

УДК 533.87

ДИФРАКЦИОННАЯ ТЕОРИЯ КВАЗИОПТИЧЕСКИХ ДИПЛЕКСЕРОВ

С. Н. Власов, Е. В. Копосова, Ю. И. Кошуринов, Л. В. Лубяко, В. Г. Павельев

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Предлагается описание работы диплексера — прибора для управления мощными потоками миллиметрового излучения в системах электронно-циклотронного нагрева установок управляемого термоядерного синтеза. Он представляет собой четырёхзеркальный квазиоптический резонатор бегущей волны, в котором связь с подводными трактами осуществляется за счёт гофрирования пары зеркал, образующих резонатор. В настоящей работе развивается теория таких систем. Выводится интегральное уравнение, описывающее пучки электромагнитных волн в резонаторе в параксиальном приближении и позволяющее определить характеристики диплексера с учётом потерь. Последние обусловлены омической диссипацией, дифракцией, ограниченностью размеров зеркал, а также несогласованностью ширины и волновых фронтов у мод резонатора диплексера и подводных трактов. Интегральное уравнение решается численно методом итераций при помощи компьютерной программы с визуализацией. Находятся собственные частоты такой системы с учётом векторного характера волновых пучков и определяются условия, при выполнении которых функционирование диплексера возможно независимо от поляризации падающего на него излучения.

ВВЕДЕНИЕ

Управление потоками мощного некогерентного излучения является одной из важнейших проблем для систем электронно-циклотронного нагрева установок управляемого термоядерного синтеза нового поколения. Использование диплексеров [1–3] для сложения или разделения излучения от нескольких гиротронов, а также для быстрого их переключения между различными нагрузками открывает дополнительные возможности, недоступные для механических систем. Это было продемонстрировано экспериментально на примере диплексера, в котором был использован квазиоптический резонатор бегущей волны [4–6].

Диплексер представляет собой четырёхзеркальный квазиоптический резонатор бегущей волны, в котором связь с подводными трактами осуществляется за счёт гофрирования пары зеркал, образующих резонатор. Падающее излучение с резонансной частотой направляется в одно плечо диплексера, а с нерезонансной — в другое плечо. Благодаря этому, изменяя частоту, можно менять направление распространения излучения. Частотные свойства диплексера таковы, что изменение частоты поступающего на его вход излучения приводит к изменению направления его распространения. Таким образом сигналы с различными частотами поступают на разные выходы. В силу обратимости направления распространения это же устройство может служить и для сложения на общем выходе двух сигналов с разными частотами, поступающих на разные входы. Требование высокой электропрочности может быть удовлетворено только при использовании квазиоптических устройств. По этой же причине привлекательным является использование в качестве элементов связи отражательных дифракционных фазовых решёток. Такие решётки могут работать при высокой плотности энергии излучения и позволяют создать квазиоптические аналоги различных волноводных элементов. Таким образом, особенностью конструкции квазиоптического диплексера, позволяющей работать при высоких уровнях мощности излучения, является применение для связи с подводными трактами фазовых дифракционных решёток. Они представляют собой плоские зеркала с гофрированной поверхностью и образуют резонатор диплексера наряду с параболическими зеркалами.

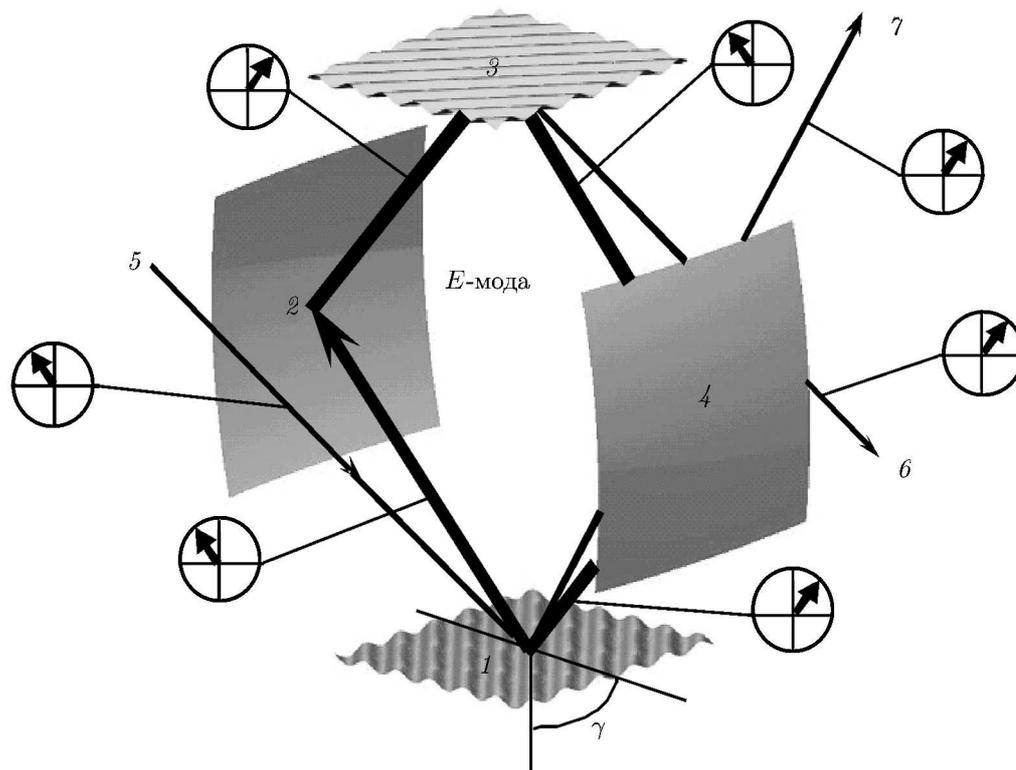


Рис. 1. Четырёхзеркальный открытый резонатор бегущей волны для резонансного диплексера. 1 и 3 — плоские гофрированные зеркала, 2 и 4 — параболические зеркала, 5 — входное излучение, 6 — выход резонансного излучения, 7 — выход нерезонансного излучения

В настоящей работе развивается теория таких систем с учётом омических и дифракционных потерь. Проводится подробный анализ влияния профиля гофрировки на их свойства и, в частности, исследуется возможность построения диплексеров, функционирующих независимо от поляризации излучения в подводящих трактах. Сначала даётся описание диплексеров, затем приводятся их расчётные характеристики с учётом векторного характера волновых пучков и дифракционных потерь, связанных с ограниченностью размеров зеркал. В заключении проводится сравнение с характеристиками экспериментального макета диплексера, работающего на частоте 34 ГГц.

1. ОПИСАНИЕ РЕЗОНАНСНОГО ДИПЛЕКСЕРА

Резонансный диплексер представляет собой четырёхзеркальный открытый резонатор бегущей волны (рис. 1), имеющий два противоположных плоских гофрированных зеркала (первое и третье) и два других противоположных параболических зеркала (второе и четвёртое). Гофрированные зеркала предназначены для ввода и вывода излучения путём рассеяния в первый дифракционный порядок. Параболические зеркала служат для формирования поперечной структуры волновых пучков, циркулирующих внутри резонатора.

Направление рёбер гофрировки составляет некоторый угол γ с плоскостью, проходящей через центры зеркал резонатора, которую мы назовём плоскостью резонатора. Этот угол положителен для верхнего гофрированного зеркала и отрицателен для нижнего гофрированного зеркала.

Для описания структуры полей в резонаторе используем систему координат с осью z вдоль

направления распространения пучка электромагнитных волн в резонаторе, которое меняется при отражении от каждого зеркала. Направление нормали к плоскости резонатора образует ось y системы координат. Направление этой оси не меняется при отражении пучка от зеркал. Ось x при таком выборе лежит в плоскости резонатора и её направление меняется при каждом отражении от зеркала. Найдём структуру полей мод в резонаторе, являющимися в квазиоптическом приближении колоколообразными волновыми пучками, предполагая, что их поляризация, т. е. направление электрического поля \mathbf{E} , не меняется на отрезке их распространения от зеркала к зеркалу, но меняется при отражении от зеркала или рассеянии на решётке.

