

УДК 621.396.677.71

## ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ЩЕЛЕВОЙ ВЫТЕКАЮЩЕЙ ВОЛНЫ

*Г. И. Комарь, А. А. Куприян, В. П. Шестопалов*

Исследуются характеристики излучения щелевой вытекающей волны продольно-щелевой цилиндрической структуры. Обсуждается возможность построения антенных систем миллиметрового диапазона на основе исследуемых цилиндрических и зеркальных щелевых излучателей. Эти излучатели отличаются простотой и высокой углочастотной чувствительностью.

Волноводно-многощелевые излучатели [1] являются наиболее простыми и удобными частотными сканерами по сравнению, например, с фазированными антенными решетками [1]. Однако с уменьшением длины волны  $\lambda_0$  возрастают трудности, которые ограничивают величину углочастотной чувствительности  $A_r$  и затрудняют продвижение излучателей [1] в коротковолновые диапазоны. Построение излучателя [1] требует удовлетворения противоречивым требованиям: согласования элементарной щели с подводящей линией и со свободным пространством, малости возмущения подводящей линии щелью. Продольно-щелевая структура имеет ряд преимуществ перед [1]. В то же время характеристики излучения волн из такой структуры исследованы недостаточно. Первые феноменологические методы [2] расчета продольно-щелевых цилиндров учитывали только волноводные моды. Исследование излучателей типа [2] выявило наличие в их диаграмме направленности (ДН) дополнительного максимума, названного «аномальным» [3]. Подавить этот максимум не удалось. В [4] «аномальный» лепесток связан с полем щелевой волны. Удовлетворительных характеристик антенных систем, действующих на щелевой волне, в [5, 6] не получено; дальнейшее развитие работ [2–6] не прослеживается.

В [7] построено строгое решение задачи дифракции волн на круговом цилиндре со щелью и проведено сопоставление с экспериментом. Однако в [7] также ограничились только волноводными модами. В [8–11] решены краевые задачи, в которых впервые рассмотрена цилиндрическая щелевая волна (ЦЩВ) как основной тип колебаний продольно-щелевого цилиндра, что позволило создать перспективные тракты — цилиндрические [12] и зеркальные [13] щелевые линии (ЦЩЛ и ЗЩЛ) (рис. 1).

Для них характерно наличие двух режимов: медленных поверхностных волн [12] и быстрых вытекающих волн (ВВ) [14, 15]. Подробное описание свойств таких излучателей представляет интерес, так как они позволяют расширить возможности построения антенных систем коротковолновых диапазонов, а также являются функциональными элементами элементной базы ЦЩЛ и ЗЩЛ [16].

**1. Основные характеристики ЦЩИ и ЗЩИ.** Дисперсионные соотношения для ЦЩВ исследованы в [10, 17] для ЦЩЛ и в [13] для ЗЩЛ. ЦЩВ отвечают две характеристические длины волны: критическая  $\lambda_{\text{кр}}$  (максимальное значение  $\lambda_0$ , при котором поле ЦЩВ еще носит волновой характер) и переходная  $\lambda_{\text{пер}}$ , соответствующая переходу от режима поверхностных волн в режим ВВ [13, 17]. Будем обсуждать диапазон  $\lambda_{\text{пер}} < \lambda_0 < \lambda_{\text{кр}}$ , когда вдоль ЦЩИ (ЗЩИ) распространяется быстрая

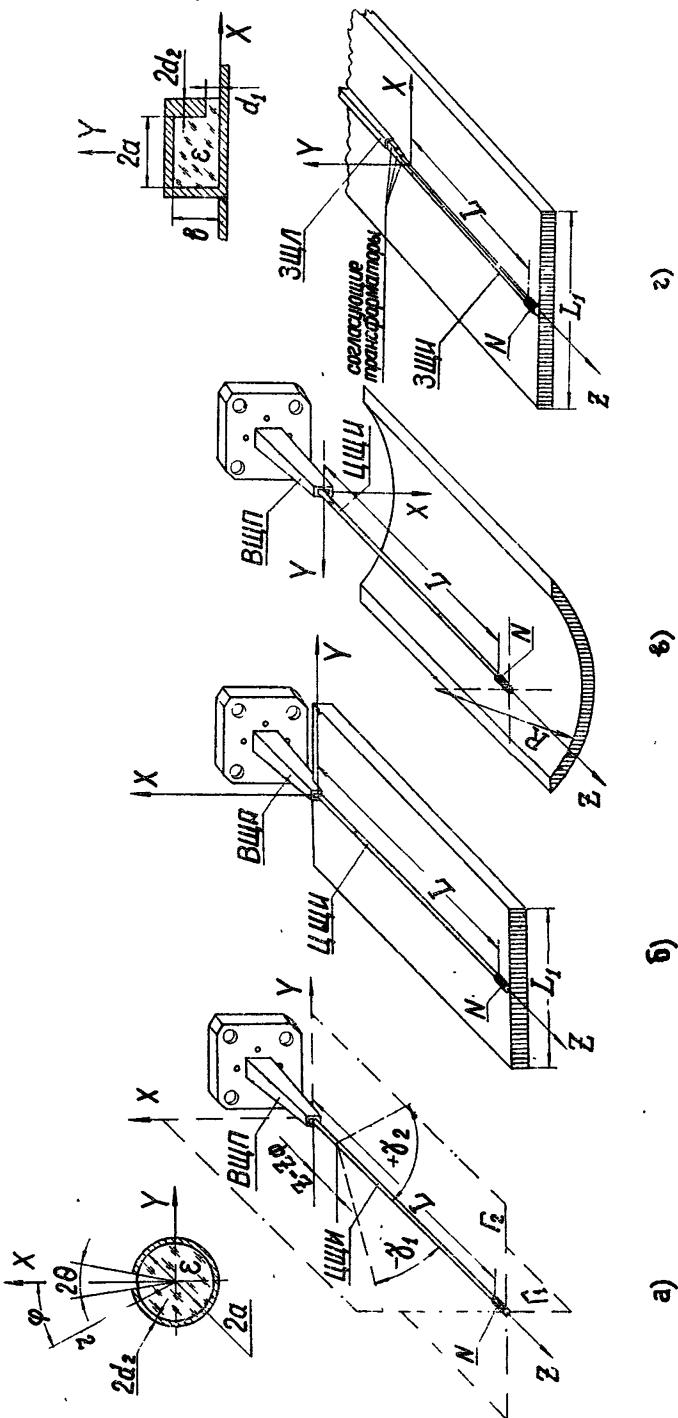


Рис. 1.

