

DOI <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2021.6.11>  
621.396.67

## ИЗЛУЧАТЕЛИ СКАЛЯРНЫХ МОД КРУГЛОГО ВОЛНОВОДА

В. А. Калошин<sup>1</sup>, Фам Ван Чунг<sup>2</sup>, Е. В. Фролова<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,  
125009, Москва, ул. Моховая, 11-7

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт (Национальный исследовательский университет), 141700, г. Долгопрудный Московской области, Институтский пер., 9

Статья поступила в редакцию 22 июня 2021 г.

**Аннотация.** Исследованы частотные характеристики излучателей  $E_{01}$  и  $H_{01}$  мод круглого металлического волновода. Рассмотрены излучатели в виде открытого конца круглого волновода со ступенчатым срезом, в том числе с цилиндрическим зеркалом, а также открытого конца волновода с неоднородной анизотропной диэлектрической пластиной. Численное моделирование и оптимизация параметров проведены с использованием метода конечных элементов и конечных разностей во временной области.

**Ключевые слова:** круглый волновод, скалярные моды, излучатели.

**Abstract.** The frequency characteristics of the radiators of  $TM_{01}$  and  $TE_{01}$  modes of a circular metal waveguide are investigated. Radiators in the form of an open end of a circular waveguide with a stepped cut, including those with a cylindrical mirror, as well as an open end of a waveguide with an inhomogeneous anisotropic dielectric plate are considered. Numerical simulation and optimization of parameters were carried out using finite element and finite differences in time domain methods.

**Keywords:** circular waveguide, scalar modes, radiators.

### Введение

Проблема создания излучателей на основе круглого волновода со скалярными рабочими модами, в частности  $H_{01}$  и  $E_{01}$ , возникает из-за воронкообразной формы диаграммы направленности (ДН) при излучении этих

мод из открытого конца волновода или рупора. Такая форма ДН связана с линейной зависимостью угла поворота поляризации поля скалярной моды от азимутального угла в поперечном сечении волновода. Переход к моде  $H_{10}$  прямоугольного волновода с использованием известных преобразователей мод приводит к дополнительным потерям, сужению рабочей полосы частот и уменьшению пропускаемой мощности.

В работе [1] Л.И. Пангонисом был предложен излучатель скалярных мод круглого волновода в виде открытого конца со ступенчатым срезом. Однако непосредственное применение такого излучателя ограничено из-за большой ширины главного лепестка ДН в азимутальной плоскости (около  $180^\circ$ ). Для сужения ДН излучателя в этой плоскости в работе [2] С.Н. Власовым было предложено использовать цилиндрическое параболическое зеркало.

Недостатком этих излучателей является разная ширина ДН в Е и Н плоскости и частотное сканирование луча, что ограничивает их использование в качестве облучателей антенных систем, а использование непосредственно в качестве антенны ограничено из-за небольшого коэффициента усиления. При этом частотные характеристики этих излучателей неизвестны.

Другой подход к формированию игольчатых ДН излучения скалярных мод из открытого конца круглого волновода предложен В.А. Калошиным в работе [3]. Он основан на использовании преобразователя поляризации в неоднородной анизотропной диэлектрической пластины, расположенной перед излучателем в виде открытого конца круглого волновода или рупора. Диэлектрическая проницаемость пластины описывается одноосным тензором с осью, образующей семейство конфокальных осей волновода парабол. Неоднородная анизотропная пластина в работе [3] была экспериментально реализована путем использования набора из восьми анизотропных однородных цилиндров с поперечным сечением в виде углового сектора из слоистого диэлектрика и были проведены измерения ДН моды  $E_{01}$ . Аналогичная конструкция антенны была использована позднее в работе

[4], где также исследовалось поле излучения моды  $E_{01}$ . Та же идея использовалась при разработке двухзеркальной антенны с облучателем в виде открытого конца круглого волновода (рупора) и вспомогательным зеркалом с анизотропной проводимостью за счет выполнения на его отражающей поверхности канавок четвертьволновой глубины, образующих семейство конфокальных парабол [5]. Следует отметить, что полоса рабочих частот описанных излучателей также ограничена из-за искажения формы ДН излученного поля при отклонении электрической толщины анизотропной диэлектрической пластины или глубины канавок зеркала от заданных значений. При этом частотные характеристики этих излучателей неизвестны.

Цель данной работы - исследование частотных характеристик излучателей  $E_{01}$  и  $H_{01}$  мод круглого металлического волновода и возможностей их улучшения за счет оптимизации параметров.

### 1. Излучатели Пангониса и Пангониса - Власова

На рис. 1а показана ДН излучения моды  $E_{01}$  из открытого конца круглого металлического волновода, а на рис. 1б - излучатель Пангониса, который представляет собой открытый конец круглого волновода со ступенчатым срезом.

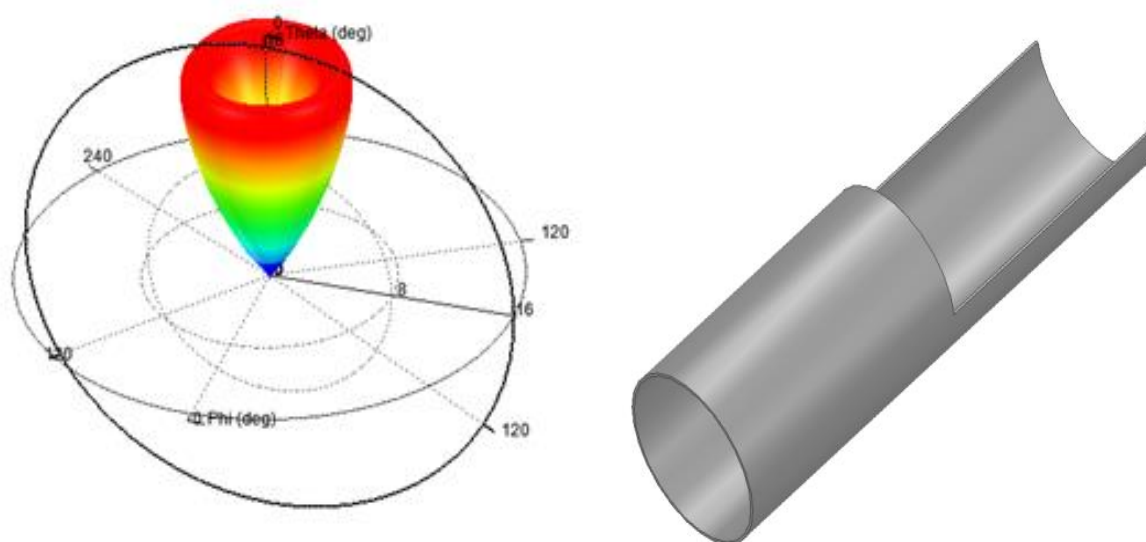


Рис. 1а. ДН излучения моды  $E_{01}$  Рис. 1б. Излучатель Пангониса.

Рассчитанные с использованием метода конечных элементов (МКЭ) в программной среде ANSYS HFSS нормированные ДН излучателя Пангониса радиусом  $R=14$  мм для моды  $E_{01}$  в полосе частот 12...16 ГГц представлены на рис. 2, а для моды  $H_{01}$  в полосе 15...17 ГГц – на рис. 3. Длина выступающей части излучателя равна 40 мм.

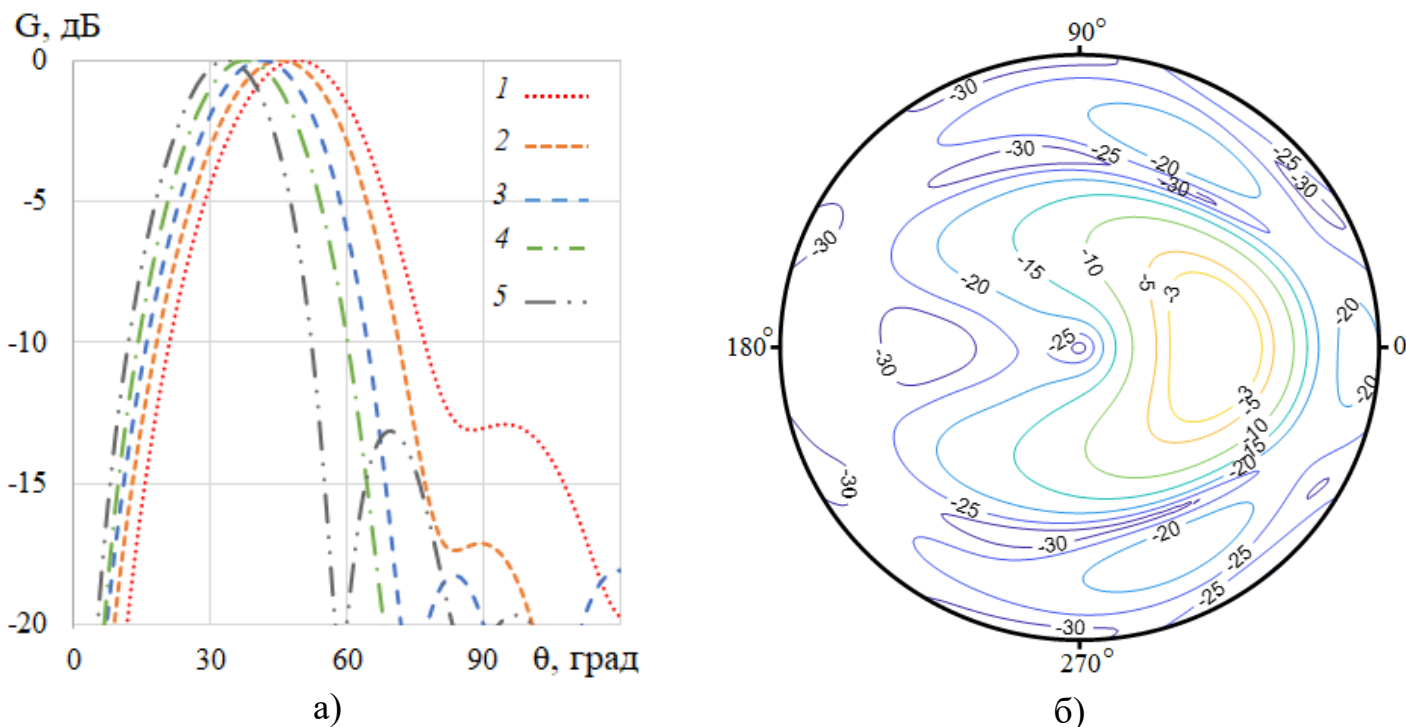


Рис. 2. Диаграммы направленности излучателя Пангониса с модой  $E_{01}$ : а) в плоскости симметрии на частотах 12 (1), 13 (2), 14 (3), 15 (4), 16 (5) ГГц; б) в виде линий уровня на частоте 13 ГГц.

