



DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2024.5.4>

УДК: 621.372.852.1

## РАСЧЕТ ВОЛНОВОДНОГО ФИЛЬТРА ДЛЯ ВЫДЕЛЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ ЦИКЛОТРОННОЙ ЧАСТОТЫ СИЛЬНОТОЧНОГО ГИРОТРОНА КА-ДИАПАЗОНА

Леонтьев А.Н.<sup>1</sup>, Минеев К.В.<sup>1</sup>, Розенталь Р.М.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ФИЦ Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН,  
603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

<sup>2</sup> Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет  
имени Н.И. Лобачевского,  
603022, г.Нижний Новгород, пр.Гагарина, 23

Статья поступила в редакцию 22 марта 2024 г.

**Аннотация.** Выполнен расчет модового фильтра круглого волновода, предназначенного для выделения TE моды высокого порядка, согласованного с ее полем. Приводится теоретическое обоснование и результаты электродинамического моделирования на примере выделения моды третьей гармоники гиротрона TE<sub>12,4</sub> на фоне преобладающего излучения на основной циклотронной гармонике на моде TE<sub>4,2</sub>.

**Ключевые слова:** гиротрон, миллиметровое излучение, волноводный фильтр.

**Финансирование:** Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант №23-12-00161.

**Автор для переписки:** Минеев Кирилл Владимирович, [mineevkv@ipfran.ru](mailto:mineevkv@ipfran.ru)

## Введение

В связи с активным освоением терагерцового диапазона частот в настоящее время значительное внимание уделяется разработке электровакуумных импульсных источников терагерцового излучения большой мощности. Подобное излучение может быть использовано для исследования процессов разряда в газах [1], например, для создания источников ультрафиолетового излучения [2]. В работах [3,4] было показано, что одним из возможных вариантов создания таких источников является использование эффекта умножения частоты в сильноточных гиротронах. Следует отметить, что до последнего времени регистрация излучения в гиротронах в режиме умножения частоты осуществлялась только в слаборелятивистских гиротронах [5-7]. Мощность излучения при этом не превышала 100 мВт [8], что обусловлено быстрым спаданием коэффициентов связи электронного пучка с рабочей волной по мере увеличения номера гармоники. В то же время хорошо известно, что степень спадания коэффициентов связи на гармониках уменьшается с увеличением энергии электронов [9]. В результате в релятивистской области энергий становится возможным достижение заметных значений коэффициента нелинейной трансформации, равного отношению мощности излучения на высоких гармониках к мощности излучения на первой гармонике.

В недавней работе [10] были выполнены первые эксперименты по исследованию релятивистского сильноточного гиротрона диапазона 35 ГГц с расчетной выходной мощностью около 200 МВт. Согласно результатам моделирования, максимальная мощность излучения на третьей гармонике в диапазоне 105 ГГц может достигать уровня 1 МВт. В этой связи одной из актуальных задач является разработка волноводного фильтра, который обеспечивал бы выделение на уровне не менее 30 дБ высокочастотной компоненты излучения на фоне основной низкочастотной. В данной работе представлено теоретическое обоснование и результаты расчета

оптимальных параметров данного фильтра, а также приводятся результаты его электродинамического моделирования.

## 1. Теоретическое обоснование

Электрические (ТМ) и магнитные (ТЕ) волны круглого металлического волновода удовлетворяют двумерному волновому уравнению [11], которое в цилиндрической системе координат имеет вид:

$$\frac{\partial^2 \Pi}{r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Pi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Pi}{\partial \phi^2} + g^2 \Pi = 0, \quad (1)$$

где  $\Pi$  – соответствующий электрический  $\Pi^e$  и  $\Pi^m$  магнитный векторы Герца,  $g$  – поперечное волновое число,  $r$  и  $\phi$  – радиальная и азимутальная координаты.

Для интересующих нас магнитных  $TE_{mn}$  волн решением уравнения (1) будут являться два независимых выражения:

$$\Pi^m = C J_m(gr) \sin(m\phi) \text{ или } \Pi^m = C J_m(gr) \cos(m\phi), \quad (2)$$

где  $C$  – постоянный коэффициент, зависящий от внешних условий (например, от мощности сигнала возбуждения),  $m$  – порядок функции Бесселя  $J_m(gr)$ , зависящий от числа вариаций поля  $TE_{mn}$  моды по азимутальной координате.

Эквивалентность решений (2) создает неопределенность в азимутальной ориентации собственных волн круглого волновода, иными словами, имеют место две равнозначные моды, отличающиеся только поворотом на угол  $\alpha = 90^\circ/m$ . Этот эффект называется поляризационным вырождением и может проявляться во многих волноводных структурах, имеющих в поперечном сечении правильный многоугольник. В общем случае при суперпозиции обоих решений может наблюдаться структура, вращающаяся относительно продольной оси  $z$ , являющаяся аналогом круговой поляризации однородной Т-волны [12].

Граничным условием для  $\Pi^m$  является:

$$\frac{\partial \Pi^m}{\partial r} = 0 \text{ при } r = R_0, \quad (3)$$

где  $R_0$  – внутренний радиус круглого волновода.

Тогда поперечное волновое число  $g$  определяется из условия равенства нулю производной функции Бесселя:

$$J'_m(gr) = \frac{\partial J_m}{\partial r} = 0. \quad (4)$$

Обозначим через  $\mu_{mn}$   $n$ -ый положительный корень уравнения  $J'_m(\mu_{mn}) = 0$ , тогда:

$$g = \frac{\mu_{mn}}{R_0}. \quad (5)$$

Компоненты электрического ( $E$ ) и магнитного ( $H$ ) полей магнитной волны  $TE_{mn}$  могут быть получены через вектор Герца  $\Pi^m$  следующим образом:

$$\begin{aligned} E_r &= \frac{ik}{r} \frac{\partial \Pi^m}{\partial \phi}, & E_\phi &= -ik \frac{\partial \Pi^m}{\partial r}, & E_z &= 0, \\ H_r &= \frac{\partial^2 \Pi^m}{\partial r \partial \phi}, & H_\phi &= \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \Pi^m}{\partial \phi \partial r}, & H_z &= \frac{\partial^2 \Pi^m}{\partial z^2} + k^2 \Pi^m, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $k$  – волновое число.

