.

90. Сосунов В.А, Шибаетов А.А. Направленные ответвители сверхвысоких частот. – Саратов: Приволж. кн. изд-во, 1964. – 134 с.

91. Фельдштейн А.Л., Явич Л.Р., Смирнов В.П. Справочник по элементам волноводной техники. – М.: Сов. радио, 1967. – 651 с.

92. Генералов А.П. Характеристики направленных ответвителей с крестообразными (щелевыми) отверстиями связи при больших длинах щелей // Радиотехника и электроника. – 1990. – Т. 35, Вып.6. – С. 1207-1212.

93. Яцук Л. П., Катрич В. О., Жиронкіна А.В. Розрахунок одномірної хвильоводно-щілинної антенної решітки кругової та еліптичної поляризації з урахуванням взаємного впливу випромінювачів // Вісник Харків. ун-ту. Радіофізика. – 1973. – № 92. – С. 32-36.

94. Яцук Л.П., Катрич В.А. Учет конечной толщины стенки волновода при расчете параметров крестообразной щели // Вестник Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. – 1975. – №. 130. – С. 52-56.

95. Яцук Л.П., Жиронкина А.В., Катрич В.А. Возбуждение прямоугольного волновода наклонной и крестообразной щелями // Антенны: Сб. ст. под ред. А.А. Пистолькорса.– 1975. – Вып. 22. – С. 46-60.

96. Яцук Л.П., Жиронкина А.В., Катрич В.А. Внутренние проводимости плеч крестообразной щели в прямоугольном волноводе // Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника. – 1974. – Т. 17, № 7. – С. 105-108.

97. Яцук Л.П., Жиронкина А.В., Катрич В.А. Расчет параметров крестообразной щели в прямоугольном волноводе// Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1974. – Т. 17, №. 8. – С. 100-102.

98. Горобец Н.Н., Жиронкина А.В., Здоров А.Г., Яцук Л.П. Несимметричные крестообразные щелевые излучатели в торцах волноводов // Антенны: Сб. ст. под ред. А.А. Пистолькорса. – 1979. – Вып. 27. – С. 159-166.

99. Crosswell W.F., Roddewing R. E., Pewsey C. G., Moye R.L. Jones W. L. A waveguide fed composite horn antenna // Antennas and Propagat. Society International Symp. AP-S. Digest. – New York (USA). – 1988. – Vol. 1. – P. 338-341.

100. Yee H.Y. Impedance of a narrow longitudinal shunt slot in a slotted waveguide array // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1974. – Vol. AP-22, № 4. – P. 589-592.

101. Пат. 63181505 Япония, МКИ⁴ Н 01 Q 13/18. Малогабаритная щелевая антенна / Цунэкава Конти; Ниппон дэнсин – дэнва к.к. № 62. 12199; Оpubл. 26.7.88; Кокай токкё кохо; Сер.7(3).1988.169. – С. 29-52.

102. Gibson P. J. The Vivaldi aerial // Proc. 9th European Microwave Conf. – 1979. – P. 101-105.

103. Sphicopoulos T. C- slot: a practical solution for phased array's of radiation slots located on the narrow side of rectangular waveguides // Proc. IEEE. – 1982. – Vol. 129, № 2. – P. 49-55.

104. Маслов Б.А. Излучение из щели произвольной формы в регулярном волноводе с толстыми стенками. Деп. в ВИНТИ 12 авг. 1985, № 5983- 85с.

105. Janasvamy R., Schaubert D.H. Analysis of line tapered slot antenna // Radio Science. – 1986. – № 5. – P. 797-804.

106. Janasvamy R., Schaubert D.H. Analysis of tapered slot antenna // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1987. – Vol. AP-35, № 9. – P. 1058-1065.

107. Sphicopoulos T., Cardiol F. Phased arrays using C-slots on the narrow side of rectangular waveguides // Mikrowellen Mag. – 1988. – Vol. AP-14, № 2. – P. 117-123.

108. Масалов С.А., Почанин Г.П., Ротарь С.В. Нагруженная щелевая антенна для излучения видеоимпульсов наносекундного диапазона // Научное приборостроение в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах радиоволн. – Харьков: Ин-т радиофизики и электроники АН Украины. – 1992. – С. 55-62.

109. Пивненко С.Н., Колчигин Н.Н. Нестационарное возбуждение расширяющихся щелевых антенн на диэлектрической подложке // Вестник Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. – 1999. – № 427. – С. 91-94.

110. Dubrovka F.F., Tereshchenko V.M. Effects of radiation pattern distortions of slot antennas with finite lateral metallization // Proc. of 3-rd International Conf. on Antenna Theory and Techniques. – Sevastopil (Ukraine). – 1999. – P. 382-384.

111. Дубровка Ф.Ф., Терещенко В.М. Щелевая антенна с изменяющейся шириной щели по кривой Гаусса // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 2000. – № 5. – С. 3-13.

112. Дубровка Ф.Ф., Терещенко В.М. Влияние ширины металлизации на характеристики излучения щелевых антенн // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 2000. – Т. 43, № 10. – С. 3-17.

113. Dubrovka F.F., Krupnov O.O., Rospopa Ya.O. Analysis of partially dielectric-loaded coaxial horn antennas // Proc. International Conf. On Antenna Theory and Techniques. – Sevastopil (Ukraine). – 2003. – P. 229-232.

114. Chio T.H., Schaubert D.H. Parameter study and design of wide-band widescan dual-polarized tapered slot antenna arrays // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 2000. – Vol. AP-48, № 6. – P. 879-885.

115. Kim Yong-Sik, Yngvesson K., Sigfrid. Characterization of Tapered Slot Antenna Feed and Feed Arrays // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1990. – Vol. AP-38, №10. – P. 1559-1564.

116. Janaswamy R., Schaubert D. Analyses of the tapered slot antenna // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1987. – AP-35, №10. – P. 1058 -1065.

117. Yngvesson K. S. An Accurate Moment Method for the Tapered Slot Antenna // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1989. – Vol. AP-37, № 12. – P. 1523-1528.

118. Yngvesson S. K., Korzeniowski T.L., Kim Yong-Sik, Kollberg Erik, Johansson Joakim F. The tapered slot antenna – a new integrated element for millimeter-wave applications // IEEE Trans. Microwave Theory and Techn. – 1989. – Vol. MTT-37, № 2. – P. 365-374.

119. Morgan William A., Stephan Kari D. An X-band experimental model of millimeter-wave introjections-locked phased array system // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1988. – Vol. AP-36, №11. – P.1641-1645.

120. Кошпаренок В.Н. Метод задачи Римана-Гильберта в электродинамике незамкнутых экранов с расширяющимися щелями // Радиофизика и электроника. – 1997. – Т. 2, № 1. – С. 7-10.

121. Kai Chang, Ming-Yi Li, Tae-Yeoul Yun, Rodenbeck C.T. Novel low-cost beam-steering techniques // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 2002. – Vol. AP-50, № 5. – P. 618-627.

122. В.М. Репин. Численный метод решения задачи об электромагнитной связи объемов через отверстия // ЖВММФ. – 1971. –Т. 11, № 1. – С. 152 – 163.

123. Lyon R.W., Sangster A.J. Efficient moment method analysis of radiating slots in a thick-walled rectangular waveguide // IEE Proc. – 1981. – Vol. 128, № 4. – P. 197-205.

124. Khac T.V. Solutions for some waveguide discontinuities by the method of moments // IEEE Trans. on MTT. – 1972. –Vol. MTT-20, № 6. – P. 416-418.

125. Н.Н. Горобец, В.А. Петленко, Н.А. Хижняк. Метод усреднения в задачах электродинамики // Сб. науч.-метод. статей по прикладной электродинамике. – 1983. – Вып. 6. – С. 84-110.

126. Яцук Л.П., Катрич В.А. Щелевые элементы связи с частичным диэлектрическим заполнением // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1979. – Т. 22, № 2. – С. 60-65.

127. Yatsuk L.P., Podcheko A.V., Reimer V.V. Waveguide waves scattering by narrow slots with stratified dielectric// URSI Proceedings of the International Symposium on Electromagnetic Theory.- St. Petersburg (Russia). – 1995. – P. 39-41.

128. Пенкин Ю.М., Жиронкина, А.В., Мартыненко С.А., Яцук Л.П. Рассеяние волны типа H_{10} на щелевой импедансной диафрагме в прямоугольном волноводе // Радиофизика и радиоастрономия. – 1999. – Т. 4, № 2. – С. 117-120.

129. Пенкин Ю.М. Характеристики излучения узкой щели с диэлектрическим заполнением, расположенной на идеально проводящей сфере // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб., 2001. – Вып. 120. – С. 96-100.

130. Пенкин Ю.М. Возбуждение электромагнитных волн в областях с криволинейными координатными границами. Дис... д. физ.-мат. наук: 01.04.03. – Харьков, 2002. – 312 с.

131. Miller M.A. Talanov V.I. The use of the surface impedance concept in the surface electromagnetic waves theory (Review) // Izvestiya VUZ. Radio Physics. – 1961. – Vol. 4, № 5. – P. 795-830.

132. Егоров Ю.В. Частично заполненные прямоугольные волноводы. – М.: Сов. радио, 1967. – 216 с.

133. Фелсен Л., Маркувиц Н. Излучение и рассеяние волн. – Пер. с англ. / Под ред. М.Л. Левина. – М.: Мир, 1978. – 556. с.

134. Солнцев В.А. Возбуждение однородных и периодических волноводов сторонними токами // Журнал технической физики. – 1968. – Т. 38, №. 1. – С. 100-108.

135. Malherbe J.A.G., Cloete J.H., Lösch I.E., Robson M.W., Davidson D.B. The design of a slot array in nonradiating dielectric waveguide. Part II: experiment // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1984. – Vol. AP-32, №12. – P. 1341-1344.

136. Jin H., Eng D., Lin W. Dyadic Green's functions for a rectangular waveguide with an E-plane dielectric slab // IEE Proc. – 1990. – Vol. 137, №. 4. – P. 231-234.

137. Joubert J., McNamara D.A. Longitudinal slots in broad wall of rectangular waveguide inhomogeneously loaded with dielectric slab // Electronic Letters. – 1991. – Vol. 27, №. 16. – P. 1480-1482.

138. Нестеренко М.В., Петленко В.А.. Распределение тока и резонанс стержневых проводников в прямоугольном волноводе // Изв. вузов. Радиофизика. – 1984. – Т.27, № 3. – С. 356-362.

139. Яцук Л.П., Катрич В.А. Параметры нерезонансных щелей в прямоугольном волноводе с гребенчатой замедляющей структурой // Радиотехника: Респ. межвед. научн.-техн. сб. – Харьков, 1970. – Вып. 15. – С. 49-55.

140. Яцук Л.П., Катрич В.А., Кононенко С.А. Возбуждение волновода с гребенчатой структурой поверхностным магнитным током // Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. – 1977. – № 151. – С. 42-44.

141. Яцук Л.П., Катрич В.А. Внутренние проводимости продольной и поперечной щелей в прямоугольном волноводе с гребенкой // Радиотехника: Респ. межвед. научн.-техн. сб. – Харьков, 1979. – Вып. 49. – С.17-22.

142. Яцук Л.П., Бодров В.В., Горбач И.В. Возбуждение волновода с анизотропной импедансной стенкой продольным магнитным током // Изв. вузов. Радиофизика. – 1989. – Т. 32, № 5. – С. 607-612.

143. Яцук Л.П., Горбач И.В., Жиронкина А.В. Рассеяние волны основного типа на продольной щели в волноводе с гребенчатой замедляющей структурой // Антенны: Сб. ст. под ред. А.А. Пистолькорса – 1997. – Вып.1 (38). – С. 80-84.

144. Красюк В.Н. Антенны СВЧ с диэлектрическими покрытиями. – М.: Су-достроение, 1986. – 161 с.

145. Richmond Jack H. Axial Slot Antenna on Dielectric-Coated Elliptic Cylinder // IEEE. Trans. Antennas and Propagat. – 1989. – Vol. AP-37, № 10. – P. 1235-1241.

146. Singh Surendra, Wilton Donald R. Analysis of an infinite periodic array of slot radiators with dielectric loading // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1991. – Vol. AP-39, №2. – P.190-196.

147. Радциг Ю.Ю., Эминов С.И. Об интегральном уравнении теории щелевых антенн // Радиотехника и электроника. – 1989. – Т.36, №11. – С 2440.

148. Katehi Pisti B. Dielectric-covered waveguide longitudinal slots // Antennas and Propagat. AP-S. Intenatoinal Symp. – Suracuse - New York (USA). – 1988. – Vol. 3, № 9. – P. 1234-1237.

149. Katehi Pisti B. Dielectric-Covered Waveguide Longitudinal Slots with Finite Wall Thickness // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1990. – Vol. AP-38, № 7. – P. 1039-1045.

150. Амитей Н., Галиндо В., Ву Ч. Теория и анализ формирования антенных решеток. – М.: Мир, 1974. – 455 с.

151. Whetten F.L., Balanis, C. A. Effects of a Dielectric Coating on Leaky-Wave Long-Slot Waveguide Antennas // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1996. – Vol. AP-44, № 8. – P. 1166 – 1171.

152. Бодров В.В., Гриднев В.И. Внешние собственные и взаимные проводимости щелей в бесконечном плоском экране, накрытом слоем диэлектрика // Изв. вузов. Радиофизика. – 1982. – Т. 25, № 5. – С. 554-560.

153. Bailey M.C. The Impedance Properties of Dielectric-Covered Narrow Radiating Slots in the Broad Face of a Rectangular Waveguide // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1970. – Vol. AP-18, № 5. – P. 596-603.

154. James I. R. Gain enhancement of microwave antennas by dielectric- filled radomes // Proc. of IEEE. – 1975. – Vol. 122, № 12. – P. 1353-1358.

155. Лященко В.А., Завдовьева И.Г. Энергетические параметры и направленные свойства щелевых излучателей в многомодовом волноводе // Применения радиоволн миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов. Харьков: Ин-т радиофизики и электроники АН Украины. –1990. – С. 138-145.

156. Лященко В.А. Излучение из продольной щели в стенке многомодового волновода // Радиотехника и электроника. – 1986. – Т. 31, Вып. 11. – С. 2280-2283.

157. Лященко В.А. Параметры щелевого излучателя на П-волноводе // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1971. – Т. 14, № 1. – С. 49-55.

158. Hansen R.C. Phased Array Antennas. – N.Y.: John Wiley & Sons, INC., 2001. – 486 p.

159. Пат. 60-104955 Япония, МКИ⁴ Н 01 Q 13/1. Приор. 18.5.85. Двухчастотная комбинационная планарная антенна // Shibata Yoshihisa, Mizuno Hiroshi Nippondenso Co., Ltd - № 863939; Заявл. 16.5.86.; Оpubл. 4.10.88.; Приор. 18.5.85; НКИ 343/700 MS.

160. Пат. 4916457 США, МКИ⁴ Н 01 Q 13/1. Микрополосковая антенная решетка с крестообразными щелевыми излучателями. Foy Wong, Chung Hsin-Hsien, Pery Sherg Y. Teledyne Ind. Inc. №205707. Оpubл. 10.4.90; НКИ 343/770.

161. Cloebe J.H., Hu Tolt C.F. Ridged cavity backed slot antenna with dielectric loading // *Electron. Lett.* – 1989. – Vol. 25, №5. – P. 323-324.
162. Frezza F. Gugileml M. Lampariello P. A novel phased array on slitted asymmetric ridge waveguides // *Proc. 19th Eur. Microwave Conf.* – London (England). – 1989. – P. 331-336.
163. Sarkar B.K., Roy R., Reddy C.Y. Minimisation of pulse distortion in a long slotted waveguide antenna // *IEEE Antennas and Propagat. International Symp.* – 1988. – Vol. 26. – P. 1238-1240.
164. Вольман В.И., Пименов Ю.В. Техническая электродинамика. – М.: Связь, 1971. – 487с.
165. Hadidi A., Hamid M. A novel Treatment of pocklington's equation applied to slot apertures // *IEEE Trans. Antennas and Propagat.* – 1989. – Vol. AP-37, № 9. – P. 1124-1129.
166. Айзенберг Г.З. Антенны ультракоротких волн. – М.: Связьиздат, 1957. – 699 с.
167. Бодров В.В., Войнов С.А., Павлова Л.А. Характеристики периодической волноводной решетки с согласующими штырями // *Труды. Моск. энерг. ин-та.* – М: МЭИ.– 1980. – С. 114-117.
168. Papiers A.V., Sansgiri S.M., Laxpati S.R. Analysis of antenna structure with equal E- and H-plane patterns // *Proc. IEE.* – 1977. – Vol. 124, №. 1. – P. 25-30.
169. Пономарев Л.И., Соловьев Е.В. Двухчастотная волноводно-вибраторная совмещенная ФАР // *Изв. вузов. Радиоэлектроника.* – 1981. – Т. 24, № 5. – С. 23-31.
170. Яцук Л.П., Пенкин Ю.М. Взаимодействие волноводно-щелевого излучателя и вибратора с включенной сосредоточенной нагрузкой // *Изв. вузов. Радиоэлектроника.* – 1991. – Т. 34, № 3. – С. 37-41.
171. Ng. Kwong T. Munk Benedikt A. Scan-independent slot arrays with parasitic wire arrays in a stratified medium // *IEEE Trans. Antennas and Propagat.* – 1988. – Vol. AP-36, № 4. –P. 483-495.

172. Панченко Б.А., Нефедов Е.И. Микрополосковые антенны. – М.: Радио и связь, 1986. – 145 с.
173. Воробьев М.С., Меньшиков А.Г. Полосково-щелевая антенная решетка. – Челябинск, 1988. – 40с. – Рус. -Деп. в ВИНТИ 14.10.88. №7431-B88.
174. Elazar Gavriel, Kisliuk M. Microstrip linear slot array antenna for X-band // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1988. – Vol. AP-36, № 8. – P.1144-1147.
175. Iwasaki Hisao. A Circularly Polarized Small-Size Microstrip Antenna with a Cross Slot // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1996. – Vol. AP-44, № 10. – P. 1399-1401.
176. Яцук Л.П. Взаимная проводимость произвольно ориентированных щелей в бесконечном плоском идеально проводящем экране // Радиотехника: Все-укр. межвед. научно-техн. сб.– 1997. – Вып. 102. – С. 41-46.
177. Яцук Л.П., Пенкин Ю.М. Энергетические параметры излучающего в полупространство прямоугольного отверстия в боковой поверхности волновода. – Укр НИИТИ, № 1450-Ук-87 Деп. – 41с.
178. Рамзей В. Частотно-независимые антенны. – М.: Мир, 1968. – 175 с.
179. Наносекундные электромагнитные импульсы и их применение / В.С. Белкин, В.А. Бухарин, В.К. Дубровин и др./ Под ред. В.В. Крымского. – Челябинск, 2001. – 110с.
180. Hussain M. G. M. Antenna patterns of nonsinusoidal waves with the time variation of a gaussian pulse. Part I and II // IEEE Trans. Electromagn. Compat. – 1988. – Vol. 30, № 4. – P. 504-522.
181. Крымский В. В. Теоретические и экспериментальные исследования излучателей несинусоидальных волн: Дис... д. физ.-мат. наук: 01.04.03. – Челябинск, 1992.
182. Хармут Х.Ф. Несинусоидальные волны в радиолокации и радиосвязи: Пер. с англ. – М.: Радио и связь, 1984. – 256 с.
183. Harrison C. W., Williams C. S. Transients in wide-angle conical antennas // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1965. – Vol. AP-13, №2 – P.236-246.

184. Schmitt H. J., Harrison C. W., Williams C. S. Calculated and experimental response of thin cylindrical antennas to pulse excitation // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1966. – Vol. AP-14, № 2. – P.120-127.

185. Al-Badwaihy K. A., El-Bidweihy E. A. Transient response of the duoconical monopole // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1978. – Vol. AP-26, № 3. – P.502-505.

186. Gorobets N. N., Shavorykina J. Yu., Nechosa A. V. Radiation of videopulse by finite length dipole antenna // Proc. International Conf. “Mathematical method in Electromagnetic Theory” (MMET’94). – Kharkov (Ukraine). – 1994. – P. 119-122.

187. Kanda M. A relatively short cylindrical broadband antenna with tapered resistive loading for picosecond pulse measurements // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1978. – Vol. AP-26, №3. – P. 439-447.

188. Special Issue on the First International Workshop “Ultra Wideband and Ultra Short Impulse Signals” // Radio Physics and Radio Astronomy. – 2002. – Vol. 7, № 4. – 484 p.

189. Cohn S.N. Slot line on a dielectric substrate // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. – 1969. – Vol. MTT-17, № 10. – P. 768-778.

190. Калугин Б. А., Колчигин Н. Н., Иванченко Д. Д. Характеристики распространения и излучения щелевой линии в режиме стационарного и импульсного возбуждения // Сб. тез. докл. I Всесоюзн. научн.-техн. конф. “Устройства и методы прикладной электродинамики”. – Москва. – 1988. – С. 68.

191. G.P. Pochanin, I.Ye. Pochanina, P.V. Kholod, Radiation efficiency of the large current radiators. Electrodynamic simulation // Proc. IV International Conf. on Antenna Theory and Techniques. –Sevastopol (Ukraine). –2003. – P. 542-545.

192. Pozar D. M., Kang Y. W., Schaubert D. H., McIntosh R. E. Optimization of the transient radiation from a dipole array // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1985. – Vol. AP-33, №1. – P. 69-75.

193. Heyman E., Melamed T. Certain considerations in aperture synthesis of ultrawideband short-pulse radiation // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1994. – Vol. AP-42. , № 4– P. 518-525.

194. Shlager K. L., Smith G. S., Maloney J. G. Optimization of bow-tie antennas for pulse radiation // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1994. – Vol. AP-42, № 7. – P. 975-982.
195. Harrison C.W., Williams C.S. Transients in wide-angle conical antennas // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1965. – Vol. AP-13, № 2. – P. 236-246.
196. Панченко Б.А. Тензорные функции Грина уравнений Максвелла для цилиндрических областей // Радиотехника: Респ. межвед. научн.-техн. сб. – 1970. – Вып. 15. – С. 82-91.
197. Orefice M. Increased bandwidth resonant slot array with bidirectional radiation pattern // Electronics letters. – 1974. – Vol. 10, № 19. – P. 369-397.
198. Hadidi A., Hamid M. Aperture field and circuit parameters of cavity-backed slot radiator // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1989. – Vol. AP-37, № 2. – P.139-146.
199. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. – М.: Наука, 1966. – 456 с.
200. Должиков В.В., Сакало С.Н. Резонаторно-щелевая антенна с двумя входами // Харьк. ин.-т радиоэлектроники. – Харьков, 1989. – 27с. – Рус.– Деп. в Укр. НИИНТИ 31.3.89, № 946 - Ук89.
201. Пономарев Л.И., Рудь С. В., Рыжиков А.В. Анализ конечных многочастотных волноводно-щелевых антенных решеток // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1988. – Т.31, №2. – С.51-55.
202. Воскресенский Д.И., Пономарёв Я.И. Многочастотные сканирующие антенные решетки // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1981. – Т.24, №2. – С. 4-15.
203. Пономарёв Л.И., Степаненко В.И. Результаты анализа и оптимизация двухчастотной совмещенной волноводной ФАР // Антенны: Сб. ст. под ред. А.А. Пистолькорса. – 1986. – Вып. 34. – С.68-84.
204. Takad Jun-ichi, Ando Makoto, Goto Naahisa Slotted antenna array on the base of radial waveguide // Trans. Inst. Electron. Inform. and Commun. Eng. E. – 1988. – Vol. 71, №11. – С. 1352-1357.

205. Takad Jun-ichi, Ando Makoto, Goto Naahisa. Waveband and gain of slotted antenna array on the base of radial line with homfogeneous density of slot distribution // Trans. Inst. Electron. Inform. and Commun. Eng. E. – 1990. – Vol. 73, №8. – P. 1372-1377.

206. Беляев В.М., Чебышев В.В., Малето М.И., Филяев И.Ю. Щелевая антенна-детектор на основе ВТСП // Высокотемпературная сверхпроводимость.– 1991. – №1. – С. 88-90.

207. James James R. What's new in antennas? // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1990. – Vol. AP-32, № 1. – P. 6-18.

208. Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А.. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. – М.: Наука, 1974. –505с.

209. Филатов А.Н.. Асимптотические методы в теории дифференциальных и интегро-дифференциальных уравнений. – Ташкент: ФАН, 1974. – 216 с.

210. Мериакри В.В., Пархоменко М.П. Миллиметровые и субмиллиметровые волны // Электромагнитные волны и электронные системы. – 1996. – № 1. – С. 56-72.

211. Solbach K., Adeleck B. The traveling wave antenna // Electronic letters. – 1983. – Vol. 19, №16. – P. 213-218.

212. Knox R.M. Dielectric waveguide integrated circuit an overview // IEEE Trans. Microwave Theory and Tech. – 1976. – Vol. MMT-24, № 6. – P. 806-814.

213. Solbach K. E-band leaky wave antenna using dielectric image line with etched radiating elements // IEEE. Proc. International Microwave Conf. MMT-S. – 1986. – P. 214-216.

214. Фихтенгольц Г.М. Курс дифференциального и интегрального исчисления: В 3т./Наука. – М., 1970. – Т. 3. –656с.

215. Хижняк Н.А. Интегральные уравнения макроскопической электродинамики. – Киев: Наукова думка, 1986. – 280 с.

216. Ильинский А.С., Кравцов В.В., Свешников А.Г. Математические модели электродинамики. – М.: Высшая школа, 1991. – 224 с.

217. Тихонов А.Н., Дмитриев В.И. Метод расчета распределения тока в системе линейных вибраторов и диаграммы направленности этой системы // Вычислительные методы и программирование. – М.: Изд-во ВЦ МГУ, 1968. – №. 10. – С. 3-8.
218. Репин В.М. Дифракция электромагнитных полей на системе щелей // Сборник работ ВЦ МГУ. – М.: Изд-во ВЦ МГУ, 1990. – Вып. 16. – С. 35-42.
219. Свешников А.Г., Репин В.М. Численное решение задачи об электромагнитной связи прямоугольных волноводов через отверстия // Сборник работ ВЦ МГУ. – М.: Изд-во ВЦ МГУ, 1973. – Вып. 20. – С. 12-21.
220. Chumachenko V., Pyankov V. Joint use of generalized scattering matrices and domains product technique in theory of complicated planar waveguide structures // Proc. International Conf. on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET). – Lviv (Ukraine). – 1996. – P. 80-83.
221. Эминов С.И. Теория интегрального уравнения тонкого вибратора // Радиотехника и электроника. – 1993. – Т. 38, Вып. 12. – С. 2160-2168.
222. Горобец Н.Н., Нестеренко М.В., Петленко В.А., Хижняк Н.А. Электродинамический анализ вибраторно-щелевых структур в прямоугольном волноводе // Тез. докл. конф. “Математическое моделирование физических процессов в антенно-фидерных трактах”. – Саратов. – 1990. – С. 16.
223. Kisliuk M. The dyadic Green's functions for cylindrical waveguides and cavities // IEEE Trans. Microwave Theory and Tech. – 1980. – Vol. MTT-28, № 8 – P. 894-898.
224. Rahmat-Samii Y. On the Question of computation of the dyadic Green's function of the source region in waveguides and cavities // IEEE Trans. Microwave Theory and Tech. – 1975. – Vol. MTT-23, №. 9. – P. 762-765.
225. Морс Ф.М., Фешбах Г. Методы теоретической физики. – М.: Изд-во Иностран. лит., 1960. – Т. 2. – 886 с.
226. Марков Г.Т., Панченко Б.А. Тензорные функции Грина прямоугольных волноводов и резонаторов // Изв. вузов. Радиотехника. – 1964. – Т.7, № 1. – С. 34-41.

227. Нейман М.С. Излучение электромагнитной энергии через отверстия. – М.: ИЭСТ, 1940. – №6. – С. 1-16.
228. Пистолькорс А.А. Общая теория дифракционных антенн // ЖТФ. – 1944. – Т. 14, Вып. 12. – С. 693.
229. Прохода И.Г., Чумаченко В.П. Метод частичных пересекающихся областей для исследования волноводно-резонаторных систем сложной формы // Изв. вузов. Радиофизика. – 1973. – Т. 16, № 10. – С. 1578-1581.
230. Гальченко Н.А., Михалевский В. С., Синявский Г. П. Волноводы сложных сечений и полосковые линии. – Ростов: Изд-во Ростовского университета, 1978. – 175 с.
231. Чумаченко В.П. Решение задач дифракции волн на многоугольных цилиндрических поверхностях методом произведения областей // ДАН УССР. Серия «А». – 1989. – №. 7. – С. 73-76.
232. Чумаченко В.П. О расчете *H*- плоскостных волноводных узлов с многоугольной границей // Радиотехника и электроника. – 1988. – Т. 33, Вып. 1. – С. 19-28.
233. Hallen E. Theoretical investigations into transmitting and receiving qualities of Antennas // Nova Acta Reg. Soc. Ups. – 1938. – Ser. IV. – Vol. 11, № 4. – P. 1-44.
234. King R.W.P. The Theory of Linear Antennas. – Cambr. - Mass.: Harv. Univ. Press, 1956. – 944 p.
235. Демидович Б.П., Марон И.А. Основы вычислительной математики. – М.: Наука, 1996. – 664 с.
236. Шестопалов В.П. Метод задачи Римана-Гильберта в теории дифракции и распространения электромагнитных волн. – Харьков: Изд-во ХГУ, 1971. – 400 с.
237. Шестопалов В.П., Кириленко А.А., Масалов С.А. Матричные уравнения типа свертки в теории дифракции. – Киев: Наукова думка, 1984. – 293 с.
238. Прохода И.Г., Чумаченко В.П. Применение метода частичных пересекающихся областей к расчету характеристик типов волн в волноводах со слож-

ной формой поперечного сечения // Электродинамика и физика СВЧ. – Днепропетровск: Изд-во ДГУ, 1972. – С. 29-33.

239. Леонтович М. Об одной теореме теории диффракции и ее применении к диффракции на узкой щели произвольной длины // ЖЭТФ. – 1946. – Т.16, Вып. 6. – С. 474-479.

240. Фельд Я.Н. Щелевые антенны // ЖТФ. – 1947. – Т.17, Вып. 9. – С. 1051-1065.

241. Левин М.Л.. К выводу основного уравнения теории щелевых антенн // ЖТФ. – 1951. – Т. 21, Вып. 7. – С. 787-794.

242. Jan C.G., Wu R.B., Hsu P., Chang D.C. Analysis of edge slots in rectangular waveguide with finite waveguide wall thickness // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1996. – Vol. AP-44, № 8. – P. 1120-1126.

243. Леонтович М., Левин М. К теории возбуждения колебаний в вибраторах антенн // ЖТФ. – 1944. – Т. 14, № 9. – С. 481-506.

244. Петленко В.А., Хижняк Н.А. Резонансное рассеяние электромагнитных волн тонкими проводниками в прямоугольном волноводе // Изв. вузов. Радиофизика. – 1981. – Т. 24, №. 4. – С. 472-480.

245. Петленко В.А., Нестеренко М.В. Распределение тока и резонанс стержневых проводников в прямоугольном волноводе // Изв. вузов. Радиофизика. – 1984. – Т. 2, № 3. – С. 353-362.

246. Дмитриев В.И., Захаров Е.В. О численном решении некоторых интегральных уравнений Фредгольма I рода // Вычислительные методы и программирование. – М.: ВЦ МГУ, 1968. – №. 10. – С. 49-54.

247. Гандель Ю.В., Еременко С.В., Полянская Т.С. Математические вопросы метода дискретных токов. Обоснование численного метода дискретных особенностей решения двухмерных задач дифракции электромагнитных волн: Учебное пособие. Ч.II. – Харьков: Харьк. гос. ун-т, 1992. – 145 с.

248. Mei K.K. On the integral equation of thin wire antennas // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1965. – Vol. AP-13, № 3. – P. 374-378.

249. Naiheng Y., Harrington R. Electromagnetic coupling to an infinite wire through a slot in a conducting plane // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1983. Vol. AP-31, № 2. – P. 310-316.

250. Фихманас Р.Ф., Фридберг П.Ш. Использование аналитических свойств преобразования Фурье при численной реализации вариационных принципов // Радиотехника и электроника. – 1978. – Т.23, Вып. 7. – С. 1465-1476.

251. Михлин С.Г. Вариационные методы в математической физике. – М.:Наука, 1965. –289с.

252. Плотников В.Н., Радциг Ю.Ю., Эминов С.И. Теория интегрального уравнения узкой прямолинейной щели // Журн. выч. матем. и математемат. физики. – 1994. – Т. 34, № 1. – С. 68-77.

253. Литвиненко Л.Н., Просвирнин С.Л. Спектральные операторы рассеяния в задачах дифракции волн на плоских экранах. – К.: Наукова думка, 1984. –240 с.

254. Просвирнин С.Л. Развитие метода полуобращений оператора задачи в теории дифракции электромагнитных волн на двумерных плоских экранах: Автореф. дисс... д-ра физ.-мат. наук: 01.04.03 / Харьк. гос. ун-т. – Харьков, 1985. – 40 с.

255. Велиев Э.И., Чумаченко В.П. Метод полуобращения и произведения областей в задачах дифракции волн на многоугольных цилиндрических телах // ДАН УССР. Серия «А». – 1990. – №. 1.– С. 55-58.

256. Семенихин И.Н. Электродинамический анализ связи волноводов через отверстия: Дис... канд. физ.-мат. наук: 01.04.03. – Ростов-на-Дону, 1991. – 243 с.

257. Лерер А.М., Михалевский В.С., Семенихин И.Н. Электродинамический анализ связи прямоугольных волноводов через круглое отверстие// Радиотехника и электроника. – 1991. – Т. 36, Вып. 7. – С. 1272-1278.