На рис. 3 видно, что уровень первого бокового лепестка ДН излучателя Пангониса с модой  $H_{01}$  (рис. 2б) очень большой (около -5 дБ), поэтому при исследовании излучателя Пангониса - Власова ограничимся модой  $E_{01}$ .

В излучателе Пангониса - Власова (рис. 4) для сужения ДН по азимуту (углу  $\Phi$ ) используется металлическое зеркало в виде параболического цилиндра [2] с фокальной линией, совпадающей с осью волновода. В результате оптимизации положения зеркала с целью выравнивания ширины ДН в двух плоскостях в широкой полосе частот с использованием метода конечных элементов (МКЭ) в среде Ansys HFSS было найдено его оптимальное расстояние

от оси, равное 20 мм при диаметре волновода 28 мм и длине выступающей части 40 мм.

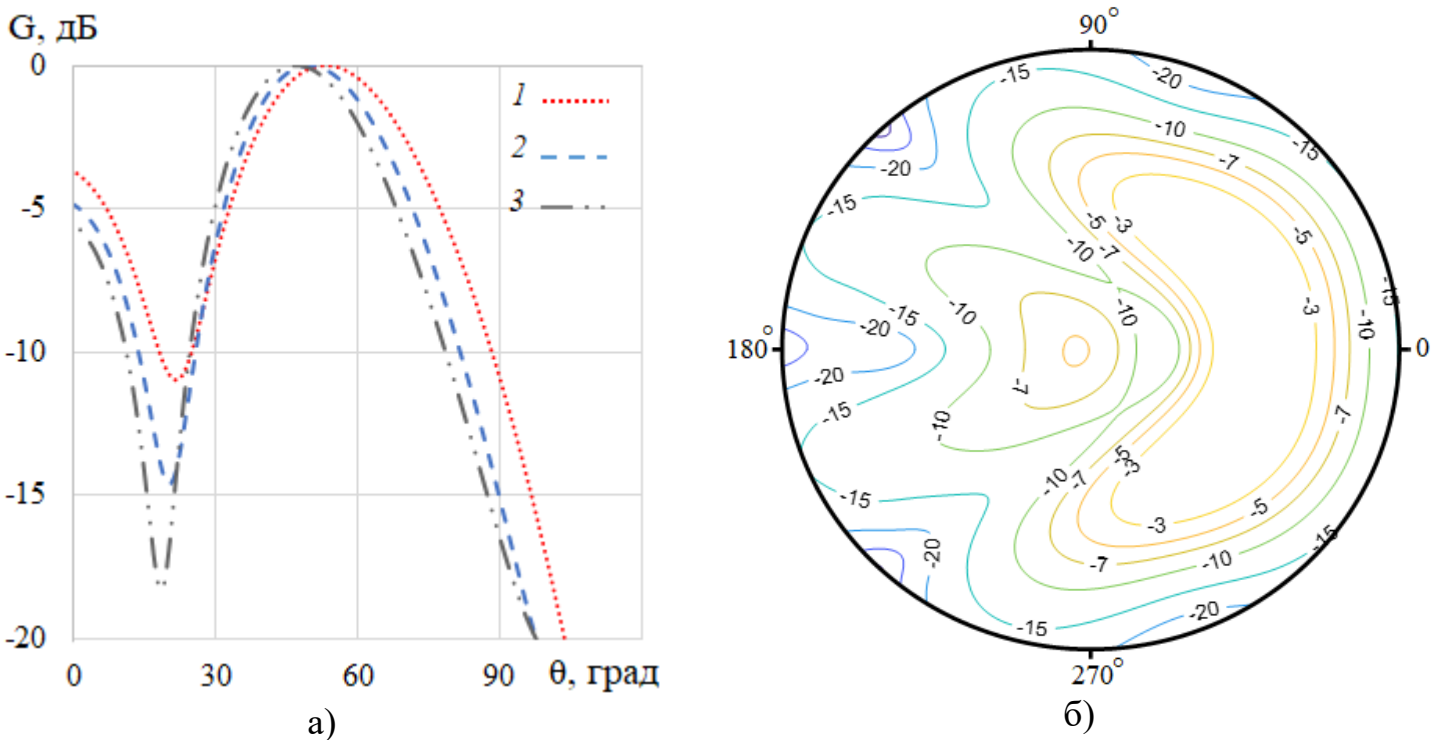


Рис. 3. Диаграммы направленности излучателя Пагониса с модой  $H_{01}$ : а) в плоскости симметрии на частотах 12 (1), 13 (2), 14 (3), 15 (4), и 16 (5) ГГц; б) в виде линий уровня на частоте 16 ГГц.

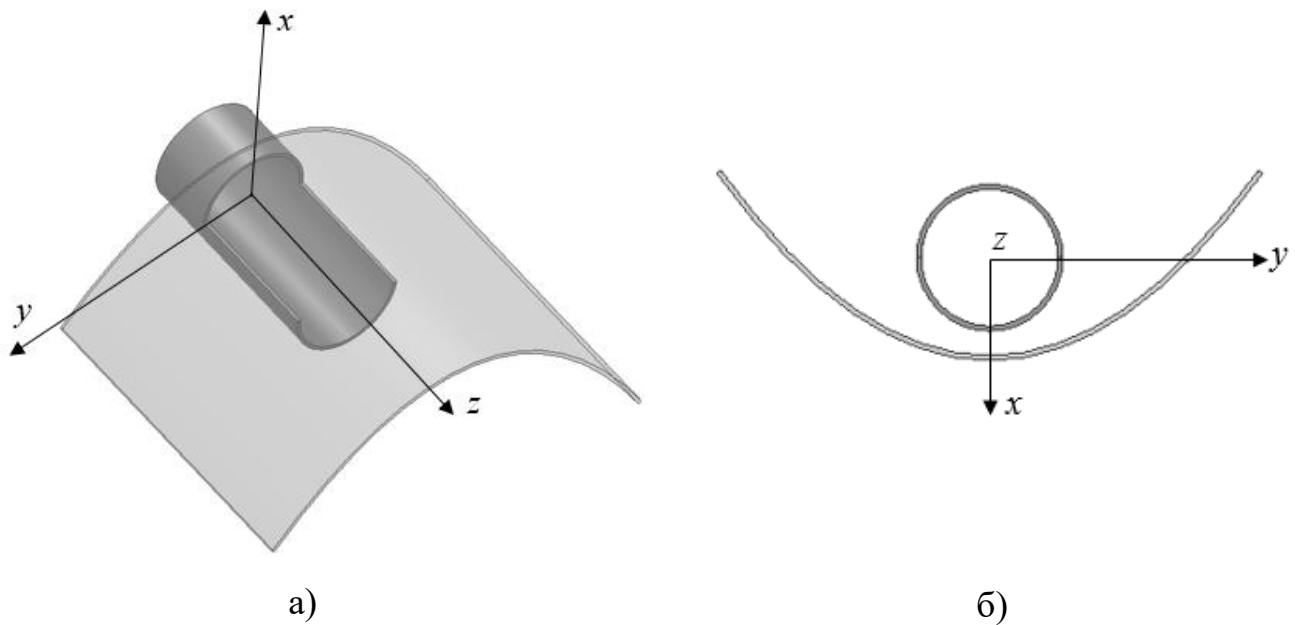


Рис. 4. Излучатель Пангониса – Власова: а) общий вид б) поперечное сечение.

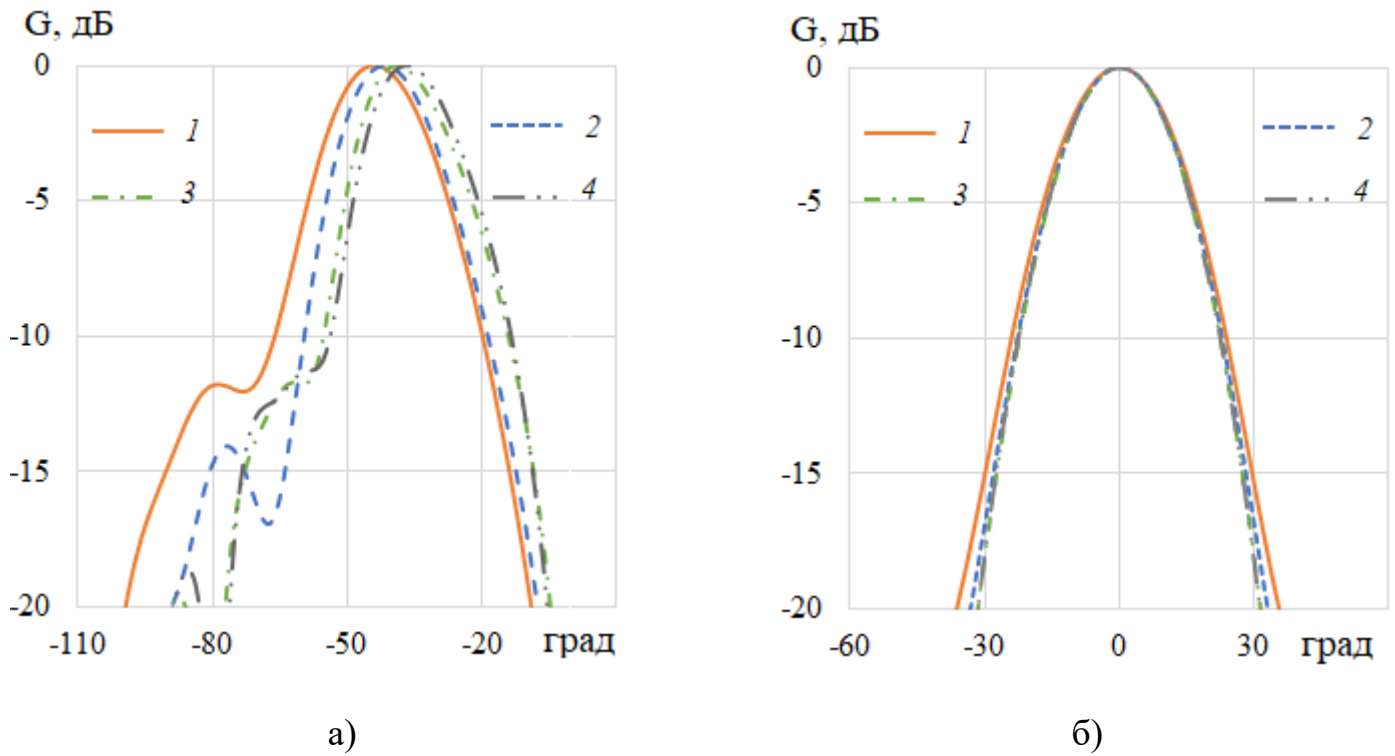


Рис. 5. Амплитудные диаграммы направленности излучателя Пангониса-Власова с  $E_{01}$  модой на частотах 13 (1), 14 (2), 15 (3), 16 (4) ГГц: а) в Е плоскости (плоскости симметрии); б) в Н-плоскости.