ЦШВ с фазовой скоростью  $v_\phi > c$  ( $v_\phi = ck/h'_z$ ,  $c$  — скорость света,  $k = 2\pi/\lambda_0$ ,  $h'_z$  — реальная часть постоянной распространения ЦШВ [17]). Ширина этого диапазона  $\Delta\lambda_0$  составляет

$$\frac{\Delta\lambda_0}{\lambda_{kp}} = \frac{\lambda_{kp} - \lambda_{per}}{\lambda_{kp}} = 1 - \sqrt{1 - \frac{\epsilon_{eff}-1}{\epsilon_{eff}}}, \quad (1)$$

где  $\epsilon_{eff}$  — эффективная диэлектрическая проницаемость ЦШЛ [17] или ЗШЛ [13]. Условимся в рамках данной работы ограничиться случаем достаточно длинного излучателя ( $L > 10\lambda_0$ ). Тогда излучение ЦШВ происходит под черенковским углом  $\gamma = \alpha$  [15] (рис. 1):

$$\cos \alpha = c/v_\phi = h'_z/k, \quad (2)$$

а ДН  $|\Psi(\gamma, \phi)|^2$  имеет вид черенковского конуса. Так, в продольной плоскости  $\Gamma$

$$|\Psi(\Gamma)|^2 = \left[ \operatorname{th}^2 \frac{h''_z L}{2} - \sin^2 \frac{kL\xi}{2} \cdot \left( \operatorname{th}^2 \frac{h''_z L}{2} - 1 \right) \right] / (h''_z + k^2 \xi^2), \quad (3)$$

где  $\xi = |\cos \alpha - \cos \gamma|$ ,  $h''_z$  — мнимая часть постоянной распространения  $h_z$ , определяющаяся при  $\lambda_{per} < \lambda_0 < \lambda_{kp}$  потерями на излучение  $h''_z$ :

$$h''_z L = \frac{\pi^2}{8} \frac{L}{\lambda_0} \frac{k}{h'_z C_0} \sin^2 \alpha, \quad (4)$$

$C_0$  — емкость щели ЦШЛ или ЗШЛ [14, 13]. ДН в поперечной плоскости  $|\Psi(\phi)|^2$  в первом приближении можно считать изотропной. При изменении  $\lambda_{per} < \lambda_0 < \lambda_{kp}$  оказывается  $0^\circ < \alpha < 90^\circ$ , что позволяет управлять положением луча ЦШИ в пространстве. Величина  $A_r$  определяется выражением

$$A_r = \frac{\partial \alpha}{\partial \lambda_0 / \lambda_0} = 0,2865 [2\epsilon_{eff} \operatorname{tg} \alpha + (\epsilon_{eff} - 2)/\operatorname{tg} \alpha] \text{ (град/%).} \quad (5)$$

Наибольшие значения  $A_r \rightarrow \infty$  достигаются при  $\lambda_0 \rightarrow \lambda_{per}$  или  $\lambda_{kp}$  (на краях диапазона  $\Delta\lambda_0$ ). Минимальное значение  $A_{r min}$  имеет величину (в градусах, деленных на процент изменения частоты)

$$A_{r min} = 0,82 \sqrt{\epsilon_{eff}(\epsilon_{eff} - 1)}, \quad (6)$$

среднее по диапазону значение  $A_{r cp}$  (в градусах на процент)

$$A_{r cp} = 0,9 / (1 - \sqrt{1 - \epsilon_{eff}^{-1}}). \quad (7)$$

От продольно-щелевых цилиндрических структур, описанных в [2, 18], ЦШИ отличаются рабочим типом колебания — ЦШВ и малыми габаритами ( $2a < \lambda_0/10$ ). Тепловые потери в стандартном волноводе, заполненном диэлектриком, выше, чем в ЦШЛ или ЗШЛ [19]. ЦШВ является основной волной щелевого цилиндра и будет присутствовать в любом устройстве типа [2, 18]. Для волноводных типов колебания щель является неоднородностью, приводящей к распределенному возбуждению многих типов колебания и в первую очередь — основного. Многомодность структуры [2] отрицательно сказывается на ее характеристиках. Если  $v_\phi < c$ , то ЦШВ имеет поверхностный характер и не вносит серьезных искажений в форму ДН, однако уменьшает коэффициент полезного действия, так как часть переносимой мощности будет поглощаться оконечной нагрузкой. Если  $v_\phi > c$  ( $\epsilon = 1$ ), ЦШВ будет быстрой ВВ, что исказит форму ДН (она станет многолепестковой). Это явление принципиально неустранимо в любом варианте [2, 18]. В отличие от волноводно-многощелевой структуры [1] для ЦШИ ха-

рактерно однозначное соответствие между  $\alpha$  и  $\lambda_0$ ; при выходе  $\lambda_0$  за пределы  $\Delta\lambda_0$  ЦЩИ перестает излучать, а диапазон излучения первой волноводной  $H_{11}$ -моды находится на расстоянии двух октав от  $\Delta\lambda_0$  (при  $\epsilon > 1$ ).

2. Экспериментальное исследование излучения щелевой ВВ. Проведено комплексное экспериментальное исследование макетов ЦЩИ, расположенных в свободном пространстве, состоящих из волноводно-щелевого перехода (ВШП), отрезка ЦЩИ длиной  $L$  и согласованной нагрузки  $N$  в виде тонкой эbonитовой иглы (см. рис. 1а). Пример общего вида ДН ЦЩИ при  $\alpha = 30^\circ$  приведен на рис. 2а. Из рис. 2б, где даны сечения ДН ЦЩИ плоскостями  $\Gamma_1$  (кривая 1) и  $\Gamma_2$  (кривая 2), хорошо видна характерная черенковская форма ДН. Форма  $|\Psi(\phi)|^2$ , приведенная на рис. 2в, связана с тем, что ЦЩИ можно моделировать нитью магнитного тока (щель) [20], лежащей на поверхности тонкого проводящего цилиндра, диаметром  $(2a + 4d_2)$ , который экранирует поле щели. С ростом  $\lambda_0$  экранирующее действие цилиндра ослабевает (см. рис. 2б при  $ka = 0,63$  и  $ka = 0,32$ ).