Рассмотрим преобразование поляризации волнового пучка при отражении его от гладкого хорошо проводящего зеркала. Согласно уравнениям Максвелла [7, 8], в этом случае можно выделить пучки, у которых вектор электрического поля \mathbf{E} лежит в плоскости падения и пучки, у которых вектор электрического поля параллелен нормали к плоскости падения. Пучки первого типа, имеющие лучевую амплитуду ψ_{\parallel}^{-} , имеют коэффициент отражения

$$T_{\parallel} = 1 - \frac{1+i}{\cos\theta} kd, \quad (1)$$

а пучки второго типа с лучевой амплитудой ψ_{\perp}^{-} имеют коэффициент отражения

$$T_{\perp} \approx -1 + \cos(\theta) (1+i) kd. \quad (2)$$

В (1) и (2) $k = 2\pi f/c$ — волновое число, f — частота, c — скорость света, d — толщина скин-слоя, θ — угол падения пучка на зеркало или решётку, т. е. угол между направлением распространения линейно поляризованного пучка и нормалью к плоскости зеркала или решётки. Для определения изменения поляризации при отражении можно пренебречь малыми членами порядка kd в (1) и (2). Вследствие разных знаков T_{\perp} и T_{\parallel} поляризация пучков при отражении меняется: если угол между вектором \mathbf{E} и осью x в падающем пучке равен β , то в отражённом пучке угол между вектором \mathbf{E} и новой осью x (поскольку направление распространения волнового пучка изменилось) будет равен $-\beta$.

Аналогичное поведение поляризации имеет место при рассеянии на решётке. Однако в этом случае имеется следующее отличие: замена угла β в падающей волне на угол $-\beta$ в отражённой происходит только при выделенном значении угла β_0 , определяемом из уравнения

$$\operatorname{tg} \beta_0 = \cos(\theta) \operatorname{tg}(\gamma). \quad (3)$$

Равенство (3) следует из теории рассеяния волн на решётках [9, 10], в которой выделяются волны с E -поляризацией, имеющие электрическое поле, направленное вдоль рёбер решётки, но не имеющие магнитного поля в этом направлении, и волны с H -поляризацией, имеющие магнитное поле, направленное вдоль рёбер решётки, но не имеющие электрического поля в этом направлении. Формулу (3) можно получить из условия параллельности проекции электрического вектора в падающей волне на плоскость решётки и направления её рёбер для волн с E -поляризацией или из условия параллельности проекции магнитного вектора в падающей волне на плоскость решётки и направления её рёбер для волн с H -поляризацией. Из последнего утверждения следует, что у волн с H -поляризацией вектор электрического поля составляет с осью x угол, равный $\beta_0 - \pi/2$, в падающем пучке и угол, равный $-\beta_0 - \pi/2$, в отражённом.

Опишем преобразование пучка гофрированным зеркалом, предполагая, что имеют место только максимумы зеркального и первого автоколлимационного порядков (рис. 2). При падении на решётку пучка, имеющего структуру $\psi_{i,E}$, $\psi_{i,H}$ с E - или H -поляризацией существует зеркальный лепесток $\psi_{t,E,H}$, описываемый выражением

$$\psi_{t,E} = T_E \psi_{i,E}, \quad \psi_{t,H} = T_H \psi_{i,H} \quad (4)$$

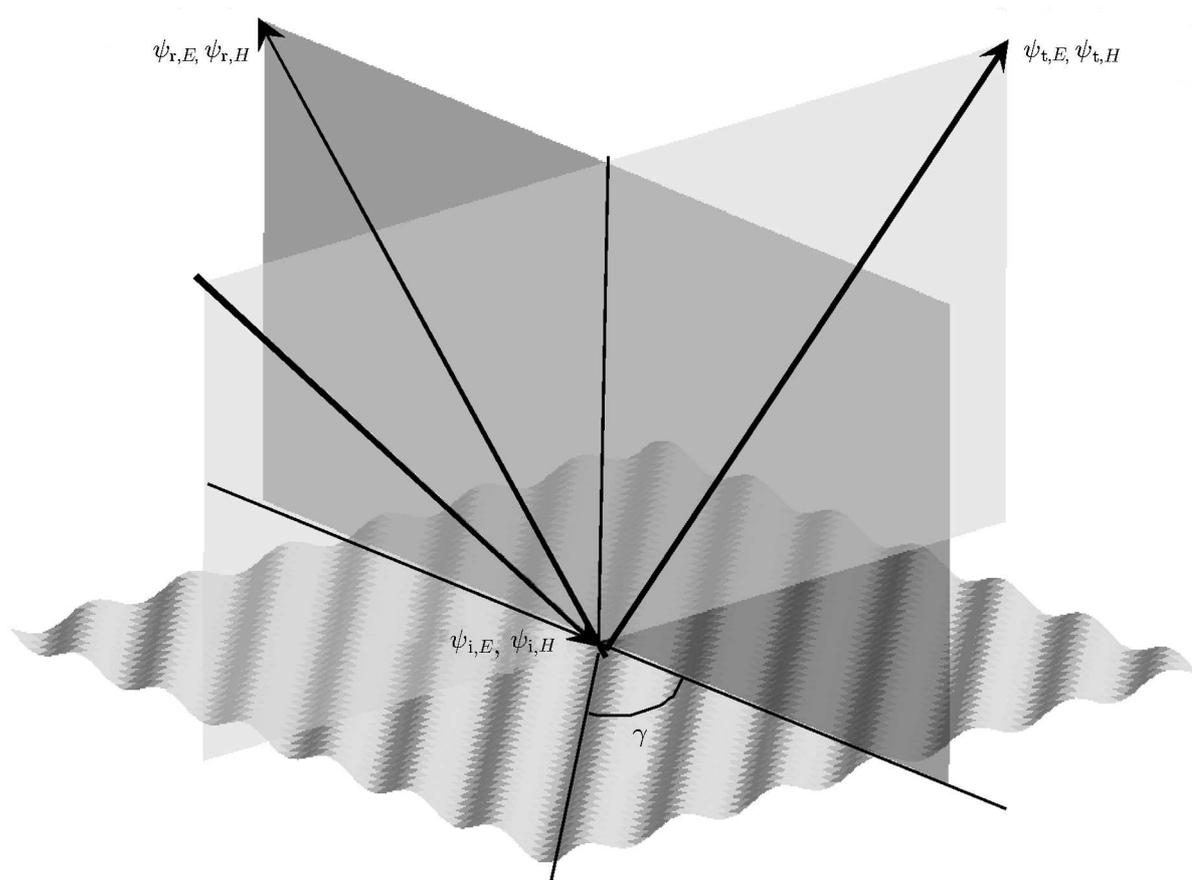


Рис. 2. Рассеяние пучка излучения на гофрированном зеркале, стрелки обозначают максимумы зеркального и первого автоколлимационного порядков

и лепестков первого порядка $\psi_{r,E,H}$, описываемый выражением

$$\psi_{r,E} = R_E \psi_{i,E}, \quad \psi_{r,H} = R_H \psi_{i,H}, \quad (5)$$

где T_E, T_H и R_E, R_H — зависящие от частоты коэффициенты рассеяния. Последние находятся из решения задачи дифракции плоской волны с E - или H -поляризацией на гофрированной поверхности и образуют матрицу связи падающих волновых пучков $\psi_{i,E}$ и $\psi_{i,H}$ с рассеянными [9–12]. В общем случае коэффициенты T_H, T_E и R_H, R_E — комплексные числа. При отсутствии омических потерь на решётке они удовлетворяют равенству

$$|T_E^2| + |R_E^2| = 1, \quad |T_H^2| + |R_H^2| = 1. \quad (6)$$

Величины T_E, T_H и R_E, R_H определяются назначением диплексера и параметрами системы, в которой его предполагается использовать. Наше исследование является продолжением работы [13], что определило выбор таких параметров диплексера, как размеры зеркал и расстояние между ними. Характеристики гофрировки обеспечивали на рабочих E -поляризованных модах добротность резонатора, необходимую для функционирования диплексера [1, 2]: $|T_E| \approx 0,89$, $|R_E| \approx 0,45$. Это соответствует коэффициенту отражения по мощности в нулевой порядок $W_E = |T_E|^2 \approx 0,8$. В изучаемом нами диплексере использовались решётки с двумя типами профиля гофрировки, показанными на рис. 3.