258. Лерер А.М. О решении парных интегральных уравнений для микрополосковых и щелевых линий // Изв. вузов. Радиофизика. – 1985. – Т. 28, № 4. – С. 507-512.

259. Лерер А.М. О решении поверхностных интегральных уравнений для планарных СВЧ-структур // Изв. вузов. Радиофизика. – 1988. – Т. 31, № 4. – С. 469-472.

260. Белоцерковский С.М., Лифанов И.К. Численные методы в сингулярных интегральных уравнениях и их применение в аэродинамике, теории упругости, электродинамике. – М.: Наука, 1985. – 253 с.

261. Гандель Ю.В. Метод дискретных особенностей в задачах электродинамики // Вопр. Кибернетики. – М.: Наука, 1986. – С. 166-183.

262. Верлань А.Ф., Сизиков В.С. Методы решения интегральных уравнений с программами для ЭВМ: Справочное пособие. – Киев, 1986. – 542с.

263. Смирнов В.Н. Методика расчета волноводно-щелевых антенн с неидентичными излучателями // Вопросы радиоэлектроники. Серия XII «Общетехническая». – 1965. – № 20. – С. 37-42.

264. Евстропов Г.А., Царапкин С.А. Расчет волноводно-щелевых антенн с учетом взаимодействия излучателей по основной волне // Радиотехника и электроника. – 1966. – Т. 11, Вып. 5. – С. 822.

265. Киселев С.В., Крицын В.А., Запитерский В.К., Турко Л.С. Расчет резонансных волноводно-щелевых антенных решеток // Вопросы радиоэлектроники. Серия «Общие вопросы радиоэлектроники». – 1985. – Вып. 6. – С. 20-32.

266. Киселев С.В., Крицын В.А., Турко Л.С. Расчет волноводно-щелевых решеток резонансного типа // Антенны: Сб.ст. под ред. А.А. Пистолькорса. – 1986. – Вып. 26. – С. 52-64.

267. Айзенберг Г.З. Коротковолновые антенны. – М.: Связьиздат, 1962. – 815 с.

268. Михлин С.Г., Смолицкий Х.Л. Приближенные методы решения дифференциальных и интегральных уравнений. – М.: Наука, 1965. – 384 с.

269. Пономарев Л.И., Рудь С. В., Рыжиков А.В. Анализ конечных многочастотных волноводно-щелевых антенных решеток // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1988. – Т. 31, № 2. – С. 51-55.

270. Филиппов В.С., Курзаев И.В. Характеристики щелевых излучателей в составе волноводно-щелевой антенной решетки // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1991. – Т. 34, № 2. – С. 16-21.
271. Блинова Н.К. Рассеяние электромагнитных волн на системах щелей в волноводах с произвольными нагрузками: Дис... канд. физ.-мат. наук: 01.04.03. – Харьков, 2004. – 155 с.
272. Кюн Р. Микроволновые антенны: Пер. с нем. – Л.: Судостроение, 1967. – 518 с.
273. Численные методы теории дифракции: Сб. статей. Математика. Новое в зарубежной науке. – М.: Мир, 1982. – Вып. 29. – 200 с.
274. Штагер Е.А. Рассеяние радиоволн на телах сложной формы. – М.: Радио и связь, 1986. – 184 с.
275. Третьяков О.А. Метод модового базиса // Радиотехника и электроника. – 1986. – Т. 31, Вып. 6. – С. 1071-1082.
276. Третьяков О.А., Думин А.Н. Излучение нестационарных электромагнитных полей плоским излучателем // Электромагнитные волны & электронные системы. – 1998. – Т. 3, № 1. – С. 12-22.
277. Yee K. S. Numerical solution of initial boundary-value problems involving Maxwell's equation in isotropic media // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1966. – Vol. AP-14, № 5. – P. 202-207.
278. Swanson D.G. Jr., Hoefer W.J.R. Microwave circuit modeling using electronic field simulation. – Boston: Artech House Inc., 2003. – 497 p.
279. Marocco G. Modal near-field to far-field transformation for FDTD modeling of aperture antennas // J. of Electromagn. Waves and Appl. – 2003. – Vol. 17, № 1. – P. 79-98.
280. Фельд Я.Н. Метод вариации постоянных в задаче о возбуждении волноводов // Радиотехника и электроника. – 1976. – Т. 21, Вып. 12. – С. 2615-2617.
281. Collin R.E. On the incompleteness of E — and H — modes in waveguides // Canadian Journal of Phys. – 1973. – Vol. 51, №12. – P. 1135-1140.

282. Тай Чен-то. О разложении тензорной функции Грина по собственным функциям // Тр. ТИИЭР. – Москва, 1973. – Т. 61, № 4. – С. 94.
283. Литвиненко Л.Н., Просвирнин С.Л. Дифракция на плоском волноводе с фланцем // Докл. АН УССР. Сер. А. – 1986. – №11. – С. 57-62.
284. Морс Ф.М., Фешбах Г. Методы теоретической физики: Пер. с англ. – М.: Иностр. лит-ра, 1958. – Т. 1. – 930 с.
285. Марков Г.Т., Чаплин А.Ф. Возбуждение электромагнитных волн. – М.: Радио и связь, 1983. – 296 с.
286. Йаджиан А.Д. Электрические тензорные функции Грина в области источника // Тр. ТИИЭР. – Москва, 1980. – Т. 68, №7. – С. 62-81.
287. Владимиров В.С. Обобщенные функции в математической физике. – М.: Наука, 1979. – 320 с.
288. Никольский В.В. Вариационные методы для внутренних задач электродинамики. – М.: Наука, 1967. – 460 с.
289. Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами / Под ред. М. Абрамовича, И. Стиган. – М.: Наука, 1979. – 830 с.
290. Мудров А.Е. Численные методы для ПЭВМ на языках Бейсик, Фортран, Паскаль. – Томск: МП «Раско», 1991. – 270 с.
291. Агранович З.С., Шестопапов В.П. Распространение электромагнитных волн в кольцевом волноводе // ЖТФ. – 1964. – Т. 34. № 11. – С. 1950.
292. Марченко В.А., Сологуб В.Г. Возбуждение кольцевого волновода диполем // Радиотехника: Респ. межвед. научн.-техн. сб. – 1965. – Вып. 1. – С. 1-10.
293. Шепилко Е.В. Возбуждение кругового цилиндра с бесконечной продольной щелью диполем // Радиотехника: Респ. межвед. научн.-техн. сб. – 1975. – Вып. 34. – С. 94-100.
294. Велиев Э.И., Носич А.И., Шестопапов В.П. Распространение электромагнитных волн в круговом волноводе с продольной щелью // Радиотехника и электроника. – 1977. – Т. 22, Вып. 3. – С. 466-473.

295. Зоммерфельд А. Дифференциальные уравнения в частных производных физики. – М.: Ин. Лит., 1950. – 456 с.
296. Barakat R., Levin E. Diffraction of Plane Electromagnetic wave by a Perfectly conducting cylindrical lamina // J.Optic. Soc. of America. – 1964. – Vol. 54, № 9. – P. 1089-1099.
297. Кошпаренок В.Н., Шестопапов В.П. Дифракция плоской электромагнитной волны на круговом цилиндре с продольной щелью // Журнал выч. матем. и матем. физики. – 1971. – Т. 11, №3. – С. 721-732.
298. Шестопапов В.П. Сумматорные уравнения в современной теории дифракции. – К: Наукова думка, 1983. – 252 с.
299. Горобец Н.Н., Матросов С.Н., Хижняк Н.В. Сопротивления излучения короткой вибраторной антенны, окруженной шаровой оболочкой из магнитоэлектрика с потерями // Вестн. Харьков. ун-та. Радиофизика и электроника. – 1978. – № 163. – С. 49-52.
300. Иванов Е.А. Дифракция электромагнитных волн на двух телах. – Минск: Наука и техника, 1968. – 584 с.
301. Ватсон Г.Н. Теория бесселевых функций. Ч. 1. – М.: Ин. Лит., 1949. – 788 с.
302. Каценеленбаум Б.З. Высокочастотная электродинамика. – М.: Наука, 1966. – 240 с.
303. Канторович Л.В. Крылов В.И. Приближенные методы высшего анализа. – М. – Л.: ГИФМЛ, 1962. – 708 с.
304. Носич А.И., Шестопапов В.П. Возбуждение частично экранированного круглого диэлектрического стержня сосредоточенными источниками // ЖТФ. – 1983. – Т. 53, Вып. 12. – С. 2312-2321.
305. Айзенберг Г.З., Ямпольский В.Р., Терешин О.Н. Антенны УКВ. Ч.1. – М.: Связь, 1977. – 384 с.
306. Harington R.F. Propagation along a slotted cylinder.// J.Appl. Phys. – 1953. – Vol. 24, № 11. – P. 1366.

307. Вапнэ Г.М., Глаголев Б.С. Перспективные линии передачи КВЧ диапазона // Обзоры по электронной технике. Серия 1. Электроника СВЧ. – 1986. – Вып. 11(1200). – С. 39-45.

308. Рябов Б.А. Исследование отражательного диэлектрического волновода для малогабаритных устройств и интегральных схем миллиметрового диапазона волн // Проектирование радиоэлектронной аппаратуры: Сб. научн. тр. МЭИ. – Москва, 1978. – Вып. 360. – С. 39-44.

309. Knox R.M. Dielectric waveguide microwave integrated circuits. An Overview // IEEE Trans. International Microwave Conf. – 1976. – Vol. MTT-24, № 9. – P. 855-870.

310. Crombach U. Wellentypen auf einzelnen und gekoppelten dielektrischen wellenleitern // Frequenz. – 1985. – Vol. 39, №. 1-2. – P. 26-33.

311. Глаголев Б.С., Лебедь Б.М. Исследование влияния некоторых конструктивных факторов на характеристики прямоугольного диэлектрического волновода // Тезисы докладов Всесоюзн. научн.-техн. конф. “Проблемы интегральной электроники СВЧ”. – Ленинград (Россия). – 1984. – С. 176.

312. Погарский С.А. Дифракция собственной волны изолированного зеркального диэлектрического волновода на полубесконечной системе микрополосковых резонаторов // Радиофизика и радиоастрономия. – 1997. – Т. 2, № 2. – С. 204-210.

313. Просвирнин С.Л., Нечаев Ю.Б. Расчет микрополосковых антенн в приближении заданного распределения поверхностного тока. – Воронеж: Изд-во Воронежского ун-та, 1992. – 112 с.

314. Нефедов Е.И. Дифракция электромагнитных волн на диэлектрических структурах. – М.: Наука, 1979. – 272 с.

315. Нефедов Е.И., Фиалковский А.Т. Полосковые линии передачи. Электродинамические основы автоматизированного проектирования интегральных схем СВЧ. – М.: Наука, 1980. – 312 с.

316. Электродинамические основы автоматизированного проектирования интегральных схем СВЧ / Под ред. Е.И.Нефедова. – М.: Изд-во ин-та радиотехники и электроники АН СССР, 1981. – 226 с.

317. Гвоздев В.И., Кузаев Г.А., Нефедов Е.И., Уткин М.И. Электродинамический расчет базовых элементов ОИС СВЧ на НЦЛ // Радиотехника и электроника. – 1989. – Т. 35, Вып. 6. – С.47-51.

318. Bhartia P., Bahl I.J. Millimeter wave engineering and applications. – New York: Wiley&Sons, 1984. – P. 112-118.

319. Rahman B.M.A., Davies J.B. Vectorial-H finite element solution of GaAlAs rib waveguide // Proc. IEE – 1985. – Vol. 132, №5. – P. 349-353.

320. Schlosser W. Der rechteckige dielectrische Draht // AEU. – 1964. – В. 18, № 3. – P. 403-410.

321. Власов А.Г., Землин О.Н., Крупп Д.М. Собственные моды волн для нагруженного волновода // К 80-летию со дня рождения академика А.А.Лебедева. –Л.: Машиностроение, 1973. – С. 51-63.

322. Гоелл Дж. Прямоугольные диэлектрические волноводы // Введение в интегральную оптику. – М.: Мир, 1977. – С. 60-81.

323. Веселов Г.И., Воронина Г.Г. К расчету открытого диэлектрического волновода прямоугольного сечения // Изв.вузов. Радиофизика. – 1971. – Т. 14, № 12. – С. 1891-1901.

324. Mittra R., Hou Y.-L., Jamneyad V. Analysis of open dielectric wave-guides using mode-matching technique and variational methods // IEEE Trans. International Microwave Conf. – 1981. – Vol. MTT-29, № 9. – P. 870-874.

325. Besse M., Gaultor T., Garault Y. Analysis of dielectric loaded rectangular waveguides // AEU. – 1976. – В. 30, № 1. – P. 43-46.

326. Kashuhiko O. Numerical analysis of the rectangular dielectric wave-guides and its modifications // IEEE Trans. International Microwave Conf. – 1977. – Vol. MTT-25, № 11. – P. 874-885.

327. Knox M.R., Toullos P.P I.C.'s for mm through optical frequency range // Proc. MRI Symp. Submillimeter Waves. – New York (USA). – 1970. – P. 213-230.

328. Rozzi T., Itoh T., Gruen L. Two-dimensional analysis of the GaAs d.h. stripe geometry laser // Radio Sci. – 1977. – Vol. 2, № 4. – P. 543-549.
329. Стрэттон Д.А. Теория электромагнетизма. – М.-Л.: Гостехиздат. – 1948. – 539 с.
330. Marcatili E.A.J. Dielectric rectangular waveguide and directional coupler for integrated optics // Bell Syst. Techn. J. – 1969. – Vol. 48, №7. – P. 2071-2102.
331. Шубарин Ю.В. Антенны сверхвысоких частот. – Харьков: Изд. ХГУ, 1960. – 284 с.
332. McIntosh R. E., Sarna J. E. Bounds on the optimum performance of planar antennas for pulse radiation // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1982. – Vol. AP-30, №3. – P. 381-389.
333. Janaswamy R. , Shaubert D. Characteristic Impedance of a wide Slotline on Low-Permittivity Substrates // IEEE Trans. International Microwave Conf. – 1986. – Vol. MTT-34, №. 8. – P. 900-902.
334. Oraizi H., Jam S. Optimization of tapered slot antenna profile by the method of least squares // Proc. Millennium Conf. on Antennas and Propagat. (AP2000). – Davos (Switzerland). – 2000.–CD.
335. Oraizi H., Jam S. Optimum Design of Tapered Slot Antenna Profile // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 2004. – Vol. AP-51, №. 8. – P. 1987-1995.
336. Бутрым А.Ю., Колчигин Н.Н., Пивненко С.Н. Излучение апертуры с несинхронным импульсным возбуждением // Вестн. Харьков. ун-та. Радиофизика и электроника. – 1999. – № 427. – С. 61-63.
337. Третьяков О.А. Эволюционные волноводные уравнения // Радиотехника и электроника. – 1989. – Т. 34, Вып. 5. – С. 917–926.
338. Tretyakov O.A. Essentials of Nonstationary and Nonlinear Electromagnetic Field Theory / Hashimoto M., Idemen M., Tretyakov O.A. Analytical and Numerical Methods in Electromagnetic Wave Theory. – Tokyo: Science House Co, Ltd, 1993. – 572 p.
339. Миллер У. Симметрия и разделение переменных. – М.: Мир, 1981. – 342 с.

340. Kalnins E.G. On the separation of variables for the Laplace equation $\Delta\psi + k^2\psi = 0$ in two – and three–dimensional Minkowski space // SIAM J. Math. Anal. – 1975. – Vol. 6, № 2. – P. 340–374.
341. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. – М.: Наука, 1970. – 720 с.
342. Гутман А.Л. Метод Кирхгофа для расчета импульсных полей // Радиотехника и электроника. – 1997. – Т.42, Вып. 3. – С. 271–276.
343. Харкевич А.А. Неустановившиеся волновые явления. – М.: Гос. изд-во тех.-теор. лит-ры, 1950. – 202 с.
344. Buyanov Yu.I., Koshelev V.I., Plisko V.V. Radiation of a long conductor excited by a short pulse // Proc. International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory (MMET-1998). – Kharkov (Ukraine). – 1998. – P. 312–314.
345. Кошляков Н.С., Глинер Э.Б., Смирнов М.М. Уравнения в частных производных математической физики. – М.: Высшая школа, 1970. – 710 с.
346. Борисов В.В. Неустановившиеся поля в волноводах. – Л.: Изд. ЛГУ, 1991. – 156 с.
347. Содин Л.Г. Импульсное излучение антенны (электромагнитный снаряд) // Радиотехника и электроника. – 1991. – Т.36, Вып. 5. – С. 1014–1022.

Список работ, опубликованных автором по теме диссертации

- A1. Пенкин Ю.М., Катрич В.А. Возбуждение электромагнитных волн в объемах с координатными границами. – Харьков: Факт, 2003. – 231 с.
- A2. Горобец Н.Н., Жиронкина А.В., Катрич В.А., Филипов Л.В., Яцук Л.П. Расчет резонансных волноводно-щелевых антенн со щелями в обеих широких стенках прямоугольных волноводах // Техника средств связи. Сер. “Техника радиосвязи. – 1982. – Вып. 2. – С. 23-32.
- A3. Горобец Н.Н., Жиронкина А.В., Катрич В.А., Лященко В.А., Яцук Л.П. Вопросы приближенной теории волноводно-щелевых излучателей и отверстий связи // Сб. научн.-метод. статей по прикладной электродинамике. – 1983. –

Вып. 5. – С. 150-188.

А4.Яцук Л.П., Катрич В.А. Щели в волноводе со слоистым диэлектриком // Изв. вузов. Радиофизика. – 1984. – Т. 27, № 8. – С. 1037-1042.

А5.Яцук Л.П., Жиронкина А.В., Катрич В.А. Произвольно расположенное щелевое отверстие связи в полубесконечном волноводе // Электродинамика и радиофизическое приборостроение. – Днепропетовск: ДГУ, 1985.– С. 22-23.

А6.Яцук Л.П., Жиронкина А.В., Катрич В.А., Пенкин Ю.М. Решение задачи возбуждения прямоугольного волновода магнитным током // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1987. – Т. 30, № 5. – С. 37-41.

А7.Жиронкина А.В., Яцук Л.П., Катрич В.А. Сдвоенная щель как элемент связи электродинамических объемов // Радиотехника. –1993. – №1. – С. 56-63.

А8.Яцук Л.П., Жиронкина А.В., Катрич В.А. Резонансные свойства узких щелей в широкой стенке бесконечного прямоугольного волновода // Радиотехника. – 1996. –№7. – С. 36-40.

А9.Яцук Л.П., Катрич В.А., Жиронкина А.В. Вопросы теории элементов и устройств СВЧ трактов // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1996. – Т. 39, № 9-10. – С. 29-38.

A10.Dumin A.N., Katrich V.A., Pivnenko S.N. Radiation of Short Pulses from the Open End of Coaxial Waveguide // Telecommunication and Radio Engineering. – 1997. – Vol. 51, № 11-12. – P.81-89.

A11.Горобец Н.Н., Горобец Ю.Н., Жолобенко А.Б., Катрич В.А., Кийко В.И., Попов В.С., Шугаев П.И. Двухканальная антенна сканирующего радиометра 20-сантиметрового диапазона // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1999. – Т. 42, № 12. – С. 16-23.

Gorobets N.N., Gorobets Yu.N., Zholobenko A.B., Katrich V.A., Kiyko V.I., Popov V.S., Shugayev P.I. Two-Channel Antenna for Scanning Radiometer of 20-cm Band // Radioelectronics and Communications System. – New York: Allerton Press Inc. – 1999. – Vol. 42, № 12. – P. 11-15.

A12.Жакин А.И., Катрич В.А., Лященко В.А. Криволинейная щель в стенке прямоугольного волновода // Вісн. Дніпропетр. ун-ту. Фізика. Радіоелектроніка.

– 1999. – № 5. – С. 167-178.

A13. Катрич В.А. К расчёту поля излучения из щели произвольной формы в прямоугольном волноводе // Вісн. Харків. ун-ту. Радіофізика та електроніка. – 1999. – № 427. – С. 209-212.

Katrich V.A. On Calculation of Radiation Field from Complex-Shaped Slot in Rectangular Waveguide // Telecommunication and Radio Engineering. – 1999. – Vol. 53, № 4-5. – P. 83-87.

A14. Жакин А.И., Катрич В.А., Мартыненко С.А. Об излучении узкой криволинейной щели в прямоугольном волноводе // Вісн. Дніпропетр. ун-ту. Фізика. Радіоелектроніка. – 2000. – Вип. 6. – С. 89-99.

A15. Думин А.Н., Катрич В.А., Колчигин Н.Н., Пивненко С.Н., Третьяков О.А. Дифракция нестационарной ТЕМ-волны на открытом конце коаксиального волновода // Радиофізика и радиоастрономия. – 2000. – Т. 5, №1. – С. 55-66.

A16. Лященко В.А., Катрич В.А. Внешние проводимости широких щелей // Вісн. Харків. нац. ун-ту. Радіофізика та електроніка. – 2000. – № 467. – С. 17-22.

Lyashenko V.A., Katrich V.A. External Admittances of Wide Slots // Telecommunication and Radio Engineering. – 2002. – Vol. 57, № 1. – P. 1-7.

A17. Горобец Н.Н., Катрич В.А., Шепилко Е.В. Излучение магнитного диполя, расположенного вблизи цилиндрической ленты или цилиндра с продольной щелью // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 2000. – Т. 43, № 10. – С. 27-34.

A18. Katrich V.A., Pogarsky S.A., Saprykin I.I., Chumachenko V.A. Wave Interaction Between Eigenmode of Hybrid Structure and Microstrip Elements // International Journal of Infrared and Millimeter Waves. – 2000. – Vol. 21, № 3. – P. 429-436.

A19. Katrich V.A., Pogarsky S.A., Saprykin I.I., Shaulov E.A. The Mechanism of Isolated Image Guide Eigenmode and Elementary Microstrip Radiators Interaction // International Journal of Infrared and Millimeter Waves. – 2001. – Vol. 22, № 5. – P. 773-778.

A20. Катрич В.О., Лященко В.О., Шепілко Є.В. Про одну властивість щілин у хвилеведучих структурах // Вісн. Харків. нац ун-ту. Радіофізика та електроніка. – 2001. – Вип. 1, № 513. – С. 123-125.

A21. Катрич В.А., Лященко В.А., Полуяненко Н.А. Волноводно-щелевые излучатели вытекающей волны // Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники. – 2001. – № 6. – С. 72-79.

A22. Катрич В.А., Нестеренко М.В. Энергетические характеристики электрически длинных продольных щелей в прямоугольном волноводе // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2001. – Вып. 120. – С. 91-95.

Katrich V.A., Nesterenko M.V. Power Characteristics of Electrically Long Longitudinal Slots in Rectangular Waveguides // Telecommunication and Radio Engineering. – 2002. – Vol. 53, № 11-12. – P. 37-43.

A23. Катрич В.А., Нестеренко М.В., Хижняк Н.А. Асимптотическое решение интегрального уравнения для магнитного тока в щелевых излучателях и отверстиях связи // Радиофизика и радиоастрономия. – 2001. – Т. 6, № 3. – С. 230-240.

A24. Катрич В.А., Мартыненко С.А., Яцук Л.П. Наклонная щель в узкой стенке прямоугольного волновода // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2001. – Вып. 121. – С. 100-105.

Katrich V.A., Martynenko S.A., Yatsuk L.P. Inclined Slot in the Narrow Wall of Rectangular Waveguide // Telecommunication and Radio Engineering. – 2002. – Vol. 57, № 8-9. – P. 33-39.

A25. Бердник С.Л., Катрич В.А., Лященко В.А., Полуяненко Н.А. Энергетические характеристики и направленные свойства электрически длинных продольных щелей в прямоугольном волноводе // Радиофизика и электроника: Сб. научн. тр. ИРЭ НАН Украины. – Харьков, 2001. – Т.6, №2. – С. 247-251.

Berdnik S.L., Katrich V.A., Lyashchenko N.A., Polyanov N.A. Energy Characteristics and Directed Properties of Electrically Long Longitudinal Slot in a Rectangular Waveguide // Telecommunication and Radio Engineering. – 2002. – Vol. 58, № 3-4. – P. 93-100.

A26. Жакин А.И., Катрич В.А., Мартыненко С.А., Пшеничная С.В. Диаграмма направленности криволинейной щели в прямоугольном волноводе // Вісн. Харків. нац ун-ту. Радіофізика та електроніка. – 2002. – № 544. – С. 50-55.

A27.Бердник С.Л., Катрич В.А., Лященко В.А. Энергетические и направленные характеристики комбинированных волноводно-щелевых излучателей // Вісн. Харків. нац. ун-ту. Радіофізика та електроніка. – 2002. – № 544. – С. 39-42.

A28.Катрич В.А., Новохатский Ф.С. Интегральное представление функции Грина для уравнения Гельмгольца в плоскопараллельном и прямоугольном волноводах // Вісн. Харків. нац. ун-ту. Радіофізика та електроніка. – 2002. – № 544. – С. 12-23.

A29.Катрич В.А., Нестеренко М.В. Ближнее поле и резонансные частоты узких продольных щелей в широкой стенке прямоугольного волновода // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2002. – Вып. 124. – С. 11-15.

Katrich V.A., Nesterenko M.V. The Near-Zone Field and Resonant Frequencies of Narrow Longitudinal Slots in the Broad Face of a Rectangular Waveguide // Telecommunication and Radio Engineering. – 2003. – Vol. 60, № 1-2. – P. 125-131.

A30.Катрич В.А., Нестеренко М.В. Электромагнитная связь прямоугольных волноводов через узкие щели в общих стенках // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2002. – Вып. 127. – С. 77-84.

A31.Катрич В.А., Нестеренко М.В., Яцук Л.П., Бердник С.Л. Метод наведенных магнитодвижущих сил для электрически длинных щелей в стенках волноводов // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 2002. – Т. 45, № 12. – С. 14-22.

Katrich V.A., Nesterenko M.V., Yatsuk L.P., Berdnik S.L. The Method of Induced magnetomotive Forces for Electrically Long Slots in Waveguide Walls // Radioelectronics and Communications Systems. – New York: Allerton Press Inc. – 2002. – Vol. 45, № 12. – P. 9-14.

A32.Бутрым А.Ю., Катрич В.А., Колчигин Н.Н., Пивненко С.Н. Влияние несинхронности возбуждения апертуры на излучение импульсных сигналов // Вісн. Дніпропет.го ун-ту. Фізика. Радіоелектроніка. – 2002. – №. 9. – С. 74-85.

A33.Катрич В.А., Нестеренко М.В., Хижняк Н.А. Сравнительный анализ аналитических методов решения интегральных уравнений для магнитного тока в щелевых излучателях // Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники. – 2002. – № 12. – С. 15-25.

А34. Катрич В.А., Мартыненко С.А., Яцук Л.П. Энергетические характеристики системы двух наклонных щелей в узкой стенке прямоугольного волновода // Радиопизика и радиоастрономия. – 2002. – Т. 7, № 3. – С.289-295.

А35. Butrym A.Yu., Katrich V.A., Kazansky O.V., Kolchigin N.N., Pivnenko S.N. Time-Domain Modeling of Short Pulses Radiation With Aperture Decomposition Metod // Radio Physics and Radio Astronomy. – 2002. – Vol. 7, № 4. – P. 394-397.

А36. Бердник С.Л., Катрич В.А., Лященко В.А. Двухчастотные щелевые антенны на многомодовых волноводах // Вісн. Харків. нац. ун-ту. Радіофізика та електроніка. – 2002. – № 570. – С. 18-21.

А37. Катрич В.А., Ляховский А.А., Ляховский А.Ф., Жиронкина А.В. Расчет щелевой антенной решетки на прямоугольном резонаторе // Вісн. Харків. нац. ун-ту. Радіофізика та електроніка. – 2002. – № 570. – С. 13-17.

А38. Думин А.Н., Катрич В.А. Преобразование энергии нестационарной ТЕМ-волны на излучающей апертуре коаксиального волновода // Вісн. Харків. нац. ун-ту. Радіофізика та електроніка. – 2002. – № 570. – С. 26-29.

А39. Катрич В.А., Нестеренко М.В., Бердник С.Л. Метод наведенных магнитодвижущих сил для системы поперечных щелей в широкой стенке прямоугольного волновода // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2003. – Вып. 131. – С. 76-82.

А40. Катрич В.А., Лященко В.А., Бердник С.Л. Электрически длинные волноводно-щелевые антенны с оптимальными излучающими и направленными характеристиками // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 2003. – Т. 46, № 2. – С. 51-60.

А41. Катрич В.А., Думин А.Н. Излучение нестационарных полей из открытого конца прямоугольного волновода // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 2003. – Т. 46, № 11. – С. 34-42.

А42. Нестеренко М.В., Катрич В.А. Метод магнитодвижущих сил для резонаторно-щелевых излучателей и отверстий связи // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 2004. – Т. 47, № 1-2. – С. 12-20.

А43. Катрич В.А., Мартыненко С.А., Пшеничная С.В. Волноводно-щелевая антенна с наклонными щелями в узкой стенке прямоугольного волновода // Ра-

диотехника: Всеукр. межвед. научн.-технич. сб. – 2004. – Вып. 137. – С. 79-87.

А44.Катрич В.А., Лященко В.А., Белогуров Е.Ю., Бердник С.Л. Поперечные щели в стенках прямоугольного волновода // Вісн. Харків. нац. ун-ту. Радіофізика та електроніка. – 2004. – № 622. – С. 82-88.

А45.Катрич В.А., Нестеренко М.В., Бердник С.Л. Метод наведенных магнитодвижущих сил для системы продольных щелей в стенке волноводов // Вісн. Харків. нац. ун-ту. Радіофізика та електроніка. – 2004. – № 622. – С. 95-101.

А46.Катрич В.А., Воргуль И.Ю., Лященко В.А., Белогуров Е.Ю., Кийко В.И. Продольная щель с изменяющейся шириной в прямоугольном волноводе // Вісн. Харків. нац. ун-ту. Радіофізика та електроніка. – 2004. – № 622. – С. 145-149.

А47.Бутрым А.Ю., Иванченко Д.Д., Казанский О.В., Катрич В.А., Колчигин Н.Н. Синтез и оптимизация широкополосной расширяющейся щелевой антенны // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-технич. сб. – 2004. – Вып. 137. – С. 194-197.

А48.Катрич В.А. Нестационарное излучение системы прямоугольных щелевых излучателей с конечной толщиной стенки // Вісн. Харків. нац. ун-ту. Радіофізика та електроніка. – 2004. – № 646. – С. 176-179.

А49.Горобец Н.Н., Катрич В.А., Ляховский А.А., Шепилко Е.В. Влияние на поле в дальней зоне положения магнитного диполя относительно внешнего края открытого цилиндрического объема // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 2004. – Т. 47, №7-8. – С. 44-50.

А50.Катрич В.А., Ляховский А.А., Ляховский А.Ф. Влияние условий возбуждения резонатора на характеристики резонансной щелевой линейной антенной решетки // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2004. – Вып. 139. – С. 20-27.

А51.Катрич В.А., Лященко В.А., Бердник С.Л., Пшеничная С.В. Оптимизация характеристик излучения электрически длинных продольных щелей в узкой стенке прямоугольного волновода // Радиофізика и радиоастрономия. – 2004. – Т. 9, № 4. – С. 439-447.

A52.Нестеренко М.В., Катрич В.А., Пенкин Ю.М. Дифракция волны типа H_{10} на ступенчатом сочленении двух прямоугольных волноводов с импедансной щелевой диафрагмой // Радиофизика и электроника: Сб. научн. тр. ИРЭ НАН Украины. – Харьков, 2004. – Т. 9, № 2. – С. 325-334.

A53.Катрич В.А. Электрически длинные излучатели на основе изолированного зеркального диэлектрического волновода // Вісн. Харків. нац. ун-ту. Радіофізика та електроніка. – 2004. – № 646. – С. 93-97.

A54.Катрич В.А. Энергетические характеристики многоэлементных резонаторно-щелевых излучателей // Радиоэлектроника и информатика. – 2004. – №4. – С. 14-17.

A55.Катрич В.А., Яцук Л.П. Носенко О.Н. Проводимости узкой нерегулярной щели в широкой стенке прямоугольного волновода // Вісн. Харків. нац. ун-ту. Радіофізика та електроніка. – 2004. – № 646. – С. 150-154.

A56.Яцук Л.П., Катрич В.А. Резонансные свойства и энергетические характеристики щелей в нагруженных волноводах // Тез. докл. XXXVI Всесоюз. научн. сессии. – Ч. 1. – Москва (Россия). – 1981. – С. 6-7.

A57.Горобец Н.Н., Катрич В.А., Жиронкина А.В., Яцук Л.П. Расчет связи электродинамических объемов через узкие полые и нагруженные щели // Матер. семинара “Методы решения внутренних задач электродинамики”. – Киев (Украина). – 1981. – С. 35-37.

A58.Горобец Н.Н., Катрич В.А., Яцук Л.П. Расчет и проектирование многоэлементных волноводно-щелевых устройств СВЧ // Матер. Межвед. конф. “Машинное проектирование устройств и систем СВЧ”. – Киев (Украина). – 1981. – С. 87-88.

A59.Горобец Н.Н., Катрич В.А., Яцук Л.П. Излучающие волноводно-щелевые структуры с частичным диэлектрическим заполнением // Прогр. и аннот. докл. 1-ой Всесоюз. школы-семинара “Методы представления и обработки случайных сигналов и полей”. – Туапсе (Россия). – 1987. – С. 31.

A60.Яцук Л.П., Катрич В.А. Слоистые волноводно-щелевые структуры //

Аннот. прогр. Республикан. научн.-техн. конф. “Методы и средства измерений в области ЭМС”. – Винница (Украина). – 1987. – С. 42.

А61. Яцук Л.П., Жиронкина А.В., Катрич В.А. Щелевые элементы связи и излучатели // Тез. докл. 1-й Всесоюзн. научн.-техн. конф. “Устройства и методы прикладной электродинамики”. – Москва (Россия). – 1988. – С. 29.