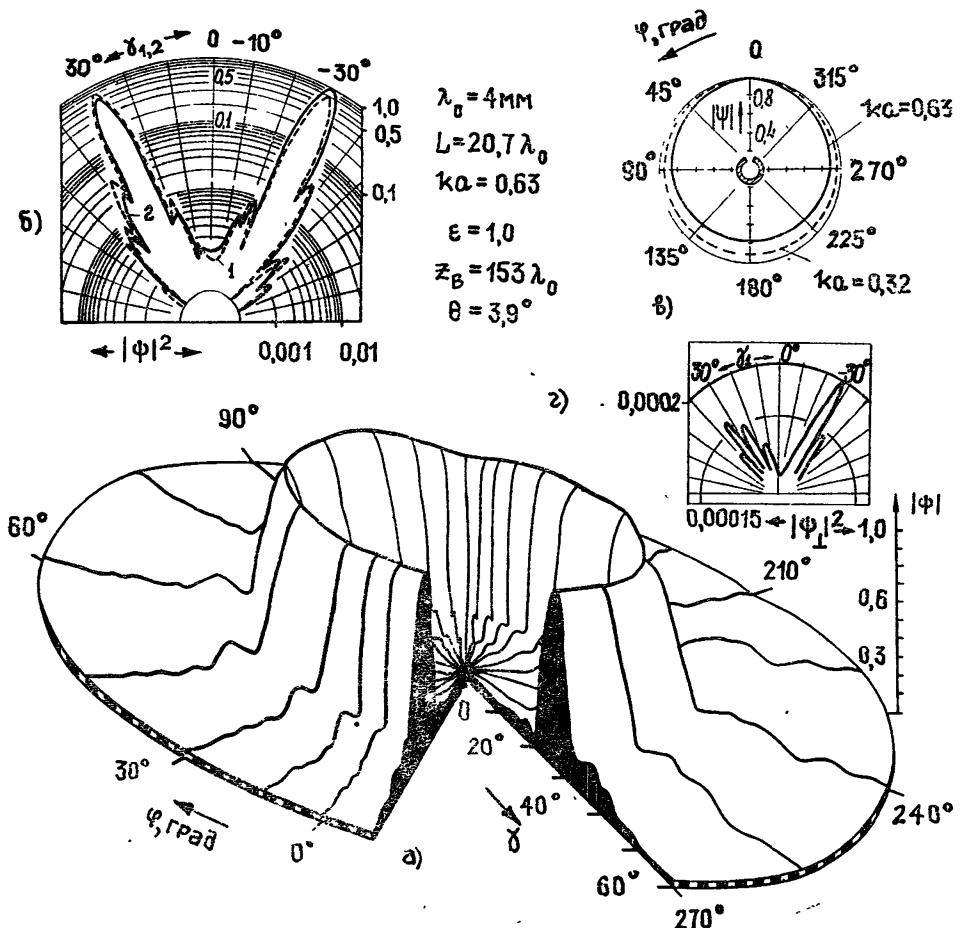


Рис. 2.

Проведены также исследования поляризационной структуры поля излучения ЦЩИ. В частности, измерена ДН ортогональной поляризации  $|\Psi_\perp|^2 / |\Psi(\alpha)|^2$  в дальней зоне (приведена на рис. 2г). Максимуму  $|\Psi(\gamma)|^2$  соответствует минимум  $|\Psi_\perp(\gamma)|^2$ , величина которого составляет  $-40 \text{ дБ}$ . Максимальные значения  $|\Psi_\perp|^2$  также малы ( $< -37 \text{ дБ}$ ) и расположены по бокам от главного лепестка. Такая форма ДН обеих

поляризаций характерна для излучения сверхрелятивистских частиц [21]. Таким образом, излучение ЦЩВ практически линейно поляризовано и определяется  $E_\phi$ -компонентой электрического поля. Зависимость  $|\Psi_\perp(\gamma_2)|^2$  имеет два отчетливых максимума при  $\gamma_2 > 0^\circ$  и четыре — при  $\gamma_2 < 0^\circ$  (рис. 2г), что объясняется дифракцией поля на проводящем цилиндре.

Проведено исследование зависимости ДН от расстояния  $z_v$  между излучающим ЦЩИ и приемной апертурой; установлено условие дальней зоны для рассматриваемого типа излучателей. В процессе проведения исследования выявлено, что фазовый центр ДН ЦЩИ находится не в точке  $z=0$ , а на некотором расстоянии  $z_\phi$  от источника (от ВШП, см. рис. 1а). Величина  $z_\phi$  зависит от  $\alpha$  так, что при  $L \rightarrow \infty$

$$z_\phi/\lambda_0 \approx 0,54(1 - \cos \alpha)^{-1}. \quad (8)$$

Для случая  $\alpha = 30^\circ$  (8) дает  $z_\phi \approx 4,7\lambda_0$  (экспериментальное значение  $5,5\lambda_0$ ). Как видно из (8), при  $\alpha \rightarrow 0^\circ$   $z_\phi \rightarrow \infty$ , при  $\alpha \rightarrow 90^\circ$   $z_\phi$  уменьшается до минимального значения  $z_{\phi \min} \approx 0,54\lambda_0$ .

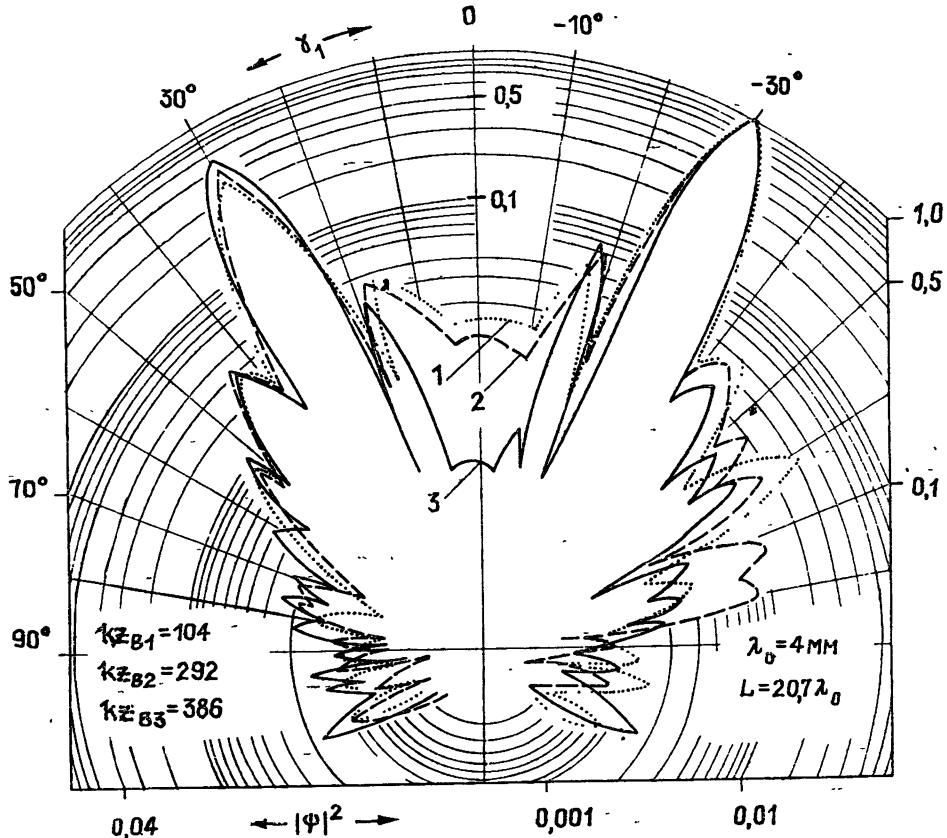


Рис. 3.

ДН слабо зависит от  $z_\phi$ , а именно: угол  $\alpha$ , угол излучения первого бокового лепестка и форма главного лепестка практически не меняются (см. рис. 3). Кроме того, на рис. 2б приведены ДН, полученные при  $z_v = 153\lambda_0$ , что соответствует  $kz_v = 962$ . (Значение  $z_v$  везде отсчитывается не от точки  $z=0$ , а от  $z=z_\phi$ .) С уменьшением  $z_v$  (см. рис. 3) уменьшается относительная величина максимума главного лепестка при  $\phi = 180^\circ$ , а относительная величина первых боковых лепестков и сигнала при  $\psi=0$  увеличивается, так как при малых  $kz_v$  усиливается экранирующее действие цилиндра на поле, излучаемое из щели; и в мелких деталях продолжается формирование ДН. Вместе с тем, в ос-

новных чертах ДН ЦЩИ сформировалось уже при  $kz_b = 104$ , что соответствует величине  $z_b = L - z_\phi$ . Таким образом, изменения в ДН происходят до тех пор, пока поле излучения при  $z < L$  «подкачивается» бегущей вдоль щели ЦЩВ, при  $z > L$  сильных изменений в ДН ЦЩИ не наблюдается, а, значит, дальняя зона ЦЩИ (или ЗЩИ) расположена значительно ближе, чем у зеркальных антенн [1]. Введем  $z_b = D_3$ , такое, что для  $z > D_3$  существенных изменений в структуре ДН не наблюдается. Тогда для ЦЩИ (ЗЩИ)

$$D_3 \geq 1,5L \quad (9)$$

и не зависит от частоты (для  $L \geq 10\lambda_0$ ).