Рассмотрим далее две моды круглого волновода –  $TE_{4,2}$  и  $TE_{12,4}$ , на которых происходит излучение на первой и третьей циклотронной гармониках в сильноточном релятивистском гиротроне [4]. На рисунке 1 построено распределение модуля вектора электрического поля  $E$  в поперечном сечении для мод  $TE_{4,2}$  ( $\mu_{4,2} = 9.2824$ ) и  $TE_{12,4}$  ( $\mu_{12,4} = 26.246$ ), пересчитанное в декартовую систему координат по формуле:

$$E(x, y) = \sqrt{E_r^2(r_{x,y}, \phi_{x,y}) + E_\phi^2(r_{x,y}, \phi_{x,y})}, \quad (7)$$

где  $r_{x,y} = \sqrt{x^2 + y^2}$ ,  $\phi_{x,y} = \arctg(y/x)$ .

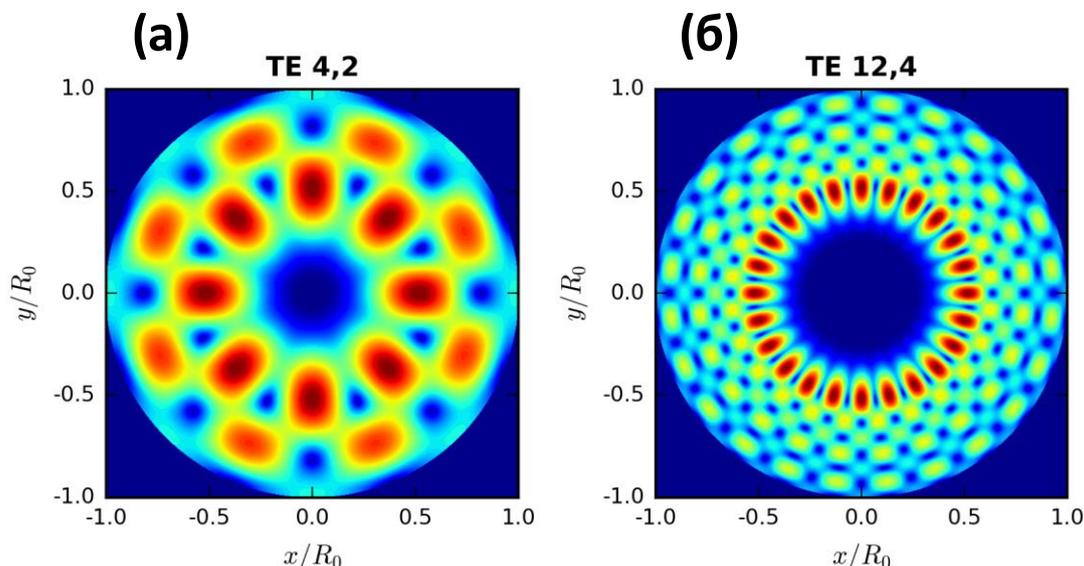


Рис. 1. Распределение модуля поля  $E$  для моды  $TE_{4,2}$  (а) и  $TE_{12,4}$  (б).

Для выделения моды  $TE_{12,4}$  на фоне  $TE_{4,2}$  предлагается синтезировать модовый фильтр, согласованный с полем моды  $TE_{12,4}$ . Наиболее предпочтительным вариантом, с точки зрения обеспечения согласования и технологичности изготовления, является концентрически перфорированный металлический диск, диаметры отверстий (диафрагм) которого соответствуют форме локальных максимумов моды  $TE_{12,4}$ . Принцип действия фильтра основан на выделении волны  $N$ -й гармоники с частотой  $Nf_0$  с помощью одномодовых круглых диафрагм, служащих закритическими волноводами для первой гармоники с частотой  $f_0$ , когда ее продольное волновое число

$$h = \sqrt{k^2 - g^2} \quad (8)$$

становится чисто мнимым, в то время как на кратной гармонике  $h > 0$  и распространяющаяся волна на частоте  $Nf_0$  переносит активную мощность вдоль оси  $z$  в каждой диафрагме.

Критические длины магнитных ТЕ волн в круглом волноводе определяются по формуле:

$$\lambda_c = \frac{2\pi}{g} = \frac{2\pi R_0}{\mu_{mn}}. \quad (9)$$

Для электрических ТМ волн в выражении (9) необходимо заменить  $\mu_{mn}$  на соответствующий положительный корень  $v_{mn}$  уравнения  $J_m(v_{mn}) = 0$ .

Основной (низшей) модой в круглом волноводе является мода  $TE_{1,1}$  ( $\mu_{1,1} = 1.8412$ ), а следующей за ней –  $TM_{0,1}$  ( $v_{0,1} = 2.4048$ ), поэтому радиус каждой  $i$ -й диафрагмы  $R_i$  должен находиться в пределах:

$$R_{\min} = 1.05 \cdot \frac{\mu_{1,1}}{2\pi\lambda} \leq R_i < R_{\max} = \frac{v_{0,1}}{2\pi\lambda}, \quad (10)$$

где  $\lambda = Nf_0/c$  – длина волны, а  $c$  – скорость света в свободном пространстве. Допуск 5 % на  $R_{\min}$  исключает работу, во-первых, в закритической области, а, во-вторых, в зоне большого затухания вблизи критической частоты. Допуском для  $R_{\max}$  можно пренебречь в силу сложности эффективного возбуждения моды  $TM_{0,1}$  электрическим полем, близким по своей структуре к основной моде  $TE_{1,1}$  в области диафрагмы.