А62. Жиронкина А.В., Катрич В.А., Яцук Л.П. Щелевые излучатели на волноводно-резонаторных структурах // Тез. докл. научн.-техн. конф. “Математическое моделирование и САПР радиоэлектронных систем СВЧ на объемных интегральных схемах (ОИС)”. – Суздаль (Россия). – 1989. – С. 93.

А63. Блинова Н.К., Горобец Н.Н., Жиронкина А.В., Катрич В.А., Лященко В.А., Пенкин Ю.М., Яцук Л.П. Проблемы расчета и оптимизации слабовыступающих волноводно-щелевых антенн // Тез. докл. 1-й Всесоюзн. научн.-техн. конф. “Проблемы совершенствования радиоэлектронных комплексов и систем обеспечения полетов”. – Киев: КИИГА. – 1989. – С. 150.

А64. Яцук Л.П., Жиронкина А.В., Катрич В.А. Волноводно-щелевые устройства СВЧ // Тез. докл. XVI научн.-техн. конф. – Жуковский (Россия): НИИ Приборостроения. – 1991. – Ч.2. – С. 65.

А65. Жиронкина А.В., Яцук Л.П., Катрич В.А. Система двух щелей как элемент связи электродинамических объемов // Сб. докл. Межрегион. научн.-техн. конф. “Сложные антенные системы и их компоненты: теория, применение, экспериментальные исследования”. – Санкт-Петербург (Россия). – 1991. – С. 145-146.

А66. Яцук Л.П., Жиронкина А.В., Пенкин Ю.М., Горбач И.В., Катрич В.А. Функциональные возможности устройств СВЧ со щелевой связью // Тез. докл. 2-й Всесоюзн. научн.-техн. конф. “Устройства и методы прикладной электродинамики”. – Одесса (Украина). – 1991. – С. 67.

А67. Катрич В.А., Ляховский А.Ф., Пенкин Ю.М., Шевырев А.С. Радиолокационная антенна трехсантиметрового диапазона // Матер. конф. “СВЧ-техника и спутниковый прием”. – Севастополь (Украина). – 1993. – Том 2. – С. 107-110.

А68. Yatsuk L.P., Zhironkina A.V., Katrich V.A., Lyaschenko V.A., Pen-

kin Yu.M. Inferense of Layer Dielectric-Filling of Waveguides and Slot on Waveguides-Slot Scattering Characteristics // Proc. International Symp. "Physics and Engineering of Millimeter and Submillimeter Waves". – Kharkov (Ukraine). – 1994. – Vol. 1. – P. 108-109.

A69. Катрич В.А., Ляховский А.Ф., Пенкин Ю.М., Шевырѐв А.С. Радиолокационная антенна на основе секционированной волноводно-щелевой решѐтки // Тез. докл. Междунар. научн.-техн. конф. "Современная радиолокация". – Киев (Украина). – 1994. – С. 55-56.

A70. Яцук Л.П., Жиронкина А.В., Катрич В.А. Сдвоенные щели в одно- и многомодовых прямоугольных волноводах // Тез. докл. Междунар. научн.-техн. конф. "Современная радиолокация". – Киев (Украина). – 1994. – С. 56-57.

A71. Яцук Л.П., Жиронкина А.В., Катрич В.А., Лященко В.А., Пенкин Ю.М., Горелов А.В., Великоридько А.И. Волноводно-щелевые антенны и устройства СВЧ на основе щелей и волноводов с частичным диэлектрическим заполнением // Тез. докл. Междунар. научн.-техн. конф. "Современная радиолокация". – Киев (Украина). – 1994. – С. 57-58.

A72. Жиронкіна Г.В., Катрич В.О., Ляховський А.Ф., Пенкін Ю.М., Яцук Л.П. Хвилеводно-щілинні випромінюючі системи та пристрої НВЧ і КВЧ діапазонів // Тез. доп. наук.-практичн. конф. "Наукові технології подвійного призначення". – Київ (Україна). – 1994. – Том 2. – С. 4.

A73. Yatsuk L.P., Gorbach A.V., Zhironkina, Katrich V.A., Lashchenko V.A., Penkin Yu.M. Problems of waveguide waves scattering from the slot and vibrator-slot inhomogeneities in hollow waveguides and those with slowing structures inside // 5-th International Symposium on recent advances in microwave technology. – Kyiv (Ukraine) 1995. – P. 358-365.

A74. Яцук Л.П., Жиронкина А.В., Катрич В.А., Климович Р.И. Развитие представлений о крестообразных волноводно-щелевых излучателях и элементах связи прямоугольных волноводов // Матер. 3-й Всероссийск. научн.-техн. конф. "Фазированные антенные решѐтки и перспективные средства связи". – Казань (Россия). – 1994. – С. 108-109.

A75. Яцук Л.П., Жиронкина А.В., Катрич В.А., Климович Р.И. Новая формулировка условия излучения поля с круговой поляризацией Х-образной щелью в прямоугольном волноводе // Матер. 4-й Крымской конф. “СВЧ-техника и спутниковый приём” (КрыМиКо’94). – Севастополь (Украина). – 1994. – Том 2. – С. 284-286.

A76. Яцук Л.П., Великоридько А.И., Горелов А.В., Жиронкина А.В., Катрич В.А., Лященко В.А., Пенкин Ю.М. Щелевые излучатели и элементы связи электродинамических объёмов с частичным диэлектрическим заполнением // Матер. 4-й Крымской конф. “СВЧ-техника и спутниковый приём” (КрыМиКо’94). – Севастополь (Украина). – 1994. – Том 2. – С. 287-288.

A77. Яцук Л.П., Жиронкина А.В., Катрич В.А. Сдвоенные щели в одно- и многомодовых прямоугольных волноводах // Матер. 4-й Крымской конф. “СВЧ-техника и спутниковый приём” (КрыМиКо’94). – Севастополь (Украина). – 1994. – Том 2. – С. 289-290.

A78. Яцук Л.П., Блинова Н.К., Жиронкина А.В., Катрич В.А. Влияние отражающей нагрузки в волноводе на характеристики многощелевых систем и одиночных крестообразных щелей // Матер. 5-й Крымской конф. “СВЧ-техника и спутниковые телекоммуникационные технологии” (КрыМиКо’95). – Севастополь (Украина). – 1995. – Том 2. – С. 448-451.

A79. Katrich V.A. Components and Devices of Microwave-Frequency Circuits // Proc. International Conf. on Antenna Theory and Techniques (ICATT’95). – Kharkov (Ukraine). – 1995. – P. 90-91.

A80. Катрич В.А. Элементы и устройства СВЧ трактов // Тез. докл. Междунар. конф. “Теория антенн и техника антенн” (МКТТА’95). – Харьков (Украина). – 1995. – С. 84-85.

A81. Яцук Л.П., Горбач И.В., Жиронкина А.В., Катрич В.А. Сравнение резонансных свойств узких щелей в волноводах: полом, нагруженном гребёнкой или слоистым диэлектриком // Матер. 6-й Междунар. Крымской конф. “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии” (КрыМиКо’96). – Севастополь (Украина). – 1996. – С. 232-235.

A82.Горобец Н.Н., Горобец Ю.Н., Дахов В.М., Жолобенко А.Б., Катрич В.А., Попов В.С., Безлюдько В.Я., Бондарь С.Г., Яцюк Т.Н. Компьютерный анализ диапазонных характеристик антенных решёток бегущей волны // Матер. 6-й Междунар. Крымской конф. “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии” (КрыМиКо’96). – Севастополь (Украина). – 1996. – С. 272-275.

A83.Gorobets N.N., Gorobets Yu.N., Zholobenko A.B., Katrich V.A., Kiyko V.I., Popov V.S., Shugaev P.I. The Nonequidistant Array of L-Band // Proc. ICECom’97. – Dubrovnik (Croatia). – 1997. – P. 59-62.

A84.Gorobets N.N., Gorobets Yu.N., Zholobenko A.B., Katrich V.A., Kiyko V.I., Popov V.S., Shugaev P.I., Panitz V.A., Alesin A.M. Antenna Array for Airborne Scanning Radiometer // Proc. of the Second International Conf. on Antenna Theory and Techniques (ICATT’97). – Kyiv (Ukraine). – 1997. – P. 70-71.

A85.Горобец Н.Н., Горобец Ю.Н., Жолобенко А.Б., Катрич В.А., Кийко В.И., Попов В.С., Шугаев П.И. Сканирующая неэквидистантная антенна решётка рупорных излучателей // Матер. 7-ой Междунар. Крымской конф. “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии” (КрыМиКо’97). – Севастополь (Украина). – 1997. – Том 2. – С. 553-555.

A86.Погарский С.А., Катрич В.А., Сапрыкин И.И., Чумаченко В.А. Анализ волновых эффектов в гибридных структурах // Матер. 9-ой Междунар. Крымской конф. “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии” (КрыМиКо’99). – Севастополь (Украина). – 1999. – Том 1. – С. 211-212.

A87.Погарский С.А., Катрич В.А., Сапрыкин И.И., Шаулов Е.А., Чумаченко В.А. Излучающая система на основе изолированного зеркального диэлектрического волновода // Матер. 9-ой Междунар. Крымской конф. “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии” (КрыМиКо’99). – Севастополь (Украина). – 1999. – Том 1. – С. 213-214.

A88.Katrich V.A., Shmat’ko A.A. Multielement Resonance Diaphragms in Microwave Antenna-and-Feeder Devices // Proc. of IIIrd International Conf. on Antenna Theory and Techniques (ICATT’99). – Sevastopol (Ukraine). – 1999. – P. 498.

A89.Pogarsky S.A., Katrich V.A., Saprykin I.I., Shaulov E.A. Antenna Array

Based on Isolated Image Guide // Proc. of 24-th International Conf. on Infrared and Millimeter Waves. – Monterey (California, USA). – 1999. – MS-139, TU-F2. – P.321-322.

A90.Katrich V.A., Pogarsky S.A., Saprykin I.I., Shaulov E.A. Analysis of Resonant Effects in Hybrid Structures // Proc. of 24-th International Conf. on Infrared and Millimeter Waves. – Monterey (California, USA). – 1999. – MS-140, TU-F6. – P.323-324.

A91.Dumin A.N., Katrich V.A., Pivnenko S.N., Tretyakov O.A. Comparative Analysis of Approximate and Exact Solution of Transient Wave Radiation Problems // Proc. International Conf. on Mathematical Methods in Electro-magnetic Theory (MM'ET 2000). – Kharkov (Ukraine). – 2000. – Vol. 1. – P. 125-127.

A92.Катрич В.А., Погарский С.А., Сапрыкин И.И., Шаулов Е.А. Механизм взаимодействия элементарных излучателей в излучающей системе на основе изолированного зеркального диэлектрического волновода // Матер. 10-ой Международ. Крымской конф. “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии” (КрыМиКо'2000). – Севастополь. – 2000. – С. 326-327.

A93.Gorobets N.N., Nesterenko M.V., Katrich V.A. Propagation of Plane Electromagnetic Wave Through Nonuniform Dielectric Layer of Finite Thickness // Proc. of 11-th International Conf. on Antennas and Propagation (ICAP'2001). – London (England). – 2001. – Vol. 1, № 480. – P. 95-98.

A94.Bulgakov A.A., Berdnik S.L., Gorobets N.N., Katrich V.A., Lyaschenko V.A. Interaction Between the Open Ends of the Wideside Multimode Waveguide Radiators With Dielectric Filling // Proc. the Fourth International Symp. “Physics and Engineering of Millimeter and Sub-Millimeter Waves” (MSMW'2001). – Kharkov (Ukraine). – 2001. – Vol. 1. – P. 172-174.

A95.Gorobets N.N., Dakhov V.M., Katrich V.A., Bandura N.A., Cherny I.V. Polarization Selector on Base of Square Waveguide // Proc. the Fourth International Symp. “Physics and Engineering of Millimeter and Sub-Millimeter Waves” (MSMW'2001). – Kharkov (Ukraine). – 2001. – Vol. 2. – P. 713-714.

A96.Бердник С.Л., Катрич В.А., Лященко В.А. Двухчастотная щелевая ан-

тенна на многомодовом волноводе // Матер. 11-ой Междунар. конф. “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии” (КрыМиКо’2001). – Севастополь (Украина). – 2001. – С. 387-388.

A97. Катрич В.А., Лященко В.А., Полуяненко Н.А. Излучение из электрически длинных щелей // Матер. 11-ой Междунар. конф. “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии” (КрыМиКо’2001). – Севастополь (Украина). – 2001. – С. 389-391.

A98. Gorobets N.N., Katrich V.A., Nesterenko M.V. Penetration of Electromagnetic Waves Through Dielectric Layer with Non-Homogeneous Parameters // Proc. of IVth International Seminar/Workshop on “Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory” (DIPED-2001). – Lviv (Ukraine). – 2001. – P. 73-77.

A99. Бутрым А.Ю., Казанский О.В., Катрич В.А., Колчигин Н.Н. Импульсное излучение решетки расширяющихся щелевых антенн // Матер. 12-й Междунар. конф. “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии” (КрыМиКо’2002). – Севастополь (Украина). – 2002. – С. 303-304.

A100. Атрошенко Л.М., Горобец Н.Н., Горобец Ю.Н., Катрич В.А. Влияние длины кругополяризационного волноводного излучателя на его амплитудные и поляризационные характеристики направленности // Матер. 12-й Междунар. конф. “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии” (КрыМиКо’2002). – Севастополь (Украина). – 2002. – С. 353-354.

A101. Катрич В.А., Мартыненко С.А., Пшеничная С.В., Яцук Л.П. Энергетические характеристики системы наклонных щелей в узкой стенке прямоугольного волновода // Матер. 12-й Междунар. конф. “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии” (КрыМиКо’2002). – Севастополь (Украина). – 2002. – С. 355-356.

A102. Жиронкина А.В., Катрич В.А., Ляховский А.А., Ляховский А.Ф. Влияние на амплитудно-фазовое распределение волноводно-щелевой антенны условий возбуждения резонатора продольной щелью связи // Матер. 12-й Междунар. конф. “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии” (КрыМиКо’2002). –

Севастополь (Украина). – 2002. – С. 357-358.

A103. Катрич В.А., Погарский С.А., Сапрыкин И.И., Петьков Г.М., Шаулов Е.А., Ключан И.И. Электрически длинные излучающие системы на основе гибридных структур // Матер. 12-й Междунар. конф. “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии” (КрыМиКо’2002). – Севастополь (Украина). – 2002. – С. 359-360.

A104. Бердник С.Л., Катрич В.А., Лященко В.А. Оптимизация характеристик направленности электрически длинных продольных щелей // Матер. 12-й Междунар. конф. “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии” (КрыМиКо’2002). – Севастополь (Украина). – 2002. – С. 361-362.

A105. Dumin A.N., Katrich V.A. Energy Transformation of a Transient wave on Radiating Aperture // Proc. International Conf. on “Mathematical Methods in Electromagnetic Theory” (MMET-02). – Kiev (Ukraine). – 2002. – P. 189-191.

A106. Katrich V.A., Kiyko V.I., Yatsuk L.P., Nesterenko M.V. Basis Functions in the Analysis of Electrically Long Slots in Rectangular Waveguide with the Induced Magnetomotive Forces Method // Proc. International Conf. on “Mathematical methods in electromagnetic theory” (MMET-02). – Kiev (Ukraine). – 2002. – Vol. 1. – P. 328-330.

A107. Gorobets N.N., Katrich V.A., Nesterenko M.V., Popov V.S. Near field distribution of thin impedance vibrators in absorbing medium // Proc. of VII-th International Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED-2002). – Tbilisi (Georgia). – 2002. – P. 46-50.

A108. Бердник С.Л., Катрич В.А., Лященко В.А. Оптимизация характеристик электрически длинных продольных щелей в узкой стенке прямоугольного волновода // Матер. 13-й Междунар. Крымской конф. “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии” (КрыМиКо’2003). – Севастополь (Украина). – 2003. – С. 395-396.

A109. Катрич В.А., Мартыненко С.А., Пшеничная С.В. Волноводно-щелевая решетка с наклонными щелями в узкой стенке прямоугольного волновода // Матер. 13-й Междунар. Крымской конф. “СВЧ-техника и телекоммуника-

ционные технологии” (КрыМиКо’2003). – Севастополь (Украина). – 2003. – С. 406-407.

A110. Катрич В.А., Погарский С.А., Сапрыкин И.И., Чумаченко В.А. Автоматизированная система для измерения параметров антенных систем // Матер. 13-й Междунар. Крымской конф. “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии” (КрыМиКо’2003). – Севастополь (Украина). – 2003. – С. 655-656.

A111. Berdnik S.L., Katrich V.A., Lyaschenko V.A. Closely Spaced Transverse Slots in Rectangular Waveguide // Proc. of IVth International Conf. on Antenna Theory and Techniques. - Vol. 1. - Sevastopol (Ukraine). - 2003. - P. 273-275.

A112. Katrich V.A., Martynenko S.A., Pshenichnaya S.V. Leaky-Wave Antenna With Inclined Slots in a Waveguide // Proc. of IVth International Conf. on Antenna Theory and Techniques. - Vol. 1. – Sevastopol (Ukraine). – 2003. – P. 276-279.

A113. Nesterenko M.V., Katrich V.A. Asymptotic Solution of Integral Equation Into a Problem of Coupling Between Waveguides Through Narrow Slots // Proc. IVth International Conf. on Antenna Theory and Techniques (ICATT-2003). – Sevastopol (Ukraine). – Vol. 1. – 2003. – P. 280-284.

A114. Katrich V.A., Dumin A.N., Dumina O.A. Radiation of Transient Fields From the Open end of Rectangular Waveguide // Proc. of IVth International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT’2003). – Sevastopol (Ukraine). – 2003. – Vol. 2. – P. 583-586.

A115. Нестеренко М.В., Катрич В.А., Кийко В.И. Щелевые антенны в торцах волноводов со встроенными проходными резонаторными фильтрами // Сб. научн. докл. V Междунар. симп. по электронной совместимости и электромагнитной экологии (ЭМС-2003). – Санкт-Петербург (Россия). – 2003. – С. 187-190.

A116. Nesterenko M.V., Penkin Yu.M., Katrich V.A. Radiating slot in impedance Face of Rectangular Waveguide // Proc. of VIII-th International Seminar/Workshop on “Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory” (DIPED-2003). – Lviv (Ukraine). – 2003. – P. 90-93.

A117. Katrich V.A., Nesterenko M.V., Yatsuk L.P. Induced Magnetomotive Forces Method for the Analysis of Radiating and Coupling Slots in Waveguide // Proc.

of IEEE Antennas and Propagat. Society International Symp. – Columbus (USA). – 2003. – Vol. 4. – P. 11-14.

A118.Nesterenko M.V., Katrich V.A. Thin Vibrators with Arbitrary Surface Impedance as a Handset Antennas // Proc. of 5-th European Personal Mobile Communications Conf. – Glasgow (Scotland). –2003. – P. 16-20.

A119.Катрич В.А., Думин А.Н. Излучение нестационарных полей из открытого конца прямоугольного волновода // Сб. докл. Всероссийск. научн. конф. “Сверхширокополосные сигналы в радиолокации, связи и акустике”. – Муром (Россия). – 2003. – С. 77-81.

A120.Катрич В.О., Думін О.М., Чеботарьов В.І. Нестационарні поля прямокутних щілинних випромінювачів з кінцевою товщиною хвилеводу // Матер. Міжнар. наук. конф. “Каразінські природознавчі студії”. – Харків (Україна). – 2004. – С. 108-110.

A121.Катрич В.О., Ляховський А.А., Ляховський А.Ф., Пшенична С.В. Аналіз характеристик резонаторно-щілинної лінійної решітки при збудженні резонатора повздовжньою та поперечною щілиною зв'язку // Матер. Міжнар. наук. конф. “Каразінські природознавчі студії”. – Харків (Україна). – 2004. –С. 110-112.

A122.Катрич В.О., Ляшенко В.О., Бердник С.Л., Білогуров Є.Ю. Характеристики випромінювання та спрямовані властивості щілин, прорізаних у фідерах, заповнених діелектриками // Матер. Міжнар. наук. конф. “Каразінські природознавчі студії”. – Харків (Україна). – 2004. – С. 112-114.

A123.Яцук Л.П., Катрич В.О., Блинова Н.К., Ляховський А.А. Хвилеводно-щілинна антена з уповільнюючою системою у вигляді повздовжнього діелектричного шару // Матер. Міжнар. наук. конф. “Каразінські природознавчі студії”. – Харків (Україна). –2004. – С. 118-120.

A124.Lyakhovsky A.A., Blinova N.K., Katrich V.A., Lyakhovsky A.F., Yatsuk L.P. Multi-slot system on the base of waveguides with partial dielectric filling // Proc. of 5-th International Symp. on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW'04). – Kharkov (Ukraine). – 2004. – Vol. 2.

– P. 644-646.

A125. Katrich V.A., Dumin A.N., Dumina O.A. Radiation of transient fields from two-element array // Proc. of 5-th International Symp. on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW'04). – Kharkov (Ukraine). – 2004. – Vol. 2. – P. 656-658.

A126. Nesterenko M.V., Katrich V.A., Penkin Yu.M. Scattering of electromagnetic waves on stepped junction of two rectangular waveguides with slot impedance iris // Proc. of 5-th International Symp. on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW'04). – Kharkov (Ukraine). – 2004. – Vol. 2. – P. 713-715.

A127. Бердник С.Л., Катрич В.А., Нестеренко М.В. Анализ системы электрически длинных продольных щелей в широкой стенке прямоугольного волновода // Матер. 14-й Междунар Крымской конф “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии” (КрыМиКо'2004). – Севастополь (Украина). – 2004. – С. 381-382.

A128. Катрич В.А., Лященко В.А., Белогуров Е.В., Кийко В.И., Пшеничная С.В. Продольная щель с изменяющейся шириной в прямоугольном волноводе // Матер. 14-й Междунар Крымской конф “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии” (КрыМиКо'2004). – Севастополь (Украина). – 2004. – С. 385-386.

A129. Лященко В.А., Катрич В.А., Бердник С.Л., Булгакова А.А. Влияние диэлектриков на характеристики излучения и направленные свойства волноводно-щелевых антенн // Матер. 14-й Междунар Крымской конф “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии” (КрыМиКо'2004). – Севастополь (Украина). – 2004. – С. 383-384.

A130. Катрич В.А., Звягинцев А.А., Погарский С.А., Сапрыкин И.И., Майборода Д.В., Шаулов Е.А. Зеркальный диэлектрический волновод – базовая электродинамическая структура для создания высокоэффективных излучающих систем // Матер. 14-й Междунар Крымской конф “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии” (КрыМиКо'2004). – Севастополь (Украина). – 2004. –

С. 394-395.

A131. Катрич В.А., Нестеренко М.В., Бердник С.Л. Понижение уровня бокового излучения волноводно-щелевых антенных решеток // Сб. докл. Восьмой Российской научн.-техн. конф. по электромагнитной совместимости и электромагнитной безопасности" (ЭМС-2004). – Санкт-Петербург (Россия). – 2004. – С. 272-277.

A132. Katrich V.A., Yatsuk L.P., Nosenko O.N. Mathematical model of irregular slot in a broad wall of rectangular waveguide // Proc. the 10-th International Conf. on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET'04). – Dnepropetrovsk (Ukraine). – 2004. – P. 260-262.

A133. Tretyakov O., Dumin A., Dumina O., Katrich V. Modal basis method in radiation problems // Proc. the 10-th International Conf. on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET'04). – Dnepropet. (Ukraine). – 2004. – P. 312-314.

A134. Dumin A. N., Butrym A. Yu., Tretyakov O. A., Katrich V.A., Dumina O.A. Transient electromagnetic fields in unbounded space with inhomogeneous medium // Proc. Second International Workshop Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS 2004). – Sevastopol (Ukraine). – 2004. – P. 104-106.

A135. Blinova N.K., Lyakhovsky A.A., Yatsuk L.P., Katrich V.A. The influence of dielectric layer in waveguide on the characteristics of multi-slot antenna // Proc. Second International Workshop Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS 2004). – Sevastopol (Ukraine). – 2004. – P. 257-258.

A136. Dumin A.N., Dumina O.A., Katrich V.A., Nesterenko M.V. Method induced magnetomotive forces in comparison with FDTD simulation in problems of waveguide coupling by a narrow slot // Proc. of IX-th Intern. Seminar/Workshop on "Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory". – Tbilisi (Georgia). – 2004. – P. 111-114.

A137. Блинова Н.К., Ляховский А.А., Яцук Л.П., Катрич В.А. Волноводно-щелевая антенна с замедляющей системой в виде продольного диэлектрического слоя // Матер. 14-й Междунар. Крымской конф. "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии". – Севастополь (Украина). – 2004. – С. 354-355.

Приложение А

Научно-исследовательские работы, в которых использовались результаты диссертации (1981г. – 2004г.)

Автор являлся непосредственным исполнителем 27 НИР, в том числе в 18 НИР – научным руководителем:

- «Исследование путей построения корабельных многодиапазонных антенных систем». Шифр «Гроза-УВО». Инв. № 2086, № 2101 (1981г.).
- «Разработка алгоритмов программ, проведения расчетов и экспериментальных исследований с целью создания методики проектирования волноводно-целевой антенной решетки». Шифр «С-Гамма». Инв. № 2208, № 2410, № 2577 (1982г.-1985г.).
- «Исследование путей построения корабельных многофункциональных антенных постов». Шифр «Гридлик-УВО». Инв. № 2257, № 2505 (1983-1985г.).
- «Разработка методики расчета новых видов излучающих систем с вращающейся поляризацией. Исследование поляризационных и энергетических характеристик таких систем». Рег. № 810.749.61 (1985г.).
- «Исследование и разработка новых типов антенн миллиметрового диапазона волн». Шифр 1.5.2.1.18.12 (1990г.).
- «Математическое моделирование энергетических характеристик произвольно ориентированных щелей в многомодовых прямоугольных волноводах, разработка алгоритмов и программ расчета». №ГР 01.900031388 (1990г.).
- «Разработка широкополосного волноводного излучателя-коммутатора поляризации электромагнитного поля». №ГР 0193U007335 (1992г.).
Инв. №0393U007077.
- «Исследование научно-технических путей создания высокоэффективных излучающих систем и устройств СВЧ». №ГР UA01008658P (1992г.).
Инв. №0294U002613.

- «Определение предельно-достижимых фундаментальных характеристик излучающих систем СВЧ». №ГР UA01008659P(1992г.). Инв. №0294U002605.
- «Создание теории, математических моделей и алгоритмов расчета энергетических, частотных и поляризационных характеристик волноводно-резонаторно-щелевых излучающих структур». №ГР UA01008660P (1992г.). Инв. №0292U001400.
- «Исследование научно-технических путей создания высокоэффективных излучающих систем и устройств СВЧ с требуемыми энергетическими, частотными, поляризационными и массогабаритными характеристиками для средств специального назначения». Шифр «Мортира-УО» (1992-1995г.). Программа Министерства обороны Украины (СПП НАНУ) от 07.08.1992 г. Приказ Министерства образования Украины №1т от 08.12.1992г.
- «Исследование возможностей создания устройств СВЧ- и мм- диапазонов волн». Шифр «ТА ХГУ-21-УО» (1992-1995г.). Программа Министерства обороны Украины (СПП НАНУ) от 07.08.1992 г. Приказ Министерства образования Украины №1т от 08.12.1992г.
- «Электродинамика высокоэффективных излучателей СВЧ-устройств и антенных систем многофункциональных радиотехнических комплексов специального назначения». Шифр «Марсельеза» (1992-1995г.). Программа Министерства обороны Украины (СПП НАНУ) от 07.08.1992 г. Приказ Министерства образования Украины №1т от 08.12.1992г.
- «Створення методів розрахунку складних хвильоводно-щілинних випромінюючих систем». №ДР 0194U018564 (1994г.). Инв. №0297U001739.
- «Дослідження та розвиток методів та принципів мініатюризації випромінюючих систем та підвищення їх ефективності». №ДР 0194U018566 (1994г.). Инв. №0297U001719.
- «Теорія та практика синтезу випромінюючих систем з високою точністю реалізації електродинамічних характеристик». №ДР 0194U018563 (1994г.). Инв. №0297U001723.

- «Розвиток фізичних принципів синтезування електродинамічних характеристик решіток випромінювачів». №ДР 0197U001220 (1996г.).
Інв. №0200U004624.
- «Дослідження фізичних закономірностей електромагнітного зв'язку електродинамічних об'ємів з ускладненою внутрішньою структурою. Математичне моделювання, розрахунок та експеримент». №ДР 0197U015778 (1997г.).
Інв. №0200U004606.
- «Розробка та моделювання нетрадиційних методів розвідки, пошуку та метрологічного контролю на основі зондування багатопарових середовищ надширокосмуговими сигналами довільної поляризації для потреб різних галузей народного господарства». №ДР 198U009075 (1998г.).
Інв. № 0201U006003.
- «Фізичні та математичні проблеми розсіяння хвильоводних хвиль на щільних неоднорідностях при наявності дисипативного середовища». №ДР 0100U003338 (2000г.). Інв. №0302U001568.
- «Дослідження електромагнітних полів у близькій зоні випромінюючих систем». №ДР 0100U003339 (2000г.). Інв. №0301U002371.
- «Дослідження фізичних особливостей і математичне моделювання випромінюючих систем на основі нерегулярних та нестаціонарних дифракційних структур». №ДР 0100U003346 (2000г.). Інв. № 0301U002369.
- «Моделювання та розробка засобів надширокосмугового зондування з метою виявлення та розпізнавання неоднорідностей в композиційних середовищах». №ДР 0101U002802 (2000г.). Інв. №0203U008104.
- «Дослідження дифракції електромагнітних хвиль і нестаціонарних полів на регулярних та нерегулярних неоднорідностях у хвильоведучих структурах». №ДР 0102U000356 (2002г.). Інв. №0203U008089.
- «Дослідження електромагнітних процесів у хвильоводних та хвильоводно-щільних структурах з дисипативними та недисипативними діелектричними включеннями». №ДР 0103U004242 (2003г.). Інв. №0304U004211.

Інв. №0305U003309.

- «Дослідження фізичних і математичних аспектів проблем оптимізації випромінюючих систем мікрохвильового діапазону». №ДР 0103U004243 (2003г). Інв. №0304U004206. Інв. №0305U003235.
- «Взаємодія надширокосмугових імпульсів з неоднорідними середовищами, їх застосування в радіолокації та зв'язку». №ДР 0103U004248 (2003г.). Інв. №0304U004208. Інв. №0305U003304.

Приложение Б

Электромагнитные поля и проводимости щелей в стенках прямоугольного волновода

Б.1. Функции Грина рассматриваемых пространственных областей

1) Полупространство над бесконечным идеально проводящим экраном:

$$\hat{G}_m^{ext}(\vec{r}, \vec{r}') = \hat{I} \frac{e^{-ikR}}{R} + (\vec{e}_x \otimes \vec{e}_{x'}) \frac{e^{-ikR_0}}{R_0} - (\vec{e}_y \otimes \vec{e}_{y'}) \frac{e^{-ikR_0}}{R_0} + (\vec{e}_z \otimes \vec{e}_{z'}) \frac{e^{-ikR_0}}{R_0}, \quad (\text{Б.1})$$

где $R = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}$, $R_0 = \sqrt{(x-x')^2 + (y+y')^2 + (z-z')^2}$.

2) Бесконечный прямоугольный волновод:

$$\begin{aligned} \hat{G}_m^{in}(\vec{r}, \vec{r}') = 2\pi \sum_{m,n} \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{abk_z} e^{-k_z|z-z'|} \times \\ \times [(\vec{e}_x \otimes \vec{e}_{x'}) \sin(k_x x) \sin(k_x x') \cos(k_y (y+b)) \cos(k_y (y'+b)) + \\ + (\vec{e}_y \otimes \vec{e}_{y'}) \cos(k_x x) \cos(k_x x') \sin(k_y (y+b)) \sin(k_y (y'+b)) + \\ + (\vec{e}_z \otimes \vec{e}_{z'}) \cos(k_x x) \cos(k_x x') \cos(k_y (y+b)) \cos(k_y (y'+b))], \end{aligned} \quad (\text{Б.2})$$

где ε_m и ε_n – множители Неймана ($\varepsilon_{m,n} = 1$ при $m,n=0$; $\varepsilon_{m,n} = 2$ при $m,n \neq 0$); a и b

– размеры поперечного сечения волновода; $k_x = \frac{m\pi}{a}$, $k_y = \frac{n\pi}{b}$, $k_z = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k^2}$,

m, n – целые числа; $\otimes$ – знак тензорного умножения.

Б.2. Функции собственного поля и проводимости щелей в стенках прямоугольного волновода

1) Продольная щель в широкой стенке:

$$P_s(kd, kL) = \cos kL [Cc_i(kd, 2kL) - iSc(kd, 2kL)] + \sin kL [Cs(kd, 2kL) - iSs(kd, 2kL)]; \quad (\text{Б.3})$$

$$P_a(kd, kL) = \sin kL [Cc_i(kd, 2kL) - iSc(kd, 2kL)] - \cos kL [Cs(kd, 2kL) - iSs(kd, 2kL)]; \quad (\text{Б.4})$$

$$W_s(kd, kL) = \frac{4\pi}{ab} \sum_{m,n} \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n \cos k_x x_0 \cos k_x (x_0 + d/4)}{k_z (k_x^2 + k_y^2)} e^{-k_z L} [k_z \cos kL \operatorname{sh} k_z L + k \sin kL \operatorname{ch} k_z L]; \quad (\text{Б.5})$$

$$W_a(kd, kL) = \frac{4\pi}{ab} \sum_{m,n} \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n \cos k_x x_0 \cos k_x (x_0 + d/4)}{k_z (k_x^2 + k_y^2)} e^{-k_z L} [k_z \sin kL \operatorname{ch} k_z L - k \cos kL \operatorname{sh} k_z L]. \quad (\text{Б.6})$$

Здесь Cc_i, Sc, Cs, Ss – обобщенные интегральные функции [234], связь которых с интегральными синусом и косинусом приведена в [A23].