**3. Частотные зависимости параметров ЦЩИ (ЗЩИ).** Рассмотрим зависимость характеристик ЦЩИ (ЗЩИ) от  $\lambda_0$ , которые иллюстрируют возможности исследуемых излучателей как частотных сканеров миллиметрового диапазона.

Проведены измерения  $\alpha$ , ДН, ширины главного лепестка  $\Delta\alpha_{0,5}$ , уровня первых боковых лепестков и др. в диапазоне излучения ЦЩИ. На рис. 4 приведена серия ДН ЦЩИ, иллюстрирующая возможности осуществления частотного управления лучом при помощи ЦЩИ, параметры которых сведены в таблицу.

Таблица

| № | $ka$  | $\theta$ , град | $kd_2$ | $kL$ | $\lambda_0$ , мм | $\alpha$ , град | $\Delta\alpha_{0,5}$ , град | $ \Psi ^2$ , дБ | $ \Psi \times (\gamma=0) ^2$ , дБ |
|---|-------|-----------------|--------|------|------------------|-----------------|-----------------------------|-----------------|-----------------------------------|
| 1 | 0,63  | 4,3             | 0,079  | 130  | 4,0              | 30              | 5                           | -17             | -40                               |
| 2 | 0,32  | 4,3             | 0,04   | 66   | 7,76             | 55              | 11                          | -30             | -35                               |
| 3 | 0,996 | 3,5             | 0,077  | 76,6 | 4,1              | 17,5            | 13                          | -17             | -9                                |
| 4 | 0,72  | 3,5             | 0,055  | 55,1 | 5,7              | 26,5            | 10                          | -16             | -11                               |
| 5 | 0,498 | 3,5             | 0,038  | 38,3 | 8,2              | 38              | 12                          | -15             | -20                               |
| 6 | 0,44  | 6               | 0,055  | 66,1 | 5,7              | 50              | 7                           | -12             | -20                               |
| 7 | 0,34  | 6               | 0,042  | 50,3 | 7,5              | 75              | 14                          | -25             | -30                               |
| 8 | 0,32  | 6               | 0,04   | 48,3 | 7,8              | 80              | 23                          | -25             | -30                               |

Пункт 1 таблицы соответствует рис. 2; 2—ДН, приведенной на рис. 2в ( $ka = 0,32$ ); 3—6—ДН, показанным на рис. 4а—е соответственно.  $|\Psi_1|^2$  в таблице обозначает относительный уровень первых боковых лепестков. Сплошными линиями на рис. 4 показаны ДН, рассчитанные по (3), пунктирными линиями — результаты эксперимента. С ростом  $\alpha$   $\Delta\alpha_{0,5}$  увеличивается, а  $|\Psi_1|^2$  имеет максимум при  $\alpha \sim 45^\circ \div 50^\circ$ . При  $\alpha > 60^\circ$  боковые лепестки ДН практически отсутствуют, так как при  $\lambda_0 \rightarrow \lambda_{\text{кр}}$  ( $\alpha \rightarrow 90^\circ$ ) растет величина  $h_d$ , уменьшается эффективная длина излучателя

$$L_{\text{эфф}} \approx (1 - \exp \{-h_d'' L\}) / h_d'' \quad (10)$$

и соответственно уменьшается амплитуда поля на конце ЦЩИ. Свойства ЦЩИ как частотного сканера сильно зависят от  $\varepsilon$ . Когда  $\varepsilon = 1$ ,  $\lambda_{\text{пер}} = 0$  [14] и для ЦЩВ возможен только режим быстрой ВВ. ЦЩИ при этом характеризуется слабой дисперсией, широкой  $\Delta\lambda_0$ , малой  $A_{r, \text{ср}}$  (см. рис. 5) и удобен для реализации метода минимума [1], чему способствует слабая зависимость  $|\Psi|^2$  от  $\varphi$ , глубокий минимум при  $\gamma \sim 0^\circ$  и отсутствие боковых лепестков при  $\alpha \geq 60^\circ$ . В одномодовом режиме, когда  $\lambda_0 > \lambda_{\text{огр}}$  (где  $\lambda_{\text{огр}}$  — критическая длина волны первой волноводной моды [14, 15]), такой ЦЩИ способен перекрыть значительный диапазон (2—3 октавы), однако  $\alpha(\varepsilon = 1) > 0^\circ$  всегда, причем  $\alpha(\varepsilon = 1; \lambda_0 = \lambda_{\text{огр}}) > 90^\circ$  даже при  $\theta \rightarrow 0^\circ$ .

Рост  $\varepsilon$  приводит к сужению  $\Delta\lambda_0$  и росту  $A_{r, \text{ср}}$ . Для черенковского механизма характерно, что величины  $\Delta\lambda_0$ ,  $A_{r, \text{min}}$  и  $A_{r, \text{ср}}$  определяются замедлением ЦЩВ (т. е.  $\varepsilon_{\text{эфф}}$ ) и не зависят от конкретной геометрии ЦЩИ. При  $\varepsilon > 1$   $A_{r, \text{ср}}$  может достигать значительных величин (рис. 5),