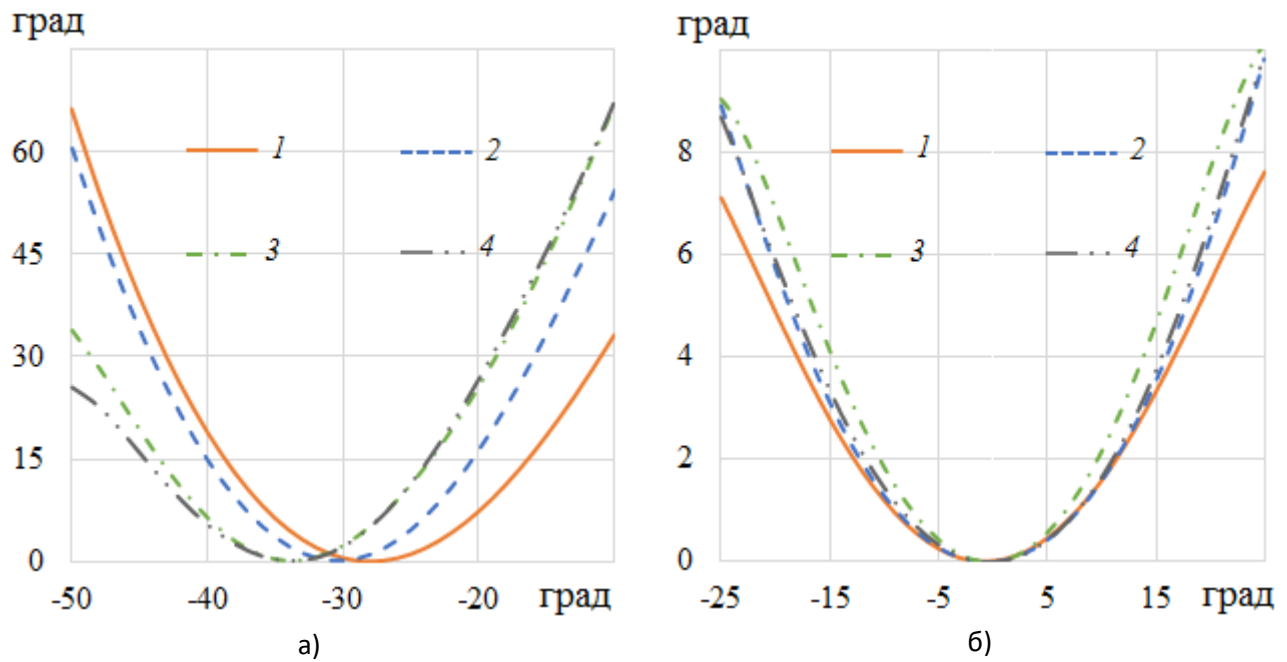


Рис. 6. Фазовые диаграммы направленности излучателя Пангониса-Власова с  $E_{01}$  модой на частотах: 13 (1), 14 (2), 15 (3) и 16 (4) ГГц: а) в Е-плоскости; б) в Н-плоскости.

Амплитудные и фазовые ДН оптимизированного излучателя на четырех частотах, представлены, соответственно, на рис.5 и рис.6 в системе координат, приведенной на рис. 4.

На рис. 5а видно, что с изменением частоты ДН сканирует в плоскости симметрии излучателя. Также в этой плоскости смещается с изменением частоты фазовая ДН (рис. 6а). При этом кривизны фазовых ДН в Е и Н плоскостях (рис.6) существенно отличаются, что означает наличие у этого излучателя существенной величины астигматизма (разных положений фазового центра в разных плоскостях).

## 2. Рупор с анизотропной пластиной

Для формирования игольчатой ДН излучения из открытого конца круглого волновода или рупора с рабочей модой  $E_{01}$  или  $H_{01}$  необходимо преобразовать их поля в апертуре с кольцевой (радиальной) поляризационной структурой в поля с линейной поляризацией в одной плоскости. Для этого можно использовать преобразователь поляризации в виде неоднородной анизотропной диэлектрической пластины [3], установленный перед апертурой излучателя. Пластина состоит из двух симметричных половин, а неоднородность пластины определяется необходимостью поворота поляризации поля на переменный угол, величина которого равна половине соответствующего азимутального угла  $\Phi$  в данной точке поперечного сечения пластины. Нетрудно убедиться, что для этого ось тензора диэлектрической проницаемости в поперечном сечении пластины должна образовать семейство конфокальных парабол с фокусом на оси волновода (рис. 4а), а толщина линзы  $t$ , нормированная на длину волны в свободном пространстве  $\lambda$ , определяется выражением:

$$t/\lambda = 0.5/(\sqrt{\varepsilon_{//}} - \sqrt{\varepsilon_{\perp}}),$$

(1) Выполнение уравнения (1) обеспечивает разность фаз между ортогональными поляризациями поля (параллельной и перпендикулярной оси тензора) равную 180

градусам.

Наиболее просто реализовать неоднородную анизотропную линзу в виде набора однородных анизотропных цилиндров с поперечным сечением в виде углового сектора и осями тензора диэлектрической проницаемости касательными к соответствующим параболам (рис. 7а) на линиях, проходящих через середины секторов (рис. 7б). Реализовать такую пластину можно из слоистого диэлектрика.

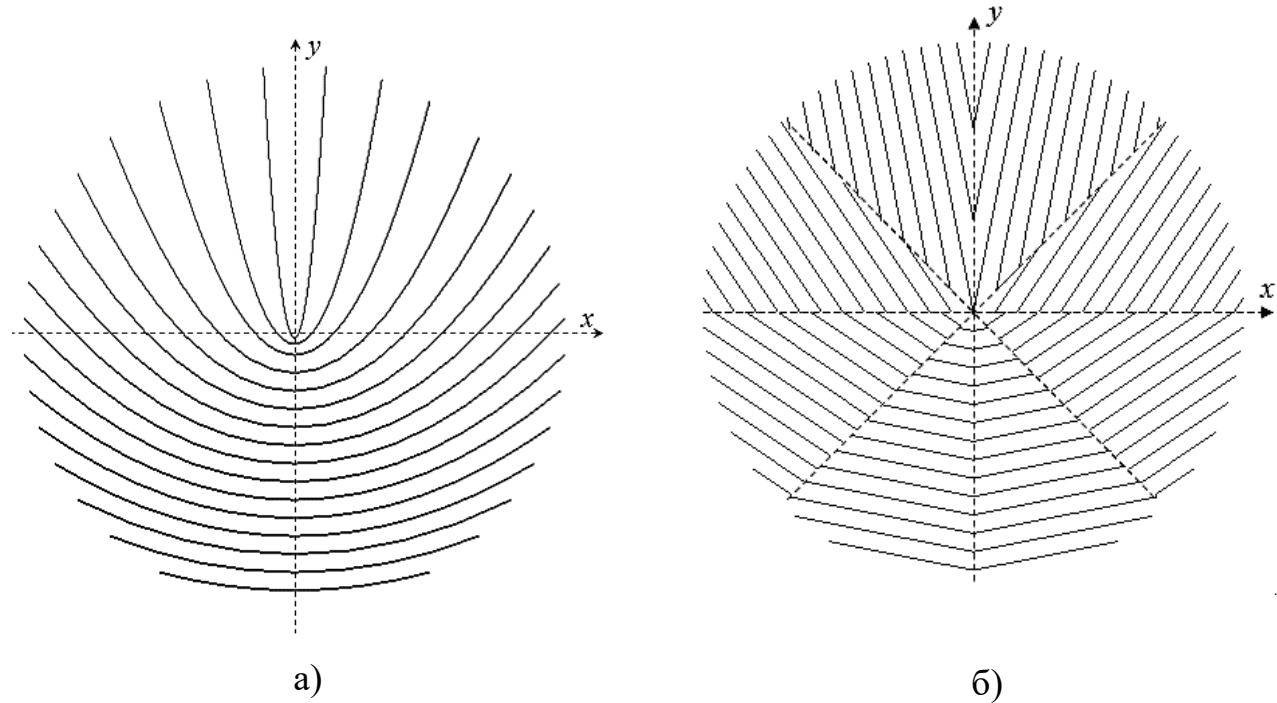


Рис.7. Линии оси тензора диэлектрической проницаемости в поперечном сечении пластины: а) – неоднородная пластина б) – пластина из восьми секторов.

Формулы для эффективной диэлектрической проницаемости (квадрата усредненного коэффициента преломления) слоистого диэлектрика для двух вариантов ориентации вектора падающего электрического поля (параллельно и перпендикулярно слоям диэлектрика), полученные в [5] в квазистатическом приближении, в частном случае (диэлектрик – воздух) имеют вид:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{//} &= \varepsilon_{//s} + \frac{(k_0 ab(1-\varepsilon))^2}{12(a+b)^2} \\ \varepsilon_{\perp} &= \left( \frac{\cos^2 \varphi}{\varepsilon_{\perp s}} + \frac{\sin^2 \varphi}{\varepsilon_{//s}} \right)^{-1} + \frac{(k_0 ab(1-\varepsilon))^2}{12(a+b)^2} \cdot \left( \frac{\sin^2 \varphi - \cos^2 \varphi (\varepsilon_{//s}^2 / \varepsilon)}{\sin^2 \varphi + \varepsilon_{//s} \cos^2 \varphi} \right)^2 \end{aligned} \quad (2)$$



$$\varepsilon_{//s} = (a + b\varepsilon) / (a + b), \varepsilon_{\perp s} = (a / (a + b) + b / ((a + b)\varepsilon))^{-1}, k_0 = 2\pi / \lambda,$$

где  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость материала пластины,  $\varphi$  – угол падения на границу диэлектрика,  $a$ ,  $b$  – толщины слоёв диэлектрика и воздуха, соответственно.

Для оценки точности формул (2) проведем сравнение вычисленных с их помощью компонентов тензора эффективной диэлектрической проницаемости для нормального падения ( $\varphi = 0$ ) с результатами численного моделирования с использованием опции «eigen mode» в среде Ansys HFSS.

На рис. 8а, 8б, соответственно, приведены частотные зависимости компонентов тензора  $\varepsilon_{\perp}$  и  $\varepsilon_{//}$  слоистой среды из материала FR4 ( $\varepsilon = 4.4$ ) с периодом слоёв  $d = a + b = 4$  мм для двух значений коэффициента заполнения  $\eta = a/d = 1/2$  и  $\eta = 1/5$ , рассчитанные по формулам (2) и с использованием численного моделирования.