Количество концентрических уровней диафрагм должно быть равно  $2n-1$ , и для эффективного возбуждения моды  $TE_{1,1}$  положения  $L_i$  их центров определяются из условия:

$$\frac{\partial E(L_i, \phi_i)}{\partial r} = 0, \quad (11)$$

где для нечетных индексов  $i = 1, 3 \dots 2n - 1$ :  $\phi_i = 0$ , для четных  $i = 2, 4 \dots 2(n - 1)$ :  $\phi_i = \pm\theta$ , а угол  $\theta = \pi/2m$ . Таким образом, максимум распределения поля по диафрагме должен попадать строго в ее центр.

Зададим максимально возможный начальный радиус первой диафрагмы (здесь и далее обозначения по тексту соответствуют рисунку 2а):

$$R_1 = L_1 \sin \theta. \quad (12)$$

Проведем отрезок  $L_{1,2}$  от точки 1 к 2 и выразим его длину по формуле:

$$L_{i,i+1} = \sqrt{L_i^2 + L_{i+1}^2 - 2L_i L_{i+1} \cos \theta}. \quad (13)$$

В продолжение отрезка  $L_{1,2}$  направим локальную координатную ось  $\xi_1$  (рисунок 2б) и найдем распределение амплитуды поля  $E$  как функцию от  $\xi$ :

$$E(\xi_i) = E(r(\xi_i), \phi(\xi_i)) \text{ при } \xi_i \in [0; L_{i,i+1}]. \quad (14)$$

В определении (14) координаты выражаются следующим образом:

$$\phi(\xi_i) = \begin{cases} \arcsin\left(\frac{\xi_i}{r(\xi_i)} \sin \psi_i\right), & i = 1, 3 \dots 2n-1; \\ \theta - \arcsin\left(\frac{\xi_i}{r(\xi_i)} \sin \psi_i\right), & i = 2, 4 \dots 2(n-1). \end{cases} \quad (15)$$

$$r(\xi_i) = \sqrt{L_i^2 + \xi_i^2 - 2\xi_i L_i \cos \psi_i},$$

где:

$$\psi_i = \pi - \arcsin\left(\frac{L_{i+1}}{L_{i,i+1}} \sin \theta\right). \quad (16)$$

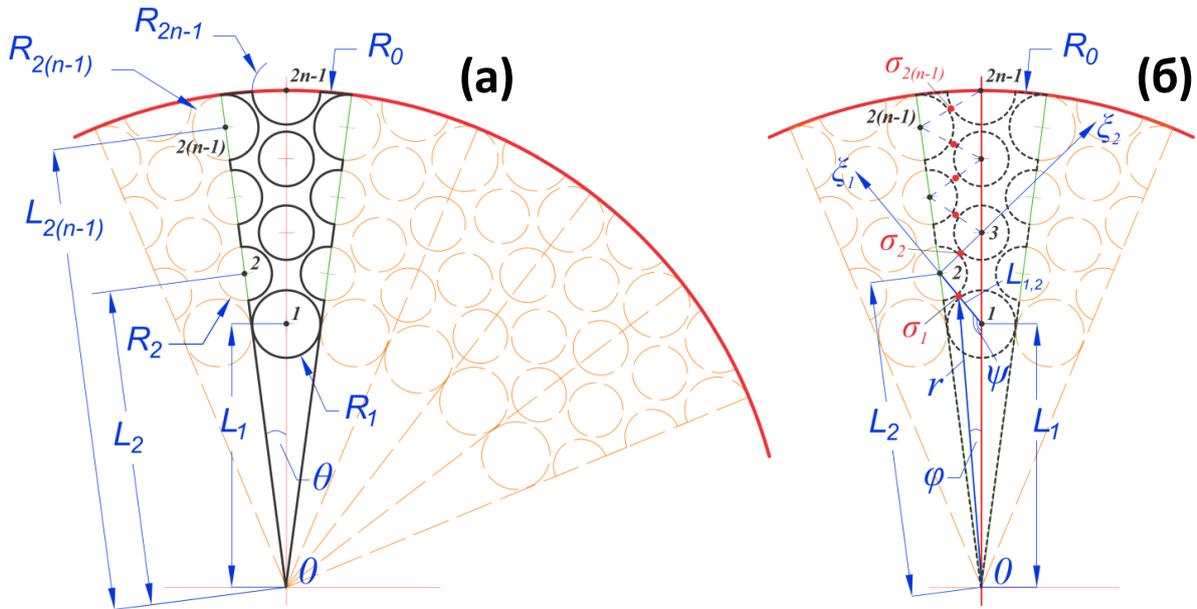


Рис. 2. Эскиз фильтра.

На чертеже (а) жирным выделен элементарный сектор, на (б) – добавлены вспомогательные оси, поясняющие процедуру расчета.