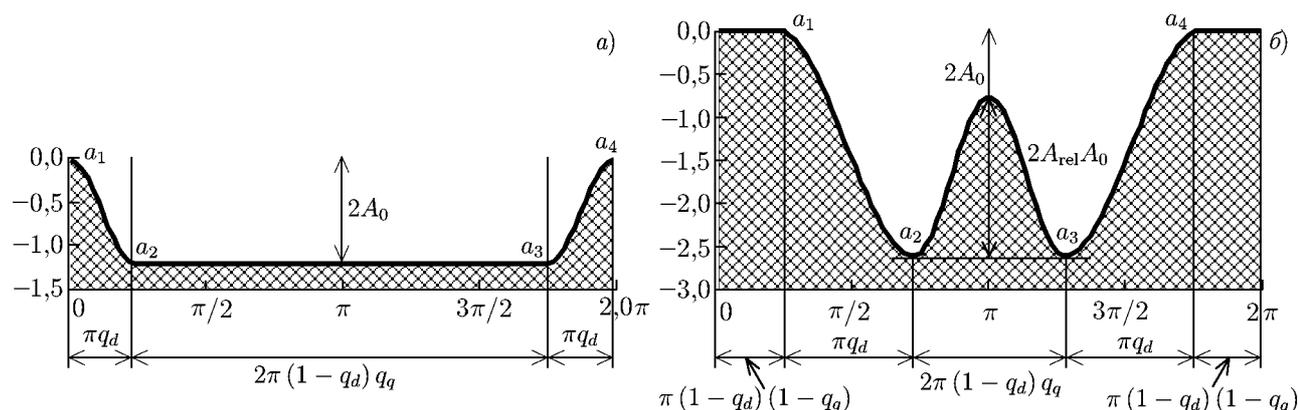


Рис. 3. Профили решёток диплексера, обеспечивающие равенство только модулей коэффициентов отражения $|T_E| = |T_H|$ (а) и равенство комплексных коэффициентов отражения $T_E = T_H$ (б). На панели (а) $q_d \approx 0,25$, $q_q = 1$, $A_0 \approx 0,6$, $A_{rel} = 0$, на панели (б) $q_d = 0,5$, $q_q \approx 0,55$, $A_0 \approx 1,3$, $A_{rel} \approx 0,7$

Рассматриваемые формы профиля периода гофрировки в общем виде могут быть представлены некоторой симметричной относительно центральной оси функцией $h(x)$, описываемой несколькими параметрами. Эта функция представляется разрезанной на два равных куска синусоидой, занимающей относительную часть q_d от периода. Остальная часть заполняется прямыми, вставленными в канавку (место разреза) и в горб. Соотношение длин вставленных кусков прямых регулируется параметром q_q . Интервал изменения параметров $q_d, q_q \in (0,1)$. В канавку профиля может быть введена дополнительная перегородка в виде синусоиды с периодом, равным величине нижней вставки. Период без ограничения общности положим равным $d = 2\pi$, а начало отсчёта поместим в центре горба. Такая функция может быть описана на пяти интервалах периода следующими выражениями:

$$h(x) = \begin{cases} 0, & x \leq a_1; \\ A_0 \left[\cos\left(\frac{x - a_1}{q_d}\right) - 1 \right], & a_1 \leq x \leq a_2; \\ A_0 \left\{ A_{rel} \left[1 - \cos\left(\frac{x - a_2}{1 - [q_d + (1 - q_d)(1 - q_q)]}\right) \right] - 2 \right\}, & a_2 \leq x \leq a_3; \\ A_0 \left[\cos\left(\frac{x - a_4}{q_d}\right) - 1 \right], & a_3 \leq x \leq a_4; \\ 0, & x \geq a_4, \end{cases} \quad (7)$$

где A_{rel} — относительная амплитуда дополнительной синусоиды, образующей перегородку. Для обеспечения сходимости решения интегрального уравнения сшивание проводится до первых производных включительно в четырёх точках на периоде:

$$\begin{aligned} a_1 &= \pi(1 - q_d)(1 - q_q), & a_2 &= \pi[q_d + (1 - q_d)(1 - q_q)], \\ a_3 &= \pi\{2 - [q_d + (1 - q_d)(1 - q_q)]\}, & a_4 &= \pi[2 - (1 - q_d)(1 - q_q)]. \end{aligned} \quad (8)$$

Решётки с профилем, показанным на рис. 3а, обеспечивают равенство только модулей коэффициентов отражения ($|T_E| = |T_H|$) и описываются следующими параметрами:

$$q_d \approx 0,25, \quad q_q = 1, \quad A_0 \approx 0,6, \quad A_{rel} = 0. \quad (9)$$

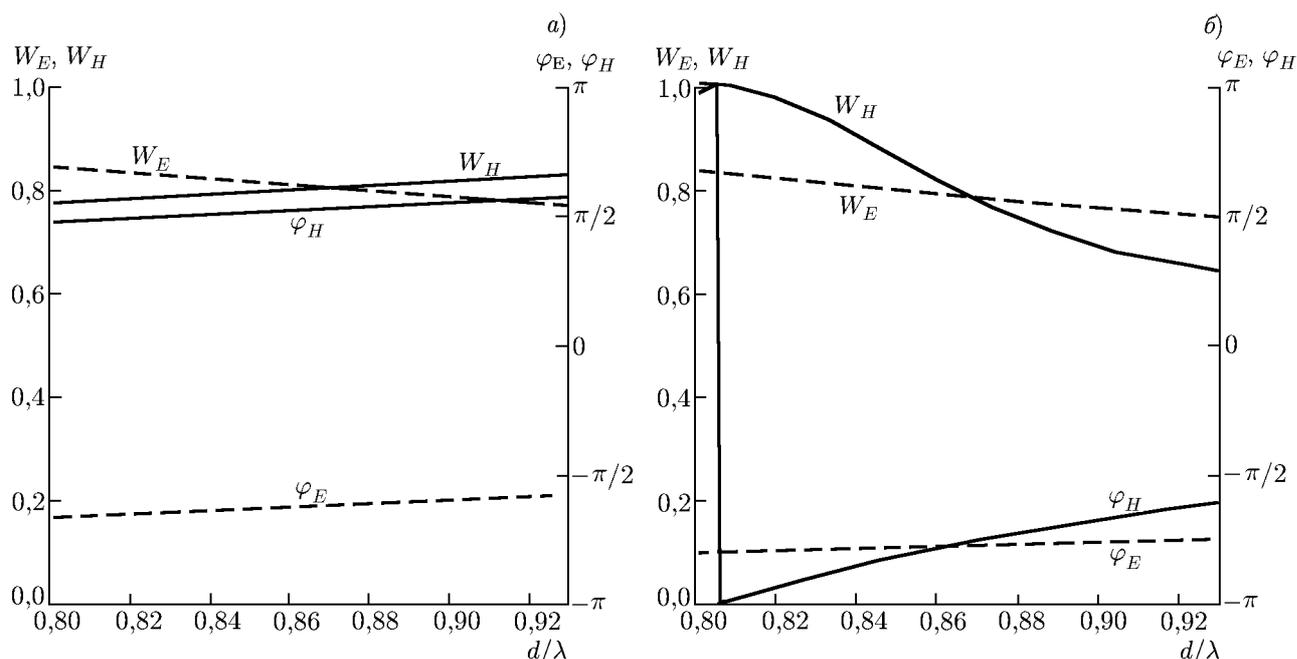


Рис. 4. Зависимость энергетических и фазовых характеристик отражения в зеркальный порядок дифракции от дифракционного параметра (частоты) для двух типов профилей в частотной полосе, составляющей 15% от центральной частоты