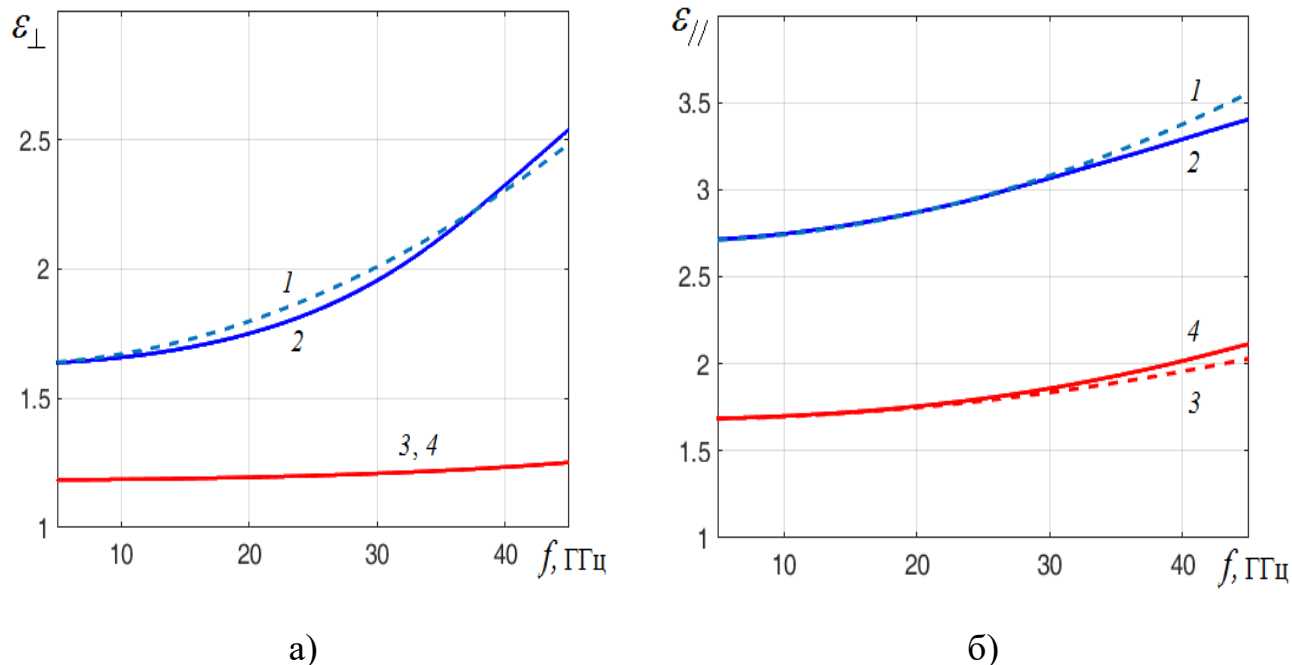


Рис. 8. Частотные зависимости компонентов тензора эффективной диэлектрической проницаемости: а)  $\varepsilon_{\perp}$ , б)  $\varepsilon_{//}$ ,  $a/d = 0.5$  (1, 2),  $a/d = 0.2$  (3, 4), расчет по формуле 2 (1, 3), численное моделирование (2, 4).

Рассчитанные по формуле (1) зависимости требуемой толщины линзы от частоты для  $\epsilon = 4.4$ ,  $d = 4$  мм,  $a = b = 2$  мм приведены на рис. 9.

Как видно на рис. 8, 9 квазистатическое приближение (2) достаточно точно описывает частотные зависимости компонентов тензора эффективной диэлектрической проницаемости в широкой полосе частот (до 40 ГГц). Используем эти формулы для расчета зависимости фазового сдвига  $\Delta$  между параллельно и перпендикулярно поляризованными полями в плоскости симметрии пластины от частоты.

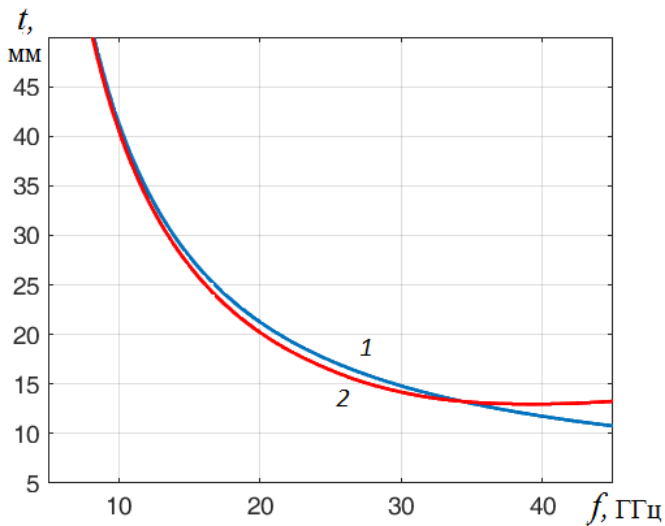


Рис. 9. Зависимость толщины пластины от частоты: (1) расчёт по формуле (2), (2) численное моделирование.

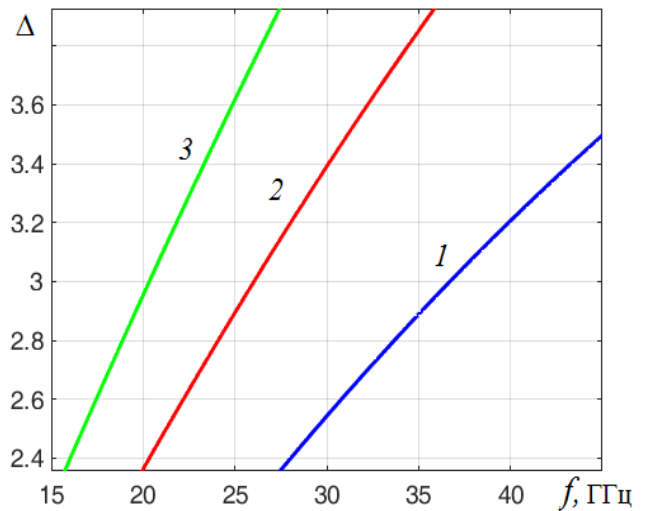


Рис.10. Зависимость фазового сдвига от частоты:  $t = 12$  (1),  $16$  (2) и  $20$  мм (3).

Фазовый сдвиг между полями с ортогональными поляризациями определяется формулой:

$$\Delta = k_0 t (\sqrt{\epsilon_{//}} - \sqrt{\epsilon_{\perp}}) \quad (3)$$

Результаты расчета зависимости  $\Delta(f)$  для трех толщин пластины по формуле (3) с учетом формул (2) приведены на рис. 10.

Для получения идеальной линейной поляризации поля на выходе пластины должно выполняться условие  $\Delta = \pi$ . На рисунке видно, что полоса частот,

определяемая граничными значениями  $\Delta = \pi - 0.2$  и  $\Delta = \pi + 0.2$  растет с уменьшением толщины пластины, но относительная полоса частот при этом равна примерно 16 % и слабо зависит от величины этого параметра.

Задавая толщину пластины  $t = 15$  мм на кривой 2 (рис. 7) находим частоту  $f = 27.5$  ГГц. На этой частоте величина  $\varepsilon_{//} = 3$  (см. рис. 8б), что приводит к большой величине коэффициента отражения от границ пластины. Для уменьшения этой величины добавим с каждой стороны пластины по четвертьволновому согласующему слою с компонентами тензора эффективной диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{//c} = \sqrt{\varepsilon_{//}}$ ,  $\varepsilon_{\perp c} = \sqrt{\varepsilon_{\perp}}$ . В результате для коэффициента заполнения получаем:

$$\eta_c = (\sqrt{(\varepsilon + 1)/2} - 1)/(\varepsilon - 1), \quad (4)$$

где  $\eta_c = a_c/d_c$ ,  $a_c$  – ширина слоя диэлектрика, а  $d_c = d$  – период заполнения согласующих слоев.

Для частоты  $f = 27.5$  ГГц толщина согласующего слоя  $t_c = 2$  мм. Следует учесть, что при добавлении согласующих слоев с обеих сторон пластины ее толщина увеличится на 4 мм, что приведет к соответствующему понижению оптимальной частоты, которое потребует, в свою очередь, увеличения толщины согласующего слоя и т.д. Расчеты показали, что в первом приближении для толщины линзы  $t = 15$  мм оптимальное значение толщины согласующего слоя  $t_c = 3$  мм, а оптимальная частота  $f = 19.5$  ГГц.

Результаты моделирования с использованием МКЭ и метода конечных разностей во временной области (МКРВО) ДН рупора с неоднородной анизотропной пластиной общей толщиной  $t + 2t_c = 21$  мм и пластиной в виде набора восьми однородных секторов общей толщиной  $t + 2t_c = 26$  мм на четырех частотах приведены на рис. 11, 12, соответственно.