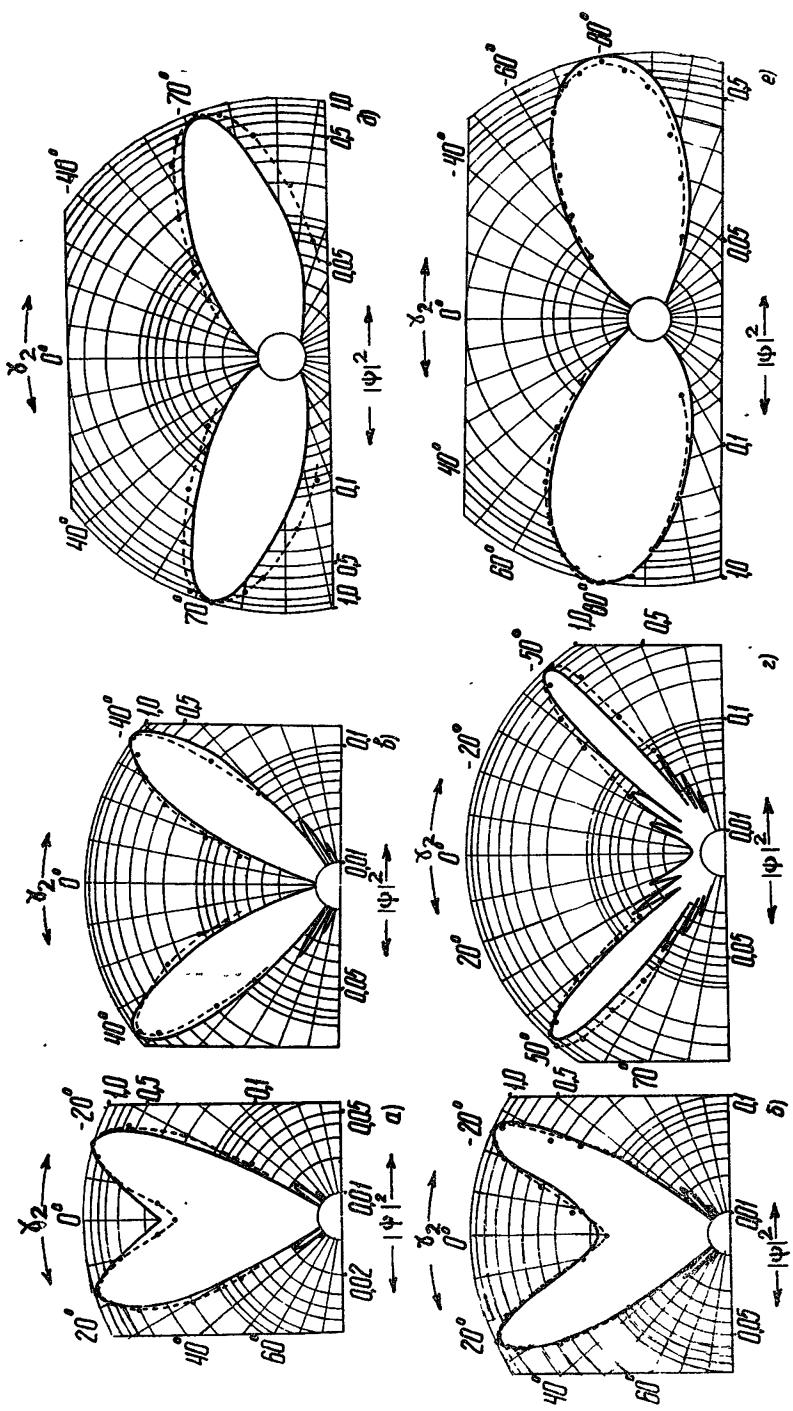


FIG. 4.

так как  $\lambda_{\text{пер}} (\varepsilon_{\text{эфф}} > 1) \gg \lambda_{\text{огр}}$  и  $\lambda_{\text{пер}} (\varepsilon_{\text{эфф}} > 1) \rightarrow \lambda_{\text{кр}} (\varepsilon_{\text{эфф}} > 1)$ . Случай  $\alpha(\lambda_{\text{пер}}) = 0^\circ$  позволяет реализовать режим осевого излучения и довести сектор сканирования до  $90^\circ$ . Дальнейший рост  $\varepsilon_{\text{эфф}} > 10$  приводит к ситуации, когда  $\Delta\alpha_0$  сравнимо с шириной резонансной кривой резонатора генератора. Тогда ЦЩИ приобретает свойства резонансной многолучевой антенны, излучающей веер парциальных ДН.

Зависимость  $\Delta\alpha_{0,5}$  от параметров ЦЩИ достаточно сложная, поэтому этот вопрос целесообразно обсудить подробнее. На рис. 6 а, б показана  $\Delta\alpha_{0,5}$  как функция  $ka$  (или  $\alpha$ )  $L/a$ . Поведение  $\Delta\alpha_{0,5}$  в зависимости от  $\alpha$  определяется двумя факторами. С одной стороны, с увеличением  $\alpha$  растет наблюдаемая длина ЦЩИ  $L_h = L \sin \alpha$ , равная проекции  $L$  на нормаль к направлению распространения поля излучения, и, как следствие,  $\Delta\alpha_{0,5}$  уменьшается. С другой стороны, с ростом  $\lambda_0 \rightarrow \lambda_{\text{кр}}$   $\Delta\alpha_{0,5}$  увеличивается за счет роста  $h_z$  и уменьшения  $L_{\text{эфф}}$ . Влияние  $L_h$  на  $\Delta\alpha_{0,5}$  оказывается преобладающим для малых  $\alpha$ ,  $L_{\text{эфф}}$  — для больших. Увеличение  $L/a$  ведет к естественному сужению ДН (рис. 6), но если  $L > L_{\text{эфф}}$ , значение  $\Delta\alpha_{0,5}$  стабилизируется. Для ЦЩИ существует значение  $\alpha$ , когда главный лепесток ДН имеет симметричную форму по  $\gamma$ . При малых  $\theta$  и больших  $L$  все три фактора ( $L_h$ ,  $L_{\text{эфф}}$ ,  $L/\lambda_0$ ), влияющие на  $\Delta\alpha_{0,5}$ , могут взаимно уравновеситься, ослабляя зависимость  $\Delta\alpha_{0,5}$  от  $\lambda_0$  (рис. 6 б). Для  $L > 10\lambda_0$   $\Delta\alpha_{0,5}$  можно оценить по приближенной формуле

$$\Delta\alpha_{0,5} \approx \arccos(\cos \alpha - t) - \arccos(\cos \alpha + t), \quad (11)$$

где  $t = 2,8(h_z/k)[1 - \exp\{-h_z/L\}]^{-1}$ .

Короткий ЦЩИ с  $L < 5\lambda_0$  не способен сформировать черенковский конус с малым  $\Delta\alpha_{0,5}$ , для него характерно слабонаправленное осевое излучение [14], однако с ростом  $L$  в ДН при  $\gamma \sim 0^\circ$  намечается провал и, когда последний достигает уровня 0,5,  $\Delta\alpha_{0,5}$  скачком уменьшается в два раза, что приводит к появлению ступеньки на графике зависимости  $\Delta\alpha_{0,5} = f(L)$ , причем чем меньше  $\alpha$ , тем при большем  $L/a$  появляется ступенька.

Из рис. 6 и проведенного анализа следует, что для уменьшения  $\Delta\alpha_{0,5}$  (при заданном  $\alpha$ ) требуется увеличить  $L$  и уменьшить  $\theta$ .

**4. Влияние проводящих экранов на формирование поля излучения щелевой ВВ.** Для повышения КНД антенны целесообразно использовать ЦЩИ (рис. 1а) в качестве облучателя зеркальных отражателей. Тем более, что ЦЩИ имеет  $ka < 1$  и малое  $D_a$ . Рассмотрены две простейшие геометрии отражателей: плоская (рис. 1б) и в виде сектора кругового цилиндра (рис. 1в).

