

Как видно из рисунка, резонатор хорошо согласует тракт в широком диапазоне частот: метки соответствуют $f_1 = 3,1$ ГГц, $f_2 = 3,58$ ГГц. При этом равномерность уровня КСВ в этом диапазоне определяется в значительной мере граничными условиями на концах резонатора. При их хорошем согласовании (в эксперименте с обоих концов вводились поглощающие клинья) частотная зависимость КСВ в указанном диапазоне уменьшается. Другим фактором, определяющим непостоянство КСВ в диапазоне совместного возбуждения двух комплексных волн, является частотная зависимость коэффициента передачи возбуждающего устройства (рис. 5).

Таким образом, проведенные эксперименты показали, что резонатор на отрезке круглого двухслойного экранированного волновода в режиме комплексных волн обладает всеми свойствами полосового фильтра. При исключении (или регулировке) частотной зависимости возбуждающего устройства такой резонатор будет иметь частотную характеристику, близкую к прямоугольной.

ЛИТЕРАТУРА

1. Веселов Г. И., Любимов Л. А.—Радиотехника и электроника, 1963, 8, № 9, с. 1530.
2. Раевский С. Б.—Изв. вузов—Радиофизика, 1972, 15, № 1, с. 112.
3. Калмык В. А., Раевский С. Б., Угрюмов В. П.—Радиотехника и электроника, 1978, 23, № 4, с. 699
4. Веселов Г. И., Раевский С. Б., Калмык В. А.—Радиотехника, 1980, 35, № 9, с. 59.

Московский институт
электронной техники

Поступила в редакцию
7 июля 1982 г

УДК 621.372.8

ДИФРАКЦИОННАЯ ДОБРОТНОСТЬ СЛАБОКОНИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ ГИРОТРОНОВ

В. Е. Запелалов, О. В. Малыгин

1. В резонаторах гиротронов наибольшей дифракционной добротностью

$$Q_{\text{диф}} = \omega_s L / v_{\text{гр}} (1 - |R(\omega_s)|) \quad (1)$$

(здесь ω_s — собственная частота s -й моды, R — коэффициент отражения от выходного сечения) обладают моды H_{mpq} [1] с одной продольной вариацией поля ($q = 1$), образованные суперпозицией волн с малым продольным волновым числом $|h| \ll \pi/L$ и, соответственно, имеющих наименьшую групповую скорость

$$v_{\text{гр}} = c^2 h / \omega_s \ll c \lambda / 2L. \quad (2)$$

Коэффициент отражения R мод, возбуждающихся на частоте, близкой к критической, может быть представлен в виде [2, 3]

$$1 - |R| \sim h \quad (3)$$

Дифракционная добротность мод с $h \ll 2\pi/\lambda$ зависит от параметра нерегулярности [4] $\xi = v_{mp}^2 (L/D_0)^{2t}$ (v_{mp} — p -й корень производной функции Бесселя m -го порядка). Слабая конусность регулярных участков резонаторов, показанная на рис. 1 штриховыми линиями, очевидно, в той же степени может повлиять на дифракционную добротность. Анализ этой зависимости представляет определенный интерес как для оценки требований к допускам на изготовление цилиндрических резонаторов, так и для определения профиля резонатора в тех случаях, когда дифракционную добротность желательно понизить по сравнению с добротностью цилиндрических резонаторов. Такая необходимость возникает, например, в гиротронах с большой плотностью тока пучка [5], а также в гиротронах субмиллиметрового и коротковолновой части миллиметрового диапазонов [6]. Зависимость дифракционной добротности резонатора от слабой конусности исследуется в данной работе.