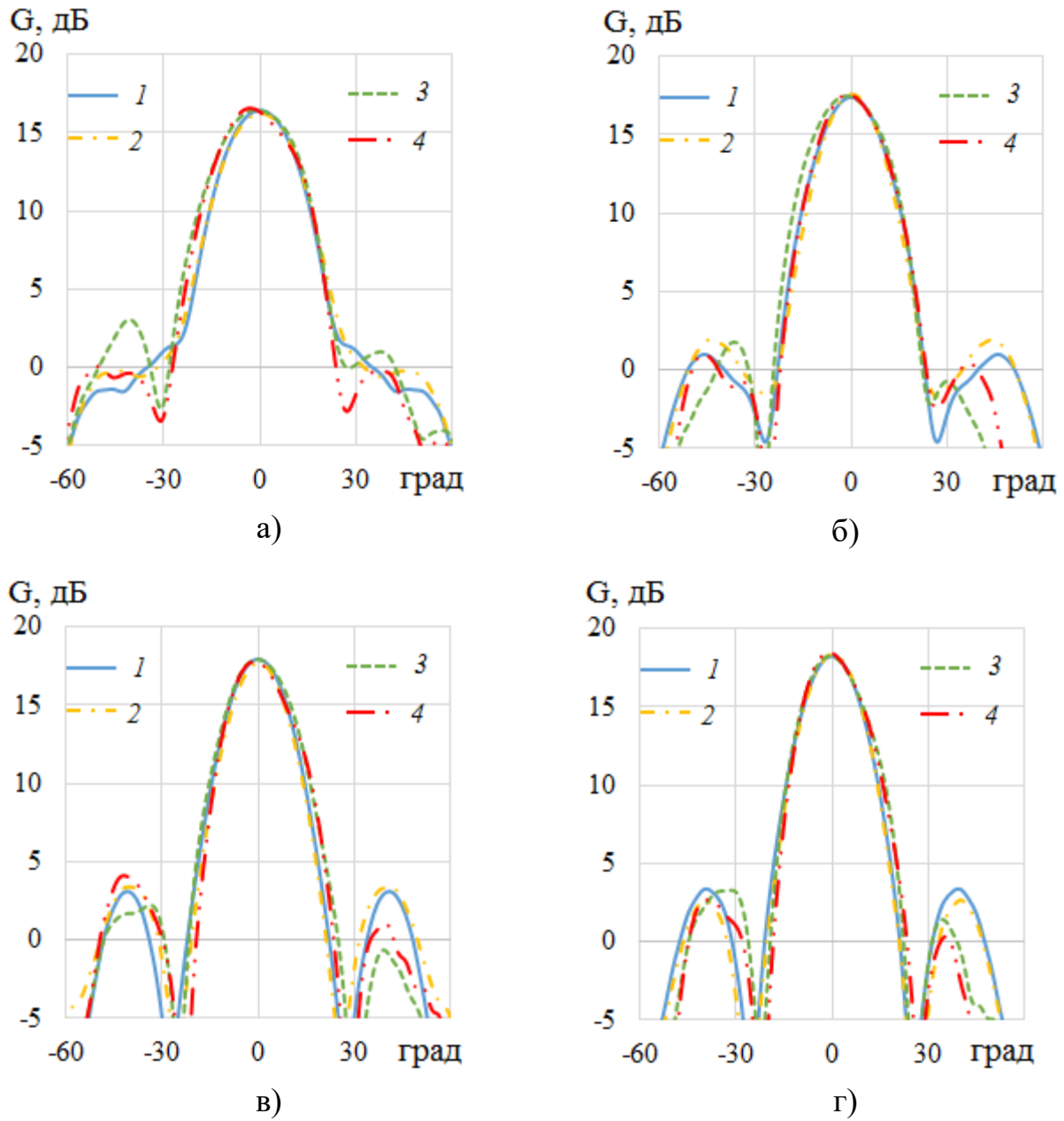


Рис. 11. Диаграммы направленности рупора с модой  $E_{01}$  и неоднородной пластиной на частотах: а)  $f = 16.5$  ГГц, б)  $f = 18$  ГГц, в)  $f = 19$  ГГц, г)  $f = 20$  ГГц, Н- плоскость (1, 2), Е-плоскость (3, 4), МКЭ (1, 3), МКРВО (2, 4).

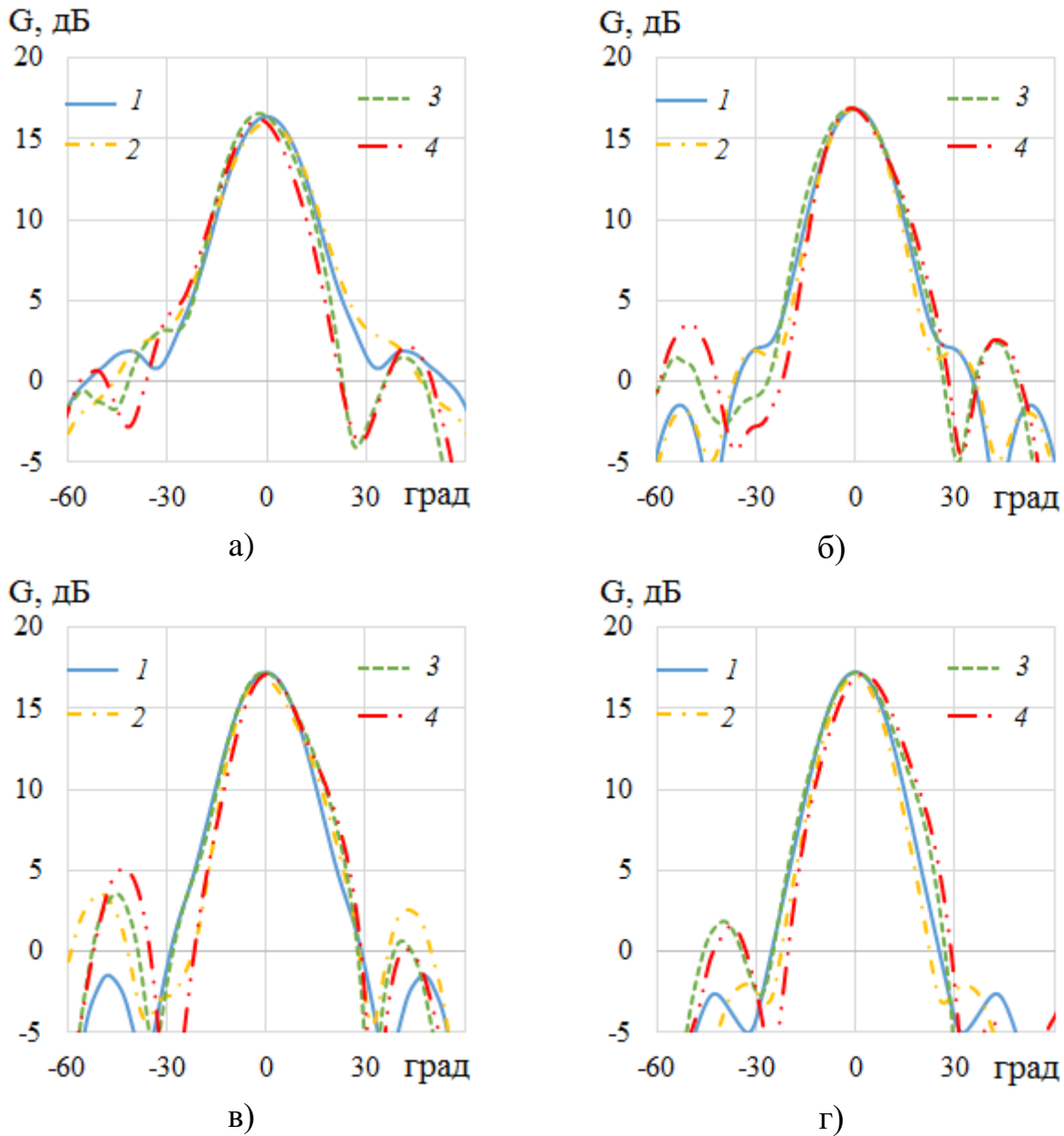


Рис. 12. Диаграммы направленности рупора с модой  $E_{01}$  и пластиной из 8 секторов на частотах: а)  $f = 16.5$  ГГц, б)  $f = 18$  ГГц, в)  $f = 19$  ГГц, г)  $f = 20$  ГГц, Н- плоскость (1, 2), Е-плоскость (3, 4), МКЭ (1, 3), МКРВО (2, 4).

На рис. 13 приведены нормированные кросс - поляризационные ДН рупора с неоднородной анизотропной пластиной и пластиной в виде набора восьми однородных секторов на четырех частотах.

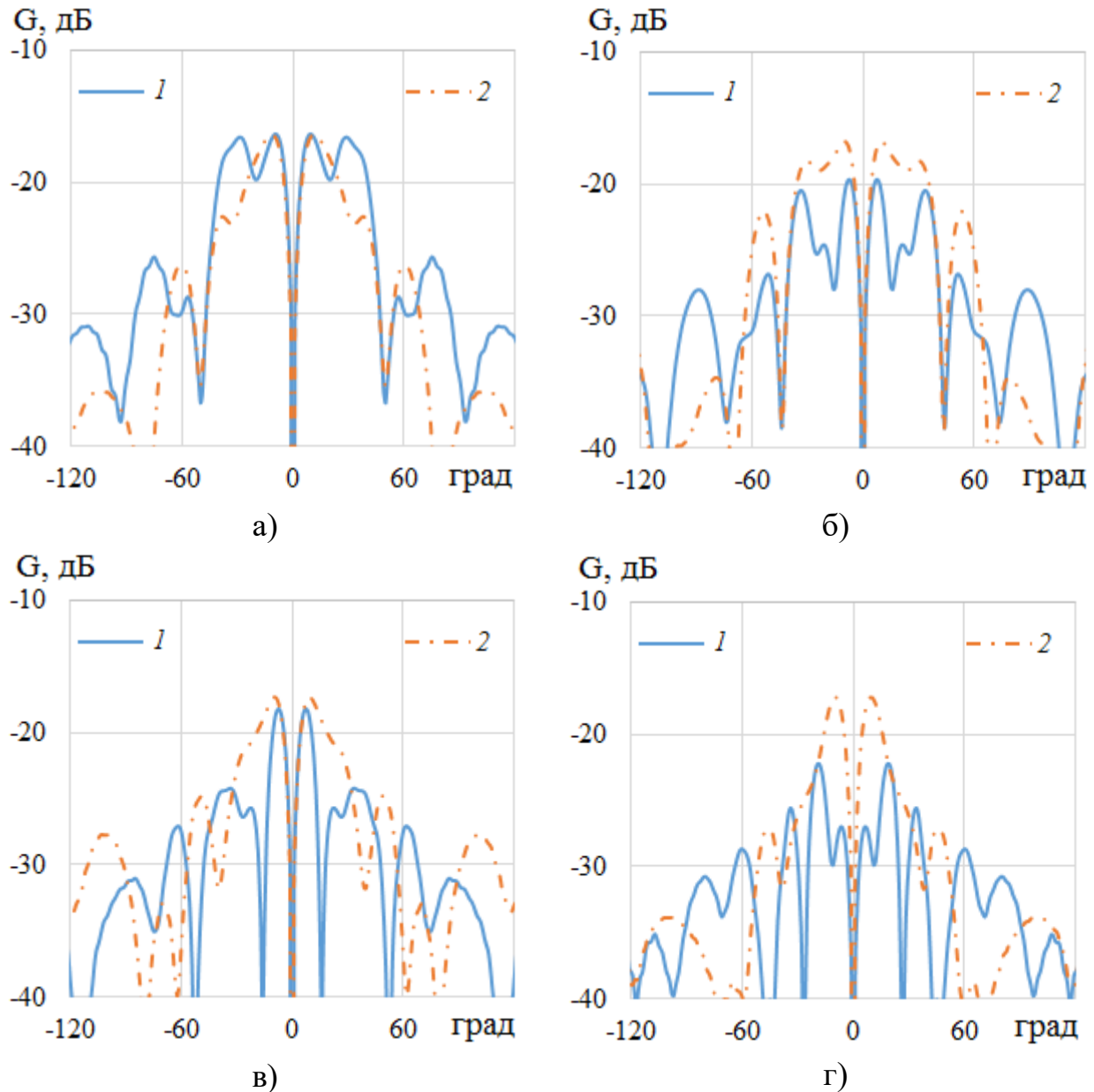


Рис. 13. Кросс-поляризационные диаграммы направленности рупора с модой  $E_{01}$  в Н- плоскости на частотах: а)  $-f = 16.5$  ГГц, б)  $-f = 18$  ГГц, в)  $-f = 19$  ГГц, г)  $-f = 20$  ГГц, пластина из 8 секторов (1), неоднородная пластина (2).

На рисунке видно, что приближенное решение задачи преобразования поляризации в апертуре рупора при использовании пластины из 8 секторов на некоторых частотах обеспечивает более низкий уровень кросс- поляризации, чем точное решение.

Далее аналогичное исследование было проведено для моды  $H_{01}$ . Результаты моделирования и оптимизации с использованием МКЭ и МКРВО ДН рупора с неоднородной анизотропной пластиной общей толщиной  $t + 2t_c = 21$  мм и пластиной в виде набора восьми однородных секторов общей толщиной  $t + 2t_c = 26$  мм на четырех частотах приведены на рис. 14, 15, соответственно.