На рисунке 3 приведено распределение модуля амплитуды поля  $E$  вдоль  $\xi$ , рассчитанное для моды  $TE_{12,4}$ . Точка  $\sigma_i$ , соответствующая минимуму амплитуды поля  $E$  вдоль прямой  $\xi_i$ , должна удовлетворять условию:

$$E'(\xi_i) = \frac{\partial E(\sigma_i)}{\partial \xi_i} = 0. \quad (17)$$

В результате решения уравнения (17) получается вектор значений  $\sigma$  (рисунок 3б), который к уже имеющемуся условию (10) и начальному условию (12) накладывает дополнительные ограничения на выбор радиуса диафрагмы:

$$\begin{cases} R_i \leq \sigma_i, \\ R_{i+1} \leq L_{i,i+1} - \sigma_i, \end{cases} \quad (18)$$

но для двух крайних диафрагм (индексов  $i: 2(n-1), 2n-1$ ) условие (18) неприменимо, поэтому здесь необходимо использовать следующее:

$$\begin{cases} R_{2(n-1)} \leq \sigma_{2(n-1)}; \\ R_{2(n-1)} \leq R_0 - L_{2(n-1)}; \\ R_{2n-1} \leq L_{2(n-1),2n-1} - \sigma_{2(n-1)}. \end{cases} \quad (19)$$

При возникновении ситуации, когда  $R_i + R_{i+1} > L_{i,i+1}$  – максимальный из двух радиусов следует уменьшать, пока не начнет выполняться условие:

$$R_i + R_{i+1} \leq L_{i,i+1}, \quad (20)$$

исключающее наложение соседних диафрагм.

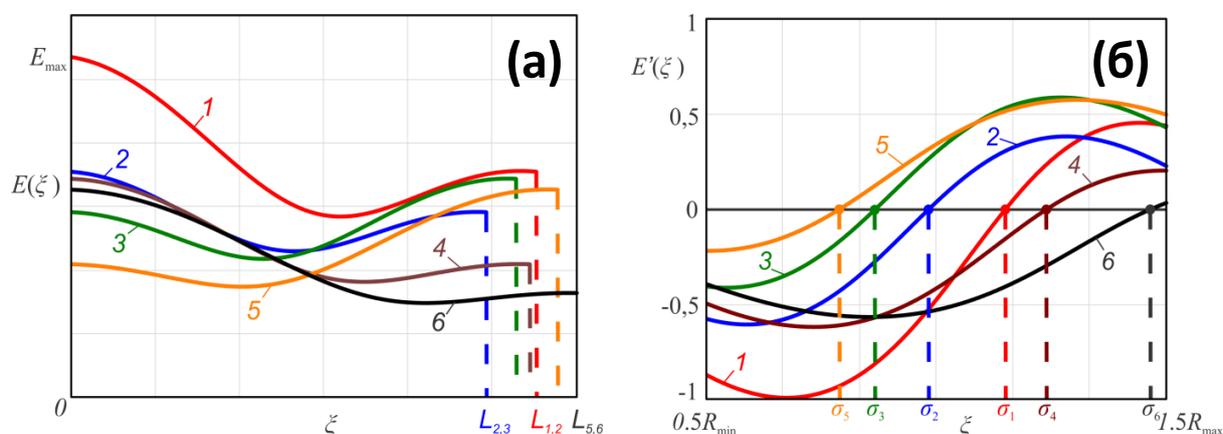


Рис. 3. Зависимость модуля амплитуды поля  $E$  (а) и его нормированной производной (б) вдоль  $\xi$  для моды  $TE_{12,4}$ .

В таблице 1 приведены расчеты параметров диафрагм высокочастотного фильтра в круглом волноводе радиусом  $R_0 = 16$  мм для выделения моды  $TE_{12,4}$  на частоте  $3f_0 = 105$  ГГц. Параметры минимального и максимального радиусов диафрагм, в соответствии с условием (10), следующие:  $R_{\min} = 0.878$  мм,  $R_{\max} = 1.093$  мм.

Таблица 1 – Параметры модового фильтра для моды  $TE_{12,4}$  (размеры в мм).

$i$	$L_i$	$R_i$	$L_{i,i+1}$	$\sigma_i$
0	–	16	–	–
1	8.480	1.093	2.100	1.216
2	10.192	0.995	1.874	1.010
3	11.424	0.878	2.009	0.868
4	12.672	1.093	2.070	1.323
5	13.808	0.878	2.196	0.773
6	14.944	1.056	2.282	3.192
7	16	0.878	–	–

## 2. Моделирование методом конечных разностей во временной области

Для дальнейшего анализа фильтра было проведено электродинамическое моделирование в пакете CST MWS. В силу симметрии задачи на первом этапе при рассмотрении мод высших типов круглого волновода модель для анализа третьей гармоники была построена только для одного сектора  $2\theta$  (рисунок 4а). Регулярные участки волноводов до и после фильтра были взяты в половину радиуса  $R_0$ . Размеры и положение диафрагм устанавливались согласно таблице 1. Толщина фильтра являлась варьируемым параметром. На векторном представлении поля (рисунок 4в) видно, что возбуждение диафрагм происходит в соответствии со структурой поля основной моды круглого волновода  $TE_{1,1}$ . Для моделирования первой гармоники сектор был увеличен до  $6\theta$  (рисунок 5а).