2) Поперечная щель в широкой стенке волновода.

$$P_0(kd, 2kL) = \sin 2kL [Cc_i(kd, 2kL) - iSc(kd, 2kL)] + 2 \sin^2 kL [Cs(kd, 2kL) - iSs(kd, 2kL)], \quad (\text{Б.7})$$

$$W_0(kd, 2kL) = \frac{8\pi}{ab} \sum_{m,n} \frac{\varepsilon_n e^{-k_z d/4}}{k_z (k^2 - k_x^2)} \cos k_x L \times \\ \times [2 \sin kL \sin^2 k_x x_0 (k \sin kL \cos k_x L - k_x \cos kL \sin k_x L) + \\ + \cos kL \sin 2k_x x_0 (k \cos kL \sin k_x L - k_x \sin kL \cos k_x L)] \quad (\text{Б.8})$$

$$W_s(kd, kL) = \frac{8\pi}{ab} \sum_{m,n} \frac{\varepsilon_n e^{-k_z d/4}}{k_z (k^2 - k_x^2)} \sin^2 \frac{m\pi}{2} \cos k_x L (k \sin kL \cos k_x L - k_x \cos kL \sin k_x L), \quad (\text{Б.9})$$

а $P_s(kd, kL)$ тождественно совпадает с (Б.3).

3) Продольная щель в узкой стенке волновода:

$$W_s(kd, kL) = \frac{2\pi}{ab} \sum_{m,n} \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n \cos k_y y_0 \cos k_y (y_0 + d/4)}{k_z (k_x^2 + k_y^2)} \times \\ \times [k_z \cos kL (1 - e^{-2k_z L}) + k \sin kL (1 + e^{-2k_z L})], \quad (\text{Б.10}) \\ W_a(kd, kL) = \frac{2\pi}{ab} \sum_{m,n} \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n \cos k_y y_0 \cos k_y (y_0 + d/4)}{k_z (k_x^2 + k_y^2)} \times \\ \times [k_z \sin kL (1 + e^{-2k_z L}) - k \cos kL (1 - e^{-2k_z L})],$$

4) Проводимости продольной щели в широкой стенке волновода:

$$\begin{aligned}
Y_s^{in}(kd, kL) &= \frac{2\pi}{abk} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_m \varepsilon_n \cos k_x x_0 \cos k_x \left(x_0 + \frac{d}{4} \right) \times \\
&\times \left\{ \left[\cos \gamma L \left(\frac{k}{k_z} \sin kL - \cos kL \right) \right] F^s(k_z L) - \right. \\
&\quad \left. - \frac{\cos kL}{k_z^2 + \gamma^2} \left[(k_z^2 + k^2) \left(\frac{\gamma}{k_z} \sin \gamma L - \cos \gamma L \right) F^s(k_z L) + \left(\frac{\pi}{a} \right)^2 F^s(kL) \right] \right\}, \\
F^s(kL) &= 2 \cos \gamma L \frac{k \sin kL \cos \gamma L - \gamma \cos kL \sin \gamma L}{(\pi/a)^2} - \cos kL \frac{\sin 2\gamma L + 2\gamma L}{2\gamma}, \\
F^s(k_z L) &= \frac{\cos \gamma L}{k_z^2 + k^2} \left[k_z \cos kL (1 - e^{-2k_z L}) + k \sin kL (1 + e^{-2k_z L}) \right] - \\
&\quad - \frac{\cos kL}{k_z^2 + \gamma^2} \left[k_z \cos \gamma L (1 - e^{-2k_z L}) + \gamma \sin \gamma L (1 + e^{-2k_z L}) \right].
\end{aligned} \tag{B.11}$$

$$\begin{aligned}
Y_a^{in}(kd, kL) &= \frac{2\pi}{abk} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_m \varepsilon_n \cos k_x x_0 \cos k_x \left(x_0 + \frac{d}{4} \right) \times \\
&\times \left\{ \left[-\sin \gamma L \left(\frac{k}{k_z} \cos kL + \sin kL \right) \right] F^a(k_z L) + \right. \\
&\quad \left. + \frac{\sin kL}{k_z^2 + \gamma^2} \left[(k_z^2 + k^2) \left(\frac{\gamma}{k_z} \cos \gamma L + \sin \gamma L \right) F^a(k_z L) - \left(\frac{\pi}{a} \right)^2 F^a(kL) \right] \right\}, \\
F^a(kL) &= -2 \sin \gamma L \frac{k \cos kL \sin \gamma L - \gamma \sin kL \cos \gamma L}{(\pi/a)^2} + \sin kL \frac{\sin 2\gamma L - 2\gamma L}{2\gamma}, \\
F^a(k_z L) &= \frac{\sin \gamma L}{k_z^2 + k^2} \left[k_z \sin kL (1 + e^{-2k_z L}) - k \cos kL (1 - e^{-2k_z L}) \right] - \\
&\quad - \frac{\sin kL}{k_z^2 + \gamma^2} \left[k_z \sin \gamma L (1 + e^{-2k_z L}) - \gamma \cos \gamma L (1 - e^{-2k_z L}) \right].
\end{aligned} \tag{B.12}$$

$$\begin{aligned}
Y_s^{ext}(kd, kL) &= \frac{1}{k} (\gamma \cos kL \sin \gamma L - k \sin kL \cos \gamma L) \left\{ \cos \gamma L e^{ikL} (Cin 4kL + iSi 4kL) - \right. \\
&- \cos kL \left[e^{i\gamma L} [Cin 2(k + \gamma)L + iSi 2(k + \gamma)L] + e^{-i\gamma L} [Cin 2(k - \gamma)L + iSi 2(k - \gamma)L] \right] \Big\} - \\
&- \left(\frac{\pi}{a} \right)^2 \frac{\cos kL}{2k} \int_{-L}^L \cos \gamma s F_s^{ext}(s) ds,
\end{aligned} \tag{B.13}$$

$$\begin{aligned}
F_s^{ext}(s) &= \int_{-L}^L (\cos ks' \cos \gamma L - \cos kL \cos \gamma s') \frac{e^{-ik\sqrt{(s-s')^2 + (d/4)^2}}}{\sqrt{(s-s')^2 + (d/4)^2}} ds' = \\
&= \cos \gamma L \{ \cos ks [2\Omega(s) - \text{Cin}2k(L+s) - \text{Cin}2k(L-s)] + \sin ks [\text{Si}2k(L+s) - \text{Si}2k(L-s)] - \\
&- i \cos ks [\text{Si}2k(L+s) + \text{Si}2k(L-s)] - i \sin ks [\text{Cin}2k(L+s) - \text{Cin}2k(L-s)] \} - \\
&- \cos kL \{ \cos \gamma s [2\Omega(s) - \text{Cin}(k+\gamma)(L+s) - \text{Cin}(k+\gamma)(L-s) - \\
&- \text{Cin}(k-\gamma)(L+s) - \text{Cin}(k-\gamma)(L-s)] + \\
&+ \sin \gamma s [\text{Si}(k+\gamma)(L+s) - \text{Si}(k+\gamma)(L-s) - \text{Si}(k-\gamma)(L+s) + \text{Si}(k-\gamma)(L-s)] - \\
&- i \cos \gamma s [\text{Si}(k+\gamma)(L+s) + \text{Si}(k+\gamma)(L-s) + \text{Si}(k-\gamma)(L+s) + \text{Si}(k-\gamma)(L-s)] - \\
&- i \sin \gamma s [\text{Cin}(k+\gamma)(L+s) - \text{Cin}(k+\gamma)(L-s) - \text{Cin}(k-\gamma)(L+s) + \text{Cin}(k-\gamma)(L-s)] \}.
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
Y_a^{ext}(kd, kL) &= \frac{1}{k} (k \cos kL \sin \gamma L - \gamma \sin kL \cos \gamma L) \left\{ \sin \gamma L e^{ikL} (\text{Si}4kL - i \text{Cin}4kL) - \right. \\
&- \sin kL \left[e^{i\gamma L} [\text{Si}2(k+\gamma)L - i \text{Cin}2(k+\gamma)L] - e^{-i\gamma L} [\text{Si}2(k-\gamma)L - i \text{Cin}2(k-\gamma)L] \right] \Big\} - \quad (\text{Б.14}) \\
&- \left(\frac{\pi}{a} \right)^2 \frac{\sin kL}{2k} \int_{-L}^L \sin \gamma s F_a^{ext}(s) ds,
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
F_a^{ext}(s) &= \int_{-L}^L (\sin ks' \sin \gamma L - \sin kL \sin \gamma s') \frac{e^{-ik\sqrt{(s-s')^2 + (d/4)^2}}}{\sqrt{(s-s')^2 + (d/4)^2}} ds' = \\
&= \sin \gamma L \{ \sin ks [2\Omega(s) - \text{Cin}2k(L+s) - \text{Cin}2k(L-s)] - \cos ks [\text{Si}2k(L+s) - \text{Si}2k(L-s)] - \\
&- i \sin ks [\text{Si}2k(L+s) + \text{Si}2k(L-s)] + i \cos ks [\text{Cin}2k(L+s) - \text{Cin}2k(L-s)] \} - \\
&- \sin kL \{ \sin \gamma s [2\Omega(s) - \text{Cin}(k+\gamma)(L+s) - \text{Cin}(k+\gamma)(L-s) - \\
&- \text{Cin}(k-\gamma)(L+s) - \text{Cin}(k-\gamma)(L-s)] - \\
&- \cos \gamma s [\text{Si}(k+\gamma)(L+s) - \text{Si}(k+\gamma)(L-s) - \text{Si}(k-\gamma)(L+s) + \text{Si}(k-\gamma)(L-s)] - \\
&- i \sin \gamma s [\text{Si}(k+\gamma)(L+s) + \text{Si}(k+\gamma)(L-s) + \text{Si}(k-\gamma)(L+s) + \text{Si}(k-\gamma)(L-s)] + \\
&+ i \cos \gamma s [\text{Cin}(k+\gamma)(L+s) - \text{Cin}(k+\gamma)(L-s) - \text{Cin}(k-\gamma)(L+s) + \text{Cin}(k-\gamma)(L-s)] \}.
\end{aligned}$$

$$\text{Здесь } \Omega(s) = \ln \frac{[\sqrt{(L+s)^2 + (d/4)^2} + (L+s)][\sqrt{(L-s)^2 + (d/4)^2} + (L-s)]}{(d/4)^2}, \text{ Si и Cin}$$

— интегральные синус и косинус.

Б.3. Ближние поля продольной щели в широкой стенке прямоугольного волновода

$$\begin{aligned}
 H_x^{in}(x, y, z) &= -\frac{2\pi}{i\omega} \sum_{m,n} \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n k_x \cos k_x x_0}{abk_z} \sin k_x x \cos k_y y F_d(z), \\
 H_y^{in}(x, y, z) &= -\frac{2\pi}{i\omega} \sum_{m,n} \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n k_y \cos k_x x_0}{abk_z} \cos k_x x \sin k_y y F_d(z), \\
 H_z^{in}(x, y, z) &= \frac{2\pi}{i\omega} \sum_{m,n} \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n \cos k_x x_0}{abk_z} \cos k_x x \cos k_y y F_z(z), \\
 E_x^{in}(x, y, z) &= \frac{2\pi k}{\omega} \sum_{m,n} \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n k_y \cos k_x x_0}{abk_z} \cos k_x x \sin k_y y F(z), \\
 E_y^{in}(x, y, z) &= -\frac{2\pi k}{\omega} \sum_{m,n} \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n k_x \cos k_x x_0}{abk_z} \sin k_x x \cos k_y y F(z), \\
 E_z^{in}(x, y, z) &\equiv 0.
 \end{aligned} \tag{Б.15}$$

$$\begin{aligned}
 H_x^{ext}(x, y, z) &= -\frac{2}{i\omega} \frac{\partial^2}{\partial z \partial x} \int_{-L}^L \frac{e^{-ikR(x,y,z;s)}}{R(x,y,z;s)} J(s) ds, \\
 H_y^{ext}(x, y, z) &= -\frac{2}{i\omega} \frac{\partial^2}{\partial z \partial y} \int_{-L}^L \frac{e^{-ikR(x,y,z;s)}}{R(x,y,z;s)} J(s) ds, \\
 H_z^{ext}(x, y, z) &= -\frac{2}{i\omega} \int_{-L}^L \frac{e^{-ikR(x,y,z;s)}}{R^4(x,y,z;s)} \left[(x^2 + y^2) \left(k^2 R(x,y,z;s) - ik - \frac{1}{R(x,y,z;s)} \right) + \right. \\
 &\quad \left. + 2(z-s)^2 \left(ik + \frac{1}{R(x,y,z;s)} \right) \right] J(s) ds, \\
 E_x^{ext}(x, y, z) &= \frac{2k}{\omega} \frac{\partial}{\partial y} \int_{-L}^L \frac{e^{-ikR(x,y,z;s)}}{R(x,y,z;s)} J(s) ds, \\
 E_y^{ext}(x, y, z) &= -\frac{2k}{\omega} \frac{\partial}{\partial x} \int_{-L}^L \frac{e^{-ikR(x,y,z;s)}}{R(x,y,z;s)} J(s) ds, \quad E_z^{ext}(x, y, z) \equiv 0.
 \end{aligned} \tag{Б.16}$$

В выражениях (Б.15), (Б.16) введены обозначения:

$$\begin{aligned}
 F(z) &= \int_{-L}^L J(s) e^{-k_z |z-s|} ds, \quad F_d(z) = -k_z e^{-k_z z} \int_{-L}^z J(s) e^{k_z s} ds + k_z e^{k_z z} \int_z^L J(s) e^{-k_z s} ds, \\
 F_z(z) &= (k^2 + k_z^2) \int_{-L}^L J(s) e^{-k_z |z-s|} ds - 2k_z J(z), \quad R(x, y, z, s) = \sqrt{x^2 + y^2 + (z-s)^2}.
 \end{aligned}$$

Приложение В

Внешние собственные и взаимные частичные проводимости

Предположим, что в бесконечно тонком и идеально проводящем экране расположена система двух щелей (рис. В.1).

Полагая, что электрическое поле в каждой из щелей направлено поперек нее и не зависит от поперечной координаты, гармоники p -той функции распределения электрического поля в щели с номером ν можно представить в виде:

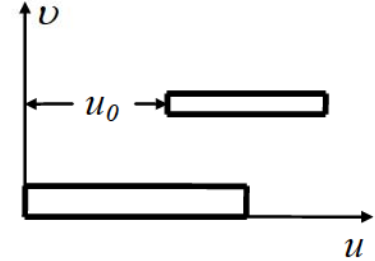


Рис. В.1. Система координат.

$$\vec{E}_{\nu p} = \vec{U}^0 \frac{1}{d_{\nu}} \sin \frac{p\pi}{l_{\nu}} (u - u_{0\nu}) \quad (\text{В.1})$$

В соответствии с определением внешней проводимости (1.22) [7], используя выражение для тензорной функции Грина [196], и с учетом (В.1) получим:

$$Y_{\nu m, pq}^{\text{ext}} = \frac{1}{2\pi k \rho d_{\nu} d_m} \iint_{S S'} \sin \frac{p\pi(u - u_{0\nu})}{l_{\nu}} \left(k^2 \varepsilon^{\text{ext}} + \frac{\partial^2}{\partial u^2} \right) \times \\ \times \frac{\exp \left[-ik \sqrt{\varepsilon^{\text{ext}}} \sqrt{(u - u')^2 + (v - v')^2} \right]}{\sqrt{(u - u')^2 + (v - v')^2}} \times \sin \frac{q\pi}{l_m} (u - u_{0m}) dS dS' \quad (\text{В.2})$$

где $\rho = 120\pi$, Ом.

Здесь следует отметить, что в работе [29] в приближении симметричного возбуждения щели, т.е. в предположении, что гармоники p и q могут быть только нечетными, были получены аналитические выражения для собственной и взаимной по гармоникам проводимостей одиночной щели при условии, что щель узкая. В этом случае в выражении (В.2) предполагалось, что $(v - v') = 0$. Эти результаты достаточно широко использовались при анализе щелевых антенных решеток. Однако при таком приближении невозможно определить их пределы применимости. В работе [176] получены выражения для внешних взаимных проводимостей произвольно ориентированных щелей. Однако численные расчеты

по полученным формулам не приведены.

Собственная проводимость одиночной щели с учетом (В.1) может быть рассчитана по формуле:

$$Y_{vv,pq}^{ext} = \frac{i}{2\pi k \rho d_v^2} \left\{ \left[k^2 \varepsilon^{ext} - \left(\frac{p\pi}{l_v} \right)^2 \right] \int_0^{l_v} \int_0^{l_v} \int_0^{d_v} \int_0^{d_v} \sin \frac{p\pi}{l_v} u \sin \frac{q\pi}{l_v} u' \times \right. \\ \times \frac{\exp \left[-ik \sqrt{\varepsilon^{ext}} \sqrt{(u-u')^2 + (v-v')^2} \right]}{\sqrt{(u-u')^2 + (v-v')^2}} du dv du' dv' + \left(\frac{p\pi}{l_v} \right) \int_0^{l_v} \int_0^{d_v} \int_0^{d_v} dv dv' du' \sin \frac{q\pi}{l_v} u' \times \\ \times \left[\frac{\exp \left(-ik \sqrt{\varepsilon^{ext}} \sqrt{(v-v')^2 + (u')^2} \right)}{\sqrt{(v-v')^2 + (u')^2}} - \cos p\pi \frac{\exp \left(-ik \sqrt{\varepsilon^{ext}} \sqrt{(v-v')^2 + (l_v - u')^2} \right)}{\sqrt{(v-v')^2 + (l_v - u')^2}} \right] \right\}. \quad (B.3)$$

По формуле (В.3) были рассчитаны собственные и взаимные по гармоникам функции распределения (частичные) проводимости щелей с различными значениями d/l и l/λ .

На рис. В.2а,б приведены расчетные зависимости от kl активной $\text{Re } Y_{11,11}(kl)$ и мнимой $\text{Im } Y_{11,11}(kl)$ частей собственной проводимости щели, обусловленной первой гармоникой ($p = q = 1$), а на рис. В.3а,б соответственно частичные проводимости, обусловленные второй гармоникой ($p = q = 2$) при различных соотношениях $d/l = 0.01; 0.1; 0.3; 0.4$. Зависимости активной части проводимостей от kl при $d/l = 0.01$ и $d/l = 0.1$ незначительно отличаются друг от друга. Отличие проводимостей возрастает с увеличением электрической длины щели и ее ширины. Значения реактивной части проводимостей для щелей, длина которых близка к $l = \lambda/2$ (на рис. В.2а,б $kl = \pi$), при аппроксимации поля в щели полуволевой синусоиды ($p = q = 1$) или при $l = \lambda$ (на рис. В.3а,б $kl = 2\pi$), когда поле в щели аппроксимируется волновой функцией ($p = q = 2$), незначительно изменяются при увеличении ширины щели d , поскольку функция распределения поля в каждой из щелей практически определяется соответствующей гармоникой. Однако видно, что при незначительном изменении kl величина проводимости существенно изменяется и сильно зависит от ширины щели. Сравнение

наших расчетов [A16] с расчетами, приведенными в работе [29], показало, что формулы в [29] справедливы для щелей, у которых $d/l \leq 0.1$. При этом ошибка в расчетах проводимостей в приближении узкой щели [29] не превышает 5%.

Таким образом, если щелевой излучатель представляет собой щель с соотношением $d/l \geq 0.1$, то при решении СЛАУ внешнюю собственную проводимость щели следует определять, используя выражение (B.3). Следует отметить, что (B.3) является точным выражением для внешней проводимости щели по сравнению с квазиодномерным приближением ($|\nu - \nu'| \approx d_v/4$), используемым во 2 разделе.

Поскольку в дальнейшем в работе будет рассмотрена система щелевых излучателей, то целесообразно в данном разделе привести некоторые результаты расчета внешней взаимной проводимости $Y_{12,pq}^{ext}$ системы двух щелей в зависимости от длины щелей, их взаимного расположения и аппроксимации поля в щели. Зависимость взаимной проводимости щелей от электрического расстояния между ними $Y_{12,11}^{ext}(k\nu)$ приведена на рис. В.4 для случая, когда $u_0 = 0$, а $l_1 = l_2$. Параметром на рис. В.4 является электрическая длина щели l/λ при $d/l = 0.2$. Значительное влияние ширины щелей наблюдается только при малых расстояниях между излучателями. На рис. В.4 тонкими кривыми приведены результаты расчета внешней взаимной проводимости, полученной на основании принципа двойственности. Наблюдается сильное отличие значений взаимных проводимостей, полученных разными методами, в данном случае при $l/\lambda = 0.3$ и $l/\lambda = 0.62$. Следует отметить, что для полуволновых щелей результаты расчетов практически совпадают. Именно этим объясняется тот факт, что для таких щелей проводимости, вычисленные в приближении, основанном на принципе двойственности, позволяют получить расчётные результаты характеристик щелей хорошо совпадающие с экспериментальными данными.

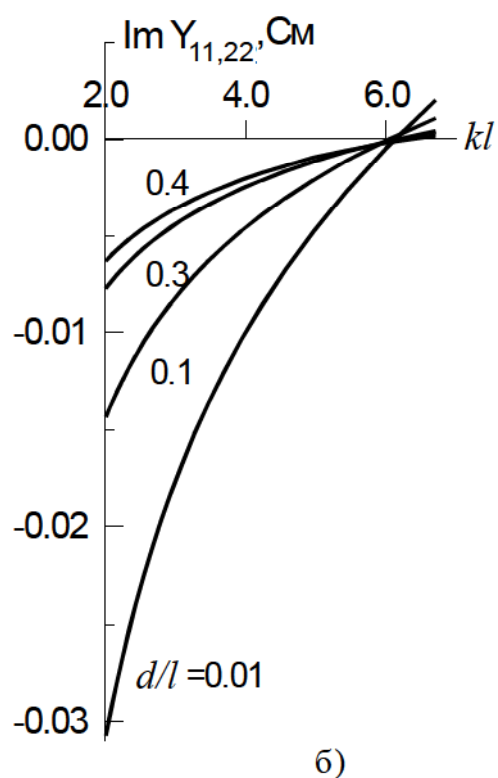
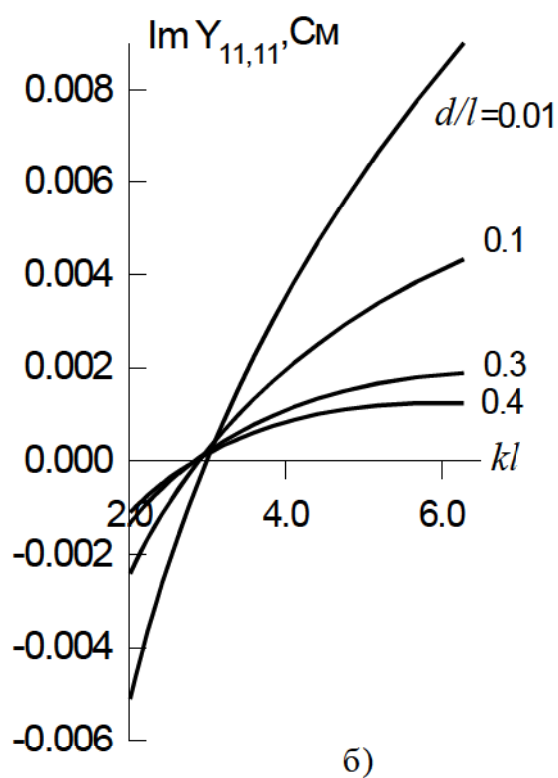
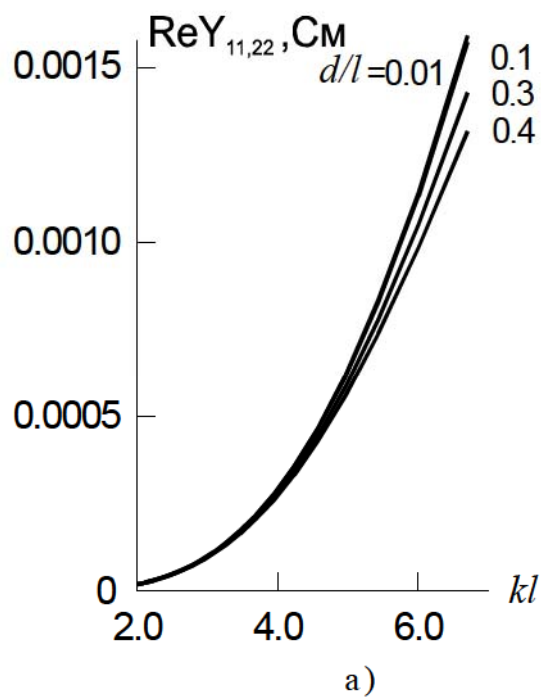
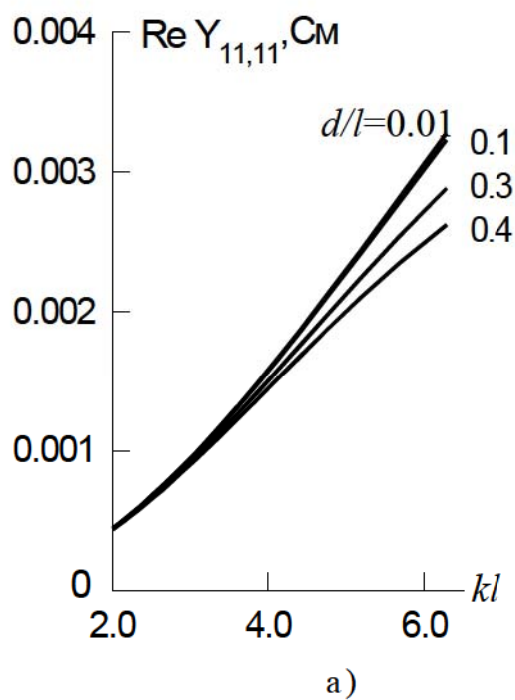


Рис. В.2. Зависимость собственной проводимости щели на первой гармонике от kl .

Рис. В.3. Зависимость собственной проводимости щели на второй гармонике от kl .

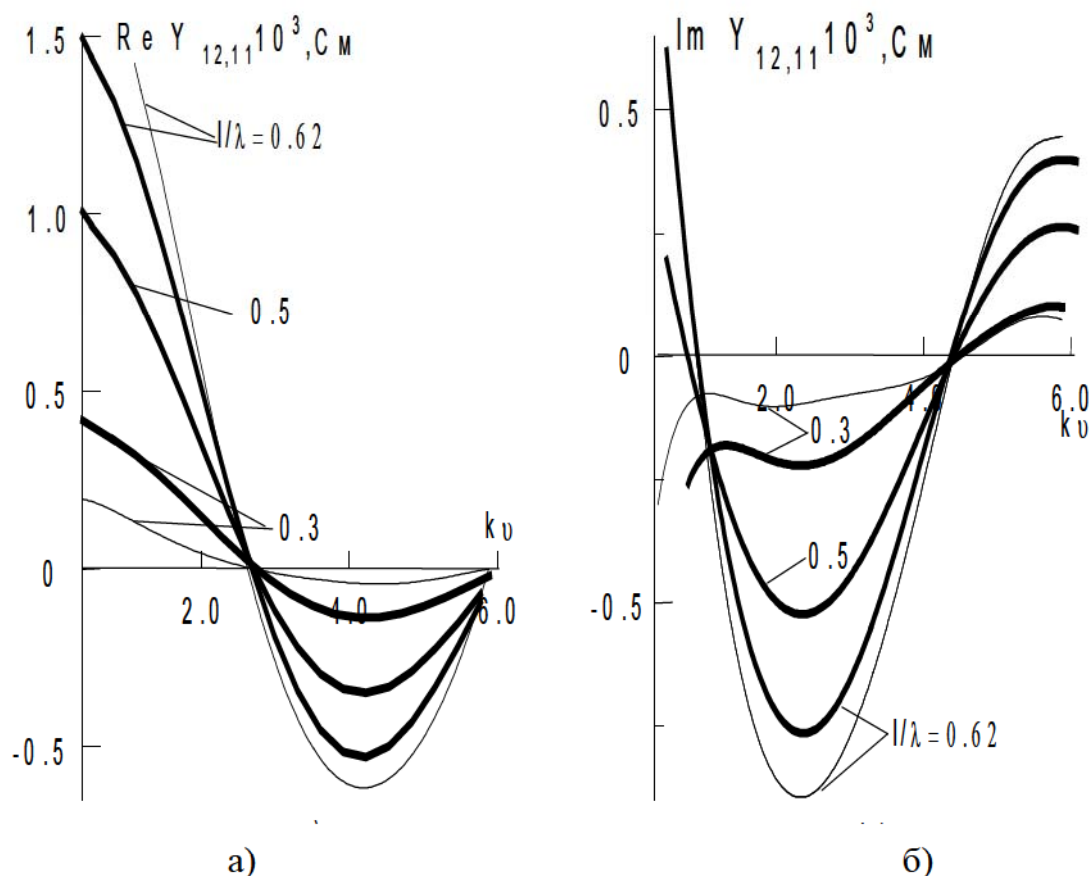


Рис. В.4. Взаимные проводимости щелей равной длины.

На рис. В.5 приведены зависимости $Y_{12,11}^{ext}(kv)$ симметрично расположенных ($u_0 = 0$) щелей разной длины, когда $l_1/\lambda_2 = 1$, $l_2/\lambda_2 = 0.5$, $d_2/l_2 = 0.2$. Эти параметры характеризуют излучающие свойства щелей в коротковолновом диапазоне на частоте f_2 . Из графиков на рис. В.5 видно, что при малых расстояниях между излучателями различной длины активная часть взаимной проводимости на частоте f_2 может быть больше значения собственной проводимости щели длиной l_2 (рис. В.4а; кривая $l/\lambda = 0.5$). Кривые зависимостей значений взаимной проводимости по гармоникам разной четности от величины смещения щелей относительно друг друга (для случая, когда $u_0 \neq 0$) приведены на рис. В.6.

В зависимости от электрической длины щелей, от их ширины и положения в волноводе внешнее взаимное влияние щелей может быть значительно большим, чем их взаимодействие по возбуждающему волноводу.

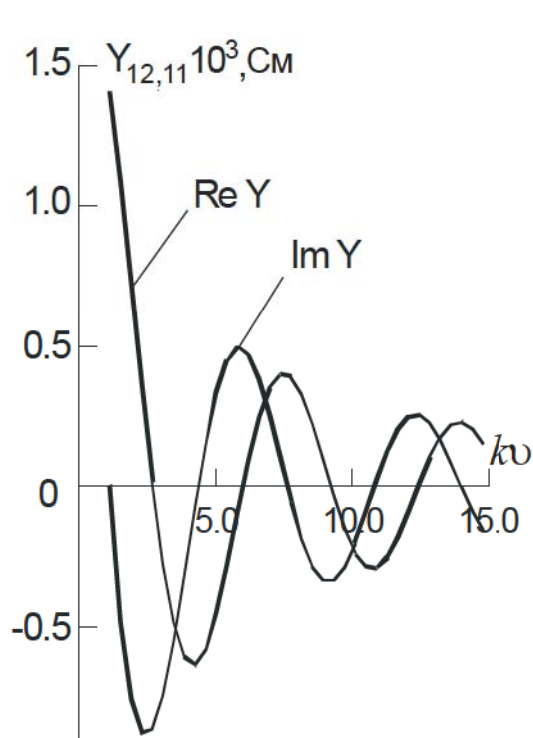


Рис. В.5. Взаимные проводимости щелей разной длины.

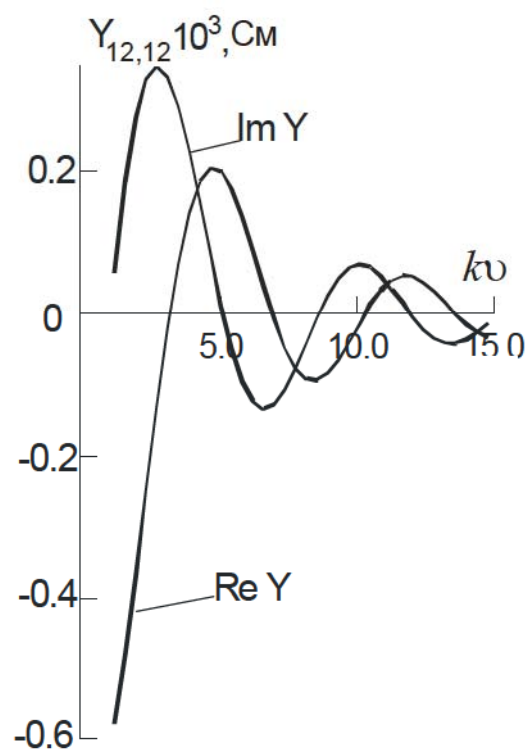


Рис. В.6. Взаимные проводимости первой и второй гармоник.