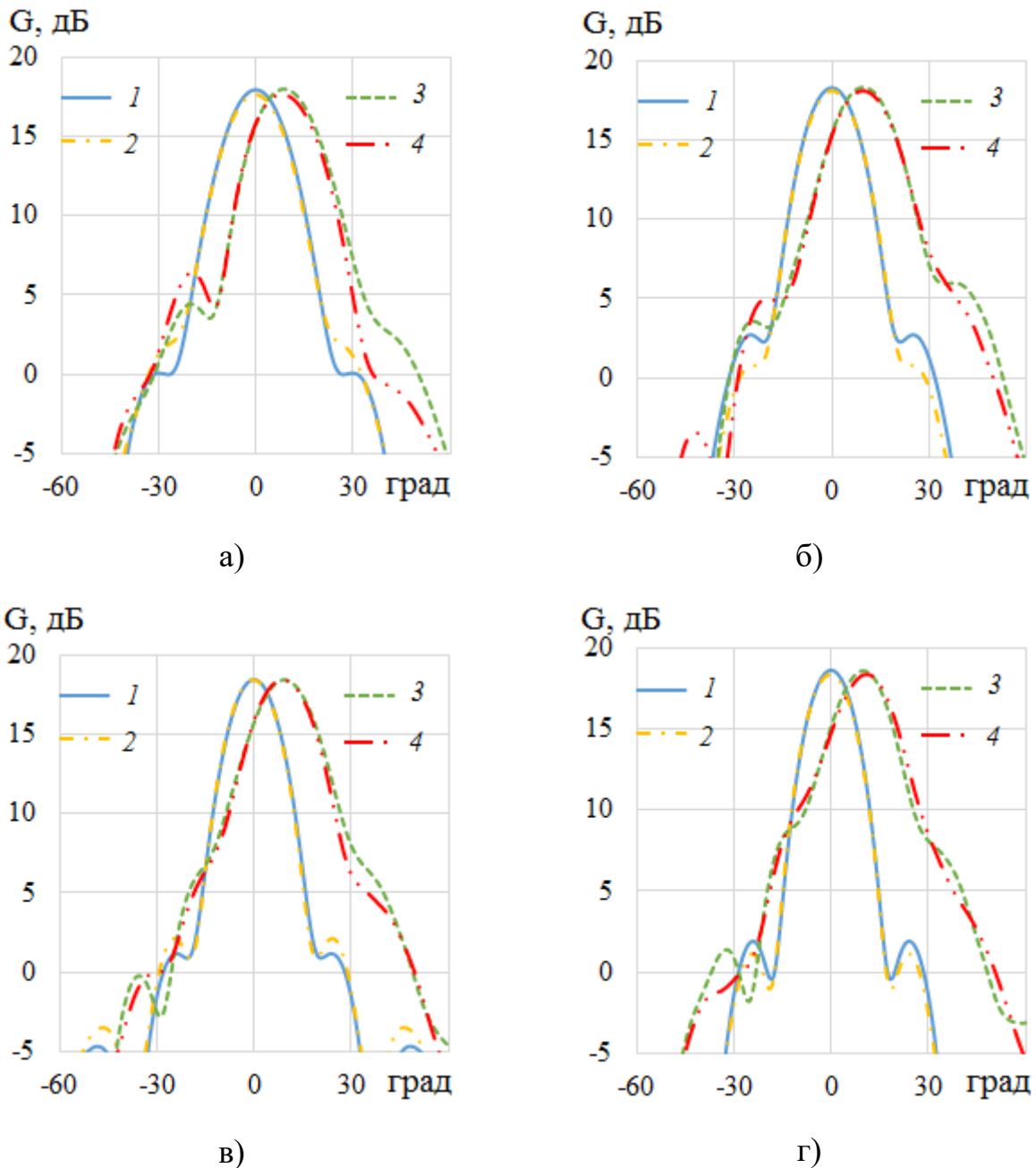


Рис.14. Диаграммы направленности рупора с модой  $H_{01}$  и неоднородной пластиной на частотах: а)  $f = 16.5$  ГГц, б)  $f = 18$  ГГц, в)  $f = 19$  ГГц, г)  $f = 20$  ГГц, Е- плоскость (1, 2), Н- плоскость (3, 4), МКЭ (1, 3), МКРВО (2, 4).

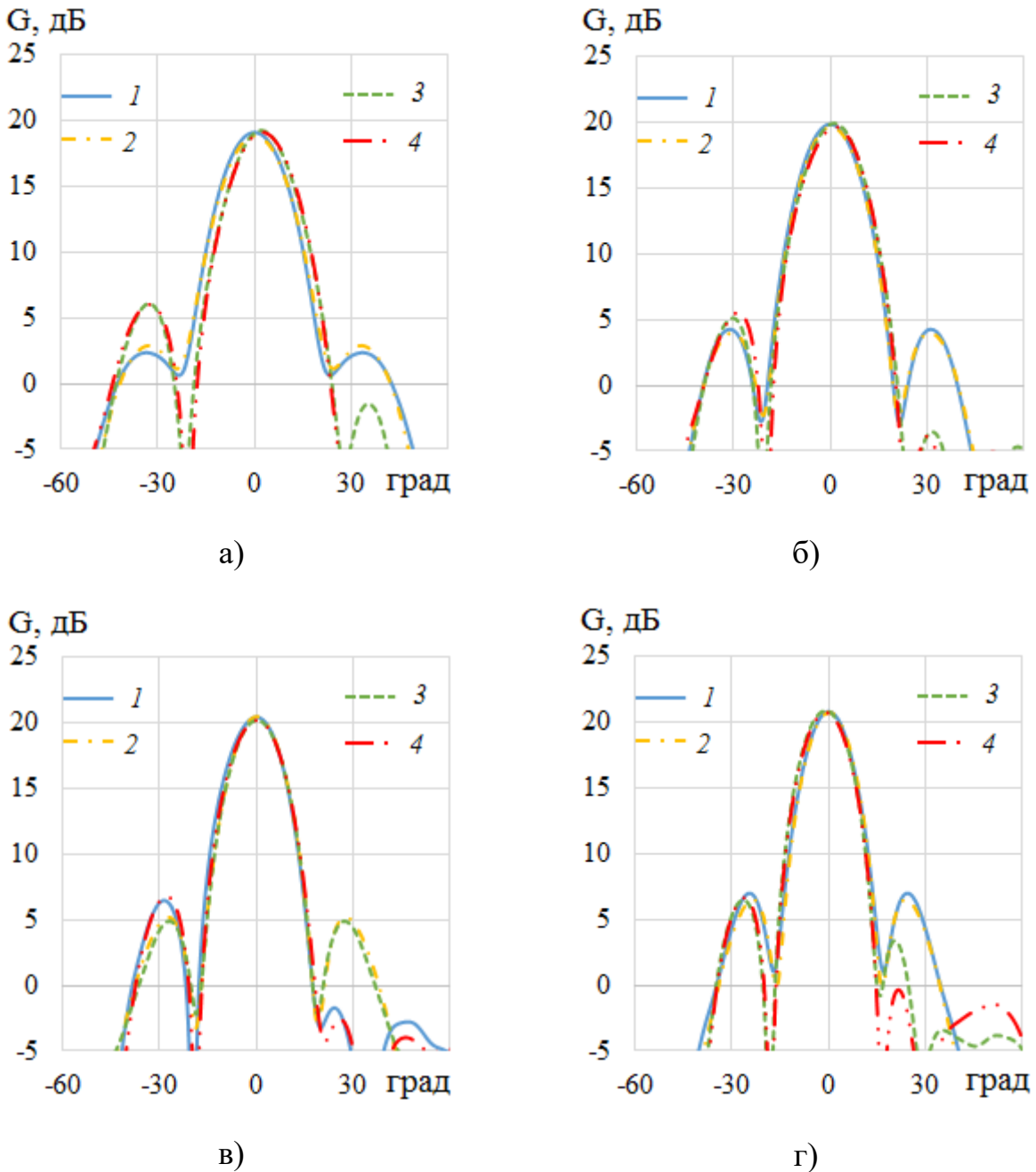


Рис.15. Диаграммы направленности рупора с модой  $H_{01}$  и пластиной из 8 секторов на частотах: а)  $f = 16.5$  ГГц, б)  $f = 18$  ГГц, в)  $f = 19$  ГГц, г)  $f = 20$  ГГц, Е-плоскость (1, 2), Н-плоскость (3, 4), МКЭ (1, 3), МКРВО (2, 4).

На рис.16 приведены нормированные кросс-поляризационные ДН рупора с неоднородной анизотропной пластиной и пластиной в виде набора восьми однородных секторов на четырех частотах.



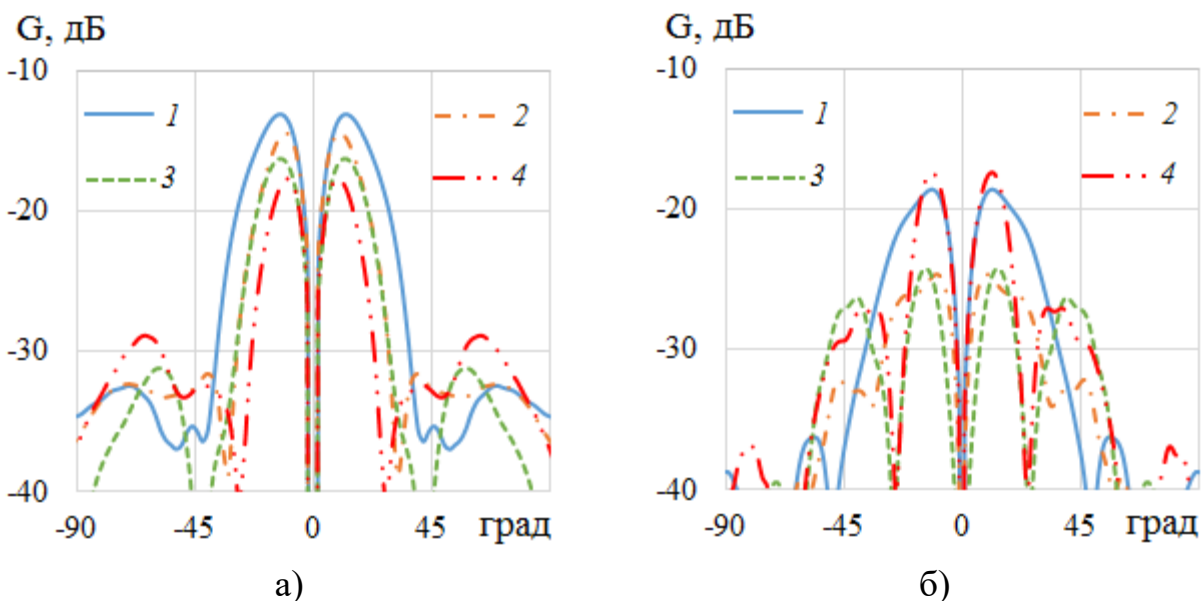


Рис. 16. Нормированные диаграммы направленности рупора с модой  $H_{01}$  на кросс - поляризации, рассчитанные с использованием МКЭ: а) с неоднородной пластиной на частотах 16.5 (1), 18 (2), 19 (3) и 20 (4) ГГц; б) с пластиной из 8 секторов на частотах: 16.5 (1), 18 (2), 20 (3) и 22 (4) ГГц.