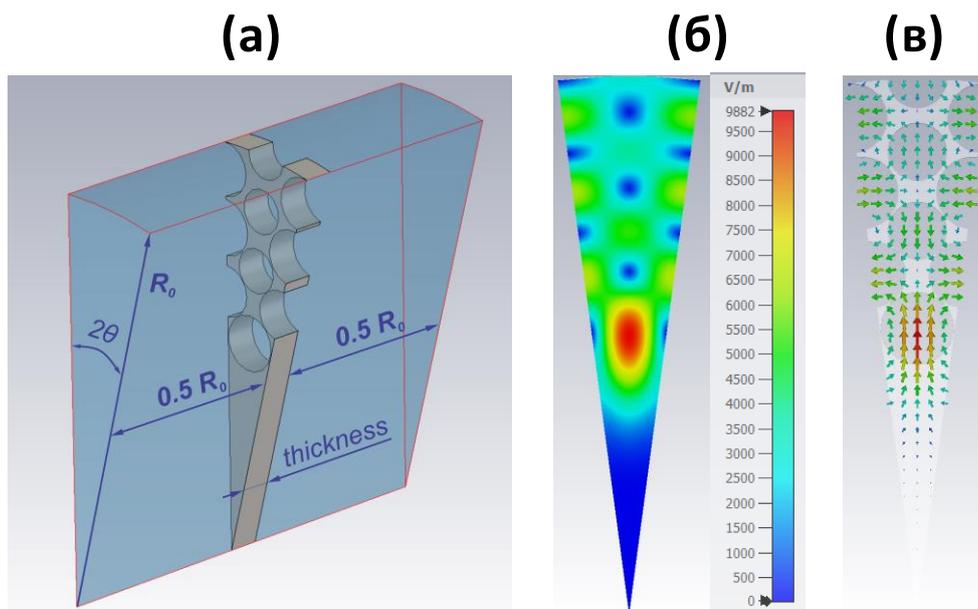


Рис. 4. Моделирование моды  $TE_{12,4}$  круглого волновода на частоте 105 ГГц: объемная модель (а), распределение модуля (б) и векторное изображение (в) поля  $E$  в возбуждающем порте.

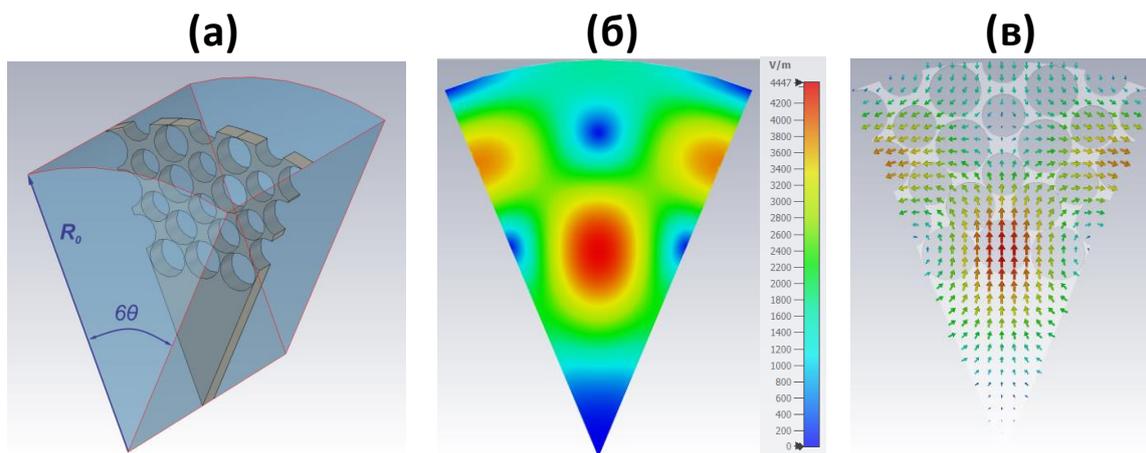


Рис. 5. Моделирование моды  $TE_{4,2}$  круглого волновода на частоте 35 ГГц: объемная модель (а), распределение модуля (б) и векторное изображение (в) поля  $E$  в возбуждающем порте.

На рисунках 6 и 7 представлены  $S$ -параметры фильтра в зависимости от его толщины для моды  $TE_{12,4}$  на частоте 105 ГГц, на рисунках 8 и 9 – для моды  $TE_{4,2}$  на частоте 35 ГГц. Кроме интересующих нас мод дополнительно добавлены значимые моды, возникающие в результате дифракционных эффектов.

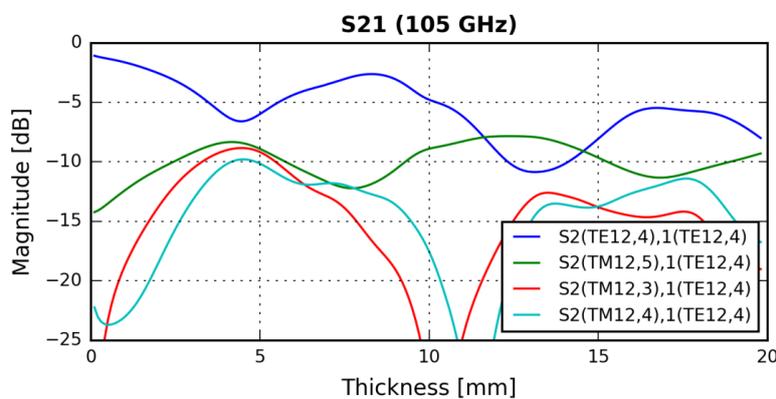


Рис. 6. Зависимость коэффициента прохождения  $S_{21}$  от толщины фильтра.

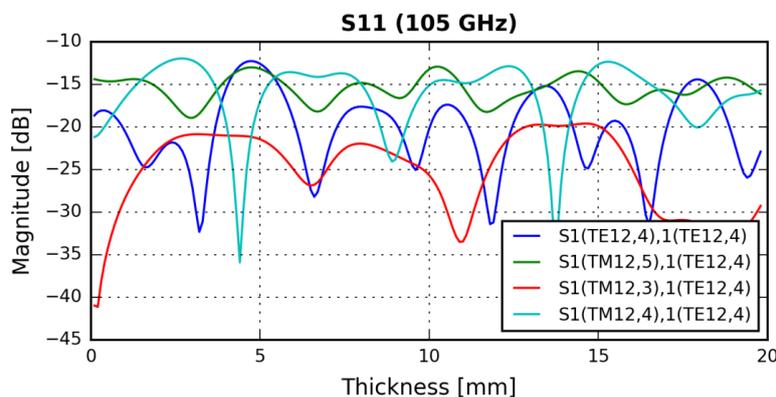


Рис. 7. Зависимость коэффициента отражения  $S_{11}$  от толщины фильтра.