2. Отношение дифракционных добротностей одной и той же моды в цилиндрическом Q_0 и слабоконическом Q резонаторах, как следует из (1)—(3), равно

$$Q_0/Q \approx (h/h_0)^2. \quad (4)$$

В тех случаях, когда угол раскрыва резонатора α мал (см. рис. 1) и частота колебаний равна частоте цилиндрического резонатора диаметром D_0 ,

$$k^2 = (\pi q/L)^2 + \kappa^2 \quad (z = 0), \quad (5)$$

продольное волновое число h в выходном сечении резонатора

$$h^2 = k^2 - \kappa^2 \quad (z = z_{\text{вых}}) \quad (6)$$

можно при $\tau \ll 1$ ($\tau = (8/\pi^2) \sqrt{v_{\text{тр}}}^2 (L/\lambda)^2 \alpha$ — параметр конусности, подобный параметру нерегулярности) определить выражением

$$h^2 = (\pi q/L)^2 (1 + \tau/q^2). \quad (7)$$

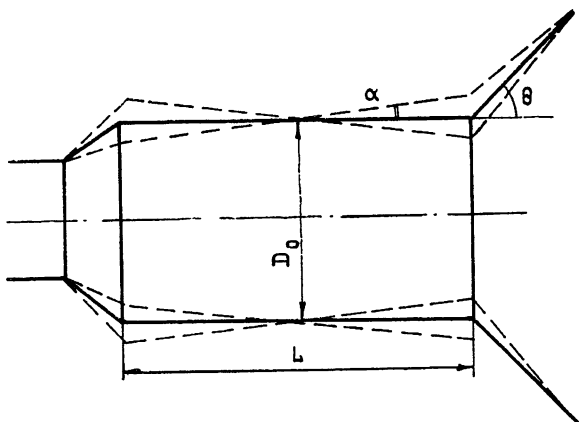


Рис. 1. Профиль цилиндрического резонатора.

С учетом (7) соотношение (4) можно переписать в виде

$$Q_0/Q \approx 1 + \tau q^2. \quad (8)$$

3. Более строгий анализ зависимости добротности слабоконического резонатора от угла раскрыва проводился с помощью уравнения неоднородной струны [4] Добротность колебаний

$$Q = \omega'_s / 2\omega''_s. \quad (9)$$

Результаты расчета для $\xi = 10, 25$ и 70 приведены на рис. 2. Сплошными линиями изображены расчетные зависимости $Q_0/Q(\tau)$ и $Q(\tau)|_{q=2}/Q(\tau)|_{q=1}$, пунктиром — результаты оценочной формулы (8). Как следует из рис. 2, до $|\tau| \leq 0,5$ формула (8) дает хорошее совпадение с численными данными для всех трех значений параметра нерегулярности выходного волновода. Для наиболее типичного в практических случаях значения $\xi = 25$ расчетная зависимость в интервале $|\tau| \leq 1$ хорошо аппроксимируется формулой

$$Q_0/Q = 0,4\tau_2 + 1,1\tau + 1. \quad (10)$$

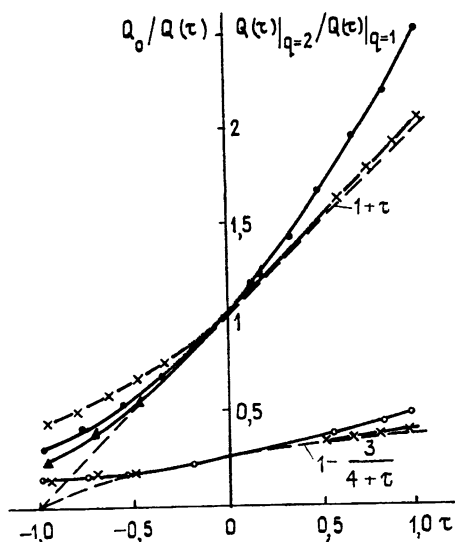


Рис. 2 Зависимости $Q_0/Q(\tau)$ и $Q(\tau)|_{q=2}/Q(\tau)|_{q=1}$ от параметра конусности, полученные из оценок и численными методами; темные кружки — $\xi = 10$, светлые кружки — $\xi = 25$, крестики — $\xi = 70$, штрихи — оценки.