Как видно на рис. 14, рис.15, ДН рупора с модой  $H_{01}$  и неоднородной пластиной отклонены от оси рупора в  $H$ -плоскости, а максимум коэффициента усиления на 2- 3 дБ ниже, чем у рупора с пластиной из 8 секторов. Уровень кросс-поляризации у рупора с неоднородной пластиной также выше, чем у рупора с пластиной из 8 секторов.

На рис.17 показаны фазовые ДН рупора с пластиной из восьми секторов в двух плоскостях, рассчитанные с использованием МКЭ на четырёх частотах.

Как видно на рис. 17, фазовые aberrации ДН не превышают 20 градусов.

Для экспериментальной проверки результатов численного моделирования рупора с анизотропной неоднородной пластиной был разработана конструкция и изготовлен экспериментальный образец, продольное сечение которого показано на рис. 18.

В качестве прототипа возбудителя был использован возбудитель моды  $E_{01}$ , предложенный и исследованный в работе [7], параметры которого были

оптимизированы. В результате оптимизации удалось расширить полосу согласования до 47 % и существенно уменьшить габариты возбуждателя.

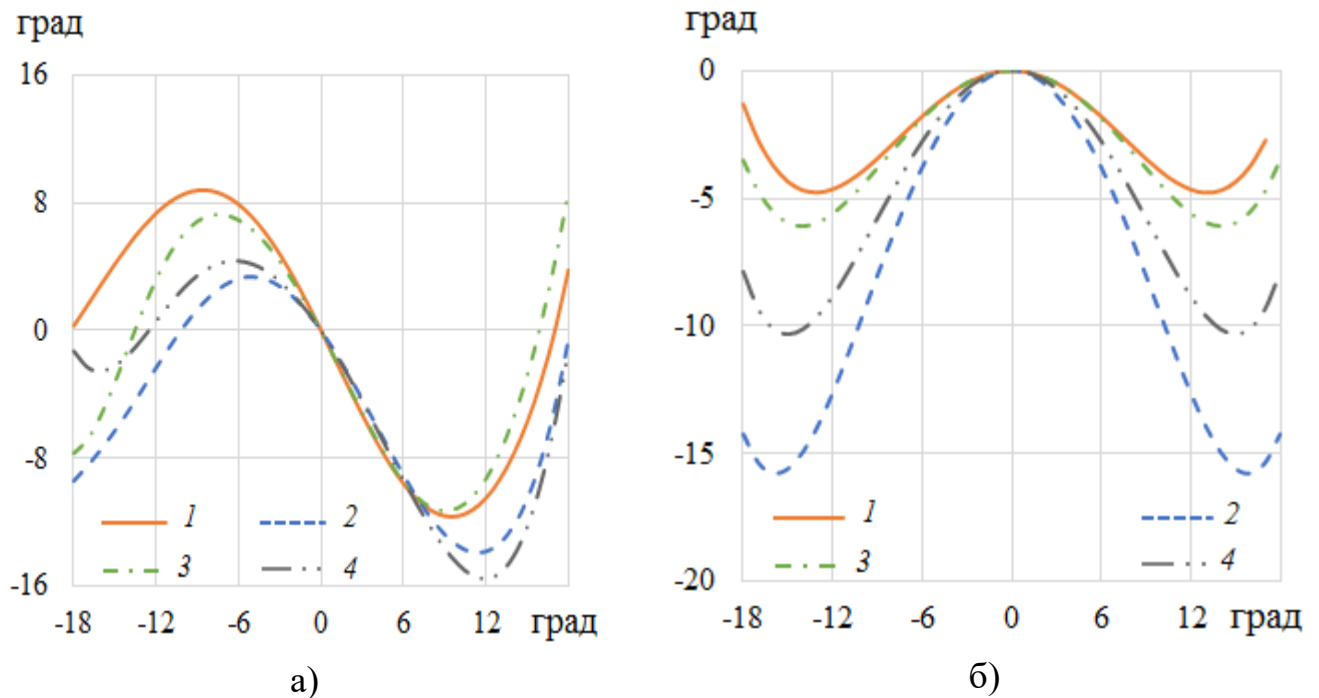


Рис.17. Фазовые ДН рупора с пластиной из восьми секторов в E- плоскости (а) и H- плоскости (б) на частотах: 16.5 (1), 18 ГГц (2), 19 ГГц (3) и 20 ГГц (4).

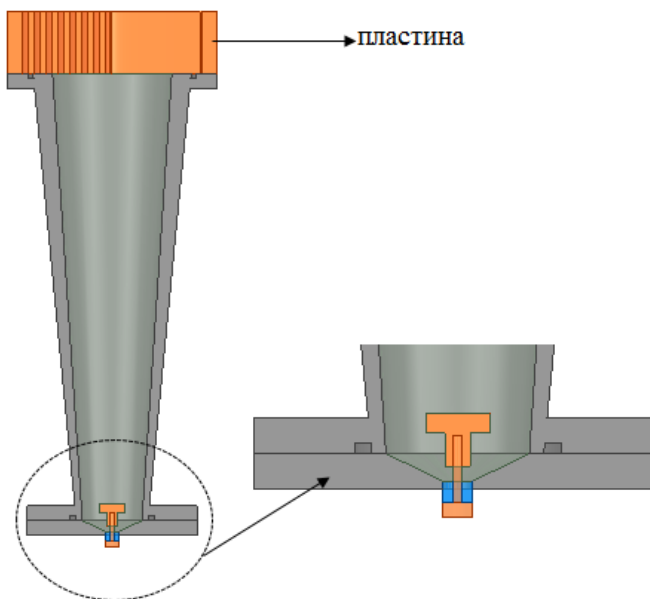


Рис. 18. Продольное сечение рупора с возбуждателем моды  $E_{01}$  и неоднородной анизотропной пластиной.

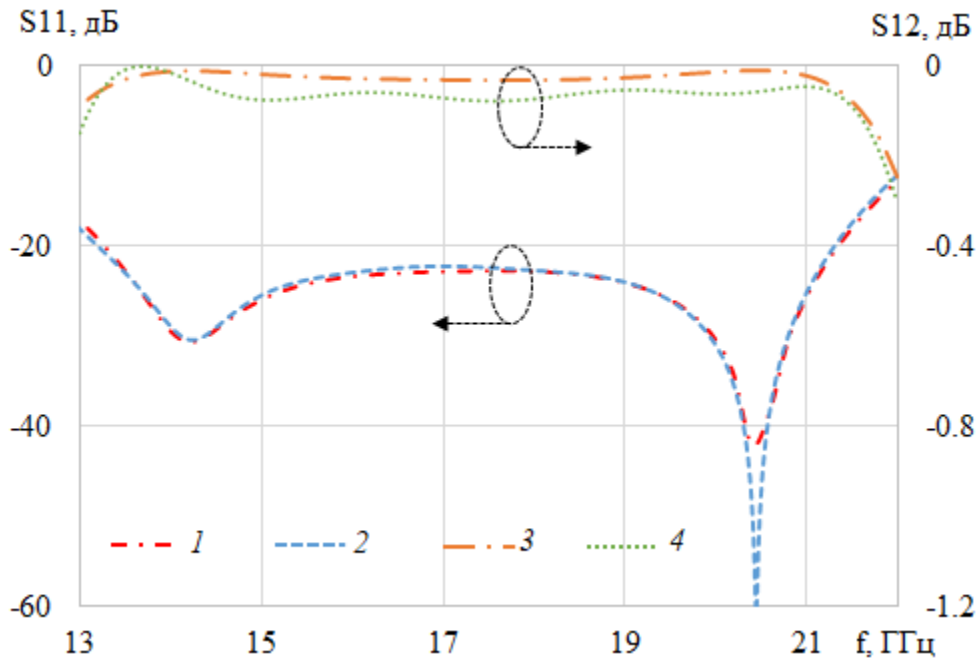


Рис. 19. Зависимость коэффициентов отражения  $S_{11}$  (1, 2) и возбуждения  $S_{12}$  моды  $E_{01}$  (3, 4) от частоты возбудителя моды  $E_{01}$ : МКЭ (1, 3), МКРВО (2, 4).

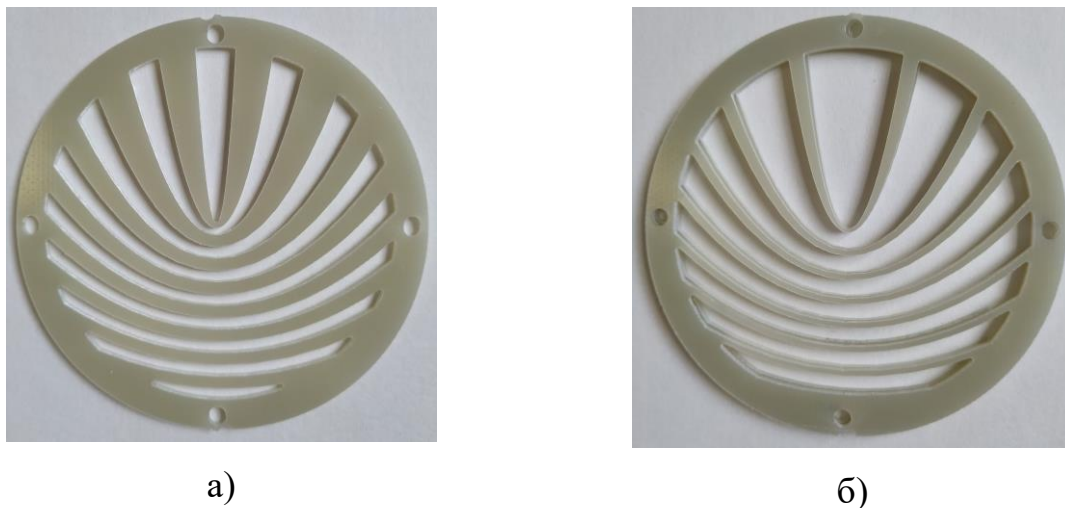


Рис. 20. Экспериментальные образцы слоев пластины: а) – основного слоя; б) – согласующего слоя.