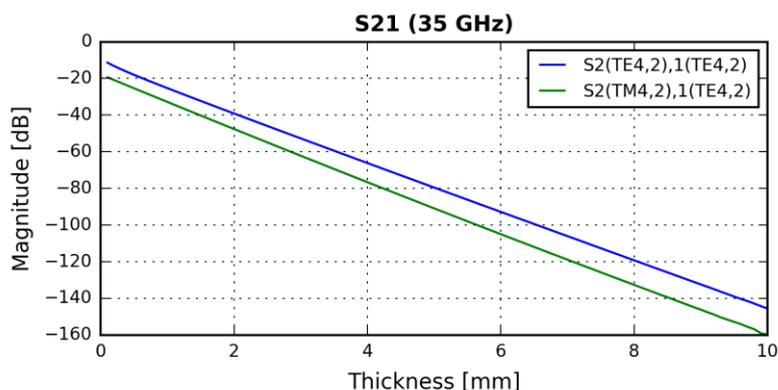


Рис. 8. Зависимость коэффициента прохождения  $S_{21}$  от толщины фильтра.

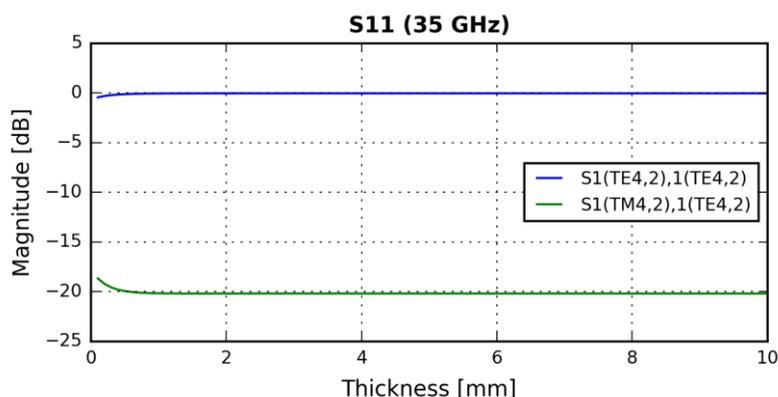


Рис. 9. Зависимость коэффициента отражения  $S_{11}$  от толщины фильтра.

Из рисунка 6 видно, что при возбуждении моды  $TE_{12,4}$  в запитывающем порте  $1$  модуль коэффициента прохождения  $S_{21}$  имеет осциллирующий характер в зависимости от толщины фильтра, что объясняется наличием дисперсии в круглом волноводе: отличающиеся продольные волновые числа (8) в каждой  $i$ -й диафрагме соответствуют различным длинам волноводных волн, определяемых формулой:

$$\Lambda_i = 2\pi / \sqrt{k^2 - g_i^2}. \quad (21)$$

Таким образом, на выходе фильтра результирующее поле сильно зависит от фазовых соотношений между отдельными  $i$ -ми волнами, распространяющимися в диафрагмах.

Для выделения третьей гармоники с обеспечением развязки в 30 дБ относительно первой целесообразно выбрать толщину фильтра равной 1.5 мм, при которой у моды  $TE_{12,4}$   $S_{21} = -2.05$  дБ (рисунок 6), трансформация в другие

высшие типы мода, и коэффициент отражения  $S_{11}$  (рисунок 7) менее  $-20$  дБ. Тогда для моды  $TE_{4,2}$   $S_{21} = -32.3$  дБ (рисунок 8),  $S_{11} = -0.05$  дБ (рисунок 9).

На втором этапе были выполнены расчеты полноразмерной модели. На рисунке 10 представлено распределение модуля поля  $E$  в боковом сечении (плоскость  $YOZ$ ) для моды  $TE_{4,2}$  (35 ГГц) и моды  $TE_{12,4}$  (105 ГГц), на рисунке 11 – для моды  $TE_{12,4}$  в торцевом сечении (параллельно плоскости  $XOY$ ) на входе и выходе круглого волновода. Визуально видно трансформацию моды  $TE_{12,4}$  в саму себя на частоте 105 ГГц и полное загираание моды  $TE_{4,2}$  на частоте 35 ГГц.

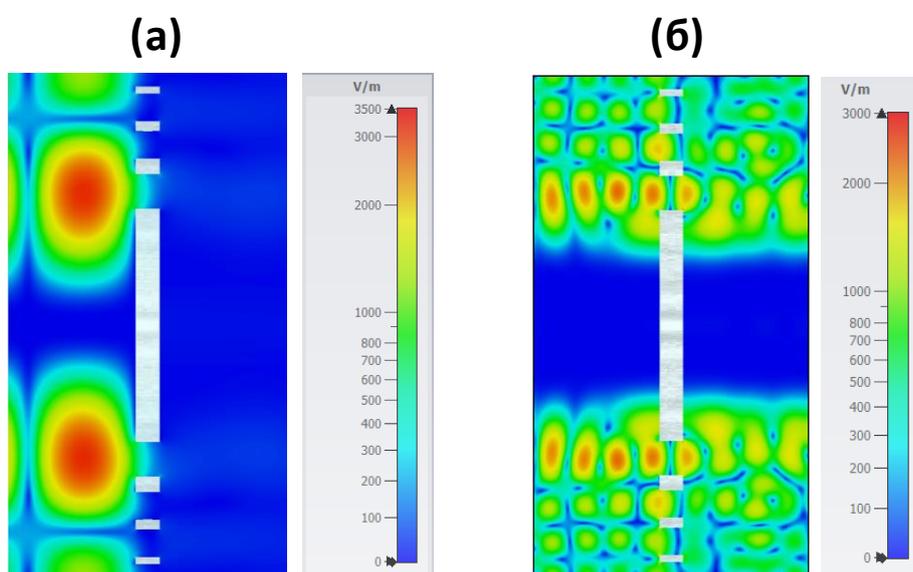


Рис. 10. Распределение модуля поля  $E$  в плоскости  $YOZ$ :  
а – мода  $TE_{4,2}$ , частота 35 ГГц; б – мода  $TE_{12,4}$ , частота 105 ГГц.