ЦЩИ, щель которого направлена вверх, располагался на поверхности плоского зеркала с размерами  $kL = 130$ ,  $kL_1 = 58$ . Геометрические параметры ЦЩИ отвечают пункту 1 таблицы. На рис. 7а 1 —  $|\Psi(\gamma_1)|^2$ , 2 —  $|\Psi(\gamma_2)|^2$ , 3 — рассчитано по (3). Теоретическая ДН достаточно хорошо согласуется с экспериментом, в частности, расхождение по углу  $\alpha$  лежит в пределах  $\sim 5\%$ . Связано это не с погрешностью модели черенковского излучения, а с погрешностью квазистатического приближения вычисления  $h_z'$  [17]. Форма ДН такой системы представляет собой половину черенковского конуса (рис. 7а). Уровень излучения за плоский отражатель ( $\varphi = 180^\circ$ ) не превышает  $|\Psi_1|^2$ . В пространстве, не заэкранированном зеркалом, форма ДН существенно

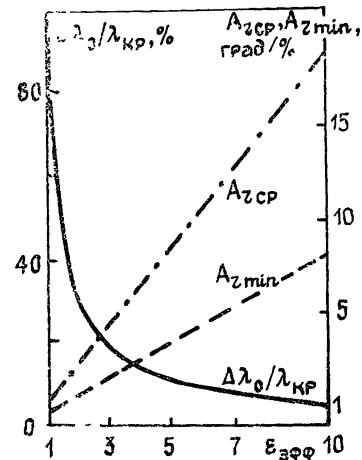


Рис. 5.

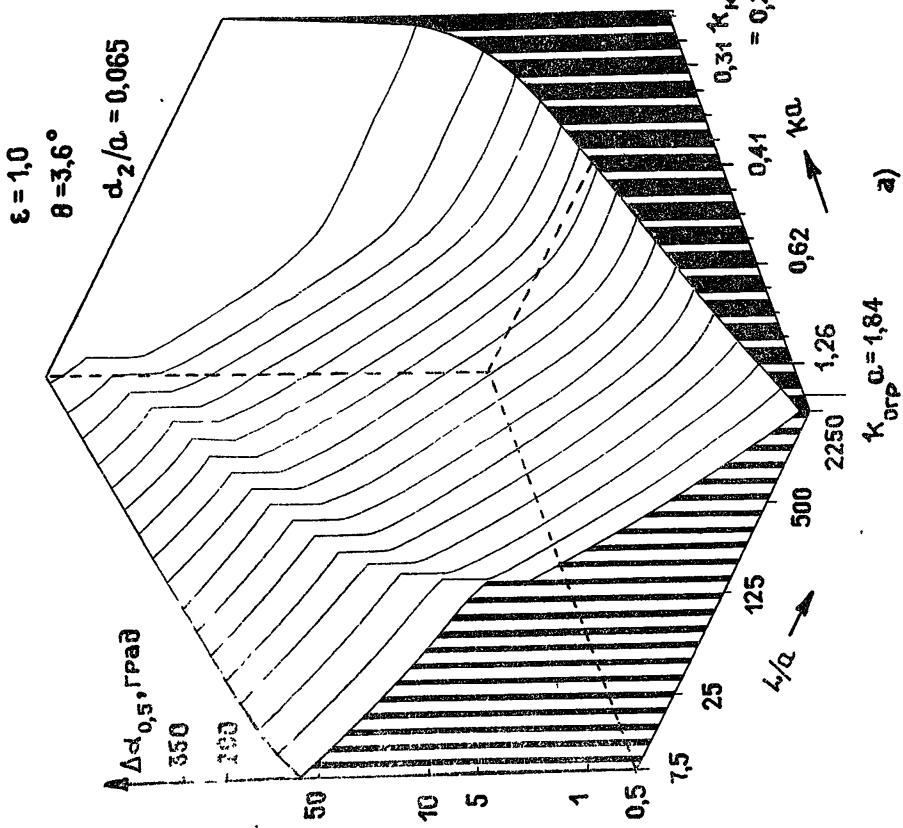
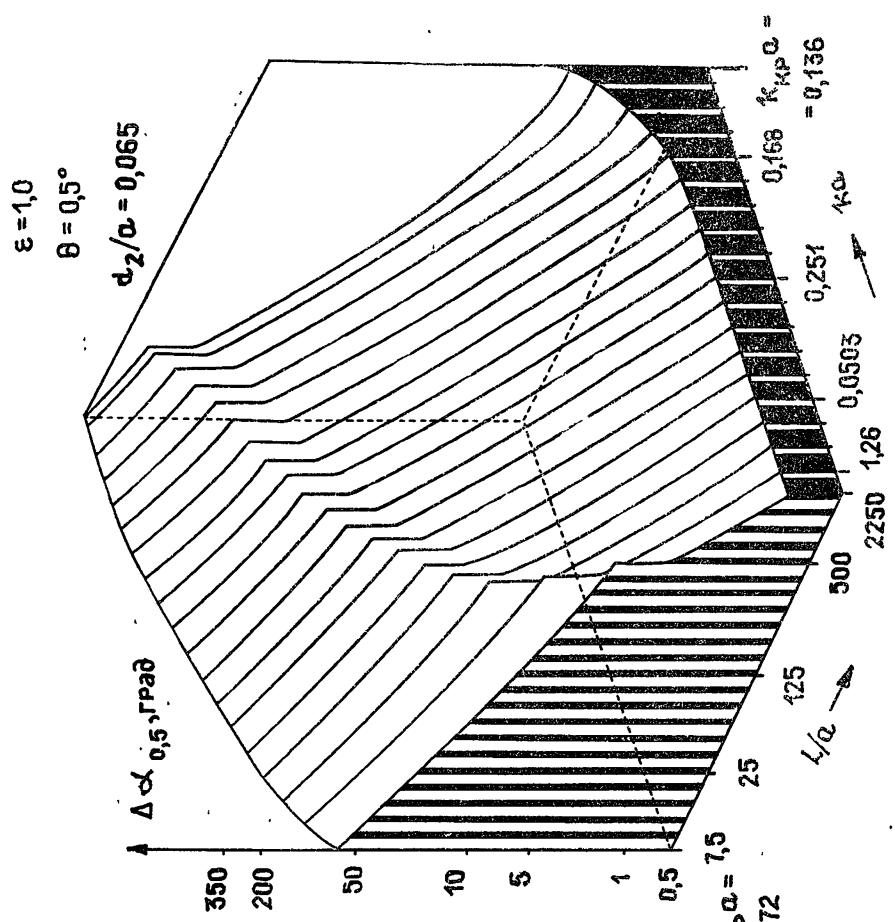


Рис. 6.

не отличается от случая на рис. 1а. Слабое влияние плоского зеркала на форму ДН ЦЩИ и малое  $D_3$  указывает на слабое влияние отражающей поверхности на характеристики ЦЩИ и о его низкосилуэтности.

Получить остронаправленную ДН можно при помощи антенны, показанной на рис. 1в. ЦЩИ расположен вблизи фокуса кругового цилиндрического зеркала ( $kR=52$ ,  $kL=130$ , раскрыв апертуры которого  $L_a \sim 10\lambda_0$ ). ДН такой антенны представлена на рис. 7 б, где 1 —  $|\Psi(\gamma_1)|^2$ , 2 —  $|\Psi(\gamma_2)|^2$ , 3 — рассчитано по (3). По сравнению со случаем рис. 1б значения  $\Delta\alpha_{0,5}$  и  $|\Psi_1|^2$  уменьшились, ширина главного лепестка ДН в поперечной плоскости  $\Delta\phi_{0,5} \approx 10^\circ$ .