Приложение Д

Излучатели сложной конфигурации

Д.1. Интегро-дифференциальное уравнение для тока в криволинейной щели в приближении бесконечно тонкой стенки волновода

Будем считать, что щель расположена в бесконечно тонкой стенке волновода и радиус кривизны щели значительно больше ее длины: $l/R_{щ} \ll 1$. В этом случае параметр $\vartheta \ll 1$ и можно считать, что $\sin \varphi \approx \varphi$, $\cos \varphi \approx 1$. Тогда из выражения (4.15) следует, что

$$i_{0v} = H_{0z} + \varphi H_{0x}, \quad \varphi = -z/R_{щ},$$

Уравнение (4.33) в этом приближении запишется как

$$\left(\frac{d^2}{dz^2} + \frac{d^2}{dx^2} + \kappa^2 \right) I[x, z, E] = -i \mu \omega [\bar{H}_{0z} + \varphi \bar{H}_{0x}]; \quad (\text{Д.1})$$

где

$$I[x, z, E] = \int_S \bar{G}(x, z, x', z') E(x', z') dz' dx',$$

$$\bar{G}(x, z, x', z') = \bar{G}_2^{ext}(x, z, x', z') + \bar{G}_2^{in}(x, z, x', z'),$$

а $\bar{G}_2^{in}$, $\bar{G}_2^{ext}$ – значения функций Грина второй краевой задачи для внутренней и внешней областей волновода [199], вычисляемые при $y = y' = 0$. При определении функции $\bar{G}_2^{ext}$ предполагается, что сторона волновода, на которой расположена щель, является бесконечным экраном.

Представим электрическое поле в щели в следующем виде:

$$E(z, v) = U(z) f(v),$$

где функция $f(v)$ учитывает распределение поля поперек щели. В случае бесконечно тонкой стенки волновода функция $f(v)$ определяется выражением (4.26). В дальнейшем в качестве весовой функции $f(v)$ в формулах усреднения будем использовать функцию (4.26).

Преобразуем уравнение (Д.1) к виду, удобному для численного интегриро-

вания. Сделаем замену переменных $v_1 = v - d/2$, $z_1 = z + l_0/2$ и введем безразмерные переменные $\xi = z_1/l_0$, $\eta = v_1/d$. В новых переменных усредненные по v, v' функции Грина запишутся как (для удобства записи переобозначим штриховые координаты точек источников ξ', η' как ξ_1, η_1)

$$\overline{G}_2^{in} = \frac{2l_0}{abp} B_1(\xi - \xi_1), \quad \overline{G}_2^{ext} = \frac{1}{2\pi l_0} B_0(\xi - \xi_1),$$

где

$$B_1(\xi - \xi_1) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} c_n^2 \frac{e^{-pg_{nm}|\xi - \xi_1|}}{g_{nm} e_n e_m}; \quad (Д.2)$$

$$B_0(\xi - \xi_1) = e^{-ip|\xi - \xi_1|} I_0(\xi - \xi_1); \quad (Д.3)$$

$$I_0(\xi - \xi_1) = \int_0^1 \int_0^1 \frac{\varphi(\eta) \varphi(\eta_1) d\eta d\eta_1}{\sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + \delta^2 (\eta - \eta_1)^2}},$$

$$c_n = \int_0^1 \cos \left[x_n \left(X_0 - \frac{1}{2} + \eta \right) \right] \varphi(\eta) d\eta, \quad \varphi(\eta) = \frac{1}{\pi \sqrt{\eta(1-\eta)}}; \quad (Д.4)$$

$$g_{nm} = \sqrt{q_1^2 n^2 + q_2^2 m^2 - 1}, \quad q_1 = \frac{\lambda}{2a}, \quad q_2 = \frac{\lambda}{2b};$$

$$p = \frac{2\pi l_0}{\lambda}, \quad X_0 = \frac{x_0}{d}, \quad x_n = \frac{\pi d}{a} n, \quad \delta = \frac{d}{l_0}, \quad e_n = \begin{cases} 2, & n=0 \\ 1, & n \geq 1 \end{cases}, \quad e_m = \begin{cases} 2, & m=0 \\ 1, & m \geq 1 \end{cases}.$$

Выражения для компонент поля $\overline{H}_{0z}$ и $\overline{H}_{0x}$ можно записать в виде:

$$\overline{H}_{0z} = \frac{H_0}{d} c_1 e^{-ipg_{10}\xi}, \quad \overline{H}_{0x} = i \frac{2a g_{10}}{\lambda} s_1 e^{-ipg_{10}\xi},$$

где

$$s_1 = \int_0^1 \sin \left[x_1 \left(X_0 - \frac{1}{2} + \eta \right) \right] \varphi(\eta) d\eta, \quad g_{10} = \sqrt{1 - q_1^2}.$$

Уравнение (Д.1) в безразмерных переменных запишется как

$$\frac{d^2 I}{d\xi^2} + p^2 I = -U_0 \left[ic_1 - g_{s1} Q \left(\xi - \frac{1}{2} \right) \right] e^{-ipg_{10}\xi}, \quad (Д.5)$$

где

$$I = I(\xi) = \int_0^1 B(\xi - \xi_1) U(\xi_1) d\xi_1,$$

$$B(\xi - \xi_1) = \frac{1}{2} B_0(\xi - \xi_1) + \varsigma B_1(\xi - \xi_1); \quad (Д.6)$$

$$\varsigma = \frac{2\pi l_0^2}{abp}, \quad \vartheta = \frac{l_0}{R}, \quad Q = \frac{2ag_{10}}{\lambda}, \quad U_0 = \pi \mu \omega l_0^2 H_0.$$

Интегральное уравнение (Д.5) дополняется заданием нулевых граничных условий для напряженности поля на концах щели $U(0) = U(1) = 0$, аналогичных (4.17).

Д.2. Алгоритм численного расчета амплитудно-фазового распределения поля в криволинейной щели

Методика численной реализации уравнения (4.44) основывалась на использовании метода конечных разностей [199]. Для этого интервал $[0, 1]$ разбивается на $N - 1$ равных подинтервалов с шагом (длиной) $h = \frac{1}{N - 1}$. Координаты узлов (точек) ξ при этом равны

$$\xi_i = (i - 1)h, \quad i = 1, \dots, N.$$

Поскольку ядро $B(\xi - \xi_1)$ имеет особенность при $\xi = \xi_1$, положение узлов коллокации ξ_i не должно совпадать с положением узлов ξ_{1i} . Поэтому они располагаются на некотором расстоянии от ξ_{1i} :

$$\xi_{1i} = \xi_i + h/n_\xi, \quad i = 1, \dots, N - 1; \quad \xi_{1N} = \xi_N - h/n_\xi,$$

где значение $n_\xi \geq 3$ выбирается эмпирически.

Выпишем разностную аппроксимацию входящих в уравнение (4.44) дифференциальных и интегральных операторов. Для этого введем следующие обозначения:

$$D_i = \int_0^1 B_0(\xi_i - \xi_1) \left(c_1 + i\vartheta s_1 Q \left(\xi_1 - \frac{1}{2} \right) \right) e^{-ip\xi_1} d\xi_1;$$

$$B_{ij} = B(\xi_i - \xi_{1j}), \quad B_{0ij} = B_0(\xi_i - \xi_{1j}), \quad B_{1ij} = B_1(\xi_i - \xi_{1j});$$

$$\Phi_j = \Phi(\xi_{1j}), \quad i, j = 1, \dots, N.$$

Тогда разностные аналоги будут иметь следующий вид:

$$\int_0^1 B(\xi - \xi_1) \Phi(\xi_1) d\xi_1 \sim \sum_{j=2}^{N-1} B_{ij} \Phi_j h, \quad i=1, \dots, N;$$

$$\int_0^1 \left[B_0(\xi - \xi_1) \left(p^2 + \frac{d^2}{d\xi_1^2} \right) \int_0^1 B_1(\xi_1 - \xi_2) \Phi(\xi_2) d\xi_2 \right] d\xi_1 \sim$$

$$\sim p^2 h^2 \sum_{j=2}^{N-1} \sum_{ii=2}^{N-1} B_{0i,ii} B_{1ii,j} \Phi_j + h^2 \sum_{j=2}^{N-1} \sum_{ii=2}^{N-1} B_{0i,ii} \frac{B_{1ii-1,j} - 2B_{1ii,j} + B_{1ii+1,j}}{h^2} \Phi_j, \quad i=1, \dots, N$$

$$D_i \sim h \sum_{j=2}^{N-1} B_{0ij} \left[c_1 + i \vartheta s_1 Q \left| \xi_{1j} - \frac{1}{2} \right| \right] e^{-g_{10} p \xi_{1j}}, \quad i=1, \dots, N;$$

$$f_i = \left[-i \left(c_1 - 2 \vartheta s_1 \frac{g_{10}}{p q_1^2} Q \right) + \vartheta s_1 Q \left| \xi_i - \frac{1}{2} \right| \right] e^{-i p g_{10} \xi_i}, \quad i=1, \dots, N,$$

где $\left| \xi_i - \frac{1}{2} \right| = \xi_i - \frac{1}{2}$, $f_i = f(\xi_i)$, если щель имеет вид дуги

$$\int_0^{\xi_i} \sin p t \Phi(t) dt \sim \sum_{j=2}^i \sin p \xi_{1j} \Phi_j h, \quad \int_0^{\xi_i} \cos p t \Phi(t) dt \sim \sum_{j=2}^i \cos p \xi_{1j} \Phi_j h;$$

$$B_{ij}^1 \sim \sum_{n=0}^{nm} \sum_{m=0}^{nm} c_n^2 \frac{e^{-p g_{nm} |\xi_i - \xi_{1j}|}}{g_{nm} e_n e_m},$$

где количество членов ряда nm и nm подбиралось эмпирически.

При аппроксимации B_0 интервал $[0, 1]$ разбивался на N_e равных подинтервалов, так что

$$\eta_k = (k-1)/(N_e-1), \quad \eta_l = (l-1)/(N_e-1); \quad k, l=1, N_e.$$

Тогда

$$\varphi_k = \frac{1}{\pi \sqrt{\eta_k(1-\eta_k)}},$$

$$B_{0ij} \sim \left(\frac{1}{N_e-1} \right)^2 e^{-i p |\xi_i - \xi_{1j}|} \sum_{k=1}^{N_e} \sum_{l=1}^{N_e} \frac{\varphi_k \varphi_l}{\sqrt{(\xi_i - \xi_{1j})^2 + \delta^2 (\eta_k - \eta_l)^2}},$$

где количество членов ряда N_e подбирается эмпирически.

Д.3. Алгоритмы расчета энергетических характеристик и диаграммы направленности криволинейной щели

Величина отражаемой щелью мощности P_1 , и мощности, проходящей в нагрузку P_2 , определяются как

$$P_1 = P_0 \left(1 - |C_1^{-1}|^2 \right); \quad P_2 = P_0 \left(|1 + C_1^{+1}|^2 \right).$$

Здесь P_0 – суммарная мощность возбуждающей волны, а коэффициенты $C_1^{\pm 1}$ определяются как $C_1^{\pm 1} = -\frac{1}{N_{11}} \int_{S^{in}} (\vec{E}^{in} \times \vec{H}^{\mp 1}) d\vec{S}$, где $\vec{H}^{\pm 1}$ – магнитные поля парциальных волн, бегущих вдоль волновода в противоположных направлениях {в данном случае поле основной волны H_{10} ($\mu = 1$ в [7])}, причем $\vec{H}^{+1}$ совпадает с направлением возбуждающего щель поля, $\vec{E}^{in}$ – напряженность электрического поля в щели на ее поверхности S^{in} , N_{11} – нормировочный коэффициент.

Коэффициент отражения $|S_{11}|$, коэффициент прохождения $|S_{12}|$ и коэффициент излучения поля из щели $|S_{\Sigma}|^2$, могут быть определены [7] как

$$|S_{11}| = C^{-1}, \quad |S_{12}| = 1 + C^{+1}, \quad |S_{\Sigma}|^2 = 1 - |S_{11}|^2 - |S_{12}|^2. \quad (Д.7)$$

В данном случае при возбуждении волновода волной H_{10}

$$C^{-1} = -\beta_1 A_{10}^{+1}; \quad C^{+1} = -\beta_1 A_{10}^{-1},$$

где
$$A_{10}^{+1} = c_1 \int_0^1 \Phi(\xi) e^{-ipg_{10}\xi} d\xi - i\vartheta Q s_1 \int_0^1 \left| \xi - \frac{1}{2} \right| \Phi(\xi) e^{-ipg_{10}\xi} d\xi,$$

$$A_{10}^{-1} = c_1 \int_0^1 \Phi(\xi) e^{ipg_{10}\xi} d\xi + i\vartheta Q s_1 \int_0^1 \left| \xi - \frac{1}{2} \right| \Phi(\xi) e^{ipg_{10}\xi} d\xi,$$

$\beta_1 = \frac{\mathcal{M}_0}{2al g_{10}}$, параметры s_1, σ, Q – были определены ранее, а c_1 выражается фор-

мулой (Д.4) при $n = 1$, когда $x_n = x_1 = \pi d/a$. Необходимая для нахождения амплитуд $C^{\pm 1}$ волн, возбуждаемых щелью, функция распределения электрического по-

ля в щели $\Phi(\xi)$ определяется из решения уравнения (4.43) или (4.44).

Все константы, входящие в выражения для $A_{10}^{\pm 1}$ известны, и значения функции $\Phi(\xi)$ после решения системы уравнений (4.45), (4.46) определены в узлах сетки. Поэтому интегралы, входящие в $A_{10}^{\pm 1}$ можно заменить их численной аппроксимацией. Для этого использовался метод Симпсона [235] согласно которому

$$\int_a^b \psi(x) dx \approx \sum_{k=1,3,5,\dots}^{N-2} \frac{h}{3} (\psi_k + 4\psi_{k+1} + \psi_{k+2}),$$

где N – число узлов на интервале $[a, b]$, h – расстояние между двумя соседними узлами при равномерном разбиении. Для того, чтобы этой интегральной суммой определялся весь интервал, число N выбирается нечетным.

В соответствии с этой формулой для интегралов, например, A_{10}^{+1} , можно записать:

$$\begin{aligned} \int_0^1 \Phi(\xi) e^{-ipg_{10}\xi} d\xi &\approx \frac{h}{3} \sum_{j=1,3,\dots}^{N-2} \left(\Phi_j e^{-ipg_{10}\xi_{1j}} + 4\Phi_{j+1} e^{-ipg_{10}\xi_{1j+1}} + \Phi_{j+2} e^{-ipg_{10}\xi_{1j+2}} \right); \\ \int_0^1 \left| \xi - \frac{1}{2} \right| \Phi(\xi) e^{-ipg_{10}\xi} d\xi &\sim \frac{h}{3} \sum_{j=1,3,\dots}^{N-2} \left(\Phi_j e^{-ipg_{10}\xi_{1j}} \left| \xi_{1j} - \frac{1}{2} \right| + \right. \\ &\quad \left. + 4\Phi_{j+1} e^{-ipg_{10}\xi_{1j+1}} \left| \xi_{1j+1} - \frac{1}{2} \right| + \Phi_{j+2} e^{-ipg_{10}\xi_{1j+2}} \left| \xi_{1j+2} - \frac{1}{2} \right| \right). \end{aligned}$$

Аналогично аппроксимируются интегралы, входящие в выражение для A_{10}^{-1} .

Для определения диаграммы направленности излучения щелевой антенны необходимо дать асимптотическое представление функций Грина для внешней области на расстояниях, значительно превышающих длину волны и размеры волновода:

$$r \gg \lambda, \quad r \gg a, b. \quad (\text{Д.8})$$

Функции Грина для внешней области при наличии экрана имеют вид

$$G_1^{ext}(\vec{r}, \vec{r}') = -\frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial n'} \left(\frac{e^{-ikR}}{R} - \frac{e^{-ikR_1}}{R_1} \right); \quad (\text{Д.9})$$

$$G_2^{ext}(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{e^{-ikR}}{R} + \frac{e^{-ikR_1}}{R_1} \right), \quad (\text{Д.10})$$

где $R = |\vec{r} - \vec{r}'|$, $R_1 = |\vec{r}_1 - \vec{r}'|$; $\vec{r}, \vec{r}_1$ – радиус-векторы точки наблюдения и симметричной ей относительно экрана точки, $\partial/\partial n'$ – производная вдоль внешней нормали относительно внешней области по переменной $\vec{r}'$.

Используя систему координат, представленную на рис. Д.1, запишем

$$\vec{r} = \vec{r}(x, y, z), \quad \vec{r}_1 = \vec{r}(x, -y, z);$$

$$R = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2}, \quad R_1 = \sqrt{(x - x')^2 + (y + y')^2 + (z - z')^2};$$

$$\frac{\partial}{\partial n'} = \frac{\partial}{\partial y'}$$

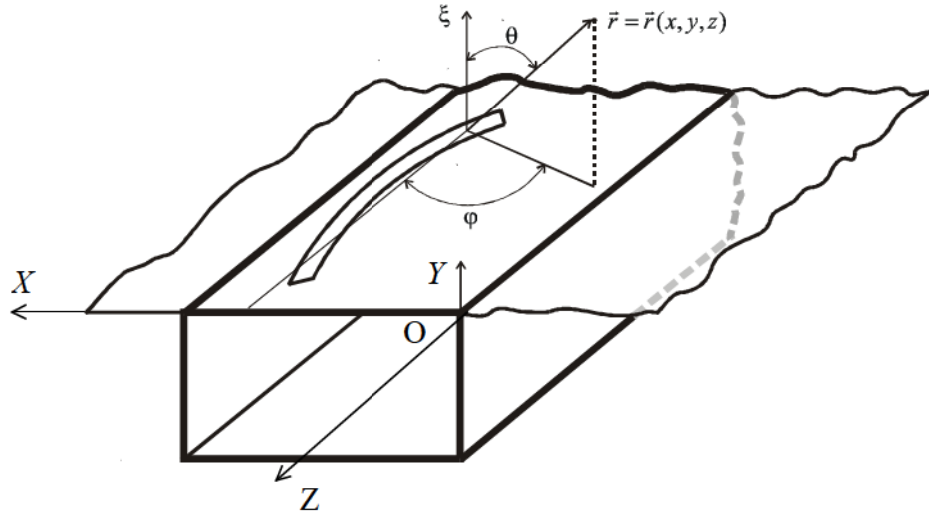


Рис. Д.1. К определению диаграммы направленности.

Дальнейшие вычисления удобно проводить в сферической системе координат, положив, что $z = r \sin \theta \cos \varphi$, $x = r \sin \theta \sin \varphi$, $\xi = -y = r \cos \theta$, где θ – угол между нормалью к щели и радиус-вектором точки наблюдения (рис. Д.1).

Так как в интегралах для f_e^α и f_m^α в (4.36), функции Грина берутся на боковой стенке волновода, то при подстановке (Д.9), (Д.10) в (4.36) в них необхо-

димо перейти к пределам $y \rightarrow 0, y' \rightarrow 0$. Устремляя потом $r \rightarrow \infty$, получаем асимптотическое представление функций Грина на стенке волновода в виде:

$$\begin{aligned} \text{на } S^{ext} : \quad G_2^{ext}(\vec{r}, \vec{r}') &= \frac{1}{2\pi} \psi(\rho); \quad \psi(\rho) \equiv \frac{e^{-ik\rho}}{\rho}; \\ G_1^{ext}(\vec{r}, \vec{r}') &= \frac{\xi}{2\pi\rho} \psi'(\rho) \cong -\frac{ik\xi}{2\pi\rho} \psi(\rho). \end{aligned}$$

Здесь опущены члены порядка λ^2/r^2 и введены обозначения

$$\psi'(\rho) = \frac{d\psi(\rho)}{d\rho}, \quad \rho = |\vec{r} - \vec{r}'| \cong r - \vec{r}^0 \cdot \vec{r}'$$

где $\vec{r}^0 = \vec{r}/r = \sin\theta \sin\varphi \vec{i}_x + \sin\theta \cos\varphi \vec{i}_z + \cos\theta \vec{i}_\xi$ — единичный вектор, направленный вдоль радиус-вектора точки наблюдения.

Окончательно, с точностью вплоть до членов первого порядка по отношению λ/r , будем иметь на S^{ext} :

$$G_1^{ext}(\vec{r}, \vec{r}') = -\frac{ik}{2\pi} \psi(r) \cos\theta e^{ik\vec{r}^0 \cdot \vec{r}'}; \quad G_2^{ext}(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{1}{2\pi} \psi(r) e^{ik\vec{r}^0 \cdot \vec{r}'}.$$

Подставляя полученные выражения для функций Грина в соотношения для f_e^α и f_m^α , получим следующие выражения для потенциалов Герца:

$$\begin{aligned} f_e^{ext}(\vec{r}) &= -ik\psi(r)\Psi_e(\varphi, \theta), \quad f_m^{ext}(\vec{r}) = \psi(r)\Psi_m(\varphi, \theta); \quad (\text{Д.11}) \\ \Psi_e(\varphi, \theta) &= \frac{\cos\theta}{2\pi} \int_0^{l_0} \int_{-d/2}^{d/2} e^{ik\vec{r}^0 \cdot \vec{r}'} \hat{\Phi}_e^{ext}(z') dx' dz'; \\ \Psi_m(\varphi, \theta) &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{l_0} \int_{-d/2}^{d/2} e^{ik\vec{r}^0 \cdot \vec{r}'} E_v^{ext}(z') dx' dz'. \end{aligned}$$

Значение напряженности поля на внешней стороне щели связано с E^{in} соотношением (4.38).

Используя разложение орта $\vec{i}_z$ по базисным векторам сферической системы

$$\vec{e}_r, \vec{e}_\varphi, \vec{e}_\theta: \quad \vec{i}_z = \sin\theta \cos\varphi \vec{e}_r + \cos\theta \cos\varphi \vec{e}_\theta - \sin\varphi \vec{e}_\varphi$$

и формулы векторного анализа, на основании соотношений (4.1), (4.2), (Д.11)

находим компоненты электрического и магнитного полей в асимптотическом пределе (Д.8):

$$H_\varphi = \frac{i}{\mu\omega} \frac{\partial E_\theta}{\partial r} = \frac{k}{\mu\omega} E_\theta, \quad H_r \sim \frac{\lambda^2}{r^2}; H_\theta = -\frac{i}{\mu\omega} \frac{\partial E_\varphi}{\partial r} = -\frac{k}{\mu\omega} E_\varphi;$$

$$E_\theta = -ik\psi(r) \left[k^2 \cos\theta \cos\varphi \Psi_e(\varphi, \theta) + \sin\varphi \Psi_m(\varphi, \theta) \right];$$

$$E_\varphi = ik\psi(r) \left[k^2 \sin\varphi \Psi_e(\varphi, \theta) - \cos\theta \cos\varphi \Psi_m(\varphi, \theta) \right].$$

Здесь не приведена компонента электрического поля E_r , имеющая порядок λ/r , так как она не дает вклада в вектор плотности потока электромагнитной энергии.

Из полученных выражений следует, что вектор плотности потока электромагнитной энергии имеет только радиальную составляющую:

$$\vec{S} = (\text{Re } \vec{E}) \times (\text{Re } \vec{H}) = \frac{k}{\mu\omega} \left[(\text{Re } E_\theta)^2 + (\text{Re } E_\varphi)^2 \right] \vec{e}_r.$$

Модуль $|\vec{S}|$ определяет интенсивность электромагнитного излучения и выражается как:

$$I = \langle |\vec{S}| \rangle = \frac{k}{2\mu\omega} \left(|E_\theta|^2 + |E_\varphi|^2 \right) = \frac{k^3}{2\mu\omega} \frac{1}{r^2} \Omega(\varphi, \theta);$$

$$\Omega(\varphi, \theta) = \left| k^2 \cos\theta \cos\varphi \Psi_e(\varphi, \theta) + \sin\varphi \Psi_m(\varphi, \theta) \right|^2 +$$

$$+ \left| k^2 \sin\varphi \Psi_e(\varphi, \theta) - \cos\theta \cos\varphi \Psi_m(\varphi, \theta) \right|^2,$$

где функция $\Omega(\varphi, \theta)$ определяет диаграмму направленности излучения щелевой антенны по мощности.

Выражение для I можно преобразовать к виду:

$$I = \frac{P_s}{r^2} \Omega_0(\gamma^{ext}) \Omega(\varphi, \theta);$$

$$P_s = \frac{U_0^2 A^{ext}}{2Z_0 p^2 q_1^2} \left(\frac{l_0}{\lambda} \right)^2, \quad Z_0 = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}};$$

$$\Omega_0(\gamma^{ext}) = \frac{\sin \gamma^{ext}}{\gamma^{ext}}, \quad \gamma^{ext} = \frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta \sin \varphi;$$

$$\Omega(\varphi, \theta) = \frac{1}{A^{ext}} \left(\sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi \cdot \cos^2 \theta \right) \left(k^4 |I_e|^2 + |I_m|^2 \right); \quad (Д.12)$$

$$A^{ext} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \left(\sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi \cdot \cos^2 \theta \right) \left(k^4 |I_e|^2 + |I_m|^2 \right) \sin \varphi d\theta d\varphi;$$

$$I_e = \int_0^1 e^{ipf(\varphi, \theta)\xi} \Phi_e^{ext} [\Phi^{ext}] d\xi, \quad I_m = \int_0^1 e^{ipf(\varphi, \theta)\xi} \Phi^{in} d\xi, \quad f(\varphi, \theta) = \sin \theta \cos \varphi;$$

$$\Phi_e^{ext} [\Phi^{ext}] = -L^1 \sin \varphi \Phi^{ext}.$$

Здесь $\Phi^\alpha = \Phi^\alpha(\xi) = E^\alpha(\xi)/E_*$, $E_* = U_*/d$, $U_* = U_0/p^2 q_1^2$, P_s – суммарная мощность излучения щелевой антенны, Z_0 – волновое сопротивление среды (в вакууме $Z_0 \approx 377$ ом). В случае узкой щели, $d \ll \lambda$, $\Omega_0(\gamma^{ext}) = 1$, поэтому диаграмма излучения будет определяться функцией $\Omega(\varphi, \theta)$.

При слабой искривленности щели $|\varphi| \ll 1$ оператор $\Phi_e^{ext} [\Phi^{ext}]$ можно упростить, так что

$$k^4 |I_e|^2 = p^2 |F(1)|^2 \left| \int_0^1 e^{ipf(\varphi, \theta)\xi} \left(\frac{F(\xi)}{F(1)} - \frac{\sin p\xi}{\sin p} \right) d\xi \right|^2;$$

$$F(\xi) = \sin p\xi \int_0^\xi \cos p\xi_1 \varphi(\xi_1) \Phi(\xi_1) d\xi_1 - \cos p\xi \int_0^\xi \sin p\xi_1 \varphi(\xi_1) \Phi(\xi_1) d\xi_1;$$

$$\varphi(\xi_1) = \frac{l_0}{R} \left(\xi_1 - \frac{1}{2} \right).$$

Отметим, что для резонансных щелей, длины которых удовлетворяют условию $l_0 = (\lambda/2)m$, $m = 1, 2, 3, \dots$, данное представление некорректно.

Д.4. Внутренняя проводимость наклонной щели в узкой стенке прямоугольного волновода

В данном случае с учетом (4.55) и (4.54) коэффициенты разложения иско-

мого поля (4.53) по собственным волнам волновода h_s^h , h_s^e и по потенциальным функциям h_s^p запишутся как

$$\begin{aligned}
 h_s^h &= \frac{i\omega}{\omega_c^2 - \omega^2} \frac{V_{n0}}{d} \sqrt{\frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{\mu abc}} \left\{ (-1)^{p+1} \frac{1}{N_n^h} \frac{e^{-i\gamma_\varepsilon \frac{c}{2}}}{kc} \left[\omega_c \frac{\gamma_\varepsilon}{k} F^h + \omega \frac{k_z}{k_c} V^h \right] + \frac{F_1^h - V_1^h}{2} \right\}; \\
 h_s^e &= \frac{i\omega}{\omega_c^2 - \omega^2} \frac{V_{n0}}{d} \frac{2}{\sqrt{\mu abc}} \left\{ (-1)^{p+1} \frac{1}{N_n^e} \frac{e^{-i\gamma_\varepsilon \frac{c}{2}}}{kc} \left[\omega_c \frac{\gamma_\varepsilon}{k} F^e + k_z \frac{\omega_c}{k_c} V^e \right] + \frac{F_1^e - V_1^e}{2} \right\}; \\
 h_s^p &= \frac{i}{\omega} \frac{V_{n0}}{d} \sqrt{\frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{\mu abc}} \left[V_1^p - F_1^p - (-1)^{p+1} \frac{ke^{-i\gamma_\varepsilon \frac{c}{2}}}{\gamma_\varepsilon} \frac{\kappa}{k_c} V^h \right]. \quad (\text{Д.13})
 \end{aligned}$$

Подставляя (4.55) и (4.53) в (1.22), с учетом (4.54) и (Д.13) выражение для внутренней проводимости щели запишется в виде.

$$\begin{aligned}
 Y^{in} &= \frac{1}{4} \frac{i}{abcd^2} \frac{1}{120\pi} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{p=0}^{\infty} \varepsilon_m \varepsilon_n \varepsilon_p \left[\frac{k}{k_c^2 - k^2} \left((-1)^{p+1} \frac{e^{-i\gamma_\varepsilon \frac{c}{2}}}{\gamma_\varepsilon} \left[\frac{k_c \gamma_\varepsilon}{k} F^h + \frac{kk_z}{k_c} V^h \right] \times \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. \times (F_1^h + V_1^h) - F_1^{h^2} + V_1^{h^2} \right) \right. \\
 &\quad \left. - \frac{1}{k} \left(V^{p^2} - F^{p^2} - (-1)^{p+1} \frac{ke^{-i\gamma_\varepsilon \frac{c}{2}}}{\gamma_\varepsilon} \frac{\kappa}{k_c} V^h (F^p + V^p) \right) \right] - \\
 &\quad - \frac{i}{abcd^2} \frac{1}{120\pi} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{p=0}^{\infty} \varepsilon_p \frac{k}{k_c^2 - k^2} \left[(-1)^{p+1} \frac{e^{-i\gamma_\varepsilon \frac{c}{2}}}{\gamma_\varepsilon} (\gamma_\varepsilon F^e + k_z V^e) (F_1^e + V_1^e) + \right. \\
 &\quad \left. + F_1^{e^2} - V_1^{e^2} \right]. \quad (\text{Д.14})
 \end{aligned}$$

В (Д.13), (Д.14) введены обозначения:

$$N_n^h = -\frac{2\gamma_\varepsilon}{kc\sqrt{\varepsilon\mu}}, \quad N_n^e = \frac{2\gamma_\varepsilon}{kc\sqrt{\varepsilon\mu}}, \quad \omega = \frac{k}{\sqrt{\varepsilon_a \mu_a}}, \quad \omega_c = \frac{k_c}{\sqrt{\varepsilon_a \mu_a}},$$

$\varepsilon_a = \varepsilon_0 \varepsilon$, $\mu_a = \mu_0 \mu$, ε и μ – относительные значения соответственно диэлектрической и магнитной проницаемости среды, ε_a и μ_a – абсолютные значения диэлектрической и магнитной проницаемости среды, m, n, p – целые числа,

$$F^h = -2iJ - 2\frac{k_x \gamma_e}{\kappa k} [1 + (-1)^n] G^S, \quad F^e = -2J^e;$$

$$V^h = -2D^h, \quad V^e = 2D^e - \frac{2k_y}{\kappa} [(-1)^n + 1] G^S;$$

$$V^p = -2D^p, \quad F^p = -2iJ^p + 2\frac{k_z k_x}{\kappa k_c} [1 + (-1)^n] G_1^S;$$

$$G^S = \frac{4L/\pi}{1 - (2Lk_x/\pi)^2} \left[\sin \Lambda \left(C_h + D_h \frac{2Lk_x}{\pi} - \cos \frac{l\pi}{4L} \right) + \right. \\ \left. + \cos \Lambda \left(A_h - B_h \frac{2Lk_x}{\pi} + \sin \frac{l\pi}{4L} \right) \right] \frac{\sin \gamma_e \frac{d}{2}}{\gamma_e};$$

$$J^e = \frac{k_x}{\kappa} i \cos \vartheta \cos k_y \frac{b}{2} \left[M_h \frac{\sin \chi_h \frac{d}{2}}{\chi_h} - N_h \frac{\sin \Psi_h \frac{d}{2}}{\Psi_h} \right];$$

$$J^h = \cos k_y \frac{b}{2} \left[\alpha^h N_h \frac{\sin \Psi_h \frac{d}{2}}{\Psi_h} - \beta^h M_h \frac{\sin \chi_h \frac{d}{2}}{\chi_h} \right];$$

$$D^e = \frac{k_x}{\kappa} \cos \vartheta \sin k_y \frac{b}{2} \left[N_h \frac{\sin \Psi_h \frac{d}{2}}{\Psi_h} + M_h \frac{\sin \chi_h \frac{d}{2}}{\chi_h} \right];$$

$$D^h = \sin k_y \frac{b}{2} \left[\alpha^h N_h \frac{\sin \Psi_h \frac{d}{2}}{\Psi_h} + \beta^h M_h \frac{\sin \chi_h \frac{d}{2}}{\chi_h} \right];$$

$$J^p = \cos k_y \frac{b}{2} \left[\alpha^p N_{h1} \frac{\sin \Psi_{h1} \frac{d}{2}}{\Psi_{h1}} - \beta^p M_{h1} \frac{\sin \chi_{h1} \frac{d}{2}}{\chi_{h1}} \right],$$

$$M_h = \frac{\sin(\varphi_h - \zeta_h)}{\frac{\pi}{2L} - \eta_h} + \frac{\sin(\varphi_h + \zeta_h)}{\frac{\pi}{2L} + \eta_h};$$

$$\begin{aligned}
D^p &= \sin k_y \frac{b}{2} \left[\alpha^p N_{h1} \frac{\sin \Psi_{h1} \frac{d}{2}}{\Psi_{h1}} + \beta^p M_{h1} \frac{\sin \chi_{h1} \frac{d}{2}}{\chi_{h1}} \right], \\
N_h &= \frac{\sin(\varphi_h + f_h)}{\frac{\pi}{2L} + \xi_h} + \frac{\sin(\varphi_h - f_h)}{\frac{\pi}{2L} - \xi_h}; \\
\alpha^h &= \frac{\gamma_\epsilon k_y}{k\kappa} \cos \vartheta + \frac{\kappa}{k} \sin \vartheta, & \alpha^p &= -\frac{k_y}{k_c} \cos \vartheta + \frac{k_z}{k_c} \sin \vartheta; \\
\beta^h &= \frac{\gamma_\epsilon k_y}{k\kappa} \cos \vartheta - \frac{\kappa}{k} \sin \vartheta, & \beta^p &= -\frac{k_y}{k_c} \cos \vartheta - \frac{k_z}{k_c} \sin \vartheta; \\
A_h &= \sin \frac{l_\epsilon \pi}{4L} \cos k_x l_\epsilon, \quad B_h = \cos \frac{l_\epsilon \pi}{4L} \sin k_x l_\epsilon, \quad C_h = \cos \frac{l_\epsilon \pi}{4L} \cos k_x l_\epsilon, \quad D_h = \sin \frac{l_\epsilon \pi}{4L} \sin k_x l_\epsilon; \\
\chi_h &= k_y \sin \vartheta - \gamma_\epsilon \cos \vartheta, & \Psi_h &= -k_y \sin \vartheta - \gamma_\epsilon \cos \vartheta; \\
\eta_h &= -k_y \cos \vartheta - \gamma_\epsilon \sin \vartheta, & \xi_h &= k_y \cos \vartheta - \gamma_\epsilon \sin \vartheta, \quad \Lambda = \frac{\pi}{4L} \left(\frac{b}{\cos \vartheta} + l_\epsilon \right); \\
f_h &= \frac{\xi_h b}{2 \cos \vartheta}, \quad \varphi_h = \frac{\pi b}{4L \cos \vartheta}, \quad \zeta_h = \frac{\eta_h b}{2 \cos \vartheta}, \quad k_c = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}; \\
\kappa &= \sqrt{k_x^2 + k_y^2}, \quad \gamma_\epsilon = \sqrt{k^2 - \kappa^2}, \quad c = \frac{d}{\cos \vartheta} + b \tan \vartheta, \quad k_x = \frac{m\pi}{a}, \quad k_y = \frac{n\pi}{b}, \quad k_z = \frac{2p\pi}{c}; \\
k &= \frac{2\pi}{\lambda}, \quad \varepsilon_m = \begin{cases} 1, & m=0 \\ 2, & m \neq 0 \end{cases}, \quad \varepsilon_n = \begin{cases} 1, & n=0 \\ 2, & n \neq 0 \end{cases}, \quad \varepsilon_p = \begin{cases} 1, & p=0 \\ 2, & p \neq 0 \end{cases}.
\end{aligned}$$

В (Д.13), (Д.14) выражения для $F_1^h, F_1^e, V_1^h, V_1^e$ получаются из соответствующих выражений для F^h, F^e, V^h, V^e путем замены в них γ_ϵ на k_z и k на k_c . Полученное выражение (Д.14) для внутренней проводимости сводится к аналогичному выражению работы [82] только в случае наклонной щели без вырезов (когда $l_\epsilon = 0$). Ранее отмечалось, что формулы и результаты по численному определению проводимостей щели, полученные в работе [82] неверны.