Решётки с профилем, изображённым на рис. 3б, обеспечивают равенство комплексных коэффициентов отражения ($T_E = T_H$) и описываются параметрами

$$q_d = 0,5, \quad q_q \approx 0,55, \quad A_0 \approx 1,3, \quad A_{\text{rel}} \approx 0,7. \quad (10)$$

Зависимость энергетических ($W_E = |T_E|^2$, $W_H = |T_H|^2$) и фазовых ($\varphi_E = \arg T_E$, $\varphi_H = \arg T_H$) характеристик отражения в зеркальный порядок дифракции от пропорционального частоте дифракционного параметра $\kappa = d/\lambda$ для профилей, изображённых на рис. 3а, б, приведены на рис. 4а, б соответственно в частотной полосе, составляющей 15% от центральной частоты, отвечающей $\kappa = 0,866$. Графики для волн с E -поляризацией слабо зависят от формы профиля, графики для волн с H -поляризацией, напротив, определяются формой профиля. Это позволяет подобрать при помощи специальной методики [11] достаточно сложный профиль (рис. 3б), у которого и энергетические (на нужном уровне), и фазовые зависимости для волн с E - и H -поляризациями пересекаются при одном и том же значении дифракционного параметра $\kappa = d/\lambda$ (рис. 4б). Для более простой формы профиля (рис. 3а) возможно выравнивание лишь энергетических характеристик на требуемом уровне, но не фазовых (рис. 4а). Методика синтеза профиля, обеспечивающего равенство $T_E = T_H$, описана в [11].

Каждое зеркало вносит омические потери, которые мы оценим следующим образом. Пренебрежём изменением структуры поля при отражении, считая, что в лучевых координатах падающего и отражённого пучков она одинакова, и рассчитаем изменение потока энергии при отражении. Мощность компоненты ψ_{\parallel}^- при отражении уменьшается в $1 - 2kd/(\cos \theta)$ раз, а мощность компоненты ψ_{\perp}^- уменьшается в $1 - 2kd \cos \theta$ раз. Таким образом, при отражении пучка с углом $\beta \neq 0$ между электрическим полем в падающей волне и плоскостью падения мощность в отражённом пучке уменьшится в $1 - 2kd [\cos^2 \beta / (\cos \theta) + \cos \theta \sin^2 \beta]$ раз, что может быть учтено введением

коэффициента отражения, равного по модулю

$$R_{\text{ohm}} \approx 1 - kd \left(\frac{\cos^2 \beta}{\cos \theta} + \cos \theta \sin^2 \beta \right). \quad (11)$$

Выражение (11) относится к гладким зеркалам. К гофрированным зеркалам оно может быть применено только приближённо. Из (11) следует, что омические потери меньше у того типа волны с E - или H -поляризацией, у которой вектор электрического поля ближе к нормали к плоскости падения.

2. ТЕОРИЯ РЕЗОНАНСНОГО ДИПЛЕКСЕРА

Теория резонансного диплексера базируется на решении квазиоптических интегральных уравнений [12, 13]. Рассмотрим конструкцию диплексера, исследованного в [1, 2] (рис. 1). В нём расстояния между зеркалами 1 и 2, 2 и 3, 3 и 4, 4 и 1 равны L , угол $\theta = \pi/4$ на всех четырёх зеркалах, угол $\gamma = \pi/4$ на верхнем зеркале и $\gamma = -\pi/4$ на нижнем зеркале. Предполагая достаточно сильное отличие от единицы коэффициентов отражения в зеркальный лепесток на гофрированных зеркалах, т. е. выполнение неравенств $\{1 - |T_E|, 1 - |T_H|\} \gg kd$, пренебрежём изменением поляризации порядка $\approx kd$, возникающим при отражении от зеркал. При таких условиях моды резонатора диплексера можно разделить на E -поляризованные и H -поляризованные в зависимости от поляризации волн, падающих на гофрированные зеркала резонатора. Для иллюстрации на рис. 1 показаны направления электрического вектора \mathbf{E} в различных частях резонатора для E -поляризованной моды. Его направление меняется в соответствии с изложенным выше и совпадает само с собой при круговом обходе резонатора. Угол

$$\beta_{0,E} = \pm \arctg[\cos(\theta) \operatorname{tg} \gamma] = \pm 35,2^\circ$$

при этом меняет знак при каждом отражении от зеркала (гладкого или гофрированного). Для H -поляризованной моды угол

$$\beta_{0,H} = \pm \arctg[\cos(\theta) \operatorname{tg} \gamma] - \pi/2 = \pm 35,2^\circ - 90^\circ$$

также меняется.

Используя методику работ [12, 13], где введены операторы, описывающие распространение пучка и его изменение при прохождении линз и зеркал, найдём изменение его структуры при распространении по резонатору. Сначала рассмотрим E -поляризованные моды. Изменение поляризации пучка при отражении описано выше, и, поскольку поляризация в каждом сечении резонатора постоянна, то для расчёта характеристик последнего можно использовать скалярное описание. Электрическую компоненту пучков поля, преобразующихся на зеркалах резонатора, обозначим через ψ_n^\pm , где n — номер зеркала (см. рис. 1), знак « $-$ » означает ушедший от зеркала пучок, знак « $+$ » — пришедший к зеркалу. Входной пучок, а также резонансный и нерезонансный выходные пучки обозначены индексами i , r и t соответственно. Мы предполагаем, что поляризация входного пучка такова, что он возбуждает только изучаемую E -поляризованную моду внутри резонатора.

Пучок ψ_1^- , отражённый от первого гофрированного зеркала, распространяется по резонатору до корректирующего его фазу зеркала 2, что описывается оператором распространения $G_{L/k}$. Второе зеркало диафрагмирует, переворачивает пучок по координате в плоскости резонатора, вносит фазовую коррекцию и омические потери, что описывается операторами D_2 , $T_{k/(F_{2xy})}$ и

коэффициентом R_{ohm} . Распространение пучка к решётке \mathcal{Z} описывается оператором $G_{L/k}$. Трансформация пучков на ней описывается равенствами (4), (5). Далее распространение пучка внутри резонатора описывается произведением операторов $G_{L/k} D_4 T_{k/(F_{4xy})} R_{\text{ohm}} G_{L/k}$.

Таким образом, пучок ψ_1^+ выражается через пучок ψ_1^- посредством формулы

$$\psi_1^+ = G_{L/k} D_4 T_{k/(F_{4xy})} R_{\text{ohm}} G_{L/k} D_3 T_E R_{\text{ohm}} G_{L/k} D_2 T_{k/(F_{2xy})} R_{\text{ohm}} G_{L/k} \psi_1^-. \quad (12)$$

После этого можно сформулировать уравнение для определения пучка ψ_1^- :

$$\psi_1^- = D_1 R_E \hat{P} \psi_1^+ + D_1 T_E R_{\text{ohm}} G_{L/k} D_4 T_{k/(F_{4xy})} R_{\text{ohm}} G_{L/k} D_3 T_E R_{\text{ohm}} G_{L/k} D_2 T_{k/(F_{2xy})} R_{\text{ohm}} G_{L/k} \psi_1^-. \quad (13)$$

В (13) введён оператор D_1 , описывающий диафрагмирование на первом зеркале с дифракционной решёткой. В это уравнение введён также оператор преобразования масштаба \hat{P} . Его введение обусловлено тем, что пучки ψ_i и ψ_1^- имеют в плоскостях, перпендикулярных плоскости своего распространения, разные ширины по обеим координатам. Поэтому в общем случае необходимо вводить оператор преобразования масштаба пучка \hat{P} вместе с изменением его амплитуды. Этот оператор относится только к решёткам.