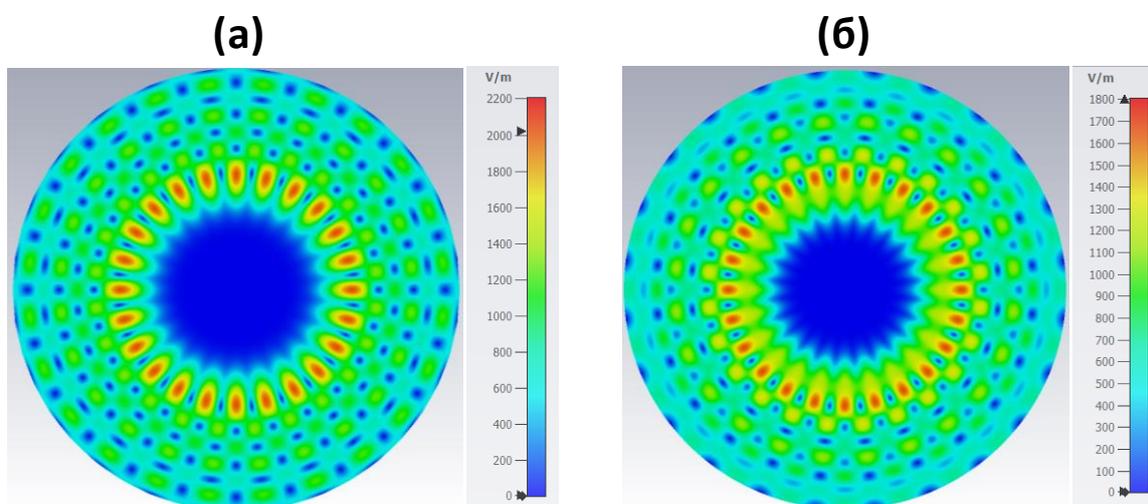


Рис. 11. Распределение модуля поля  $E$  моды  $TE_{12,4}$   
в возбуждающем порте (а) и на выходе из волновода после фильтра (б).

На третьем этапе было проведено моделирование  $S$ -параметров для двух ортогональных поляризаций моды  $TE_{12,4}$ , соответствующих обоим решениям (2): при  $\alpha = 0^\circ$  и  $\alpha = 90^\circ/m$ , где  $\alpha$  – угол между осью симметрии фильтра и поляризацией волны. Результаты представлены на рисунке 12, из которого следует, что вблизи рабочей частоты 105 ГГц для ориентации  $\alpha = 0^\circ$  допускается отстройка по частоте, однако получившийся фильтр требует строгого совпадения поляризации поля со своей структурой, так как для  $\alpha = 90^\circ/m$  коэффициент прохождения  $S_{21} = -32,28$  дБ.

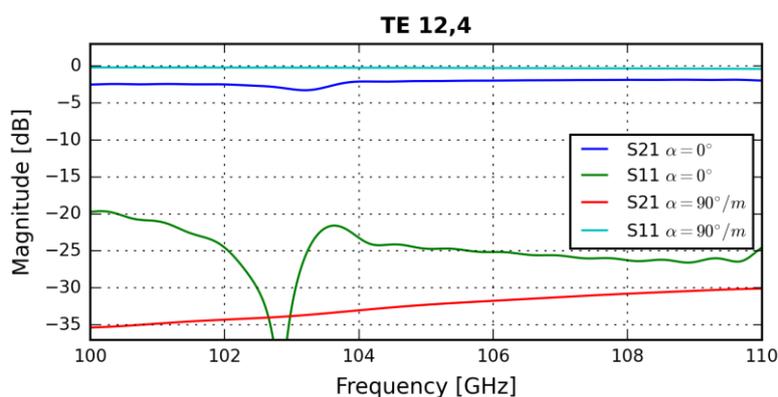


Рис. 12.  $S$ -параметры для моды  $TE_{12,4}$ .

Также стоит обратить внимание, что прежде рассматривалась идеализированная модель, где стенки волновода выполнены идеально проводящими и не учитывались технологические допуски конкретного производства. При невозможности изготовления структуры фильтра в заданных размерах следует уменьшать радиусы диафрагм, начиная с максимального  $i$ -го индекса, но выдерживать размеры не менее  $R_{\min}$ .

Если все диафрагмы выполнить единым размером  $R_{\min}$ , то коэффициент прохождения  $S_{21} = -2,33$  дБ на частоте 105 ГГц (для  $\alpha = 0^\circ$ ), что составляет вполне допустимое значение. Однако  $S_{21}$  быстро уменьшается при  $\alpha \rightarrow 90^\circ/m$  и при полном рассогласовании ( $\alpha = 90^\circ/m$ )  $S_{21} = -51,46$  дБ, что поясняется рисунком 13. На рисунке 13 кривые  $R_{opt}$  соответствуют оптимальному фильтру с параметрами из таблицы 1, кривые  $R_{min}$  – фильтру с диафрагмами, выполненными единым радиусом  $R_{\min}$ .