Д.5. Проводимости щели с изменяющейся шириной

Определив с использованием (1.12),(4.16) поле, возбуждаемое щелью $\vec{H}_u^{in}(\vec{e}_s)$ в виде (4.53) находим внутреннюю проводимость щели (1.22).

Полученные выражения справедливы как для собственной внутренней проводимости щели, т.е. когда $p = q$, так и для взаимной по гармоникам внутренней проводимости ($p \neq q$):

$$\begin{aligned}
 Y_{pq}^{in} &= - \int_0^l dz \int_{x_0-d/2}^{x_0+d/2} dx \frac{\sin \frac{q\pi}{l} z}{d} \Psi_{mn}^h h_z^h = \\
 &= - \sum_m \sum_n \frac{(2 - \delta_{0m})(2 - \delta_{0n})}{abj\omega\mu} \cos^2 \left(\frac{m\pi}{a} x_0 + \frac{m\pi}{2} \right) \times \\
 &\times \int_0^l dz \left(\frac{\sin \left[\frac{m\pi}{2a} \left(\frac{(d_2 - d_1)}{l} z + d_1 \right) \right]}{\frac{m\pi}{2a} \left(\frac{(d_2 - d_1)}{l} z + d_1 \right)} \right) \left\{ - \frac{\sin \left[\frac{m\pi}{2a} \left(\frac{(d_2 - d_1)}{l} z + d_1 \right) \right]}{\frac{m\pi}{2a} \left(\frac{(d_2 - d_1)}{l} z + d_1 \right)} \sin \frac{p\pi}{l} z + \right. \\
 &\left. + \frac{\chi^2}{2i\gamma_{hmn}} \left[e^{-i\gamma_{hmn}z} \int_0^z dz' e^{i\gamma_{hmn}z'} \frac{\sin \left[\frac{m\pi}{2a} \left(\frac{(d_2 - d_1)}{l} z' + d_1 \right) \right]}{\frac{m\pi}{2a} \left(\frac{(d_2 - d_1)}{l} z' + d_1 \right)} \sin \frac{p\pi}{l} z' + \right. \right. \\
 &\left. \left. + e^{i\gamma_{hmn}z} \int_0^l dz' e^{-i\gamma_{hmn}z'} \frac{\sin \left[\frac{m\pi}{2a} \left(\frac{(d_2 - d_1)}{l} z' + d_1 \right) \right]}{\frac{m\pi}{2a} \left(\frac{(d_2 - d_1)}{l} z' + d_1 \right)} \sin \frac{p\pi}{l} z' \right] \right\} \sin \frac{q\pi}{l} z.
 \end{aligned} \tag{Д.15}$$

Магнитодвижущая сила рассчитывается для щели в волноводе, в котором распространяется волна только основного типа H_{10} . В предположении, что в волновод поступает единичная мощность, z -я составляющая магнитного поля имеет вид:

$$H_{0z} = \frac{2\chi}{\sqrt{\gamma k_0 \rho_0 ab}} \cos \left(\frac{\pi}{a} x + \frac{\pi}{2} \right) e^{-i\gamma z}, \tag{Д.16}$$

где $\rho_0 = 377 \text{ Ом}$.

С учетом (1.24) для магнитодвижущей силы, получаем следующее выражение:

$$F_q = \frac{2\chi}{\sqrt{\gamma k_0 \rho_0 ab}} \int_0^l dz \sin \frac{q\pi}{l} z e^{-j\gamma z} \frac{\sin \frac{\pi((d_2 - d_1)z/l + d_1)}{2a}}{\frac{\pi((d_2 - d_1)z/l + d_1)}{2a}} \cos\left(\frac{\pi}{a}x_0 + \frac{\pi}{2}\right). \quad (\text{Д.17})$$

Для вычисления внешней проводимости непрямоугольной щели используется формула для прямоугольной щели с усредненной шириной $d_{cp} = \frac{1}{2}(d_1 + d_2)$.

Рассмотрим задачу при представлении тока в щели в виде (4.58)-(4.59).

В этом случае

$$J_{qmx}(\chi_z) = c_2 \cos \chi_m x_0 \left[G_x e^{i\chi_z(L+r_1)} F_{mx}(\chi_z, l+r_1) + D_x e^{i\chi_z r_1} F_{mx}(\chi_z, r_1) \right];$$

$$J_{q mz}(\chi_z) = c_{1m} \cos \chi_m x_0 \left[G_z e^{i\chi_z(L+r_1)} F_{mz}(\chi_z, l+r_1) + D_z e^{i\chi_z r_1} F_{mz}(\chi_z, r_1) \right];$$

$$c_{1m} = \left(\frac{\varepsilon_{m'}}{2\pi a} \right) \left(-\frac{1}{2\varphi_0} \right); \quad c_2 = \left(-\frac{2}{2\pi a} \right) \left(\frac{1}{2\varphi_0} \right);$$

$$F_{mx}(\chi_z, s) = \int_{-\varphi_0}^{\varphi_0} \sin(\varphi) \left(\frac{e^{i\chi_m \varphi s}}{\chi_q^2 - (\chi_z + \chi_m \varphi)^2} - \frac{e^{-i\chi_m \varphi s}}{\chi_q^2 - (\chi_z - \chi_m \varphi)^2} \right) d\varphi;$$

$$F_{mz}(\chi_z, s) = \int_{-\varphi_0}^{\varphi_0} \cos(\varphi) \left(\frac{e^{i\chi_m \varphi s}}{\chi_q^2 - (\chi_z + \chi_m \varphi)^2} + \frac{e^{-i\chi_m \varphi s}}{\chi_q^2 - (\chi_z - \chi_m \varphi)^2} \right) d\varphi;$$

$$G_z = \frac{-(-1)^q \chi_q}{2}; \quad G_x = \frac{G_z}{i}; \quad D_z = \frac{\chi_q}{2}; \quad D_x = \frac{D_z}{i}.$$

В результате могут быть записаны выражения для компонент магнитного вектора Герца

$$\begin{aligned} \Pi_{qx}^m(\mathbf{r}) = & \left(\frac{V_q}{2\omega \mu ab} \right) \left(-\frac{1}{2\varphi_0} \right) \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{\gamma_{mn}} \cos \chi_m x_0 \sin \chi_m x \cos \chi_n y \times \\ & \times \left(G_x F_{mx}(\gamma_{mn}, L+r_1) \cdot e^{i\gamma_{mn}(L+r_1-z)} + D_x F_{mx}(-\gamma_{mn}, r_1) e^{-i\gamma_{mn}(r_1-z)} \right); \end{aligned} \quad (\text{Д.18})$$

$$\begin{aligned}
\Pi_{qz}^m(\vec{r}) = & \left(\frac{V_q}{2\omega\mu ab} \right) \left(-\frac{1}{2\varphi_o} \right) \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{\gamma_{mn}} \cos \chi_m x_0 \cos \chi_m x \cos \chi_n y \times \\
& \times \left(G_z F_{mz}(\gamma_{mn}, L + r_1) \cdot e^{i\gamma_{mn}(L+r_1-z)} + D_z F_{mz}(-\gamma_{mn}, r_1) e^{-i\gamma_{mn}(r_1-z)} \right); \\
\gamma_{mn} = & \sqrt{k^2 - \chi_m^2 - \chi_n^2}; \quad \varepsilon_m = 1 - \delta_{0m}; \quad \chi_m = \frac{m\pi}{a}.
\end{aligned} \tag{Д.19}$$

Выражение для внутреннего магнитного поля может быть получено в виде:

$$\begin{aligned}
H_{qx}(\vec{r}) = & \left(\frac{V_q}{2\omega\mu ab} \right) \left(-\frac{1}{2\varphi_o} \right) \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{\gamma_{mn}} \cos \chi_m x_0 \sin \chi_m x \cos \chi_n y \times \\
& \times \left\{ G_x \left((k^2 - \chi_m^2) F_{mx}(\gamma_{mn}, L + r_1) + (-\chi_m \gamma_{mn}) F_{mz}(\gamma_{mn}, L + r_1) \right) e^{i\gamma_{mn}(L+r_1-z)} + \right. \\
& \left. + D_x \left((k^2 - \chi_m^2) F_{mx}(-\gamma_{mn}, r_1) + (\chi_m \gamma_{mn}) F_{mz}(-\gamma_{mn}, r_1) \right) e^{-i\gamma_{mn}(r_1-z)} \right\};
\end{aligned} \tag{Д.20}$$

$$\begin{aligned}
H_{qz}(\vec{r}) = & \left(\frac{V_q}{2\omega\mu ab} \right) \left(-\frac{1}{2\varphi_o} \right) \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{\gamma_{mn}} \cos \chi_m x_0 \cos \chi_m x \cos \chi_n y \times \\
& \times \left\{ G_z \left((k^2 - \gamma_{mn}^2) F_{mz}(\gamma_{mn}, L + r_1) + (-\chi_m \gamma_{mn}) F_{mx}(\gamma_{mn}, L + r_1) \right) \cdot e^{i\gamma_{mn}(L+r_1-z)} + \right. \\
& \left. + D_z \left((k^2 - \gamma_{mn}^2) F_{mz}(-\gamma_{mn}, r_1) + (\chi_m \gamma_{mn}) F_{mx}(-\gamma_{mn}, r_1) \right) \cdot e^{-i\gamma_{mn}(r_1-z)} \right\};
\end{aligned} \tag{Д.21}$$

Предельный переход в выражениях для тока при $\varphi_o \rightarrow 0$, $\varphi_o r_1 \rightarrow d/2$ приводит к известной в литературе модели для узкой прямоугольной продольной щели [48-54].

$$J_{qmx}(\chi_z) = 0; \quad J_{q mz}(\chi_z) = \left(\frac{\varepsilon_{m'}}{2\pi a} \right) \cos \chi_m x_0 \left(\frac{\sin \frac{\chi_m d}{2}}{\frac{\chi_m d}{2}} \right) \left(\frac{\chi_q}{\chi_z^2 - \chi_q^2} \right) \left(e^{i\chi_z l} (-1)^q - 1 \right).$$

$$H_x(\vec{r}) = 0;$$

$$\begin{aligned}
H_z(\vec{r}) = & \frac{V}{i\omega\mu ab} \sum_{m,n=0}^{\infty} \varepsilon_m \varepsilon_n \cos \chi_m x_0 \left[\frac{\sin \left(\frac{\chi_m d}{2} \right)}{\frac{\chi_m d}{2}} \right] \left(\frac{1}{\chi_q^2 - \gamma_{mn}^2} \right) \times \\
& \times \left\{ \left[k^2 - \chi_q^2 \right] \cos \chi_1 z + \chi_{mn}^2 \chi_q \frac{\cos \gamma_{mn} z}{i\gamma_{mn}} e^{-i\gamma_{mn} l/2} \right\} \cos \chi_m x \cos \chi_n y.
\end{aligned}$$

Запишем выражение для определения внутренних проводимостей щели:

$$Y_{pq}^{in} = - \left\{ \int_{sl} \left[\frac{1}{2r\varphi_0} \right] \sin \chi_p (r - r_1) \sin \varphi \frac{1}{V_q} H_{qx}^{in}(\vec{r}) ds - \right. \\ \left. - \int_{sl} \left[\frac{1}{2r\varphi_0} \right] \sin \chi_p (r - r_1) \cos \varphi \frac{1}{V_q} H_{qz}^{in}(\vec{r}) ds \right\}. \quad (\text{Д.22})$$

$$Y_{pq}^{in} = \left(\frac{1}{2\varphi_0} \right)^2 \left(\frac{1}{2\omega\mu ab} \right) \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{\gamma_{mn}} \cos \chi_m x_0 \times \\ \times \left\{ (G_x((k^2 - \chi_m^2)F_{mx}(\gamma_{mn}, L + r_1) + (-\gamma_{mn}\chi_m)F_{mz}(\gamma_{mn}, L + r_1))) S_1 - \right. \\ - (G_z((k^2 - \gamma_{nm}^2)F_{mz}(\gamma_{mn}, L + r_1) + (-\gamma_{mn}\chi_m)F_{mx}(\gamma_{mn}, L + r_1))) C_1 + \\ + (D_x((k^2 - \chi_m^2)F_{mx}(-\gamma_{mn}, r_1) + (\gamma_{mn}\chi_m)F_{mz}(-\gamma_{mn}, r_1))) S_2 - \\ \left. - (D_z((k^2 - \gamma_{nm}^2)F_{mz}(-\gamma_{mn}, r_1) + (\gamma_{mn}\chi_m)F_{mx}(-\gamma_{mn}, r_1))) C_2 \right\};$$

$$S_1 = \int_{S_{sl}} \sin \chi_p (r - r_1) \sin \varphi \sin \chi_m x e^{i\gamma_{mn}(L+r_1-z)} dr d\varphi,$$

$$S_2 = \int_{S_{sl}} \sin \chi_p (r - r_1) \sin \varphi \sin \chi_m x e^{-i\gamma_{mn}(r_1-z)} dr d\varphi,$$

$$C_1 = \int_{S_{sl}} \sin \chi_p (r - r_1) \cos \varphi \cos \chi_m x e^{i\gamma_{mn}(L+r_1-z)} dr d\varphi,$$

$$C_2 = \int_{S_{sl}} \sin \chi_p (r - r_1) \cos \varphi \cos \chi_m x e^{-i\gamma_{mn}(r_1-z)} dr d\varphi.$$

Использование функции Грина полупространства и процедуры интегрирования по частям позволяют найти следующее выражение для внешних проводимостей:

$$Y_{pq}^{ext} = - \left(\frac{1}{2\varphi_0 V_q} \right) \left\{ \int_{-\varphi_0}^{\varphi_0} \int_{r_1}^{r_1+l} \left(- \frac{\chi_p}{r} \cos(\chi_p(r - r_1)) + (\chi_p^2 + k^2) \sin(\chi_p(r - r_1)) \right) \times \right. \\ \times \Pi_{qr}^m(r, \varphi, 0) dr d\varphi - \int_{-\varphi_0}^{\varphi_0} \chi_p \cos(\chi_p l) \Pi_{qr}^m(r_1 + l, \varphi, 0) d\varphi + \int_{-\varphi_0}^{\varphi_0} \chi_p \Pi_{qr}^m(r_1, \varphi, 0) d\varphi \left. \right\}, \quad (\text{Д.23})$$

где $\Pi_{qr}^m(\vec{r})$ – радиальная компонента вектора Герца

$$\Pi_{qr}^m(\vec{r}) = \frac{V_q}{4\pi i \omega \mu \varphi_0} \int_{-\varphi_0}^{\varphi_0} \int_{r_1}^{r_1+l} \sin(\chi_q(r' - r_1)) \frac{e^{ik|r-r'|}}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dr' d\varphi', \quad \chi_q = q\pi/l. \quad \text{Реальная часть}$$

функции Грина имеет интегрируемую особенность при $\vec{r} = \vec{r}'$.

Компоненты падающего магнитного поля на поверхности щели при возбуждении в волноводе волны основного типа могут быть представлены следующими выражениями:

$$(\vec{H}_{\perp}^0)_{\tau} = [i\gamma_{10}(\chi_1) \sin \chi_1 x e^{-i\gamma_{10}z}] \vec{x}^0; \quad (\vec{H}_z^0)_{\tau} = [(\chi_1)^2 \cos \chi_1 x e^{-i\gamma_{10}z}] \vec{z}^0$$

где $\gamma_{10} = \sqrt{k^2 - \chi_1^2}$; $\chi_1 = \pi/a$.

Магнитодвижущую силу запишем в следующем виде:

$$\begin{aligned} F_p = & \left[\frac{1}{2\varphi_0} \right] \cos \chi_1 x_0 \chi_1 \left\{ i\sqrt{k^2 - (\chi_1)^2} \times \right. \\ & \times \int_{-\varphi_0}^{\varphi_0} \sin \varphi \int_{r_1}^{r_1+l} \sin(\chi_p(r - r_1)) \sin(\chi_1 r \sin \varphi) e^{-i\gamma_{10}z} dr d\varphi - \\ & \left. - \chi_1 \int_{-\varphi_0}^{\varphi_0} \cos \varphi \int_{r_1}^{r_1+l} \sin(\chi_p(r - r_1)) \cos(\chi_1 r \sin \varphi) e^{-i\gamma_{10}z} dr d\varphi \right\} \end{aligned} \quad (\text{Д.24})$$

Отметим, что выражения (Д.22), (Д.23) и (Д.24) в предельном переходе при $d_1 = d_2$ совпадают с соответствующими выражениями для продольной щели.

Приложение Ж

Система двух щелей: взаимные проводимости, энергетические характеристики

Ж.1. Метод усреднения в системе двух щелей

Система интегро-дифференциальных уравнений (5.2) с использованием представлений для тока в щелях (5.3) и метода наведенных МДС сводится к СЛАУ вида:

$$\begin{cases} J_{01}^s Y_{11}^{\Sigma ss}(kL_1, kL_1) + J_{02}^s Y_{12}^{\Sigma ss}(kL_1, kL_2) + J_{02}^a Y_{12}^{\Sigma sa}(kL_1, kL_2) = -\frac{i\omega}{2k} F_{M_1}^s(kL_1), \\ J_{01}^a Y_{11}^{\Sigma aa}(kL_1, kL_1) + J_{02}^s Y_{12}^{\Sigma as}(kL_1, kL_2) + J_{02}^a Y_{12}^{\Sigma aa}(kL_1, kL_2) = -\frac{i\omega}{2k} F_{M_1}^a(kL_1), \\ J_{02}^s Y_{22}^{\Sigma ss}(kL_2, kL_2) + J_{01}^s Y_{21}^{\Sigma ss}(kL_2, kL_1) + J_{01}^a Y_{21}^{\Sigma sa}(kL_2, kL_1) = -\frac{i\omega}{2k} F_{M_2}^s(kL_2), \\ J_{02}^a Y_{22}^{\Sigma ss}(kL_2, kL_2) + J_{01}^s Y_{21}^{\Sigma as}(kL_2, kL_1) + J_{01}^a Y_{21}^{\Sigma aa}(kL_2, kL_1) = -\frac{i\omega}{2k} F_{M_2}^a(kL_2). \end{cases} \quad (\text{Ж.1})$$

Здесь

$$Y_{mn}^{\Sigma \left\{ \begin{smallmatrix} ss & sa \\ as & aa \end{smallmatrix} \right\}}(kL_m, kL_n) = \frac{1}{2k} \int_{-L_m}^{L_m} f_m^{s,a}(s_m) \left[\left(\frac{d^2}{ds_m^2} + k^2 \right) \int_{-L_n}^{L_n} f_n^{s,a}(s'_n) G_{s_n}^{\Sigma}(s_m, s'_n) ds'_n \right] ds_m \quad (\text{Ж.2})$$

– нормированные собственные ($m = n$) и взаимные ($m \neq n$) проводимости щелей;

$$F_{M_m}^{s,a}(kL_m) = \int_{-L_m}^{L_m} f_m^{s,a}(s_m) H_{0s_m}^{s,a}(s_m) ds_m \quad (\text{Ж.3})$$

– парциальные (s, a) магнитодвижущие силы.

Полагая, что система щелей возбуждается волной типа H_{10} , распространяющейся из области $z = -\infty$, выберем в качестве $f_m^{s,a}(s_m)$ функции, найденные методом усреднения при решении интегрального уравнения относительно магнитного тока в одиночной продольной щели в прямоугольном волноводе:

$$\begin{aligned} f_m^s(s_m) &= \cos k s_m \cos k_g L_m - \cos k L_m \cos k_g s_m, \\ f_m^a(s_m) &= \sin k s_m \sin k_g L_m - \sin k L_m \sin k_g s_m, \end{aligned} \quad (\text{Ж.4})$$

где $k_g = \sqrt{k^2 - k_{\text{кр}}^2} = 2\pi / \lambda_g$, λ_g — длина волны в волноводе; $k_{\text{кр}} = 2\pi / \lambda_{\text{кр}}$, $\lambda_{\text{кр}} = 2a$ — критическая длина H_{10} волны.

Подставляя (Ж.4) в (Ж.2) и используя выражение для магнитной функции Грина бесконечного прямоугольного волновода (2.5), получаем внутренние взаимные проводимости щелей:

$$\begin{aligned} Y_{\begin{Bmatrix} 12 \\ 21 \end{Bmatrix}}^{\text{inss}}(kL_m, kL_n) &= \frac{2\pi}{ab} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{kk_z} \text{ch} k_z z_0 \cos k_x x_{0m} \cos k_x (x_{0n} + \frac{d_n}{4}) \times \\ &\times \left\{ \cos k_g L_n (k \sin k L_n - k_z \cos k L_n) F^s(k_z L_m) - \frac{\cos k L_n}{k_z^2 + k_g^2} \times \right. \\ &\times [k_z k_c^2 F^s(kL_m) \left\{ \frac{1}{\text{ch} k_z z_0} \right\} + (k_z^2 + k^2)(k_g \sin k_g L_n - k_z \cos k_g L_n) F^s(k_z L_m)] \}, \end{aligned} \quad (\text{Ж.5})$$

$$\begin{aligned} Y_{\begin{Bmatrix} 12 \\ 21 \end{Bmatrix}}^{\text{inas}}(kL_m, kL_n) &= \frac{2\pi}{ab} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{kk_z} \text{sh} k_z z_0 \cos k_x x_{0m} \cos k_x (x_{0n} + \frac{d_n}{4}) \times \\ &\times \left\{ \mp \cos k_g L_n (k \sin k L_n - k_z \cos k L_n) F^a(k_z L_m) + \frac{\cos k L_n}{k_z^2 + k_g^2} \times \right. \\ &\times [k_z k_c^2 F^a(kL_m) \left\{ -\frac{\sin k_g z_0}{\text{sh} k_z z_0} \right\} \pm (k_z^2 + k^2)(k_g \sin k_g L_n - k_z \cos k_g L_n) F^a(k_z L_m)] \}, \end{aligned} \quad (\text{Ж.6})$$

$$\begin{aligned} Y_{\begin{Bmatrix} 12 \\ 21 \end{Bmatrix}}^{\text{inqa}}(kL_m, kL_n) &= \frac{2\pi}{ab} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{kk_z} \text{ch} k_z z_0 \cos k_x x_{0m} \cos k_x (x_{0n} + \frac{d_n}{4}) \times \\ &\times \left\{ -\sin k_g L_n (k \cos k L_n + k_z \sin k L_n) F^a(k_z L_m) + \frac{\sin k L_n}{k_z^2 + k_g^2} \times \right. \\ &\times [k_z k_c^2 F^a(kL_m) \left\{ \frac{1}{\text{ch} k_z z_0} \right\} + (k_z^2 + k^2)(k_g \cos k_g L_n + k_z \sin k_g L_n) F^a(k_z L_m)] \}, \end{aligned} \quad (\text{Ж.7})$$

$$\begin{aligned}
Y_{\{12\} \atop \{21\}}^{insa}(kL_m, kL_n) = & \frac{2\pi}{ab} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{k k_z} \operatorname{sh} k_z z_0 \cos k_x x_{0m} \cos k_x (x_{0n} + \frac{d_n}{4}) \times \\
& \times \{ \pm \sin k_g L_n (k \cos kL_n + k_z \sin kL_n) F^s(k_z L_m) - \frac{\sin kL_n}{k_z^2 + k_g^2} \times \\
& \times [k_z k_c^2 F^s(kL_m) \left\{ \frac{-k_g / k_z}{\operatorname{sh} k_z z_0} \right\} \pm (k_z^2 + k^2) (k_g \cos k_g L_n + k_z \sin k_g L_n) F^s(k_z L_m)] \},
\end{aligned} \quad (\text{Ж.8})$$

В формулах (Ж.5)-(Ж.8) приняты обозначения: x_{01} и x_{02} – координаты осевых линий щелей; z_0 – расстояние между центрами щелей. Выражения для собственных внутренних проводимостей $Y_{mm}^{inss,inaa}(kL_m, kL_m)$ получаются при подстановке в формулы (Ж.5), (Ж.7) значения $z_0 = 0$ и приведены вместе с функциями $F^{s,a}(kL)$ и $F^{s,a}(k_z L)$ в (Б.11), (Б.12).

Если внешний объем представляет собой полупространство над бесконечной идеально проводящей плоскостью, то для него собственные и взаимные проводимости щелей получаются при подстановке в (Ж.2) следующих выражений для функции Грина:

$$\begin{aligned}
G_{s_m}^{ext}(s_m, s'_m) &= 2 \frac{e^{-ik\sqrt{(s_m - s'_m)^2 + (d_m/4)^2}}}{\sqrt{(s_m - s'_m)^2 + (d_m/4)^2}}, \quad m = 1, 2; \\
G_{s_n}^{ext}(s_m, s'_n) &= 2 \frac{e^{-ik\sqrt{[(s_m - s'_n) \mp z_0]^2 + (\Delta x)^2}}}{\sqrt{[(s_m - s'_n) \mp z_0]^2 + (\Delta x)^2}}, \quad \begin{cases} m = 1, n = 2 \\ m = 2, n = 1 \end{cases}
\end{aligned} \quad (\text{Ж.9})$$

где $\Delta x = |x_{01} - x_{02}|$.

Отметим, что в данном случае не удастся получить аналитические выражения для проводимостей щелей, однако путем интегрирования по частям можно свести двойной интеграл в (Ж.2) к одинарному (Б.13), (Б.14), что значительно упрощает процесс численного интегрирования.

Для структуры, изображенной на рис. 5.1, проекции магнитного поля волны типа H_{10} на оси щелей имеют вид:

$$H_{0s_m}(s_m) = H_{0s_m}^s(s_m) + H_{0s_m}^a(s_m) = H_0 \cos \frac{\pi x_{0m}}{a} e^{-ik_g z_{0m}} (\cos k_g s_m - i \sin k_g s_m), \quad (\text{Ж.10})$$

где z_{0m} – координата центра m -ой щели. Подстановка (Ж.10) в (Ж.3) дает выражения для парциальных магнитодвижущих сил:

$$F_{M_m}^{\{s,a\}}(kL_m) = \frac{\{1,i\}}{k} H_0 e^{-ik_g z_{0m}} \cos \frac{\pi x_{0m}}{a} f^{\{s,a\}}(kL_m), \quad m=1,2, \quad (\text{Ж.11})$$

а функции $f^{\{s,a\}}(kL_m)$ определяются формулами (2.53) и (2.54).

Таким образом, мы нашли все коэффициенты при неизвестных амплитудах токов в системе уравнений (Ж.1), решение которой является завершающим этапом задачи определения искоемых величин $J_1(s_1)$ и $J_2(s_2)$. После того, как получены токи в каждой из щелей, используя соответствующие выражения (2.64) и (2.65) для рассеянного (излученного) щелями поля, находим коэффициенты отражения S_{11} , прохождения S_{12} , передачи S_{13} и S_{14} по полю и коэффициент передачи (излучения) по мощности $|S_\Sigma|^2$:

$$\begin{aligned} S_{11} &= -\frac{4\pi k_{kp}^2}{\omega ab k_g H_0} \left\{ \cos \frac{\pi x_{01}}{a} \int_{-L_1}^{L_1} J_1(s_1) e^{-ik_g s_1} ds_1 + e^{-ik_g z_0} \cos \frac{\pi x_{02}}{a} \int_{-L_2}^{L_2} J_2(s_2) e^{-ik_g s_2} ds_2 \right\} e^{2ik_g z}, \\ S_{12} &= 1 - \frac{4\pi k_{kp}^2}{\omega ab k_g H_0} \left\{ \cos \frac{\pi x_{01}}{a} \int_{-L_1}^{L_1} J_1(s_1) e^{ik_g s_1} ds_1 + e^{ik_g z_0} \cos \frac{\pi x_{02}}{a} \int_{-L_2}^{L_2} J_2(s_2) e^{ik_g s_2} ds_2 \right\}, \\ S_{13} &= S_{11}, \quad S_{14} = S_{12} - 1, \quad |S_\Sigma|^2 = |S_{13}|^2 + |S_{14}|^2 = 1 - |S_{11}|^2 - |S_{12}|^2. \end{aligned} \quad (\text{Ж.12})$$

В качестве примера приведем решение задачи об электромагнитной связи двух равноразмерных прямоугольных волноводов через пару продольных щелей одинаковой длины ($2L_1 = 2L_2 = 2L$) и ширины ($d_1 = d_2 = d$), расположенных при $z_0 = 0$. В этом случае $Y_{mn}^{\Sigma sa, \Sigma as} = 0$ и решение системы уравнений (Ж.1) значительно упрощается. В результате получаем ($Y_{mn}^{\Sigma ss, \Sigma aa} \rightarrow Y_{mn}^{\Sigma s, \Sigma a} = 2Y_{mn}^{ins, ina}$):

$$J_{0m}^s = -\frac{i\omega}{2k^2} H_0 \tilde{J}_{0m}^s, \quad J_{0m}^a = -\frac{i\omega}{2k^2} H_0 i \tilde{J}_{0m}^a,$$

$$\tilde{J}_{0m}^{s,a} = f^{s,a}(kL) \frac{\cos \frac{\pi x_{0m}}{a} Y_{mn}^{\Sigma s, \Sigma a}(kL) - \cos \frac{\pi x_{0n}}{a} Y_{mn}^{\Sigma s, \Sigma a}(kL)}{Y_{mm}^{\Sigma s, \Sigma a}(kL) Y_{nn}^{\Sigma s, \Sigma a}(kL) - Y_{mn}^{\Sigma s, \Sigma a}(kL) Y_{nm}^{\Sigma s, \Sigma a}(kL)}, \quad \begin{cases} m=1, n=2 \\ m=2, n=1 \end{cases} \quad (\text{Ж.13})$$

$$S_{11} = -\frac{2\pi k_{\text{кр}}^2}{iabk_g k^3} \left\{ \cos \frac{\pi x_{01}}{a} [\tilde{J}_{01}^s f^s(kL) + \tilde{J}_{01}^a f^a(kL)] + \cos \frac{\pi x_{02}}{a} [\tilde{J}_{02}^s f^s(kL) + \tilde{J}_{02}^a f^a(kL)] \right\} e^{2ik_g z},$$

$$S_{12} = 1 - \frac{2\pi k_{\text{кр}}^2}{iabk_g k^3} \left\{ \cos \frac{\pi x_{01}}{a} [\tilde{J}_{01}^s f^s(kL) - \tilde{J}_{01}^a f^a(kL)] + \cos \frac{\pi x_{02}}{a} [\tilde{J}_{02}^s f^s(kL) - \tilde{J}_{02}^a f^a(kL)] \right\}. \quad (\text{Ж.14})$$

Отметим, что такая форма записи выражений для амплитуд токов аналогична асимптотическим формулам (2.48) и (2.49) для симметричного и антисимметричного токов в одиночной продольной щели в широкой стенке прямоугольного волновода. Вследствие этого реальная часть входящих в (Ж.13) внутренних проводимостей щелей будет соответствовать затухающим колебаниям, а мнимая – распространяющимся.