Опишем действие оператора в случае рассматриваемого диплексера, когда углы падения и дифракции равны $\theta = \pi/4 = 45^\circ$. Масштаб функции ψ_i необходимо изменить следующим образом: по координате, лежащей в плоскости резонатора, сжать его в $1/\cos\theta$ раз, а в перпендикулярной плоскости растянуть его в $1/\cos\theta$ раз. После преобразования масштабов функция $P\psi_i(x, y)$ имеет вид

$$P\psi_i(x, y) = \psi_i\left(\frac{\bar{x}}{\cos\theta}, \bar{y} \cos\theta\right) = \psi_i\left(\bar{x} \sqrt{2}, \frac{\bar{y}}{\sqrt{2}}\right). \quad (14)$$

Здесь x и y — обычные координаты (x — в плоскости резонатора, y — в перпендикулярной ей плоскости) входной волны; \bar{x} и \bar{y} — аналогичные новые (повёрнутые) координаты резонаторной волны ψ_1^- . Амплитуды пучков в этом случае не изменяются.

Аналогичные преобразования необходимы для уравнений, определяющих выходные пучки:

$$\psi_t = D_1 T_E \psi_i + D_1 R_E \hat{P}^{-1} \psi_1^+, \quad \psi_r = i D_3 R_E \hat{P}^{-1} \psi_3^+.$$

Выраженные через решения операторного уравнения, они имеют вид

$$\psi_t = D_1 T_E \psi_i + D_1 R_E \hat{P}^{-1} G_{L/k} D_4 T_{k/(F_{4xy})} R_{\text{ohm}} G_{L/k} D_3 T_E R_{\text{ohm}} G_{L/k} D_2 T_{k/(F_{2xy})} R_{\text{ohm}} G_{L/k} \psi_1^-, \quad (15)$$

$$\psi_r = D_3 R_E R_{\text{ohm}} \hat{P}^{-1} G_{L/k} D_2 T_{k/(F_{2xy})} R_{\text{ohm}} G_{L/k} \psi_1^-. \quad (16)$$

Здесь \hat{P}^{-1} — оператор, обратный к \hat{P} .

При заданном значении частоты операторное интегральное уравнение решалось методом итераций, аналогичном используемому в [11]. Поперечное распределение входного волнового пучка полагалось гауссовым:

$$\psi_i(x, y) \propto \exp\left(-\frac{x^2}{2a^2} - \frac{y^2}{2b^2}\right). \quad (17)$$

Для описания поперечного сечения функции $\psi_1^-(x, y)$ в уравнении использовалась матрица $N \times N$, $N \sim 50 \div 100$, комплексных значений. В качестве критерия сходимости итераций использовалась разность квадратов модулей текущей и предшествующей итерации. Решение полагалось найденным при достижении этой величиной абсолютного значения $10^{-8} \div 10^{-10}$. После решения

уравнения через найденную функцию определялись поля резонансного и нерезонансного отклика по представленным выше выражениям. Затем процедура решения проводилась на следующей из заданного диапазона частоте. В итоге наблюдалась расчётная резонансная кривая с максимумом коэффициента передачи в резонансный выход на резонансной частоте и минимумом в нерезонансный выход.

Уравнения для H -поляризованных мод получаются путём замены $R_E \rightarrow R_H$, $T_E \rightarrow T_H$ и замены значения R_{ohm} , поскольку угол β для H -волны отличается от угла β для E -волны.

Исследуем полученные интегральные уравнения в геометрооптическом приближении, т. е. без учёта дифракции, вызванной конечной шириной пучка электромагнитных волн в диплексере, и найдём собственные частоты резонатора с учётом векторного характера полей, а также определим условия, при выполнении которых функционирование диплексера возможно независимо от поляризации. Из (13) для определения собственных частот в случае E -поляризации получим следующее уравнение:

$$T_E^2 \exp(-ikL_\Sigma) - 1 = 0, \quad (18)$$

где $L_\Sigma = 4L$ — общая длина контура обхода волны в резонаторе. Для H -поляризации соответствующее уравнение для собственных частот выглядит так:

$$T_H^2 \exp(-ikL_\Sigma) - 1 = 0 \quad (19)$$

Собственные частоты $k_E = k'_E + ik''_E$ и $k_H = k'_H + ik''_H$ для E - и H -мод резонатора диплексера определяются из выражений (18) и (19) посредством формул

$$k'_{E,H} = \frac{1}{2L_\Sigma} [\pi q_{E,H} + p_{E,H}], \quad k''_{E,H} = -\frac{\ln |T_{E,H}|}{2L_\Sigma}, \quad (20)$$

где q_E, q_H — целые числа, p_E, p_H — фазы коэффициентов отражения, $T_E = |T_E| \exp(ip_E)$, $T_H = |T_H| \exp(ip_H)$.

Диплексер будет функционировать при произвольной поляризации в том случае, когда собственные частоты E - и H -мод совпадают и моды его являются вырожденными. Из равенств (20) следует, что частоты E - и H -мод резонатора совпадают при выполнении условий

$$p_E - p_H = \pi(q_H - q_E), \quad |T_E| = |T_H|, \quad (21)$$

т. е. при разности фаз коэффициентов T_E и T_H кратной π и равенстве их модулей. При выполнении этих условий поля собственных колебаний на гофрированных зеркалах могут иметь произвольную поляризацию. Способ синтеза профиля, удовлетворяющего условию (21), описан в работе [11]. Исследование задачи о дифракции на гофрированной поверхности [11] показало, что существует множество профилей, удовлетворяющих условию (21). Основное требование к таким профилям — это достаточное количество параметров в их описании, варьированием которых достигается выполнение необходимого условия. В частности, условию равенства фаз

$$p_E = p_H \quad (22)$$

удовлетворяет профиль, изображённый на рис. 3б, с которым и проводились исследования.

3. ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕЗОНАТОРА С УЧЁТОМ ДИФРАКЦИОННЫХ ПОТЕРЬ

Для осуществления теоретических исследований диплексера по вышеизложенному алгоритму была создана компьютерная программа [14]. Данная программа имеет блоки ввода параметров