Обычно исходя из соображений геометрической оптики [1], выбирают спадающее к краям распределение в раскрытии зеркала, а затем создают облучатель (часто весьма громоздкий) с достаточно узкой ДН, который способен обеспечить заданное в раскрытии распределение. После этого возникает ряд побочных проблем, связанных с определением  $z_\Phi$  облучателя и его оптимального расположения [1]. Полагается [1], что изотропный облучатель применять нецелесообразно, так как поле облучателя при углах  $90^\circ \leq \varphi \leq 270^\circ$  уходит в пространство, не взаимодействуя с зеркалом, а значит, падает КНД, растет  $|\Psi_1|^2$ . С зеркалом поле изотропного облучателя при  $90^\circ \leq \varphi \leq 270^\circ$ , конечно, не взаимодействует, однако оно взаимодействует с полем, отраженным от зеркала. В пространстве над отражателем при изотропном облучателе существуют два поля (поле облучателя и поле, рассеянное зеркалом), которые в близкой зоне интерферируют. Интерференция приводит, как известно, к гашению взаимодействующих полей в одних направлениях и усилинию в других. Оказывается, что при определенном положении ЦЩИ вблизи фокуса эта интерференция способна обеспечить ДН с необходимыми параметрами (см. рис. 7 б).

Имеется возможность провести сравнение с исследованием [20, 22], основанным на строго математически обоснованном решении задачи о рассеянии сферически-симметричного поля диполя идеально проводящим вогнутым сферическим зеркалом. В [20, 22] изучается ДН в дальней зоне по полному полю системы (поле диполя плюс поле, рассеянное зеркалом). Результаты [20, 22] качественно согласуются с рис. 7 б.

Экспериментально зеркальная антенна с такого типа изотропным облучением исследована, по-видимому, впервые (см. также [23, 24]), в первую очередь благодаря тому, что удалось реализовать в макете (рис. 1) при помощи ЦЩИ модель бесконечно тонкой магнитной нити тока. Приведенная на рис. 1 в схема значительно облегчает изготовление зеркальной антенны, так как, во-первых, фазовый центр ЦЩИ в поперечной плоскости  $xy$  расположен в средней части щели и заранее известен с точностью до полуширины щели  $d_1 = a \sin \theta$ , т. е. не хуже  $(0,02 \div 0,06)\lambda_0$ ; во-вторых, эффективная площадь использования раскрытия в нашем случае всегда равна 100%; в-третьих, при  $ka < 1$  ЦЩИ не затеняет апертуру зеркала и позволяет использовать значительно меньшие по апертуре зеркала, чем при других типах облучателей [1]. Кроме того, малое  $ka$  позволяет применять прозрачные решетки облучателей.

**5. Антенно-фидерные системы миллиметрового диапазона в интегральном исполнении на основе ЗЩЛ.** ЗЩЛ была предложена [13] как линия передачи для интегральных схем миллиметрового диапазона, так как она имеет сравнительно небольшую величину омических потерь, в два раза меньшую, чем у ЦЩЛ, площадь поперечного сечения; ЗЩЛ реализуема при помощи приемов, развитых для диэлектрических и полосковых волноводов. ЗЩЛ также имеет несколько режимов, что открывает возможность построения антенно-фидерных систем миллиметрового диапазона в интегральном исполнении на единой проводящей подложке, которая одновременно служит плоским зеркальным отражателем. ЗЩЛ сейчас самая миниатюрная линия передачи и обеспечи-

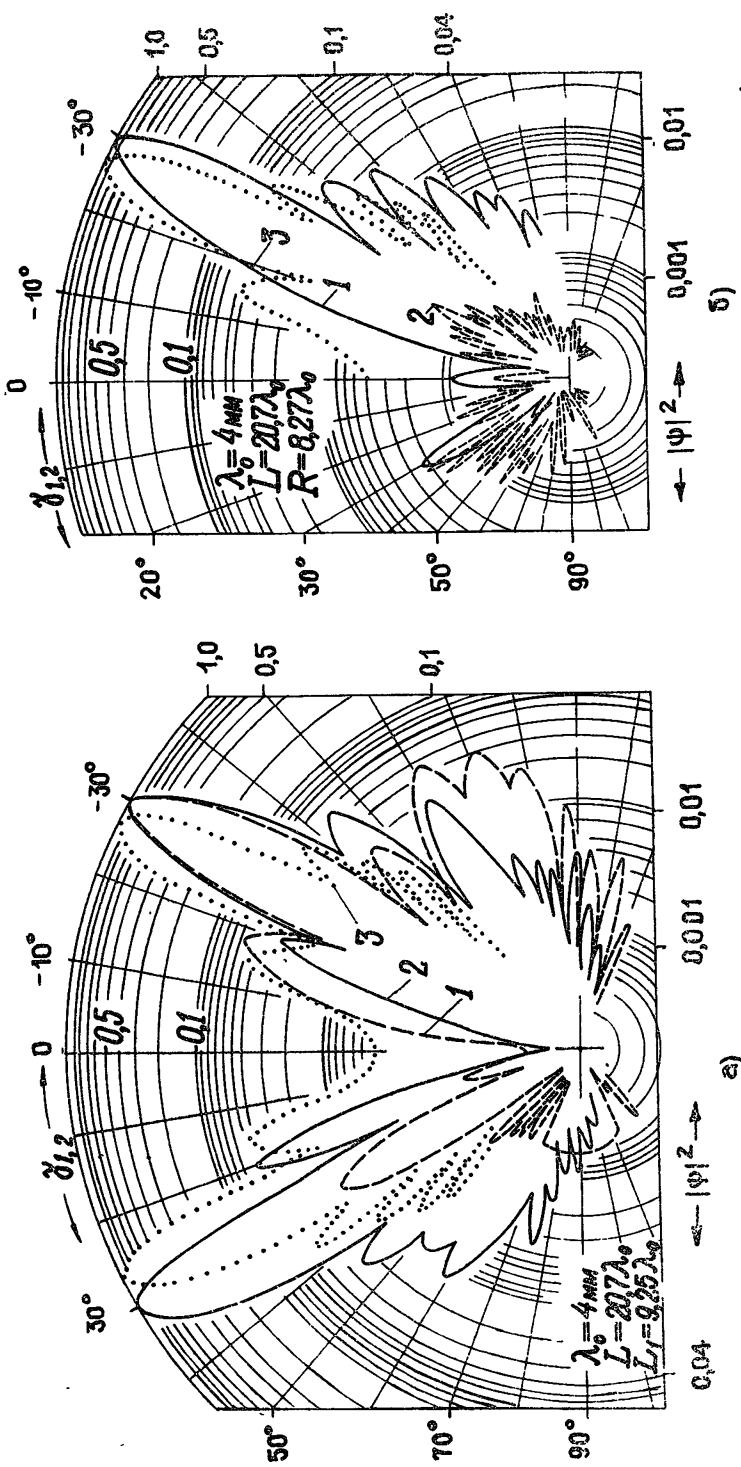


Рис. 7.

вает продвижение принципов микроэлектроники в коротковолновую часть спектра [13, 16].