Ж.2. Метод усреднения в системе двух поперечных щелей

Не теряя общности предположим, что щели расположены симметрично относительно средней линии широкой стенки прямоугольного волновода, в котором из области $z = -\infty$ распространяется волна основного типа H_{10} с амплитудой H_0 . Тогда

$$H_{0s_1}(s_1) = H_0 \cos \frac{\pi}{a} s_1, \quad H_{0s_2}(s_2) = H_0 e^{-ik_g z_0} \cos \frac{\pi}{a} s_2, \quad (\text{Ж.15})$$

где z_0 – расстояние между осями щелей. В этом случае токи в щелях целесообразно аппроксимировать следующими функциями (аналогично (2.58)):

$$f_1(s_1) = \cos ks_1 \cos \frac{\pi}{a} L_1 - \cos kL_1 \cos \frac{\pi}{a} s_1,$$

$$f_2(s_2) = \cos ks_2 \cos \frac{\pi}{a} L_2 - \cos kL_2 \cos \frac{\pi}{a} s_2, \quad (\text{Ж.16})$$

которые включают в себя как геометрические размеры щелей, так и волновые числа распространяющихся электромагнитных волн.

Если связываемые объемы представляют собой два равноразмерных волновода сечением $\{a \times b\}$, то согласно (Ж.2), (Ж.3) с учетом (Ж.15), (Ж.16) получаем:

$$Y_{mm}^{in}(kL_m, kL_m) = \frac{2\pi}{ab} \sum_{m=1n=0}^{\infty} \sum_{m=1n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_n(k^2 - k_x^2)}{kk_z} e^{-k_z \frac{d_m}{4}} \sin^2 \frac{m\pi}{2} \times \quad (m=1,2) \quad (\text{Ж.17})$$

$$\times [\mathbf{I}(kL_m) \cos \frac{\pi}{a} L_m - \mathbf{I}(\frac{\pi}{a} L_m) \cos kL_m]^2,$$

– собственные внутренние проводимости щелей;

$$Y_{mn}^{in}(kL_m, kL_n) = \frac{2\pi}{ab} \sum_{m=1n=0}^{\infty} \sum_{m=1n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_n(k^2 - k_x^2)}{kk_z} e^{-k_z z_0} \sin^2 \frac{m\pi}{2} \times \quad \left\{ \begin{array}{l} m=1, n=2 \\ m=2, n=1 \end{array} \right.$$

$$\times [\mathbf{I}(kL_m) \cos \frac{\pi}{a} L_m - \mathbf{I}(\frac{\pi}{a} L_m) \cos kL_m] [\mathbf{I}(kL_n) \cos \frac{\pi}{a} L_n - \mathbf{I}(\frac{\pi}{a} L_n) \cos kL_n], \quad (\text{Ж.18})$$

– взаимные внутренние проводимости щелей;

$$F_{M_m}(kL_m) = -\frac{i}{k} H_0 e^{-ik_g z_m} f(kL_m), \quad (m=1,2) \quad (\text{Ж.19})$$

– магнитодвижущие силы.

В формулах (Ж.17)-(Ж.19) введены обозначения: $z_0 = |z_1 - z_2|$,

$$I(kL) = 2 \frac{k \sin kL \cos k_x L - k_x \sin k_x L \cos kL}{k^2 - k_x^2},$$

$$I(\frac{\pi}{a} L) = 2 \frac{\frac{\pi}{a} \sin \frac{\pi}{a} L \cos k_x L - k_x \sin k_x L \cos \frac{\pi}{a} L}{(\pi/a)^2 - k_x^2}, \quad (\text{Ж.20})$$

$$f(kL) = 2 \cos \frac{\pi}{a} L \frac{\sin kL \cos \frac{\pi}{a} L - \left(\frac{\pi}{ka}\right) \cos kL \sin \frac{\pi}{a} L}{1 - \left(\frac{\pi}{ka}\right)^2} - \cos kL \frac{\sin \frac{2\pi}{a} L + \frac{2\pi}{a} L}{\left(\frac{2\pi}{ka}\right)}.$$

Подставляя (Ж.17)-(Ж.19) в (Ж.1) и учитывая, что $J_{0m}^a \equiv 0$, а $Y_{mn}^{\Sigma} = 2Y_{mn}^{in}$, находим искомые выражения для токов:

$$J_1(s_1) = \frac{F_{M_1}(kL_1)Y_{22}^\Sigma(kL_2, kL_2) - F_{M_2}(kL_2)Y_{12}^\Sigma(kL_1, kL_2)}{Y_{11}^\Sigma(kL_1, kL_1)Y_{22}^\Sigma(kL_2, kL_2) - [Y_{12}^\Sigma(kL_1, kL_2)]^2} (\cos ks_1 \cos \frac{\pi}{a} L_1 - \cos kL_1 \cos \frac{\pi}{a} s_1),$$

$$J_2(s_2) = \frac{F_{M_2}(kL_2)Y_{11}^\Sigma(kL_1, kL_1) - F_{M_1}(kL_1)Y_{21}^\Sigma(kL_2, kL_1)}{Y_{11}^\Sigma(kL_1, kL_1)Y_{22}^\Sigma(kL_2, kL_2) - [Y_{12}^\Sigma(kL_1, kL_2)]^2} (\cos ks_2 \cos \frac{\pi}{a} L_2 - \cos kL_2 \cos \frac{\pi}{a} s_2). \quad (\text{Ж.21})$$

Коэффициенты отражения S_{11} , прохождения S_{12} и передачи S_{13}, S_{14} ($|S_\Sigma|^2$ – коэффициент излучения по мощности во второй волновод) соответственно равны:

$$S_{11} = -\frac{2\pi k_g e^{2ik_g z}}{iabk^3} [\tilde{J}_1 f(kL_1) + e^{-ik_g z_0} \tilde{J}_2 f(kL_2)],$$

$$S_{12} = 1 - \frac{2\pi k_g}{iabk^3} [\tilde{J}_1 f(kL_1) + e^{ik_g z_0} \tilde{J}_2 f(kL_2)], \quad (\text{Ж.22})$$

$$S_{13} = S_{11}, \quad S_{14} = S_{12} - 1, \quad |S_\Sigma|^2 = |S_{13}|^2 + |S_{14}|^2,$$

$$\text{где } \tilde{J}_1 = \frac{f(kL_1)Y_{22}^\Sigma - e^{-ik_g z_0} f(kL_2)Y_{12}^\Sigma}{Y_{11}^\Sigma Y_{22}^\Sigma - (Y_{12}^\Sigma)^2}, \quad \tilde{J}_2 = \frac{e^{-ik_g z_0} f(kL_2)Y_{11}^\Sigma - f(kL_1)Y_{12}^\Sigma}{Y_{11}^\Sigma Y_{22}^\Sigma - (Y_{12}^\Sigma)^2}.$$

Ж.3. Щели в узкой стенке прямоугольного волновода

Задачу решаем, полагая, что электрическое поле $\vec{e}_i$ в раскрыве i -той щели поперечно и имеет вид $\vec{e}_i = V_i \vec{e}_{sli}$, где

$$\vec{e}_{sli} = \frac{D_i^0}{d_i} e_{sli}(u_i) \quad (\text{Ж.23})$$

– векторная функция распределения электрического поля вдоль i -й щели, нормированная таким образом, что V_i имеет смысл напряжения между краями щели в пучности электрического поля. Отметим, что для удобства здесь мы будем оперировать с электрическим полем в апертуре щелей (а не с магнитными токами) по аналогии с задачей об одиночной наклонной щели, рассмотренной в подразделе 4.6.

Функцию распределения $e_{sli}(u_i)$ электрического поля в i -той щели пред-

ставим в виде:

$$e_{sl i}(u_i) = \begin{cases} \cos \frac{\pi u_i}{2L_i}, & -\frac{b}{2 \cos \vartheta_i} \leq u_i \leq \frac{b}{2 \cos \vartheta_i}, x=0 \\ \cos \frac{\pi}{2L_i} \left(\frac{b}{2 \cos \vartheta_i} + \frac{l_{ei}}{2} + u_i \right), & -\frac{l_{ei}}{2} \leq u_i \leq \frac{l_{ei}}{2}, y=0, b \end{cases}, \quad (\text{Ж.24})$$

где $2L_i$ – полная длина i -й щели со стороны внутренней поверхности волновода, x, y, z – прямоугольная система координат, связанная с волноводом, а u_i, v_i – координаты локальной системы координат, связанной со щелью с номером i ($i=1, 2$). Такое представление поля справедливо для узких щелей ($d \ll \lambda$) с длиной, удовлетворяющими соотношению $0.3\lambda \leq 2L_i \leq 0.7\lambda$.

Для расчета напряжений на щелях V_i воспользуемся методом наведенных МДС [7], который для данного случая согласно (1.17) дает систему уравнений:

$$\begin{cases} V_1(Y_{11}^{in} + Y_{11}^{ext}) + V_2(Y_{12}^{in} + Y_{12}^{ext}) = F_{M_1}^+ \\ V_1(Y_{21}^{in} + Y_{21}^{ext}) + V_2(Y_{22}^{in} + Y_{22}^{ext}) = F_{M_2}^+ \end{cases}. \quad (\text{Ж.25})$$

Матричные элементы этой системы определяются суммами внутренних Y_{iv}^{in} ($i, v=1, 2$) и внешних Y_{ik}^{ext} собственных ($i=v$) и взаимных ($i \neq v$) проводимостей щелей; матрица-столбец правых частей состоит из МДС в щелях $F_{M_1}^+$ и $F_{M_2}^+$. Согласно [7] внутренняя взаимная проводимость щелей в общем виде определяется выражением (1.22).

Считая, что области расположения щелей не перекрываются вдоль оси z , магнитное поле в области 2-й щели, возбужденное 1-й щелью можно представить в виде суммы магнитных полей H - и E - волн с амплитудными коэффициентами $C_{\pm mnl}^e(\vec{e}_{sl1})$ и $C_{\pm mnl}^h(\vec{e}_{sl1})$, аналогично (4.53) и (4.54).

Используя (Ж.24), (4.53), (4.54), после интегрирования в (1.22) получаем следующее выражение для внутренней взаимной проводимости (все обозначения аналогичны п. 4.4.1):

$$Y_{1,2}^{in} = -\sqrt{\frac{\varepsilon_a}{\mu_a}} \frac{k}{2\gamma ab d_1 d_2} \times \\ \times \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} e^{-j\gamma z_0} \left[\frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{2} (F_1^h - V_1^h)(F_2^h - V_2^h) - (F_1^e - V_1^e)(F_2^e - V_2^e) \right], \quad (\text{Ж.26})$$

Формула для внешних проводимостей Y_{12}^{ext} определяется (1.22) и (3.6) с учетом (4.56). Выражение для внешней взаимной проводимости двух щелей содержит четырехкратные интегралы по поверхностям щелей, которые вычисляются численным способом, используя квадратурные формулы Гаусса.

МДС $F_{M_i}^+$ в щели с номером i в общем виде определяется выражением (1.24). В нашем случае МДС в i -й щели имеет вид:

$$F_{M_i}^{\pm} = \frac{1}{2d_i} \sqrt{\frac{\varepsilon_n \varepsilon_m}{\mu_a abc}} \left[\pm F_i^h + V_i^h \right] \times e^{\mp j\gamma z_0}. \quad (\text{Ж.27})$$

После определения проводимостей и МДС щелей решение системы уравнений (5.30) позволяет определить напряжения на первой и на второй щелях V_1 и V_2 . Коэффициенты отражения S_{11} и прохождения S_{12} поля падающей волны для системы двух щелей определяются выражениями:

$$S_{11} = \frac{1}{N_{mn}} (V_1 F_{M_1}^+ + V_2 F_{M_2}^+); \quad (\text{Ж.28})$$

$$S_{12} = 1 - \frac{1}{N_{mn}} (V_1 F_{M_1}^- + V_2 F_{M_2}^-). \quad (\text{Ж.29})$$

Коэффициент излучения определяется из уравнения баланса мощности (2.52).

Ж.4. Диаграммы направленности системы щелей

Диаграмма направленности системы щелей определяется выражением:

$$F(\theta, \varphi) = F_0(\theta, \varphi) \sum_{n=1}^N d_n \frac{\sin(\frac{kd_n}{2} \cos \theta \sin \varphi)}{\frac{kd_n}{2} \cos \theta \sin \varphi} e^{ik(x_n \cos \theta \sin \varphi + z_n \cos \theta \cos \varphi)} \times$$

$$\times \int_{-L_n}^{L_n} J_n(s_n) e^{iks_n \cos \theta \cos \varphi} ds_n \quad (\text{Ж.30})$$

С учетом (5.3) и (Ж.4)

$$\int_{-L_n}^{L_n} J_n(s_n) e^{iks_n \cos \theta \cos \varphi} ds_n = 2J_{0n}^s \left[\frac{k \cos k_g L_n}{k^2 - (k \cos \theta \cos \varphi)^2} \left(\sin kL_n \cos(kL_n \cos \theta \cos \varphi) - \right. \right.$$

$$\left. - \cos \theta \cos \varphi \cos kL_n \sin(kL_n \cos \theta \cos \varphi) \right) - \frac{\cos kL_n}{k_g^2 - (k \cos \theta \cos \varphi)^2} \times$$

$$\times \left(k_g \sin k_g L_n \cos(kL_n \cos \theta \cos \varphi) - k \cos \theta \cos \varphi \cos k_g L_n \sin(kL_n \cos \theta \cos \varphi) \right) \Big] -$$

$$- 2iJ_{0n}^a \left[\frac{k \sin k_g L_n}{k^2 - (k \cos \theta \cos \varphi)^2} \left(\cos kL_n \sin(kL_n \cos \theta \cos \varphi) - \right. \right.$$

$$\left. - \cos \theta \cos \varphi \sin kL_n \cos(kL_n \cos \theta \cos \varphi) \right) - \frac{\sin kL_n}{k_g^2 - (k \cos \theta \cos \varphi)^2} \times$$

$$\times \left(k_g \cos k_g L_n \sin(kL_n \cos \theta \cos \varphi) - k \cos \theta \cos \varphi \sin k_g L_n \cos(k_g L_n \cos \theta \cos \varphi) \right) \Big].$$

В случае щелей, длина которых больше $(2.5 \div 2.75)\lambda$, диаграммы направленности излучающих систем в ортогональных плоскостях при аппроксимации электрического поля в щелях функциями вида (3.1-3.3) могут быть рассчитаны по формуле:

$$F(\theta, \varphi) = F_0(\theta, \varphi) \sum_{n=1}^N \frac{\sin(\frac{kd_n}{2} \cos \theta \sin \varphi)}{\frac{kd_n}{2} \cos \theta \sin \varphi} e^{ik(x_n \cos \theta \sin \varphi + z_n \cos \theta \cos \varphi)} \times$$

$$\times \sum_{p=1}^Q V_{np} \frac{p\pi}{l_n} \frac{1 - (-1)^p e^{ikl_n \cos \theta \cos \varphi}}{\left(\frac{p\pi}{l_n} \right)^2 - (k \cos \theta \cos \varphi)^2}, \quad (\text{Ж.31})$$

где $F_0(\theta, \varphi)$ – диаграмма направленности элементарного магнитного диполя (отметим, что в формулах (Ж.30) и (Ж.31) длины щелей обозначены как $2L$ и l соот-

ветственно. Это обусловлено удобствами представления функции распределения поля в щели при решении интегро-дифференциальных уравнений различными методами).

Ж.5. Поле магнитного диполя, расположенного вблизи электрически длинной щели

В работах [236, 291-294] получены строгие решения задачи возбуждения электромагнитных волн в круглом волноводе с бесконечной продольной щелью и в кольцевом волноводе.

Строгая теория возбуждения бесконечно тонких идеально проводящих цилиндрических экранов является фундаментальной задачей открытых структур. Задача о рассеянии поля плоской электромагнитной волны на цилиндре с продольной щелью или на цилиндрической ленте относится к ряду классических задач в теории дифракции [295-298]. Дифракция поля плоской волны на некотором препятствии является частным случаем задачи о рассеянии поля диполя и соответствует случаю, когда источник находится в дальней зоне.

Наиболее полный обзор работ, посвященных вопросам возбуждения открытых структур, приведен в монографии академика В.П. Шестопалова [298]. В данной работе приводятся результаты исследования характеристик излучения незамкнутого цилиндра, возбуждаемого линейным током магнитного типа. Показано, что в наиболее простом случае, когда источник находится на оси цилиндра, в окрестности резонансных частот происходит резкое увеличение сопротивления излучения. Отмечается, что этот эффект сходен с эффектом, наблюдающимся при помещении источника внутрь магнитодиэлектрической оболочки [299], свидетельствующим об увеличении эффективной излучающей поверхности антенны.

Оценка влияния произвольного расположения возбуждающего лепестка тока относительно края структуры в литературе исследовалась преимущественно относительно точности расположения излучателя в точке, равноудаленной от

краев структуры в поперечном сечении цилиндра [272].

В отличие от [236, 272, 293, 294] рассмотрим задачу об излучении магнитного диполя, расположенного в произвольной точке пространства, что позволит проанализировать экранирующее действие незамкнутого цилиндрического экрана на поле источника, а также влияние на поле структуры в дальней зоне, расположения щелевого излучателя относительно кромки бесконечно длинной щели незамкнутого цилиндра.

Для этого рассмотрим модельную задачу, когда лепесток магнитного тока расположен или на внешней, или на внутренней поверхности открытой волноводной структуры, произвольно относительно ее кромки.

Пусть в однородной и изотропной среде с магнитной μ и диэлектрической ε проницаемостями расположен бесконечно тонкий и идеально проводящий экран в виде кругового цилиндра с бесконечной продольной щелью с угловой шириной 2δ . Ось z цилиндрической системы координат ρ, φ, z совпадает с осью цилиндра радиуса a (рис. 5.85). Возбуждающий магнитный диполь с моментом, для общности принятым равным единице, направлен параллельно оси z и расположен в произвольной точке $L_0(a, \varphi_0, z)$ на внешней или на внутренней поверхности цилиндра. Поле диполя изменяется во времени по гармоническому закону $\exp(-i\omega t)$.

Ввиду линейности задачи полное поле в произвольной точке пространства $L(\rho, \varphi, z)$ можно представить в виде суперпозиции поля магнитного диполя $\{\vec{E}^0(L, L_0); \vec{H}^0(L, L_0)\}$ и поля, рассеяного на цилиндре $\{\vec{E}^1(L, L_0); \vec{H}^1(L, L_0)\}$:

$$\vec{E}(L) = \vec{E}^0(L, L_0) - \vec{E}^1(L, L_0), \quad \vec{H}(L) = \vec{H}^0(L, L_0) - \vec{H}^1(L, L_0),$$

Поле диполя в свободном пространстве можно представить при помощи магнитного вектора Герца $\vec{\Pi}_0^m$ с единственной отличной от нуля z -составляющей Π_{0z}^m [300]:

$$\begin{aligned} \vec{E}_0(L, L_0) &= ik\mu \operatorname{rot} \vec{\Pi}_0^m, \\ \vec{H}_0(L, L_0) &= \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{\Pi}_0^m + k^2 \varepsilon \mu \vec{\Pi}_0^m \end{aligned}$$

Здесь $\Pi_0^m = \vec{e}_z \Pi_{0z}^m(L, L_0) = \vec{e}_z \frac{e^{ikr\sqrt{\varepsilon\mu}}}{r},$

где $r = \sqrt{\rho^2 + a^2 - 2\rho a \cos(\varphi - \varphi_0) + (z - z_0)^2}$, $\vec{e}_z$ – единичный орт цилиндрической системы координат, $k = \omega/c$, где c – скорость света в вакууме.

Используя представление функции $e^{ikr\sqrt{\varepsilon\mu}}/r$ через интеграл Фурье:

$$\frac{e^{ikr\sqrt{\varepsilon\mu}}}{r} = \frac{i}{2} \int_{-\infty}^{\infty} H_0^{(1)}\left(p\sqrt{\rho^2 + \rho_0^2 - 2\rho\rho_0 \cos(\varphi - \varphi_0)}\right) e^{ih(z-z_0)} dh$$

и теорему сложения для функций Ханкеля [301] получим выражение для единственной, отличной от нуля, составляющей вектора Герца в виде:

$$\Pi_{0z}^m(L, L_0) = \frac{i}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\sum_m G_m(\rho, \rho_0; p) e^{im(\varphi - \varphi_0)} \right] e^{ih(z-z_0)} dh \quad (\text{Ж.32})$$

где $G_m(\rho, \rho_0; p) = \begin{cases} H_m^{(1)}(p\rho_0)J_m(p\rho), & \rho \leq \rho_0, \\ J_m(p\rho_0)H_m^{(1)}(p\rho), & \rho \geq \rho_0, \end{cases} \left(p = \sqrt{k^2\varepsilon\mu - h^2}\right),$

$J_m(\rho), H_m^{(1)}(\rho)$ – функции Бесселя и Ханкеля первого рода m -го порядка соответственно.

Исходя из условия, что поле не должно иметь волн, приходящих из бесконечности, при определении значения p выбираем ветвь корня, для которой $\text{Im} p > 0$, когда $|h| \rightarrow \infty$ вдоль вещественной оси [301].

Поле $\{\vec{E}^1(L, L_0), \vec{H}^1(L, L_0)\}$ возникает в произвольной точке $L(\rho, \varphi, z)$ в результате рассеяния поля диполя на препятствии. Для единственности решения задачи, если оно существует, рассеянное поле должно подчиняться следующим условиям:

а) всюду, кроме поверхности препятствия, удовлетворять уравнениям Максвелла и однородному волновому уравнению;

б) граничному условию на поверхности препятствия $E_t = 0$;

в) конечности энергии в любом замкнутом объеме.

$$\int_{V_L} \left\{ \varepsilon \left| \vec{E}^1(L, L_0) \right|^2 + \mu \left| \vec{H}^1(L, L_0) \right|^2 \right\} dV_L < \infty.$$

Рассеянное на препятствии поле определяется магнитным вектором Герца с единственной отличной от нуля z - составляющей [6, 302], которую представим в виде интеграла Фурье

$$\Pi_{1z}^m(L, L_0) = \frac{i}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_q G'_q(\rho_0, a; p) V_q(h, L) e^{-i(q\varphi_0 + z_0 h)} dh, \quad (\text{Ж.33})$$

где

$$G'_q(x, y; p) = \begin{cases} H_m^{(1)'}(py) J_m(px), & x \leq y, \\ J_m'(py) H_m^{(1)}(px), & x \geq y. \end{cases}$$

Здесь штрих обозначает дифференцирование по аргументу, а функция $V_q(h, L)$ такова, что условия единственности решения задачи ((а)-(в)) удовлетворяются для каждого фиксированного значения q .

Поскольку поверхность препятствия имеет цилиндрическую симметрию с разрывом по координате φ , будем искать функцию $V_q(h, L)$ в виде разложения в ряд Фурье по φ

$$V_q(h, L) = e^{ihz + iq\varphi} \sum_n^{\infty, \infty} \beta_n G'_{n+q}(\rho, a; p) e^{in\varphi}.$$

Из граничного условия (б) и условия непрерывности поля в щели, а также условия (в) следует, что неизвестные коэффициенты β_n должны удовлетворять следующей системе функциональных уравнений

$$\begin{aligned} e^{iq\varphi} - \sum_n^{\infty, \infty} \beta_n J'_{n+q}(\xi) H_{n+q}^{(1)'}(\xi) e^{i(n+q)\varphi} &= 0, \quad \delta < |\varphi| \leq \pi, \\ \sum_n^{\infty, \infty} \beta_n e^{i(n+q)\varphi} &= 0, \quad |\varphi| < \delta, \\ \sum_n^{\infty, \infty} |\beta_n|^2 (1 + |n|) &< \infty, \quad (\xi = pa). \end{aligned} \quad (\text{Ж.34})$$

Функциональная система уравнений (Ж.34) мало пригодна для решения поставленной задачи. Поэтому, введя обозначения

$$\begin{aligned} y_s &= (-1)^s s \beta_{s-q}, \quad s = q + n \quad (s \neq 0), \quad y_0 = \beta_{-q}, \\ i\pi \xi^2 J_s(\xi) H_s^{(1)'}(\xi) &= |s|(\gamma_s - 1), \quad \gamma_0 = i\pi \xi^2 J_1(\xi) H_1^{(1)}(\xi) \end{aligned} \quad (\text{Ж.35})$$

где для γ_s имеет место оценка $|\gamma_s| < \text{const}(\text{Re } \xi^2 / s^2)$ при $s \rightarrow \infty$, методом задачи Римана-Гильберта [236] систему функциональных уравнений, полученную с учетом (Ж.35) сведем к эквивалентной системе линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных коэффициентов y_n

$$\begin{aligned} y_n &= -i\pi\xi^2(-1)^q V_n^q(u) + y_0\gamma_0 V_n^0(u) + \sum_{s \neq 0} y_s \frac{|s|}{s} \gamma_s V_n^s(u) + 2y_{-1}R_0, \quad (n \neq 0) \\ 0 &= -i\pi\xi^2 V_0^q(u) + y_0\gamma_0 V_0^0(u) + 2y_{-1}R_0, \\ -y_0 &= -i\pi\xi^2(-1)^q V_\sigma^q(u) + y_0\gamma_0 V_\sigma^0(u) + \sum_{s \neq 0} y_s \frac{|s|}{s} \gamma_s V_\sigma^s(u) + 2y_{-1}R_\sigma. \end{aligned} \quad (\text{Ж.36})$$

Коэффициенты $V_n^s, R_n, R_\sigma, V_\sigma^s$ вычисляются с помощью полиномов Лежандра при $u = -\cos\delta$ [236].

Из оценок матричных коэффициентов следует, что решение этой системы без каких-либо ограничений на параметры структуры можно получить применив метод редукции [303]. Отметим, что из системы уравнений (Ж.34) следует такое свойство симметрии коэффициентов β_n : $\beta_n^q = \beta_{-n}^{-q}$, $\beta_{-n}^q = \beta_n^{-q}$. Когда $q=0$, что соответствует случаю возбуждения магнитным диполем, расположенным на оси цилиндра, то $\beta_n = -\beta_{-n}$.

Изучение свойств волн, канализируемых вдоль исследуемой структуры, проведено, например, в [293, 297, 304, 306]. Рассмотрим поле излучения диполя расположенного вблизи проводящей поверхности при больших r , т.е. в дальней зоне. Для этого методом перевала при $|k\sqrt{\varepsilon\mu}r \sin\theta| \gg 1$ ($r = \sqrt{\rho^2 + z^2}$, $\rho = r \sin\theta$, $z = r \cos\theta$, r, θ - сферические координаты) найдем из интегрального представления (5.53) с учетом собственного поля диполя (Ж.32) следующее асимптотическое выражение z - составляющей вектора Герца для полного поля

$$\begin{aligned} \Pi_g^m(L, L_0) &\approx \frac{e^{ik\sqrt{\varepsilon\mu}r}}{r} e^{-ik\sqrt{\varepsilon\mu}z_0 \sin\theta} \sum_q^{-\infty, \infty} (-1)^q (2 - \delta_{0q}) \{ J_q(k\sqrt{\varepsilon\mu}\rho_0 \sin\theta) \cos q(\varphi - \varphi_0) - \\ &- G_q(\rho_0, a; k\sqrt{\varepsilon\mu} \sin\theta) \sum_n^{-\infty, \infty} \beta_n J_{n+q}(k\sqrt{\varepsilon\mu}a \sin\theta) e^{-in\pi/2} \cos[q(\varphi - \varphi_0) + n\varphi] \}. \end{aligned} \quad (\text{Ж.37})$$

Здесь члены, содержащие r^{-1} более высокого порядка, опущены.

Множитель в фигурных скобках в (Ж.37) представляет поправку, которая учитывает влияние проводящего экрана на собственное поле диполя, расположенного в свободном пространстве.

В рассматриваемом приближении

$$\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} E_\varphi = -H_\theta = k^2 \varepsilon \mu \sin \theta \Pi_g^m(L, L_0).$$

Распределение мощности излучения (диаграмма направленности), магнитного диполя, расположенного на цилиндрической поверхности при наличии препятствия определяется функцией

$$W(\varphi, \theta) = -\frac{c}{8\pi} [E_\varphi(L, L_0) H_z^*(L, L_0)] r^2 = \frac{c}{8\pi} k^4 (\varepsilon \mu)^2 \sin^2 \theta \left| \Pi_g^m(L, L_0) \right|^2 r^2. \quad (\text{Ж.38})$$

В плоскости $\theta = 90^\circ$ картина поля определяется суперпозицией азимутальных гармоник и будет иметь интерференционный характер.

Для количественного исследования поля в дальней зоне следует получить численное решение системы уравнений (Ж.36) и провести вычисление мощности излучения диполя по формуле (Ж.38). При решении системы уравнений (Ж.36) для исследования поля излучения в дальней зоне следует заменить ξ на $ka \sin \theta$. Для удобства вычислений значения $k\rho_0$ выражаются через радиус цилиндра a при заданном значении ka , а значения ε и μ принимаются равными единице.

Приложение 3

Излучающие системы на основе многоэлементных структур

3.1. Проводимости и энергетические характеристики системы поперечных щелей в прямоугольном волноводе с базисными функциями метода усреднения

Для данной щелевой структуры СЛАУ имеет вид:

$$\sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N J_{0n} Y_{mn}^{Wg,R,Hs}(kL_m, kL_n) = -\frac{i\omega}{2k} F_{M_m}(kL_m). \quad (3.1)$$

Здесь

$$Y_{mn}^{Wg,R,Hs}(kL_m, kL_n) = \frac{1}{2k} \int_{-L_m}^{L_m} f_m(s_m) \left[\left(\frac{d^2}{ds_m^2} + k^2 \right) \int_{-L_n}^{L_n} f_n(s'_n) G_{s_m}^{Wg,R,Hs}(s_m, s'_n) ds'_n \right] ds_m \quad (3.2)$$

– собственные ($m = n$) и взаимные ($m \neq n$) проводимости щелей, $F_{M_m}(kL_m)$ – магнитодвижущие силы, определенные (Ж.3), $G_{s_m}^{Wg,R,Hs}$ – квазиодномерные (2.10) магнитные функции Грина бесконечного (полубесконечного) прямоугольного волновода ($G_{s_m}^{Wg}$), прямоугольного резонатора ($G_{s_m}^R$), образованного полостью щели, и полупространством над бесконечным экраном ($G_{s_m}^{Hs}$) соответственно.

Подставляя (Ж.16) в выражения (3.2), (Ж.3), находим все коэффициенты СЛАУ (3.1), дальнейшее решение которой позволяет найти энергетические и пространственные характеристики исследуемой волноводно-щелевой антенной решетки. Для проводимостей щелей и магнитодвижущих сил получаются следующие выражения:

$$Y_{mm}^{Wg}(kL_m, kL_m) = \frac{2\pi}{ab} \sum_{m=1,3,\dots}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_n (k^2 - k_x^2)}{kk_z} e^{-k_z \frac{d_m}{4}} I_{Wg}^2(kL_m), \quad (3.3)$$

$$Y_{mn}^{Wg}(kL_m, kL_n) = \frac{2\pi}{ab} \sum_{m=1,3,\dots}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_n (k^2 - k_x^2)}{kk_z} e^{-k_z |z_m - z_n|} I_{Wg}(kL_m) I_{Wg}(kL_n), \quad (3.4)$$

$$Y_{mn}^R(kL_m) = \frac{2\pi}{L_m d_m} \sum_{m=1,3,\dots}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_n (k^2 - k_{xR}^2)}{k k_{zR}} \left\{ \coth(k_{zR} t) \right\} \times \quad (3.5)$$

$$\times \cos \frac{n\pi}{2} \cos \left(k_{yR} \frac{3d_m}{4} \right) I_R^2(kL_m)$$

$$Y_{mn}^{Hs}(kL_m, kL_n) = \frac{1}{2k} \left\{ (k \cos k_c L_m \sin kL_m - k_c \cos kL_m \sin k_c L_m) - \right. \quad (3.6)$$

$$- \int_{-L_n}^{L_n} f_n(s'_n) [G_{s_m}^{Hs}(L_m, s'_n) + G_{s_m}^{Hs}(-L_m, s'_n)] ds'_n -$$

$$\left. - k_g \cos kL_m \int_{-L_m}^{L_m} \cos k_c s_m \left[\int_{-L_n}^{L_n} f_n(s'_n) G_{s_m}^{Hs}(s_m, s'_n) ds'_n \right] ds_m \right\},$$

$$F_{M_m}(kL_m) = H_0 \frac{1}{k} e^{-ik_g z_m} F(kL_m). \quad (3.7)$$

В формулах (3.3) – (3.7) приняты обозначения:

$$I_{wg(R)}(kL_m) = 2 \left\{ \frac{k \sin kL_m \cos k_{x(xR)} L_m - k_{x(xR)} \cos kL_m \sin k_{x(xR)} L_m}{k^2 - k_{x(xR)}^2} \cos k_c L_m - \right.$$

$$\left. - \frac{k_c \sin k_c L_m \cos k_{x(xR)} L_m - k_{x(xR)} \cos k_c L_m \sin k_{x(xR)} L_m}{k_c^2 - k_{x(xR)}^2} \cos kL_m \right\},$$

$$F(kL_m) = 2 \cos k_c L_m \frac{\sin kL_m \cos k_c L_m - (k_c / k) \cos kL_m \sin k_c L_m}{1 - (k_c / k)^2} -$$

$$- \cos kL_m \frac{\sin 2k_c L_m + 2k_c L_m}{2k_c / k},$$

$$k_c = 2\pi / \lambda_{kp}, \quad \varepsilon_n = (2 - \delta_{0n}) \quad - \quad \text{множитель Неймана}, \quad k_{xR} = \frac{m\pi}{2L_m}, \quad k_{yR} = \frac{n\pi}{d_m},$$

$$k_{zR} = \sqrt{k_{xR}^2 + k_{yR}^2 - k^2}, \quad m, n \quad - \quad \text{целые числа}, \quad z_m(z_n) \quad - \quad \text{координата оси } m\text{-ой } (n\text{-ой})$$

щели.