$$|T_E| = |T_H| = 0,90, \quad \arg T_E = -1,95 \neq \arg T_H = 1,64 \quad (23)$$

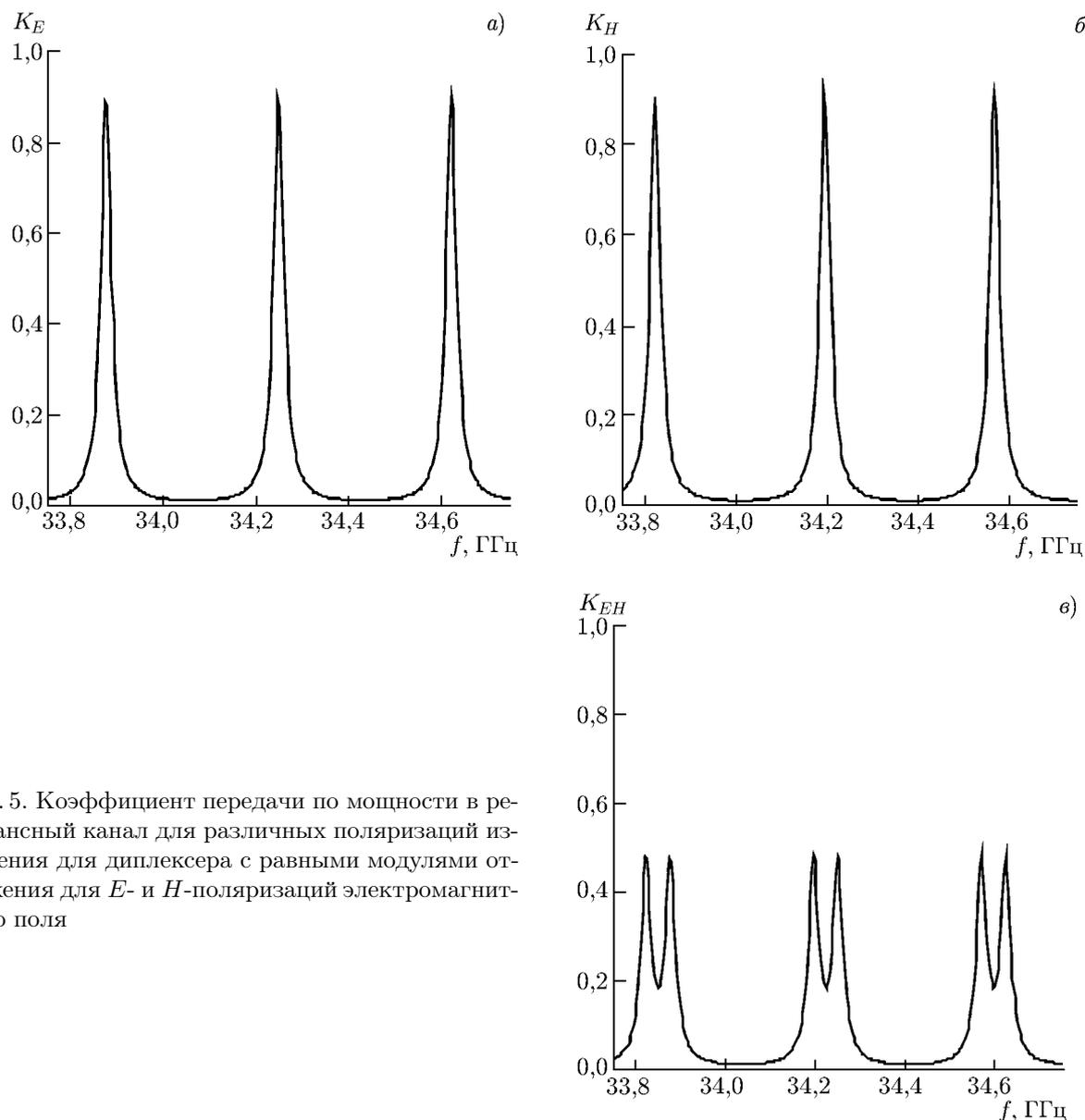


Рис. 5. Коэффициент передачи по мощности в резонансный канал для различных поляризаций излучения для диплексера с равными модулями отражения для E - и H -поляризаций электромагнитного поля

для каждого элемента, позволяет наблюдать структуры полей на зеркалах в процессе сходимости решения и выполнять построение резонансной кривой при сканировании заданного частотного диапазона.

В качестве примера приведём результаты расчётов рассматриваемого диплексера с рабочей частотой 34,272 ГГц, имеющего решётчатые зеркала с профилем гофрировки, изображённым на рис. 3а. Последний описывается параметрами (9) и характеризуется одинаковыми модулями коэффициентов отражения, но различными фазами:

Фрагмент спектра для диплексера в интервале 1 ГГц, содержащий три моды, приведён на рис. 5, где продемонстрирован общий вид коэффициента передачи по мощности в резонансный канал. Рисунок 5а относится к возбуждению пучком с линейной E -поляризацией, рис. 5б — к возбуждению пучком с линейной H -поляризацией, рис. 5в — к возбуждению пучком с линейной смешанной пополам поляризацией. По оси абсцисс на каждом рисунке отложена частота в ГГц, по оси ординат — коэффициент передачи в резонансный канал по мощности.

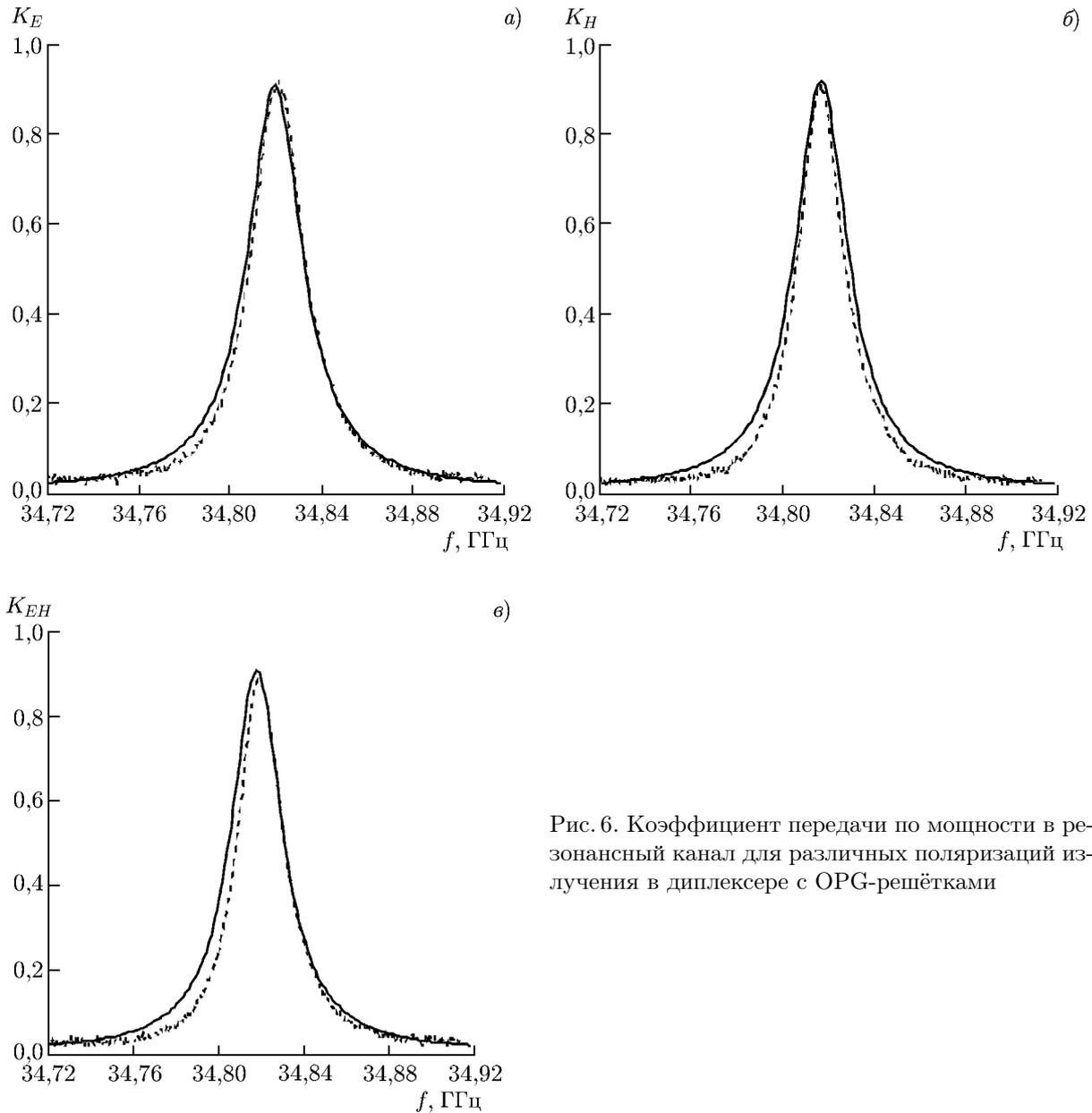


Рис. 6. Коэффициент передачи по мощности в резонансный канал для различных поляризаций излучения в диплексере с OPG-решётками

В данных расчётах пренебрегалось зависимостью модулей коэффициентов отражения решётки и их фаз от частоты. Значения этих параметров брались соответствующими рабочей точке в пределах всего исследуемого интервала частот. Также пренебрегалось зависимостью модулей этих коэффициентов и их фаз от угла падения волны, наиболее значимой для узких пучков, содержащих существенный угловой спектр. Радиусы параболических зеркал равнялись 6 003 мм поперёк резонатора и 1 018 мм вдоль него, их размеры были соответственно 223 и 184 мм, размеры решёточного зеркала — 221 и 156 мм. Расстояние между любыми двумя зеркалами равнялось 201 мм.