На рис. 19 представлены частотные зависимости коэффициента отражения на входе и коэффициента возбуждения моды  $E_{01}$  на выходе оптимизированного возбудителя с коаксиальным входом, рассчитанные с использованием МКЭ и

МКРВО и, как видно на рисунке, в полосе частот 13.3...21.4 ГГц (относительная полоса 47%) коэффициент отражения не превышает уровень -20 дБ, а потери на возбуждение моды  $E_{01}$  не превышают 0.1 дБ. Фотографии экспериментальных образцов основного слоя неоднородной пластины (а) и согласующего слоя (б) из материала FR-4 представлены на рис. 20.

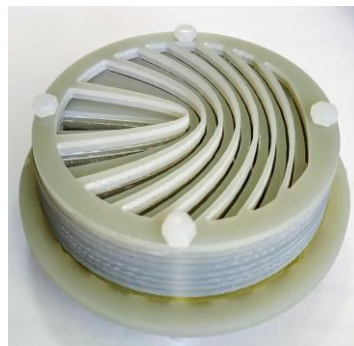
Фотографии экспериментального экземпляра рупора (а) с возбудителем (б) и неоднородной анизотропной пластиной с согласующими слоями приведены на рис. 21. Результаты моделирования с использованием МКЭ и измерения коэффициента отражения экспериментального образца рупора с возбудителем приведены на рис. 22, а рупора с возбудителем и неоднородной пластиной – на рис. 23.



а) рупор с пластиной



б) возбудитель моды  $E_{01}$



в) анизотропная пластина

Рис. 21. Фотография экспериментального экземпляра рупора (а) с возбудителем моды  $E_{01}$  (б) и неоднородной анизотропной пластиной (в).

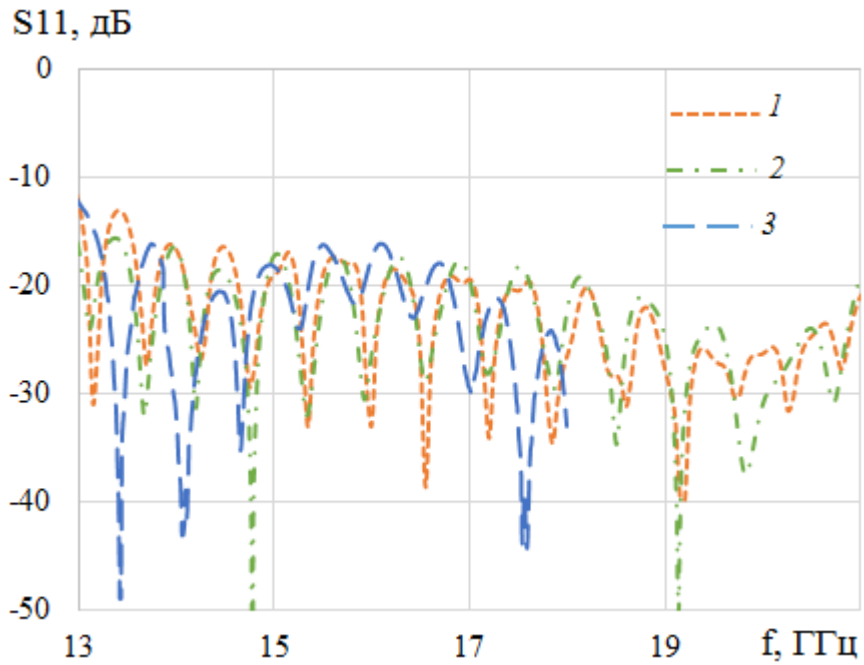


Рис. 22. Зависимости коэффициентов отражения  $S_{11}$  от частоты рупора с возбудителем моды  $E_{01}$ : МКЭ (1), МКРВО (2), результаты измерений (3).

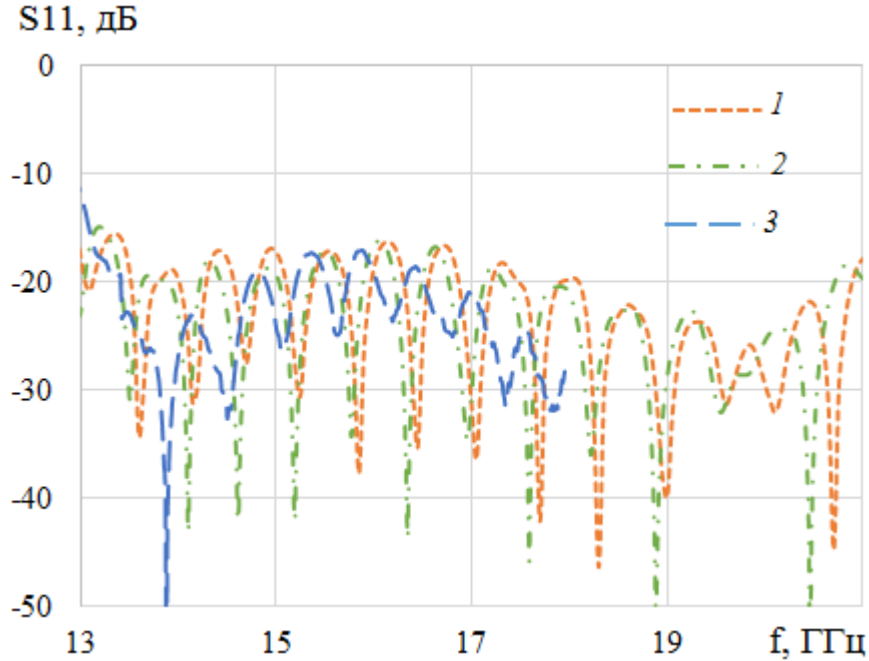


Рис. 23. Зависимости коэффициентов отражения  $S_{11}$  от частоты рупора с возбудителем моды  $E_{01}$  и неоднородной пластиной: МКЭ (1), МКРВО (2), результаты измерений (3).

Как видно на рис. 22 и рис.23, частотные зависимости коэффициента отражения рупора с возбудителем моды  $E_{01}$  и рупора с возбудителем моды  $E_{01}$  и неоднородной пластиной очень близки, что говорит о достаточно хорошем согласовании пластины.

Амплитудные ДН экспериментального образца рупора с возбудителем моды  $E_{01}$  и неоднородной пластиной (рис. 16) в двух плоскостях приведены на рис. 24.

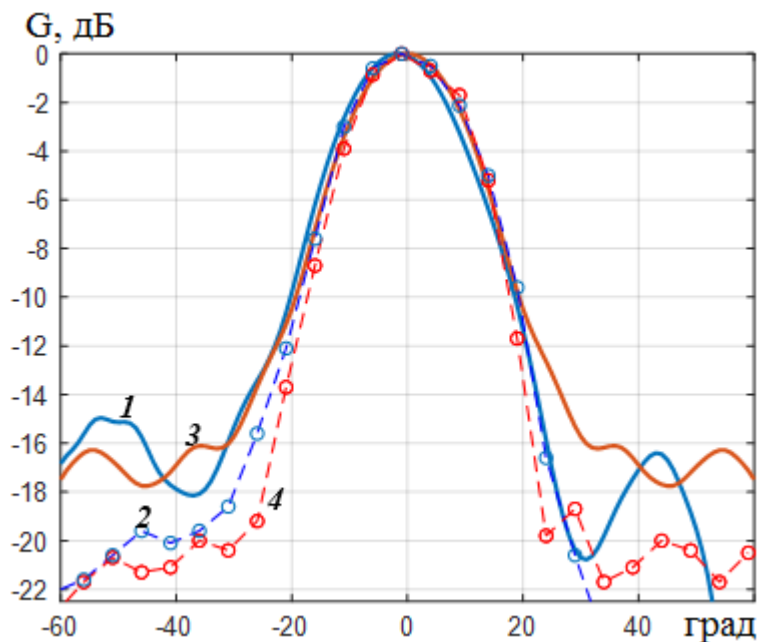


Рис. 24. Амплитудные диаграммы направленности экспериментального образца рупора с неоднородной пластиной в  $E$ - плоскости (1, 2) и  $H$ - плоскости (3, 4), МКЭ (1, 3), измерения (2, 4).

Как видно на рис. 24 ширина главных лепестков ДН в обеих плоскостях примерно одинаковая, а измеренный уровень бокового излучения немного ниже, чем полученный в результате моделирования.

## Заключение

На основании полученных результатов можно сделать следующие выводы:

1. Поперечное сечение диаграмм направленности излучателя Пангониса с модами  $E_{01}$  и  $H_{01}$  имеет форму мениска шириной в азимутальной плоскости по уровню -10 дБ около 180 градусов, диаграмма направленности в плоскости

симметрии сканирует с частотой, а боковой лепесток диаграммы направленности моды  $H_{01}$  имеет высокий уровень (5–7 дБ).

2. Излучатель Пангониса – Власова с оптимальными параметрами формирует осесимметричные амплитудные диаграммы направленности моды  $E_{01}$ , однако фазовые центры в E- и H- плоскостях имеют разные положения, что не позволяет использовать такой излучатель в качестве облучателя.

3. Излучатель мод  $E_{01}$  и  $H_{01}$  в виде круглого рупора с двумя вариантами анизотропных пластин в апертуре (неоднородной с линиями оси тензора эквивалентной диэлектрической проницаемости в виде семейства конфокальных оси рупора парабол и в виде набора из восьми однородных секторов) обеспечивает формирование игольчатой осесимметричной диаграммы направленности в широкой полосе частот (20%).

### Литература

1. Пангонис Л.И. *Исследование волноводных излучателей с непоперечной апертурой*. Дис. канд. техн. наук. Москва, Ин-т радиотехники и электроники АН СССР, М., 1973.
2. Власов С.Н., Орлова И.М. Квазиоптический преобразователь волн в волноводе круглого сечения в узконаправленный волновой пучок. *Изв. вузов. Радиофизика*. 1974. Т.17. №1. С.148.
3. Бугаев С.П., Канавец В.И., Климов А.И. и др. Получение линейно поляризованного волнового поля релятивистского многоволнового черенковского генератора. *РЭ*. 1993. Т.38. №6. С.1140-1144.
4. Ермолаев М.В., Калошин В.А., Соколов С.А. Формирование игольчатой диаграммы направленности излучения из осесимметричных волноведущих систем. *Радиотехника*. 1988. №3. С.81.
5. Ермолаев С.В., Калошин В.А., Шишлов А.В. *Антенна*. А.С. СССР, № 1376150.

6. Калошин В.А. Стоянов С.В. Замедляющие свойства слоистых диэлектрических структур. *РЭ*. 1989. Т.34. №12. С.2640-2643.
7. Калошин В.А., Фам Ван Чунг. Возбудители скалярных мод круглого волновода. *Журнал радиоэлектроники* [электронный журнал]. 2021. №5. URL: <http://jre.cplire.ru/jre/may21/8/text.pdf> <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2021.5.8>

**Для цитирования:**

Калошин В.А., Фам Ван Чунг, Фролова Е.В. Излучатели скалярных мод круглого волновода. *Журнал радиоэлектроники* [электронный журнал]. 2021. №6. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2021.6.11>