Изготовлен лабораторный макет простейшей антенно-фидерной системы на основе ЗШЛ миллиметрового диапазона, схематическое изображение которого приведено на рис. 1г. Макет состоит из отрезка ЗШЛ, ЗЩИ, согласованной нагрузки  $N$ . Согласование ЗШЛ с ЗЩИ проведено при помощи четырех четвертьволновых трансформаторов. Осуществлять переход от ЗШЛ к ЗЩИ можно путем изменения в соответствующую сторону  $\varepsilon$  или любого из геометрических параметров. Однако необходимо учитывать, что в режиме линии передачи затухание ЦШВ определяется тепловыми потерями в металле линии  $h_s''$ , которые уменьшаются с ростом  $d_1$  (в общем случае, конечно,  $d_1$  должно оставаться меньше  $b$ ) [11, 13, 19]: в режиме излучения затухание ЦШВ определяется  $h_d'' \gg h_s''$ , причем  $h_d''$  имеет обратную зависимость от  $d_1$  (4). Поэтому при переходе от ЗШЛ к ЗЩИ щель целесообразно сужать для обеспечения заданного  $\Delta\alpha_{0,5}$  (или, если возможно, оставлять  $d_1$  неизменным) и изменения режима работы добиваться уменьшением габаритов ( $2a \times b$ ) или  $d_2$  (рис. 1г). При этом надо учитывать особенность амплитудного распределения ЦШВ, поле которой сосредоточено на щели, и поэтому осуществлятьстыковку отрезков ЗШЛ (ЗЩИ) необходимо вдоль оси, проходящей посередине щели (рис. 1г).

Параметры ЗШЛ на рис. 1 следующие:  $ka=0,32$ ,  $kb=0,4$ ,  $kd_2=kd_1=0,08$ . Для рассматриваемого ЗЩИ  $\varepsilon=2,2$ ,  $\varepsilon_{\text{эфф}}=1,72$ , а отсюда при  $\lambda_0=7,8$  мм ДН ЗЩИ характеризуется  $\alpha=52^\circ$ ,  $\Delta\alpha_{0,5}=12^\circ$ . Рабочий диапазон ЗЩИ составляет величину  $\Delta\lambda_0/\lambda_{\text{кр}}=35\%$  (см. (1)); ДН имеет форму половины черенковского конуса. Дальнейшего сужения ДН в поперечной плоскости можно добиться, применяя систему ЗЩИ. Отметим также, что щель ЗШЛ (и ЗЩИ) удобна для включения твердотельных элементов, в том числе генераторных [16], а значит, решетка излучателей может быть активной; широкая полоса ЗШЛ обеспечивает передачу видеоимпульса с малыми фазовымиискажениями.

Проведен анализ антенных характеристик излучения из продольно-щелевой цилиндрической структуры, действующей на основном щелевом типе колебания. Рассмотрено два варианта щелевых излучателей. Показана возможность осуществления частотного управления лучом в миллиметровом диапазоне с высокой углочастотной чувствительностью. К достоинствам исследованных щелевых излучателей относятся малые габариты ( $2a \sim \lambda_0/10$ ), одномодовый режим работы, однозначная связь между  $\alpha$  и  $\lambda_0$ , близко расположенная дальняя зона, простота конструкции. ДН излучения щелевого излучателя, расположенного в свободном пространстве, представляет черенковский конус с углом раскрытия  $2\alpha$ ; поляризация излучения — линейная. Получен ряд формул для расчета характеристик щелевых излучателей. Обсуждены особенности использования ЦЩИ в качестве облучателя зеркальных антенн. Такая зеркальная антенна отличается простотой и удобством построения. Оптимизация ДН и КНД зеркальной антенны при этом производится путем выбора оптимального расположения облучателя вблизи фокуса зеркала. Малые габариты ЦЩИ позволяют использовать прозрачные решетки облучателей для амплитудного сканирования и параллельного обзора. Обсужден способ построения антенно-фидерных систем миллиметрового диапазона в интегральном исполнении на основе ЗШЛ и ЗЩИ.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Справочник по радиолокации. — М.: Сов. радио, 1977, т. 2.
2. Goldstone L. O., Oliner A. A. — IRE Trans., 1959, 7, p. 307
3. Hines I. N., Rumsey V. H., Walter C. H. — Proc. IRE, 1953, 11, p. 1627
4. Claricoats P. J., Green P. E., Oliner A. A. — Electr. Lett., 1966, 2, № 8, p. 307.
5. Willoughby E. O. — Proc. IRE, 1969, 30, p. 150.

6. Nguen T. V. — IEEE Trans., 1971, AP-7, № 5, p. 677.
7. Кошпаренок В. Н., Половников Г. Г., Шестопалов В. П. — ЖТФ, 1972, 42, № 10, с. 2039.
8. Войтович Н. Н., Каценеленбаум Б. З., Сивов А. Н. — Радиотехника и электроника, 1974, 19, № 12, с. 2458.
9. Гарб Х. Л., Фридберг П. Ш. — Радиотехника и электроника, 1974, 19, № 1, с. 1.
10. Велиев Э. И., Носич А. И., Шестопалов В. П. — ДАН УССР, сер. «А», 1976, с. 928.
11. Шестопалов В. П. — ДАН СССР, 1982, 264, № 5, с. 1139.
12. Авторское свидетельство № 698085 — Бюл изобрет, 1979, № 42, с. 219.
13. Комарь Г. И., Носич А. И., Шестопалов В. П. — ДАН УССР, сер. «А», 1983, 5, с. 57.
14. Комарь Г. И. В кн.: Физика и техника миллиметровых и субмиллиметровых волн. — Киев: Наукова думка, 1983, с. 138.
15. Комарь Г. И., Шестопалов В. П. Тезисы Всесоюзного научного семинара «Методы синтеза и применение многослойных интерференционных систем». — М.: Гос. ун-т, 1984, с. 134.
16. Комарь Г. И., Шестопалов В. П. Тезисы Всесоюзной научно-технической конференции «Проблемы интегральной электроники СВЧ». — Л.: Электротехн. ин-т, 1984, с. 28.
17. Комарь Г. И., Носич А. И., Шестопалов В. П. — ДАН УССР, сер. «А», 1983, № 7, с. 49.
18. Уолтер К. Антенны бегущей волны. — М.: Энергия, 1963.
19. Комарь Г. И., Шестопалов В. П. Препринт ИРЭ АН УССР № 230. — Харьков, 1983.
20. Шестопалов В. П. Сумматорные уравнения в современной теории дифракции. — Киев: Наукова думка, 1983.
21. Джелли Дж. Черенковское излучение и его применение. — М.: ИЛ, 1960.
22. Виноградов С. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, 26, № 1, с. 91.
23. Комарь Г. И. — ДАН УССР, сер. «А», 1985, № 4, с. 51.
24. Комарь Г. И., Шестопалов В. П. — Радиотехника и электроника, 1985, 31, № 7, с. 1312.

Институт радиофизики и электроники  
АН УССР

Поступила в редакцию  
1 июля 1985 г.

## THE SLOT-LEAKY WAVE RADIATOR CHARACTERISTICS

*G. I. Komar', A. A. Kupriyan, V. P. Shestopalov*

The miniature frequency scanners of millimeter waveband on the basis of cylindrical and image slot radiators (CSR and ISR) operating in the regime of fast leaky wave are investigated. Constructions are distinguished by the simple technology and high angular-frequency sensitivity.