Выражения для коэффициентов отражения S_{11} , прохождения S_{12} по основной волне рассматриваемой структуры имеют вид:

$$S_{11} = \frac{2\pi k_g}{abk^3} \left\{ \sum_{n=1}^N J_{0n} F(kL_n) e^{-ik_g z_n} \right\} e^{2ik_g z}, \quad S_{12} = 1 + \frac{2\pi k_g}{abk^3} \left\{ \sum_{n=1}^N J_{0n} F(kL_n) e^{ik_g z_n} \right\}, \quad (3.8)$$

где $k_g = 2\pi / \lambda_g$.

Коэффициент излучения по мощности $|S_\Sigma|^2$ определяется как (2.52).

Диаграмма направленности антенной решетки по полю в плоскости E определяется следующим выражением:

$$F(\theta) = \sum_{n=1}^N J_{0n} \frac{\sin\left(\frac{kd_n \cos \theta}{2}\right)}{\frac{kd_n \cos \theta}{2}} e^{ikz_n \cos \theta}. \quad (3.9)$$

3.2. Собственные и взаимные проводимости щелей в волноводно-резонаторно-щелевой решетке

Поля в выделенных объемах (рис. 5.68) определялись с использованием функций Грина магнитного вектора Герца конкретного объема по заданным магнитным токам (1.11), (1.12). Из выполнения условий непрерывности касательных составляющих магнитных полей на поверхностях щелей в среднем (1.18), получена СЛАУ метода наведенных МДС, аналогичная (1.21).

Матрица проводимостей является блочной. В ней блоки, расположенные на главной диагонали соответствуют собственным по s – той гармонике проводимостям, а матричные блоки, находящиеся вне главной диагонали передают внутреннее взаимное влияние щелей по разным гармоникам функции распределения полей на щелях. Для основной гармоники функции распределения поля в щели ($s=1$) СЛАУ имеет следующий вид:

$$\begin{cases} V_1(Y_{11}^w + Y_{11}^v) + V_2 Y_{12}^v = F; \\ V_1 Y_{21}^v + V_2(Y_{22}^r + Y_{22}^v) + \sum_{n=1}^N V_{(2n+1)} Y_{2,(2n+1)}^r = 0; \\ V_2 Y_{(2n+1),2}^r + V_{(2n+1)}(Y_{(2n+1),(2n+1)}^r + Y_{(2n+1),(2n+1)}^v) + \sum_{\substack{n=1 \\ m \neq n}}^P V_{(2n+1)} Y_{(2n+1),(2m+1)}^r + V_{(2n+2)} Y_{(2n+1),(2n+2)}^v = 0; \\ V_{(2n+1)} Y_{(2n+2),(2n+1)}^v + V_{(2n+2)}(Y_{(2n+2),(2n+2)}^{ext} + Y_{(2n+2),(2n+2)}^v) + \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq n}}^N V_{(2n+2)} Y_{(2n+2),(2m+2)}^{ext} = 0. \end{cases} \quad (3.10)$$

Здесь Y_{11}^w - собственная внутренняя проводимость продольной щели в полубесконечном волноводе; Y_{22}^r - собственная внутренняя проводимость поперечной, возбуждающей, щели связи в резонаторе; $Y_{2,(2n+1)}^r$ - внутренние взаимные проводимости поперечной возбуждающей и продольных излучающих щелей в резонаторе, Y_{mn}^v - взаимные ($m \neq n$) и собственные ($m = n$) проводимости резонаторов, образованных полостями щелей в стенках волноводов, $Y_{(2n+2),(2m+2)}^{ext}$ - внешние взаимные ($m \neq n$) и собственные ($m = n$) проводимости продольных излучающих щелей; $Y_{(2n+1),(2m+1)}^r$ - внутренние взаимные ($m \neq n$) и собственные ($m = n$) проводимости излучающих продольных щелей в резонаторе; F - магнитодвижущая сила продольной щели в полубесконечном волноводе.

Формула для собственной внутренней проводимости продольной щели в полубесконечном волноводе Y_{11}^w получена в работе автора [A2] и имеет вид:

$$Y_{11}^w = \frac{1}{\omega \mu a b} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_m \varepsilon_n \left[\frac{\sin \frac{m\pi d}{2a}}{\frac{m\pi d}{2a}} \right]^2 \cos\left(\frac{m\pi}{a} x_0\right) \frac{1}{\kappa^2 - \gamma_{mn}^2} \times$$

$$\times \left\{ k^2 - \kappa^2 l + \frac{2\kappa^2}{j\gamma_{mn}} (k^2 - \gamma_{mn}^2) \frac{\cos \gamma_{mn} l}{\kappa^2 - \gamma_{mn}^2} (e^{-j\gamma_{mn} l} - \cos \gamma_{mn} l e^{-j2\gamma_{mn} Z_0}) \right\} \quad (3.11)$$

Внутренняя проводимость поперечной возбуждающей щели в резонаторе (при $\sigma = s$ собственная и взаимная по гармоникам функции распределения на щели при $\sigma \neq s$) определяется соотношением:

$$Y_{22\sigma s}^r = \frac{2}{i\omega \mu a c} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{q=0}^{\infty} \frac{(2 - \delta_{0q}) \cdot B}{\gamma_{mq} \sin \gamma_{mq} b} \kappa_{\sigma} \cdot \kappa_s (k^2 - \kappa_m^2) \cdot \cos^2 \kappa_q z_{0r} \left(\frac{\sin \kappa_q \frac{d}{2}}{\kappa_q \frac{d}{2}} \right)^2 \times$$

$$\times \frac{(-1)^{(\sigma+1)} \sin \kappa_m (x_{01} + l) + \sin \kappa_m (x_{01} - l)}{\kappa_{\sigma}^2 - \kappa_m^2} \cdot \frac{(-1)^{(s+1)} \sin \kappa_m (x_{01} + l) + \sin \kappa_m (x_{01} - l)}{\kappa_s^2 - \kappa_m^2}, \quad (3.12)$$

Внутренние взаимные проводимости, обусловленные взаимодействием поперечной возбуждающей щели с продольными щелями в резонаторе (при $\sigma = s$ собственная и взаимная по гармоникам функции распределения на щели при $\sigma \neq s$) определяется соотношением:

$$\begin{aligned}
Y_{2,(2n+1)\sigma s}^r = & \frac{-2}{i\omega\mu ac} \sum_{m=1} \sum_{q=0} \frac{(2-\delta_{0q})}{\gamma_{mq} \sin \gamma_{mq} b} \kappa_m \kappa_q \kappa_\sigma \kappa_s \cos(\kappa_q z_{02}) \cos(\kappa_m x_{0(2n+1)}) \times \\
& \times \frac{\sin \kappa_m \frac{d_{(2n+1)}}{2}}{\kappa_m \frac{d_{(2n+1)}}{2}} \cdot \frac{(-1)^{(\sigma+1)} \sin \kappa_m (x_{02} + l_2) - \sin \kappa_m (x_{02} - l_2)}{\kappa_q^2 - \kappa_\sigma^2} \times \\
& \times \frac{\sin \kappa_q \frac{d_2}{2}}{\kappa_q \frac{d_2}{2}} \cdot \frac{(-1)^{(s+1)} \sin \kappa_q (z_{0(2n+1)} + l_{(2n+1)}) + \sin \kappa_q (z_{0(2n+1)} - l_{(2n+1)})}{\kappa_q^2 - \kappa_s^2}.
\end{aligned} \quad (3.13)$$

Внутренняя проводимость продольной щели в резонаторе (взаимная при $p \neq v$ и собственная при $p=v$) определяется соотношением:

$$\begin{aligned}
Y_{pv\sigma s}^r = & \frac{2}{i\omega\mu ac} \sum_{m=0} \sum_{q=1} \frac{(2-\delta_{0m}) \cdot B}{\gamma_{mq} \sin \gamma_{mq} b} \kappa_\sigma \cdot \kappa_s \cdot \cos \kappa_m x_{0v} \cos \kappa_m x_{0p} \frac{\sin \kappa_m \frac{d_p}{2}}{\kappa_m \frac{d_p}{2}} \cdot \frac{\sin \kappa_m \frac{d_v}{2}}{\kappa_m \frac{d_v}{2}} \times \\
& \times (k^2 - \kappa_q^2) \frac{(-1)^\sigma \sin \kappa_q (l_p + z_{0p}) - \sin \kappa_q z_{0p}}{\kappa_q^2 - \kappa_\sigma^2} \cdot \frac{(-1)^s \sin \kappa_q (l_v + z_{0v}) - \sin \kappa_q z_{0v}}{\kappa_q^2 - \kappa_s^2}, \\
B = & \begin{cases} \cos \gamma_{mq} b, y = 0 \\ -1, y = b \end{cases}.
\end{aligned} \quad (3.14)$$

В приведенных формулах (3.11)-(3.14) использованы следующие обозначения: p, v – номера щелей; ω – круговая частота; μ – магнитная проницаемость среды, заполняющей волновод; δ_{0m} – символ Кронекера, $\delta_{0m} = 1$ при ($m=0$), $\delta_{0m} = 0$ при ($m \neq 0$); $L=2l$; $\kappa_m = m\pi/a$, $\kappa_q = q\pi/c$, $\kappa_\sigma = \sigma\pi/L_p$, $\kappa_s = s\pi/L_t$, σ, s – номера гармоник функции распределения; $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны в свободном пространстве; $\gamma_{mq} = \sqrt{k^2 - \kappa_m^2 - \kappa_q^2}$; x_{0p} , x_{0v} , z_{0p} , z_{0v} – координаты центра p -ой и v -ой щели соответственно; l_p, l_v – половина длины p -ой и v -ой щели соответственно.

Выражения для Y_{mn}^v – взаимной ($m \neq n$) и собственной ($m=n$) проводимостей резонаторов, образованных полостями щелей в стенках волноводов приведены в ранних работах автора [52, 94-97]. Формулы $Y_{(2n+2),(2m+2)}^{ext}$ – внешней взаимной

($m \neq n$) и внешней собственной ($m=n$) проводимостей продольных излучающих щелей определяются (В.2), (В.3).

Магнитодвижущая сила продольной щели в полубесконечном волноводе имеет вид:

$$F = -i4 \left(\frac{\pi}{a_w} \right)^2 \frac{2l_w}{\pi} \cdot \cos \left(\frac{\pi x_{0_1}}{a_w} \right) \cdot \frac{\sin((\pi d_w)/(2a_w))}{(\pi d_w)/(2a_w)} \cdot \frac{\cos(\gamma_{10} l_w)}{1 - (2\gamma_{10} l_w / \pi)^2} \cdot \sin(\gamma_{10} z_{0_1}), \quad (3.15)$$

где γ_{10} – постоянная распространения волны H_{10} ; z_{0_1} , x_{0_1} – координаты центра возбуждающей щели; l_w – половина длины возбуждающей щели; d_w – ширина возбуждающей щели.

С использованием полученных соотношений (3.10) – (3.15), а также (В.2), (В.3) и формул для Y_{mn}^v взятых из работ [52, 94], разработана программа расчета амплитудно-фазового распределения и коэффициентов матрицы рассеяния рассматриваемой волноводно-резонаторно-щелевой линейной решетки. Если щелями в волноводе возбуждаются несколько резонаторов с излучающими щелями, то внутренние взаимные проводимости между щелями в волноводе могут быть определены выражениями аналогичными (Ж.5)-(Ж.8), (Ж.17)-(Ж.18). При решении задачи методом наведенных магнитодвижущих сил ($s=1$) внутренняя взаимная проводимость определяется выражением:

$$Y_{pv}^i = \frac{1}{\omega \mu a b} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_m \varepsilon_n \frac{\sin \frac{m\pi d_v}{2a}}{\frac{m\pi d_v}{2a}} \frac{\sin \frac{m\pi d_p}{2a}}{\frac{m\pi d_p}{2a}} \cos\left(\frac{m\pi}{a} x_{0_v}\right) \cos\left(\frac{m\pi}{a} x_{0_p}\right) \frac{1}{\kappa_v^2 - \gamma_{mn}^2} \times \quad (3.16)$$

$$\times \frac{2\kappa_v^2}{j\gamma_{mn}} (k^2 - \gamma_{mn}^2) \frac{\kappa_v \cos \gamma_{mn} l_v}{\kappa_v^2 - \gamma_{mn}^2} \frac{\kappa_p \cos \gamma_{mn} l_p}{\kappa_p^2 - \gamma_{mn}^2} e^{-j\gamma_{mn}(Z_{0_p} - Z_{0_v})} [1 - \cos \gamma_{mn} l_v e^{-j2\gamma_{mn} Z_{0_v}}]$$

Приложение К

Поля в гибридных структурах

К.1. Представление функций в частичных областях изолированного зеркального диэлектрического волновода

С учетом сделанных в (5.3.1) предположений функции $\tilde{f}_n^{(s)}(x)$ и $f_n^{(s)}(x)$ могут быть записаны в виде:

$$\begin{aligned} f_n^{(1)}(x) &= \exp[-\eta_n^{(1)}(x-w)], \quad w < x < \infty, \\ f_n^{(2)}(x) &= \cos(\eta_n^{(2)}x - \gamma_1), \quad 0 < x < w, \\ \tilde{f}_n^{(1)}(x) &= \exp[-\tilde{\eta}_n^{(1)}(x-w)], \quad w < x < \infty, \\ \tilde{f}_n^{(2)}(x) &= \sin(\tilde{\eta}_n^{(2)}x + \gamma_1), \quad 0 < x < w, \end{aligned} \quad (\text{K.1})$$

где $\gamma_1 = \begin{cases} 0, & x = 0 - \text{Э}, \\ \pi/2, & x = 0 - \text{М}, \end{cases}$, где символы ЭС и МС соответствуют случаям “электрической” и “магнитной” стенок. Функции $\tilde{\varphi}_n^{(s)}(y)$ и $\varphi_n^{(s)}$ представимы в виде:

$$\begin{aligned} \varphi_n^{(1)} &= \begin{cases} \frac{\sin(\chi_n^{(1)}y + \gamma_2)}{\sin(\chi_n^{(1)}\Delta + \gamma_2)}, & 0 \leq y \leq \Delta, \\ \frac{\sin \chi_n^{(1)}(d-y)}{\sin \chi_n^{(1)}(d-\Delta)}, & \Delta \leq y \leq d; \end{cases} \\ \tilde{\varphi}_n^{(1)}(y) &= \begin{cases} \frac{\cos(\tilde{\chi}_n^{(1)}y - \gamma_2)}{\cos(\tilde{\chi}_n^{(1)}\Delta - \gamma_2)}, & 0 \leq y \leq \Delta, \\ \frac{\cos \tilde{\chi}_n^{(1)}(d-y)}{\cos \tilde{\chi}_n^{(1)}(d-\Delta)}, & \Delta \leq y \leq d; \end{cases} \\ \varphi_n^{(2)}(y) &= \begin{cases} A \frac{\sin(\lambda_{1n}y + \gamma_2)}{\sin(\lambda_{1n}\Delta + \gamma_2)}, & y \in [0, \Delta), \\ B \frac{\sin \lambda_{2n}(y - \Delta - 2a)}{\sin 2\lambda_{2n}a} + C \frac{\cos \lambda_{2n}(y - \Delta - 2a)}{\cos 2\lambda_{2n}a}, & y \in (\Delta, \Delta + 2a), \\ \frac{\sin \lambda_{3n}(d-y)}{\sin \lambda_{3n}d}, & y \in (\Delta + 2a, d]; \end{cases} \quad (\text{K.2}) \end{aligned}$$

$$\tilde{\varphi}_n^{(2)}(y) = \begin{cases} \frac{\tilde{A} \cos(\tilde{\lambda}_{1n}y - \gamma_2)}{\varepsilon_3 \cos(\tilde{\lambda}_{1n}\Delta - \gamma_2)}, & y \in [0, \Delta), \\ \frac{\tilde{B} \sin \tilde{\lambda}_{2n}(y - \Delta - 2a)}{\varepsilon_2 \sin 2\tilde{\lambda}_{2n}a} + \frac{\tilde{C} \cos \tilde{\lambda}_{2n}(y - \Delta - 2a)}{\varepsilon_2 \cos 2\tilde{\lambda}_{2n}a}, & y \in (\Delta, \Delta + 2a), \\ \frac{1 \cos \tilde{\lambda}_{3n}(d - y)}{\varepsilon_1 \cos \tilde{\lambda}_{3n}d}, & y \in (\Delta + 2a, d]. \end{cases} \quad (\text{K.3})$$

Поперечные и продольные волновые числа связаны между собой следующими соотношениями

$$\begin{aligned} k^2 \varepsilon_p^{(s)} - \lambda_{pn}^2 &= (\eta_n^{(2)})^2 + \gamma^2, \\ k^2 \varepsilon_p^{(s)} - \tilde{\lambda}_{pn}^2 &= (\tilde{\eta}_n^{(2)})^2 + \gamma^2, \\ k^2 &= (\eta_n^{(1)})^2 + \gamma^2 + (\chi_n^{(1)})^2, \\ \chi_n^{(1)} &= [\pi(n+1) - \gamma_2] / d, \quad p=1,2,3. \end{aligned} \quad (\text{K.4})$$

Вспомогательные константы $A, \tilde{A}, B, \tilde{B}, C, \tilde{C}$ определяются через соотношение размеров частичной области $s = 2$.

К.2. Вид системы связанных интегральных уравнений для возбудителя резонансного типа

Выполнение условий непрерывности электромагнитных полей при $y = \Delta + 2a$, условий (5.62) и (5.63) при использовании распределения для токов в форме (5.61) и учете возбуждающего поля как поля собственной волны E_{11}^y приводит к связанным системам парных интегральных уравнений относительно амплитуд рассеиваемых полей, выраженных через амплитуду возбуждающего тока:

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{i\gamma z} \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} R_n^{(2)} \sin \tilde{\eta}_n^{(2)} x \vartheta_n(\gamma) + \sum_{n=0}^{\infty} T_n^{(2)} \sin \eta_n^{(2)} x \rho_n(\gamma) \right\} d\gamma = 0, \quad (\text{K.5})$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{i\gamma z} \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} R_n^{(2)} \sin \tilde{\eta}_n^{(2)} x \vartheta_n(\gamma) + \sum_{n=0}^{\infty} T_n^{(2)} \sin \eta_n^{(2)} x \rho_n(\gamma) \right\} d\gamma = \frac{I}{\sqrt{1 - \left(\frac{x}{w_p} \right)^2}} \cos \beta_{\theta} z; \quad (\text{K.6})$$

уравнение (K.5) определено на $y = \Delta + 2a$, $x \in [-w, w]$, а уравнение (K.6) определено на $y = \Delta + 2a$ и $x \in [-w_p, w_p]$, и

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{i\gamma z} \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} R_n^{(2)} \sin \tilde{\eta}_n^{(2)} x \Omega_n(\gamma) + \sum_{n=0}^{\infty} T_n^{(2)} \sin \eta_n^{(2)} x \Pi_n(\gamma) \right\} d\gamma = 0, \quad (\text{K.7})$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{i\gamma z} \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} R_n^{(2)} \sin \tilde{\eta}_n^{(2)} x \sigma_n(\gamma) + \sum_{n=0}^{\infty} T_n^{(2)} \sin \eta_n^{(2)} x \tau_n(\gamma) \right\} d\gamma = \cos \frac{\pi x}{2w} e^{i\gamma z}, \quad (\text{K.8})$$

определенных на интервалах для (K.7): $y = \Delta + 2a$, $x \notin [-w_p, w_p]$ и для уравнения (K.8): $y = \Delta + 2a$, $x \in [-w_p, w_p]$, где в выражениях (K.5)-(K.8) введены обозначения:

$$\begin{aligned} \vartheta_n(\gamma) &= \frac{k\gamma}{\gamma^2 + (\tilde{\eta}_n^{(2)})^2} \left[\frac{\cos \tilde{\lambda}_{3n}(d - \Delta - 2a)}{\cos \tilde{\lambda}_{3n}d} - \frac{\tilde{C}}{\cos 2\tilde{\lambda}_{2n}a} \right], \\ \rho_n(\gamma) &= \frac{1}{\gamma^2 + (\eta_n^{(2)})^2} \left[\frac{B\lambda_{2n}\eta_n^{(2)}}{\sin 2\lambda_{2n}a} - \frac{\lambda_{3n}\eta_n^{(2)} \cos \lambda_{3n}(d - \Delta - 2a)}{\cos \tilde{\lambda}_{3n}d} \right], \\ \Omega_n(\gamma) &= \frac{i\gamma}{\gamma^2 + (\tilde{\eta}_n^{(2)})^2} \times \left[\frac{\tilde{\lambda}_{3n} \sin \tilde{\lambda}_{3n}(d - \Delta - 2a)}{\varepsilon_1 \cos \tilde{\lambda}_{3n}d} - \frac{\tilde{B}\tilde{\lambda}_{2n}}{\varepsilon_2 \sin 2\tilde{\lambda}_{2n}a} \right], \\ \Pi_n(\gamma) &= \frac{ik\eta_n^{(2)}}{\gamma^2 + (\eta_n^{(2)})^2} \left[\frac{\sin \lambda_{3n}(d - \Delta - 2a)}{\sin \lambda_{3n}d} - \frac{C}{\cos 2\lambda_{2n}a} \right], \\ \sigma_n(\gamma) &= \frac{i\gamma\tilde{\lambda}_{3n}}{\gamma^2 + (\tilde{\eta}_n^{(2)})^2} \frac{\sin \tilde{\lambda}_{3n}(d - \Delta - 2a)}{\varepsilon_1 \cos \tilde{\lambda}_{3n}d}, \\ \tau_n(\gamma) &= \frac{ik\eta_n^{(2)}}{\gamma^2 + (\eta_n^{(2)})^2} \frac{\sin \lambda_{3n}(d - \Delta - 2a)}{\sin \lambda_{3n}d}. \end{aligned} \quad (\text{K.9})$$

К.3. Система линейных алгебраических уравнений для электрически длинного излучателя

Выполнение граничных условий, определяемых (5.62), (5.63), с учетом представления тока на излучателе (5.64) приводит к системе связанных интегральных уравнений относительно неизвестных фурье-амплитуд разложений полей и неизвестных амплитуд разложения функции тока на электрически длинном излучателе:

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{i\gamma z} \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} R_n^{(2)} \sin \tilde{\eta}_n^{(2)} x \mathcal{G}_n(\gamma) + \sum_{n=0}^{\infty} T_n^{(2)} \sin \eta_n^{(2)} x \rho_n(\gamma) \right\} d\gamma = 0, \quad (\text{K.10})$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{i\gamma z} \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} R_n^{(2)} \sin \tilde{\eta}_n^{(2)} x \mathcal{G}_n(\gamma) + \sum_{n=0}^{\infty} T_n^{(2)} \sin \eta_n^{(2)} x \rho_n(\gamma) \right\} d\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - (x/w_p)^2}} \sum_{m=0}^{\infty} I_m T_m(\beta_m z); \quad (\text{K.11})$$

уравнение (K.10) определено на $y = \Delta + 2a$, $x \in [-w, w]$, а уравнение (K.11) определено на $y = \Delta + 2a$ и $x \in [-w_p, w_p]$, и

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{i\gamma z} \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} R_n^{(2)} \sin \tilde{\eta}_n^{(2)} x \Omega_n(\gamma) + \sum_{n=0}^{\infty} T_n^{(2)} \sin \eta_n^{(2)} x \Pi_n(\gamma) \right\} d\gamma = 0, \quad (\text{K.12})$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{i\gamma z} \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} R_n^{(2)} \sin \tilde{\eta}_n^{(2)} x \sigma_n(\gamma) + \sum_{n=0}^{\infty} T_n^{(2)} \sin \eta_n^{(2)} x \tau_n(\gamma) \right\} d\gamma = \cos \frac{\pi x}{2w} e^{i\gamma z}, \quad (\text{K.13})$$

определенных на интервалах для (5.62): $y = \Delta + 2a$, $x \notin [-w_p, w_p]$ и для уравнения (K.13): $y = \Delta + 2a$, $x \in [-w_p, w_p]$. В выражениях (K.10)-(K.13) сохранены те же обозначения, что и в формулах Приложений К.1, К.2:

$$\mathcal{G}_n(\gamma) = \frac{k\gamma}{\gamma^2 + (\tilde{\eta}_n^{(2)})^2} \left[\frac{\cos \tilde{\lambda}_{3n}(d - \Delta - 2a)}{\cos \tilde{\lambda}_{3n}d} - \frac{\tilde{C}}{\cos 2\tilde{\lambda}_{2n}a} \right],$$

$$\rho_n(\gamma) = \frac{1}{\gamma^2 + (\eta_n^{(2)})^2} \left[\frac{B\lambda_{2n}\eta_n^{(2)}}{\sin 2\lambda_{2n}a} - \frac{\lambda_{3n}\eta_n^{(2)} \cos \lambda_{3n}(d - \Delta - 2a)}{\cos \tilde{\lambda}_{3n}d} \right],$$

$$\begin{aligned}
\Omega_n(\gamma) &= \frac{i\gamma}{\gamma^2 + (\tilde{\eta}_n^{(2)})^2} \times \times \left[\frac{\tilde{\lambda}_{3n}}{\varepsilon_1} \frac{\sin \tilde{\lambda}_{3n}(d - \Delta - 2a)}{\cos \tilde{\lambda}_{3n}d} - \frac{\tilde{B}\tilde{\lambda}_{2n}}{\varepsilon_2 \sin 2\tilde{\lambda}_{2n}a} \right], \\
\Pi_n(\gamma) &= \frac{ik\eta_n^{(2)}}{\gamma^2 + (\eta_n^{(2)})^2} \left[\frac{\sin \lambda_{3n}(d - \Delta - 2a)}{\sin \lambda_{3n}d} - \frac{C}{\cos 2\lambda_{2n}a} \right], \\
\sigma_n(\gamma) &= \frac{i\gamma\tilde{\lambda}_{3n}}{\gamma^2 + (\tilde{\eta}_n^{(2)})^2} \frac{\sin \tilde{\lambda}_{3n}(d - \Delta - 2a)}{\varepsilon_1 \cos \tilde{\lambda}_{3n}d}, \\
\tau_n(\gamma) &= \frac{ik\eta_n^{(2)}}{\gamma^2 + (\eta_n^{(2)})^2} \frac{\sin \lambda_{3n}(d - \Delta - 2a)}{\sin \lambda_{3n}d}. \tag{K.14}
\end{aligned}$$

Коэффициенты B и C связаны с параметрами задачи посредством выражений:

$$\begin{aligned}
B &= \frac{(A-1)}{2}; \quad C = \frac{(A+1)}{2}; \quad \tilde{B} = \frac{(\tilde{A}-1)}{2}; \quad \tilde{C} = \frac{(\tilde{A}+1)}{2}; \\
A &= \left[\cos 2\lambda_{2n}a + \frac{\lambda_{1n}}{\lambda_{2n}} \sin 2\lambda_{2n}a * \operatorname{ctg}(\lambda_{1n}\Delta + \gamma_2) \right]^{-1}; \\
\tilde{A} &= \left[\cos 2\tilde{\lambda}_{2n}a - \frac{\varepsilon_2\tilde{\lambda}_{1n}}{\varepsilon_3\tilde{\lambda}_{2n}} \sin 2\tilde{\lambda}_{2n}a * \operatorname{tg}(\tilde{\lambda}_{1n}\Delta - \gamma_1) \right]^{-1}; \\
\gamma_2 &= \begin{cases} 0, & y=0-\Theta \\ \pi/2, & y=0-M \end{cases}, \tag{K.15}
\end{aligned}$$

а поперечные волновые числа связаны между собой соотношениями:

$$\begin{aligned}
k^2 \varepsilon_p^{(s)} - \lambda_{pn}^2 &= (\eta_n^{(2)})^2 + \gamma^2; \quad k^2 \varepsilon_p^{(s)} - \tilde{\lambda}_{pn}^2 = (\tilde{\eta}_n^{(2)})^2 + \gamma^2, \\
k^2 &= (\eta_n^{(1)})^2 + \gamma^2 + (\chi_n^{(1)})^2; \quad \chi_n^{(1)} = [\pi(n+1) - \gamma_2]/d, \quad p=1,2,3; \tag{K.16}
\end{aligned}$$

и дисперсионными уравнениями:

$$\begin{aligned}
\frac{1}{\lambda_{3n}} \operatorname{tg} \lambda_{3n}d + \frac{1}{\lambda_{2n}} \operatorname{tg} 2\lambda_{2n}a + \frac{1}{\lambda_{1n}} \operatorname{tg}(\lambda_{1n}\Delta - \gamma_2) &= \frac{\lambda_{2n}}{\lambda_{1n}\lambda_{3n}} \operatorname{tg} \lambda_{3n}d * \operatorname{tg} 2\lambda_{2n}a * \operatorname{tg} \lambda_{1n}\Delta; \\
\frac{-1}{\tilde{\lambda}_{3n}} \operatorname{ctg} \tilde{\lambda}_{3n}d + \frac{\varepsilon_2}{\tilde{\lambda}_{2n}} \operatorname{tg} 2\tilde{\lambda}_{2n}a - \frac{\varepsilon_3}{\tilde{\lambda}_{1n}} \operatorname{ctg} \tilde{\lambda}_{1n}\Delta &= \frac{\tilde{\lambda}_{2n}\varepsilon_3}{\tilde{\lambda}_{1n}\tilde{\lambda}_{3n}\varepsilon_2} \operatorname{ctg} \tilde{\lambda}_{3n}d * \operatorname{tg} 2\tilde{\lambda}_{2n}a * \operatorname{ctg} \tilde{\lambda}_{1n}\Delta \tag{K.17}
\end{aligned}$$

Для преобразования систем интегральных уравнений (K.10)-(K.13) выполним следующие действия: спроектируем уравнения (K.10), (K.12), (K.13) на пол-

ную ортогональную систему базисных функций, представляющих собой систему полиномов Чебышева I рода - $T_n(x/w)$ с весом $[1 - (x/w)^2]^{-1}$ и проинтегрируем по интервалу $[-w, w]$. При этом уравнения (К.11) и (К.13) проинтегрируем по длине резонатора от 0 до l . Принимая во внимание факторы полноты и линейной независимости системы базисных функций на интервале $[-1, 1]$, приходим к связанным неоднородным системам линейных алгебраических уравнений:

$$\begin{aligned} \sum_{n=0}^{\infty} R_n^{(2)} \Phi_{nk} + \sum_{n=0}^{\infty} T_n^{(2)} \Gamma_{nk} &= 0; \\ \sum_{n=0}^{\infty} R_n^{(2)} P_{nk} + \sum_{n=0}^{\infty} T_n^{(2)} Q_{nk} &= 0; \end{aligned} \quad (\text{K.18})$$

$$\begin{aligned} \sum_{n=0}^{\infty} R_n^{(s)} S_{nk} + \sum_{n=0}^{\infty} T_n^{(s)} W_{nk} &= \frac{(-1)^k}{i} J_{2k} \left(\frac{\pi}{2w} w_p \right) X \\ \sum_{n=0}^{\infty} R_n^{(s)} G_{nk} + \sum_{n=0}^{\infty} T_n^{(s)} F_{nk} &= \frac{\pi}{N} \sum_{m=1}^N I_m \Psi_k \cos \frac{2m-3}{2N} \pi \end{aligned} \quad ; \quad k = 0, 1, 2, \dots; \quad N = 1, 2, 3, \dots, \quad (\text{K.19})$$

где введены обозначения:

$$\begin{aligned} \Phi_{nk} &= (-1)^k \pi \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{G}_n(\gamma) J_{2k+1} [\tilde{\eta}_k^{(2)}(w - w_p)] d\gamma; \\ \Gamma_{nk} &= (-1)^k \pi \int_{-\infty}^{\infty} \rho_n(\gamma) J_{2k+1} [\eta_k^{(2)}(w - w_p)] d\gamma; \\ P_{nk} &= (-1)^k \pi \int_{-\infty}^{\infty} \Omega_n(\gamma) J_{2k+1} [\tilde{\eta}_k^{(2)}(w - w_p)] d\gamma; \\ Q_{nk} &= (-1)^k \pi \int_{-\infty}^{\infty} \Pi_n(\gamma) J_{2k+1} [\eta_k^{(2)}(w - w_p)] d\gamma; \\ G_{nk} &= \frac{(-1)^k}{i} \pi \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{G}_n(\gamma) J_{2k+1} (\tilde{\eta}_k^{(2)} w_p) [e^{i\gamma l} - 1] \frac{d\gamma}{\gamma}; \\ F_{nk} &= \frac{(-1)^k}{i} \pi \int_{-\infty}^{\infty} \rho_n(\gamma) J_{2k+1} (\eta_k^{(2)} w_p) [e^{i\gamma l} - 1] \frac{d\gamma}{\gamma}; \\ S_{nk} &= \frac{(-1)^k}{i} \pi \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_n(\gamma) J_{2k+1} (\tilde{\eta}_k^{(2)} w_p) [e^{i\gamma l} - 1] \frac{d\gamma}{\gamma}; \end{aligned} \quad (\text{K.20})$$

$$W_{nk} = \frac{(-1)^k}{i} \pi \int_{-\infty}^{\infty} \tau_n(\gamma) J_{2k+1}(\eta_k^{(2)} w_p) [e^{i\gamma l} - 1] \frac{d\gamma}{\gamma};$$

$$\Psi_k = \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{k=0}^N \frac{1}{\beta_k^2 - \gamma^2} [e^{i\gamma l} (i\gamma T_k(\beta_k l) + \beta_k T_k(\beta_k l) - i\gamma)] d\gamma;$$

$$X = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{i\gamma l}}{\gamma} d\gamma = H_0^{(1)}(|\gamma|).$$

При такой постановке задачи, безусловно, порядок СЛАУ для определения характеристик структуры возрастает. И возрастает он на число, соответствующее числу учитываемых гармоник тока. Однако это увеличение порядка не является принципиальным.