Полученные результаты указывают, что для изготовления цилиндрических резонаторов с отклонением добротности от расчетной на $\pm 20\%$ величина τ должна быть не более $|\tau| \leq 0.2$. Это определяет допуск на относительное изменение диаметра на полной длине системы:

$$\Delta D/D_0 \leq 0,025(\lambda/L)^2. \quad (11)$$

В гиротронах на второй гармонике гирочастоты основные трудности связаны с конкуренцией паразитных мод либо синхронных с первой гармоникой [7], либо, в некоторых случаях, синхронных со второй и имеющих $q > 1$ [8]. Из результатов, представленных на рис. 2, следует, что при уменьшении τ селективность резонаторов по отношению к указанным паразитным модам возрастает. (Заметим, что величина $|\tau|$ в одном и том же резонаторе меньше для моды с большей длиной волны.) Согласно рис. 2 за счет слабой конусности может быть достигнуто увеличение отношения добротностей рабочей и паразитной мод в 2—3 раза.

Авторы благодарят С. Н. Власова и Ш. Е. Цимринга за постоянное внимание к работе, а также Г. С. Нусиновича за ценные замечания, сделанные при просмотре рукописи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гапонов А. В., Гольденберг А. Л., Григорьев Д. П., Панкратова Т. Б., Петелин М. И., Флягин В. А.—Изв. вузов—Радиофизика, 1975, 18, № 2, с. 280.
2. Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы и открытые волноводы.—М.: Сов. радио, 1966
3. Temkin R. I.—International Infrared millimeter waves, 1981, 2, № 4, p. 629.
4. Власов С. Н., Жислин Г. М., Орлова И. М., Петелин М. И., Рогачева Г. Г.—Изв. вузов—Радиофизика, 1969, 12, № 8, с. 1236.
5. Братман В. Л., Моисеев М. А., Петелин М. И., Эрм Р. Э.—Изв. вузов—Радиофизика, 1973, 16, № 4, с. 622.
6. Нусинович Г. С., Панкратова Т. Б. В кн.: Гиротрон—Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с. 169
7. Антаков И. И., Запевалов В. Е., Панкратова Т. Б., Цимринг Ш. Е.—В кн.: Гиротрон.—Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с. 199
8. Запевалов В. Е., Короблев Г. С., Цимринг Ш. Е.—Радиотехника и электроника, 1977, 22, № 8, с. 1661

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
6 сентября 1982 г.

УДК 621.373.826.038 823

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК МАГНИТНЫХ ЗЕРКАЛ НА ВОЛНЕ 1,15 мкм

Ю. Н. Коноплев, А. А. Туркин

В последние годы определенные перспективы в развитии лазерной гироскопии связаны с созданием и использованием так называемых магнитных зеркал [1, 2]. Магнитное зеркало в лазерном гироскопе объединяет в себе функции отражателя (зеркала) и фазового невязанного элемента и поэтому имеет преимущество перед другими способами создания начального расщепления частот встречных волн (не требует внесения в резонатор дополнительных оптических элементов, позволяет избежать применения движущихся механических частей). В настоящее время известны магнитные зеркала двух типов: для линейно-поляризованных волн — работающие на основе экваториального эффекта Керра и для циркулярно-поляризованных волн — на основе полярного эффекта Керра. Подробное рассмотрение магнитооптических эффектов Керра можно найти в монографии [3].

В данной работе речь пойдет о магнитном зеркале первого типа, впервые предложенного в [4, 5]. При отражении от намагниченной (перпендикулярно плоскости падения) поверхности волн встречных направлений вследствие эффекта Керра приобретают невязанные фазовые сдвиги, приводящие в кольцевом лазере к расщеплению частот встречных волн. Существенным при этом является то, что невязанный эффект в случае, если волны линейно поляризованы в плоскости падения, имеет место без изменения их поляризации. Нежелательная амплитудная невязанность, появляющаяся при отражении от намагниченного ферромагнетика, может быть уменьшена в магнит-