Как видно из рис. 5, для чистых E - и H -поляризаций спектры резонатора идентичны. Межмодовое расстояние равно 370 МГц. Спектры для E - и H -поляризованного излучения в целом сдвинуты относительно друг друга, т. е. максимумы коэффициента передачи для различных поляризаций приходятся на разные частоты. Конкретно, спектр для H -поляризации оказывается

Таблица 1. Сравнительные характеристики резонатора диплексера

	Техническая медь, зеркала стандартные		Техническая медь, зеркала увеличенные		Дюралюминий, зеркала стандартные		Дюралюминий, зеркала увеличенные	
	<i>E</i> -мода	<i>H</i> -мода	<i>E</i> -мода	<i>H</i> -мода	<i>E</i> -мода	<i>H</i> -мода	<i>E</i> -мода	<i>H</i> -мода
$K_{r,max}$	0,909	0,918	0,925	0,934	0,845	0,862	0,860	0,877
$K_{r,min}$	0,014	0,013	0,014	0,013	0,014	0,013	0,014	0,013
$K_{nr,max}$	0,978	0,984	0,981	0,987	0,975	0,981	0,978	0,984
$K_{nr,min}$	0,004	0,004	0,003	0,003	0,008	0,007	0,007	0,006
Потери в резонансе	0,087	0,078	0,072	0,062	0,146	0,130	0,133	0,116
Потери в антирезонансе	0,008	0,003	0,005	0,000	0,011	0,005	0,008	0,002
Добротность моды	1 192	1 234	1 201	1 244	1 151	1 197	1 159	1 205

сдвинутым относительно спектра для *E*-поляризации вниз на 53 МГц. В случае возбуждения излучением со смешанной пополам поляризацией вместо мод наблюдается двугорбая структура с частотным расстоянием между горбами в 53 МГц и коэффициентом передачи, составляющим по порядку величины половину от максимального значения коэффициента передачи для чистой моды. Результат эксперимента с диплексером, содержащим гофрированные зеркала с профилем, показанным на рис. 3а, полностью совпал с рассчитанным спектром, представленным на рис. 5, включая частоты мод. В полном согласии с теорией, резонатор имеет практически одинаковые добротности для обеих мод, а сдвиг резонансных частот мод с разными поляризациями составляет величину порядка 50 МГц, что близко к расчётным значениям.

В табл. 1 приведены сравнительные характеристики мод резонатора для двух материалов зеркал: технической меди (омический коэффициент отражения 0,999) и дюралюминия (омический коэффициент отражения 0,998), и двух геометрических размеров всех зеркал — стандартного и увеличенного приблизительно в 1,5 раза. Стандартные размеры описаны выше и определяются размерами собственного пучка резонатора. Увеличенные размеры существенно превосходят размеры собственного пучка резонатора для исключения влияния дифракционных потерь. В таблице $K_{r,max}$ — коэффициент передачи в резонансный канал на резонансной частоте, $K_{r,min}$ — коэффициент передачи в нерезонансный канал на антирезонансной частоте, равноудалённой от соседних резонансов, $K_{nr,max}$ — коэффициент передачи в нерезонансный канал на антирезонансной частоте, $K_{nr,min}$ — коэффициент передачи в нерезонансный канал на резонансной частоте.

Как видно из табл. 1, пиковое значение коэффициента передачи и потери в резонансе в большей степени определяются материалом изготовления зеркал, чем их размером. Омические потери материала оказывают существенно большее влияние на характеристики резонатора, чем дифракционные, составляющие в данной конфигурации в среднем 2%. Общие потери в резонансе в рассматриваемой системе составляют в среднем для технической меди величину порядка 5÷8%, для дюралюминия — 11÷14%.

Рассмотрим далее диплексер с той же рабочей частотой 34,272 ГГц, но с решётчными зеркалами, имеющими профиль гофрировки, показанный на рис. 3. Профиль описывается параметрами (10) и обладает как одинаковыми (точнее близкими) модулями коэффициентов отражения, так и близкими их фазами (профиль Omni-Polarization Grating, или OPG):

$$|T_E| = |T_H| \approx 0,89, \quad \arg T_E = -2,42, \quad \arg T_H = -2,40. \quad (24)$$

Несмотря на то, что расчёт решёток был проведён на рабочую частоту порядка 34,27 ГГц, в эксперименте наиболее высокодобротной оказалась мода с частотой 34,82 ГГц. Для «теоретической» перенастройки резонатора диплексера на эту частоту без учёта зависимости решёточных характеристик от частоты достаточно подобрать расстояние между зеркалами, которое в этом случае оказывается равным $L = 202,33$ мм. Разность экспериментальной и расчётной частот может объясняться также перекосом зеркал резонатора и систематической ошибкой при изготовлении решёток.

Рисунок 6 демонстрирует фрагмент спектра, содержащий одну моду, для ОРГ-решёток, расположенных под углом $\gamma = 45^\circ$. Рисунок 6а относится к возбуждению пучком с линейной E -поляризацией, рис. 6б — к возбуждению пучком с линейной H -поляризацией, рис. 6в — к возбуждению пучком с линейной смешанной пополам поляризацией. Для иллюстрации на рис. 6 пунктиром показаны экспериментальные зависимости коэффициента передачи диплексера от частоты на рабочей моде при трёх разных углах поворота входного рупора, устанавливающего поляризацию моды, возбуждаемой в резонаторе: $\phi = 0^\circ, 90^\circ, 45^\circ$. Первый угол соответствует возбуждению E -моды, второй — H -моды, третий — обеих E - и H -мод поровну.

Частотное расстояние между модами E и H , обусловленное погрешностью вследствие отличия фаз, составляет около 3 МГц. Это незначительно ухудшает характеристики моды со смешанной поляризацией, однако при этом её целостность сохраняется, а двугорбость отсутствует.

Рисунок 7 показывает панорамный спектр диплексера, содержащий 14 мод, вблизи рабочей частоты, демонстрирующий зависимости от частоты и типа используемой моды. Рисунок 7а относится к возбуждению пучком с линейной E -поляризацией, рис. 7б — к возбуждению пучком с линейной H -поляризацией, рис. 7в — к возбуждению пучком с линейной смешанной пополам поляризацией. По оси абсцисс на каждом рисунке отложена частота в ГГц, по оси ординат — коэффициент передачи в резонансный канал по мощности. На рис. 7г представлен экспериментальный спектр для смешанной поляризации в том же масштабе.

Частотные характеристики универсального диплексера с зеркалами связи, имеющими ОРГ-профиль гофрировки, имеют существенные отличия от характеристик диплексера со стандартными решётками связи. Поведение «чистых» мод (рис. 7а, б) в основном определяется видом частотной зависимости модуля коэффициента зеркального отражения от решётки (рис. 4б) и не зависит от его фазы. Частотная зависимость коэффициента передачи для смешанной моды имеет принципиально другой вид. На рабочей частоте характеристики для E - и H -мод, а также для моды с произвольной поляризацией, практически одинаковы. Максимум коэффициента передачи при смешанной поляризации достигается лишь на одной моде в точке совпадения фаз коэффициентов отражения E - и H -мод (в эксперименте подстройкой резонатора и корректирующих зеркал удаётся добиться вырождения E - и H -мод). Этому соответствуют минимум потерь при высокой развязке резонансного и нерезонансного каналов диплексера. Соседние моды уширены, их коэффициенты передачи падают, а при дальнейшем удалении от рабочей частоты они расщепляются и имеют «двугорбую» структуру. По результатам измерений в пределах нескольких мод, ближайших к центральной моде, величина «расщепления» увеличивается примерно на 18 МГц при переходе на соседнюю пару мод.

Таким образом, успешное решение задачи создания универсального диплексера с независимыми от поляризации излучения характеристиками подтверждается и теоретически, и экспериментально. Создание такого устройства возможно в ограниченной частотной области из-за достаточно резкой зависимости разности фаз для E - и H -мод от частоты.