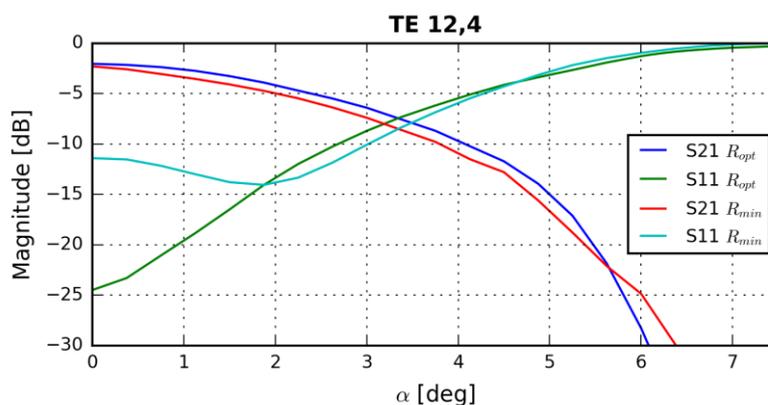


Рис. 13. Зависимость коэффициента прохождения  $S_{21}$  для моды  $TE_{12,4}$  от ее поляризации:  $\alpha$  – угол между осью симметрии фильтра и поляризацией волны.

## Заключение

Предложена методика проектирования модового фильтра круглого волновода, предназначенного для выделения TE моды высокого порядка, согласованного с ее полем. Эффективность данной методики продемонстрирована на примере выделения моды третьей гармоники  $TE_{12,4}$  сильноточного гиротрона Ка-диапазона на фоне преобладающего излучения на основной циклотронной гармонике на моде  $TE_{4,2}$ . Вместе с тем следует отметить, что в реальном импульсном гиротроне конкретное распределение поля является случайной величиной, определяемой многими параметрами. Однако для каждого режима можно подстроить согласование фильтра с генерируемой волной путем изменения его положения вдоль оси волноводного тракта гиротрона.

Отметим также, что вряд ли можно рассчитывать на реализацию полного согласования в силу разброса параметров от импульса к импульсу, но произвести тонкую подстройку вполне осуществимо, тем самым повысив качество экспериментальных исследований кратных гармоник, мощность которых в тысячи раз меньше, чем у основной рабочей моды конкретного гиротрона.

**Финансирование:** Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант №23-12-00161.

## Литература

1. Sidorov, A.V. Terahertz gas discharge: current progress and possible applications / A.V. Sidorov // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2022. – Vol. 55. – Art. no. 293001. – <https://doi.org/10.1088/1361-6463/ac5556>
2. Sidorov, A.V. THz gas discharge in nitrogen as a source of ultraviolet radiation / A.V. Sidorov, M.Yu. Glyavin, A.G. Luchinin [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. – 2020. – Vol. 1697. – Art. no. 012213. – <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1697/1/012213>
3. Леонтьев, А.Н. Возбуждение высоких циклотронных гармоник в сильноточном релятивистском гиротроне в режиме умножения частоты / А.Н. Леонтьев, Р.М. Розенталь, Н.С. Гинзбург [и др.] // Письма в ЖТФ. – 2022. – Т. 48. – Вып. 24. – С. 11-14.
4. Леонтьев, А.Н. Умножение частоты в сильноточном релятивистском гиротроне для получения мощного излучения терагерцевого диапазона / А.Н. Леонтьев, Р.М. Розенталь, Н.С. Гинзбург [и др.] // Известия РАН. Серия физическая. – 2023. – Т. 87. – № 1. – С. 56–60.
5. Idehara, T. Frequency measurement of a submillimeter wave gyrotron output / T. Idehara, Y. Yamagishi, T. Tatsukawa // Int J Infrared Milli Waves. – 1997. – Vol. – P. 259-272. – <https://doi.org/10.1007/BF02677910>
6. Glyavin, M. Investigation of the Frequency Double-Multiplication Effect in a Sub-THz Gyrotron / M. Glyavin, I. Zotova, R. Rozentel [et al.] // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. – 2020. – Vol. 41. – P. 1245-1251. – <https://doi.org/10.1007/s10762-020-00726-x>
7. Golubiatnikov, G.Y. Sub-Terahertz High-Sensitivity High-Resolution Molecular Spectroscopy With a Gyrotron / G.Y. Golubiatnikov, M.A. Koshelev, A.I. Tsvetkov [et al.] // IEEE Trans. THz Sci. Tech. – 2020. – Vol. 10. – No. 5. – P. 502-512. – <https://doi.org/10.1109/TTHZ.2020.2984459>

8. Denisov, G.G. Boosted excitation of the fifth cyclotron harmonic based on frequency multiplication in conventional gyrotrons / G.G. Denisov, I.V. Zotova, A.M. Malkin [et al.] // Phys. Rev. E. – 2022. – Vol. 106. – Art. no. L023203. – <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.106.L023203>
9. Братман, В.Л. Циклотронные и синхротронные мазеры / В.Л. Братман, Н.С. Гинзбург, Г.С. Нусинович [и др.] // В кн. Релятивистская высокочастотная электроника. – Горький: ИПФАН, 1979. – С. 157–216.
10. Абубакиров, Э.Б. Первые экспериментальные исследования сильноточного релятивистского гиротрона КА-диапазона с компрессией пучка в электронно-оптической системе / Э.Б. Абубакиров, А.Н. Денисенко, А.Н. Леонтьев [и др.] // Изв. вузов. Радиофизика. – 2023. – Т. 66. – № 7-8. – С. 637–644.
11. Никольский, В.В. Электродинамика и распространение радиоволн / В.В. Никольский, Т.И. Никольская: Учеб. пособие для вузов. – 3-е изд., перераб. и доп. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1989. – 544 с.
12. Вайнштейн, Л.А. Электромагнитные волны / Л.А. Вайнштейн. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Радио и связь, 1988. – 440 с.

**Для цитирования:**

Леонтьев А.Н., Минеев К.В., Розенталь Р.М. Расчет фильтра для выделения излучения третьей гармоники циклотронной частоты сильноточного гиротрона Ка-диапазона. // Журнал радиоэлектроники. – 2024. – №. 5. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2024.5.4>