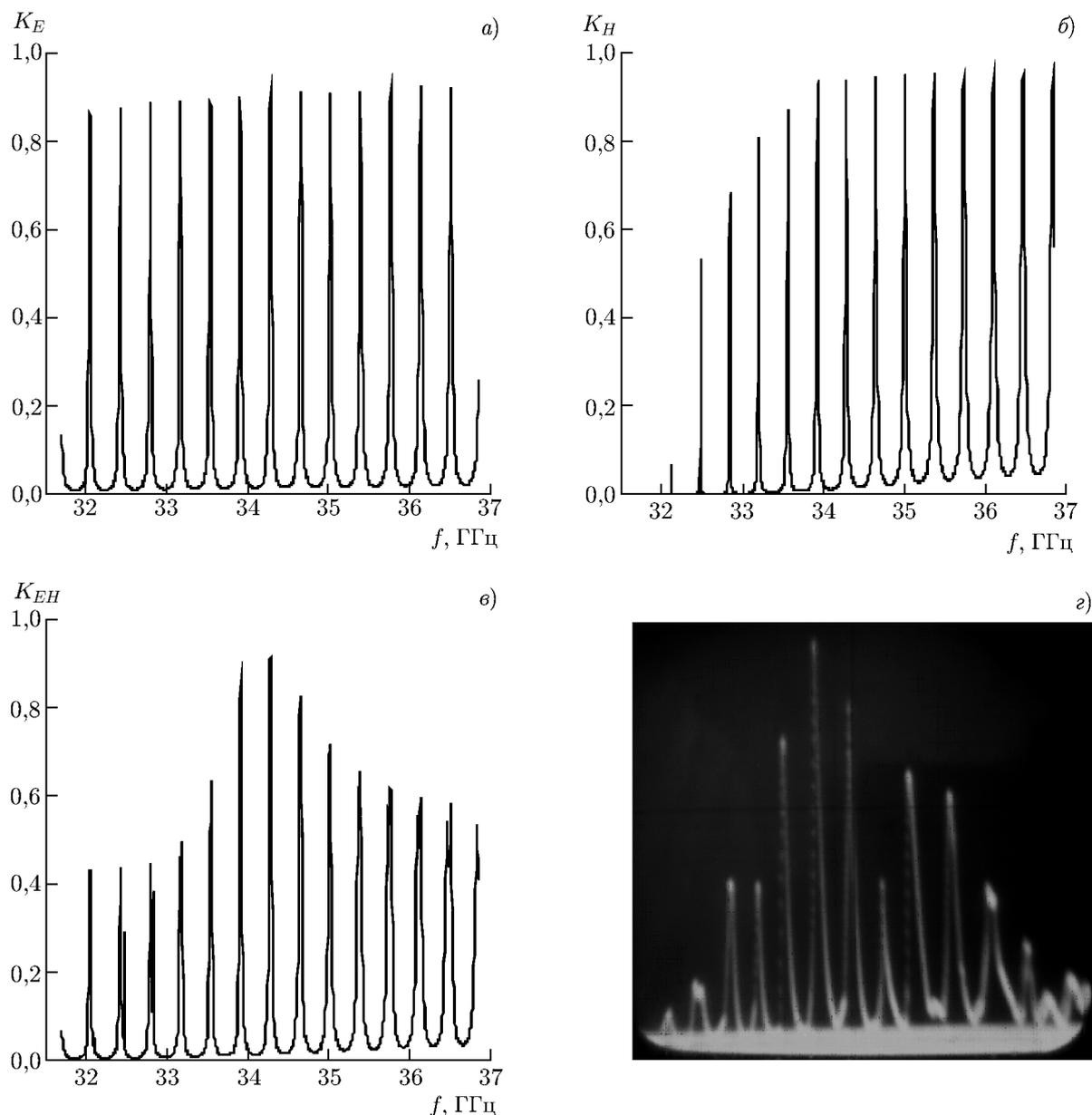


Рис. 7. Панорамный спектр для различных поляризаций излучения в диплексере с OPG-решётками

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье развита теория диплексера — прибора для управления мощными потоками излучения в миллиметровом диапазоне длин волн. Исследуемый диплексер представляет собой квазиоптический резонатор бегущей волны, в котором связь с подводными трактами осуществляется за счёт гофрирования некоторых зеркал, образующих резонатор. Показано, что общие потери в рассматриваемой системе для медных зеркал и решёток имеют величину порядка $5 \div 8\%$, в том числе дифракционные потери составляют величину около 2% .

Проведён подробный анализ влияния профиля гофрировки решёток на характеристики рассеяния волн на них. Исследована возможность использования в диплексере решёток, обеспечи-

вающих его функционирование независимо от поляризации излучения в подводящих трактах. Приводятся примеры функционирования диплексеров с профилями гофрированной поверхности, найденным согласно методике [11] и осуществляющими равноамплитудное и равнофазное отражение для разных поляризаций излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Petelin M. I., Danilov Yu. Yu. // *Int. J. Infrared Millimeter Waves*. 1999. V. 20, No. 12. P. 2023.
2. Кошуринов Ю. И., Павельев В. Г., Петелин М. И. и др. // *Письма в ЖТФ*. 2005. Т. 31, вып. 16. С. 73.
3. Kasperek W., Petelin M. I., Erckmann V., et al. // *Fusion Sci. Technol.* 2007. V. 52. P. 281.
4. Kasperek W., Petelin M. I., Shchegol'kov D. Yu., et al. // *Nucl. Fusion*. 2008. V. 48. Art. no. 054010.
5. Erckmann V., Kasperek W., Koshurinov Y., et al. // *Fusion Sci. Technol.* 2009. V. 55, No. 1. P. 23.
6. Kasperek W., Petelin M. I., Erckmann V., et al. // *Fusion Engineering and Design*. 2009. V. 84, No. 2–6. P. 1002.
7. Вайнштейн Л. А. *Электромагнитные волны*. М.: Радио и связь, 1988. 440 с.
8. Каценеленбаум Б. З. *Высокочастотная электродинамика*. М.: Наука, 1966. 240 с.
9. *Electromagnetic theory of gratings* / Ed. by R. Petit. Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 1980.
10. Шестопалов В. П., Кириленко А. А., Масалов С. А., Сиренко Ю. К. *Резонансное рассеяние волн*. Т. 1. Дифракционные решётки. Киев: Наукова думка, 1986.
11. Копосова Е. В., Kasperek W., Höhnle H. // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2012. Т. 55, № 5. С. 351.
12. Таланов В. И. // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1965. Т. 8, № 2. С. 260.
13. Власов С. Н., Копосова Е. В. // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2001. Т. 44, № 11. С. 940.
14. Штыков В. В. *FORTRAN and Win32 API. Создание программного интерфейса для Windows средствами современного Фортрана*. М.: Диалог МИФИ, 2001.
15. Власов С. Н., Копосова Е. В., Кошуринов Ю. И. // *Журн. техн. физ.* 2012. Т. 82, № 7. С. 92.
16. Власов С. Н., Копосова Е. В. // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2003. Т. 46, № 5–6. С. 482.
17. Копосова Е. В., Петелин М. И. // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1989. Т. 32, № 9. С. 1178.

Поступила в редакцию 7 февраля 2012 г.; принята в печать 27 июня 2012 г.

DIFRACTION THEORY OF QUASI-OPTICAL DIPLEXERS

S. N. Vlasov, E. V. Kuposova, Yu. I. Koshurinov, L. V. Lubyako, and V. G. Pavel'ev

We propose a description of the diplexer, a device for control of high-power beams of millimeter-wave radiation in electron-cyclotron heating systems for controlled fusion installations. The diplexer is a four-mirror quasi-optical traveling-wave resonator, in which the transmission lines are connected by a pair of corrugated mirrors forming the resonator. In this paper, we develop the theory of such systems. An integrated equation describing the beams of electromagnetic waves in the resonator in paraxial approximation and defining the diplexer characteristics with allowance for losses is deduced. The losses are due to the ohmic dissipation, diffraction, and limited size of the mirrors, as well as the difference between the widths and wave fronts of the diplexer resonator modes and the transmission lines. The integrated equation is numerically solved by the iteration method using software with imaging. The eigenfrequencies of such a system with allowance for the vector character of the wave beams are found. Conditions under which the diplexer can be operated irrespective of the polarization of the incident radiation are determined.