

**Е. А. Ковалев, В. С. Мирошниченко**

*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины*

*12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина*

E-mail: [mirosh@ire.kharkov.ua](mailto:mirosh@ire.kharkov.ua)

## ДИАПАЗОН ПЕРЕСТРОЙКИ ЧАСТОТЫ ГЕНЕРАТОРА ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ В ВИДЕ СДВОЕННОЙ ГРЕБЕНКИ

Генератор дифракционного излучения является одним из перспективных источников для миллиметрового и терагерцевого диапазонов, что требует дальнейшего улучшения его выходных характеристик. В данной работе рассмотрено влияние параметров периодической структуры в виде сдвоенной гребенки на ширину диапазона перестройки генератора дифракционного излучения. Показано, что ширина диапазона перестройки существенно зависит от удлинения  $H_{10}$ -волны в элементарных волноводах, образованных противостоящими щелями сдвоенной гребенки. Приведены результаты экспериментальных исследований и  $2D$ -моделирования свойств открытой резонансной системы, позволяющие выбрать оптимальные параметры сдвоенной гребенки для генератора дифракционного излучения по критерию «широкая полоса перестройки плюс высокая добротность колебаний». Представлены результаты исследований свойств генератора дифракционного излучения для 8-мм диапазона длин волн с несколькими вариантами параметров сдвоенной гребенки. Ил. 9. Табл. 1. Библиогр. 7 назв.

**Ключевые слова:** генератор дифракционного излучения, открытая резонансная система, периодическая структура, сдвоенная гребенка, миллиметровый диапазон.

Генератор дифракционного излучения (ГДИ) с периодической структурой в виде сдвоенной гребенки обладает рядом преимуществ по сравнению с классическим вариантом ГДИ, в котором в качестве периодической структуры используется одиночная отражательная решетка [1, 2]. Так, в ГДИ со сдвоенной гребенкой существенно повышается эффективность использования ленточного электронного потока по его толщине и, соответственно, удастся повысить КПД и уровень выходной мощности генерируемых колебаний. Максимум выходной мощности в ГДИ со сдвоенной гребенкой наблюдается вблизи «полуволнового» режима работы, когда сдвоенная гребенка не нарушает структуру резонансного поля в открытой резонансной системе (ОРС), что позволяет использовать в качестве рабочей  $TEM_{00q}$ -моды с минимальными потерями на излучение. Отметим, что в ГДИ с одиночной решеткой, расположенной в центральной части плоского или цилиндрического зеркала, для генерирования колебаний используется  $TEM_{20q}$ -мода, а для согласования решетки с полем ОРС необходимо применять дополнительные меры [3, 4].

Для ГДИ со сдвоенной гребенкой, ограниченной по ширине, характерным является существенное удлинение  $H_{10}$ -волны в элементарных волноводах, образованных противостоящими щелями гребенки. Этот факт позволяет использовать в ГДИ более широкие электронные пучки, что особенно важно при работе в коротковолновой части мм диапазона. С другой стороны, выбор параметров сдвоенной гребенки, обеспечивающих большое удлинение  $H_{10}$ -волны в ее ячейках, сопровождается сужением диапазона перестройки ГДИ по частоте и снижением стабильности генерируемых колебаний из-за роста тепловых потерь в сдвоенной гребенке.

Цель данной работы – обоснование выбора параметров сдвоенной гребенки для обеспечения оптимальной работы ГДИ по критерию «широкая полоса перестройки плюс высокая добротность колебаний» на основе анализа экспериментальных данных и результатов  $2D$ -моделирования свойств  $TEM_{00q}$ -моды в ОРС со сдвоенной гребенкой.

**1. Схема ОРС и основные соотношения для выбора оптимальных параметров сдвоенной гребенки.** Рассмотрим один из вариантов ОРС со сдвоенной гребенкой, предназначенный для использования в ГДИ. Пусть ОРС образована полусферическим открытым резонатором (ОР), а сдвоенная гребенка размещена в центре плоского зеркала вровень с его поверхностью (рис. 1). Обозначим как  $R_{sph}$  – радиус кривизны сферического зеркала,  $D$  – межзеркальное расстояние,  $w_0$  – радиус пятна поля  $TEM_{00q}$ -моды на плоском зеркале. Параметры сдвоенной гребенки обозначим следующим образом:  $l$  – период гребенки;  $d, h$  – ширина и глубина щелей для каждой из гребенок;  $b$  – высота сдвоенной гребенки вдоль продольной оси ОРС;  $\delta$  – ширина зазора между гребенками для прохождения ленточного электронного пучка. Суммарную ширину сдвоенной гребенки на плоском зеркале обозначим как  $a = 2h + \delta$ .

Для ОРС со сдвоенной гребенкой является характерной частота  $f_\pi$  (длина волны в свободном пространстве  $\lambda_\pi$ ), на которой гребенка с «полуволновой» высотой не нарушает структуру резонансного поля в межзеркальном пространстве. При этом высота  $b$  и суммарная ширина сдвоенной гребенки  $a$  удовлетворяют следующему соотношению:

$$b = 0,5\lambda_g = \frac{0,5\lambda_\pi}{\sqrt{1 - (\lambda_\pi/\lambda_c)^2}} \approx \frac{0,5\lambda_\pi}{\sqrt{1 - (\lambda_\pi/2a)^2}}, \quad (1)$$

где  $\lambda_g$  – длина  $H_{10}$ -волны в элементарных волноводах, образованных противоположащими щелями сдвоенной гребенки;  $\lambda_c \approx 2a$  – критическая длина  $H_{10}$ -волны в элементарных волноводах сдвоенной гребенки. Естественно, полное фазовое согласование сдвоенной гребенки с полем ОРС наблюдается и на частоте  $f_{2\pi}$  для гребенки с «одноволновой» высотой  $b = \lambda_g$ , и на частоте  $f_{3\pi}$  для гребенки высотой  $b = 1,5\lambda_g$  и т. д.

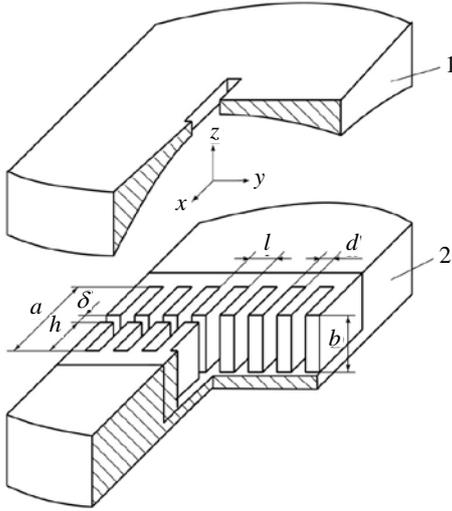


Рис. 1. Схема ОРС со сдвоенной гребенкой: 1 – сферическое зеркало; 2 – плоское зеркало

Тепловые потери в периодической структуре существенно превышают тепловые потери в гладких зеркалах и являются определяющими для добротности ОРС при апертуре зеркал, превышающей  $4w_0$ . Уровень тепловых потерь в сдвоенной гребенке существенно зависит от удлинения  $H_{10}$ -волны в элементарных волноводах  $\lambda_g/\lambda$  и на единицу площади сдвоенной гребенки составляет:

$$\eta_{gr} = (\chi + \xi)\eta_1, \quad (2)$$

где

$$\chi = \frac{1}{2} \frac{(1-\theta)\cos^2(k_g b) + \theta + b/l + (1/2k_g l)\sin(2k_g b)}{\cos^2(k_g b) + \theta^2 \sin^2(k_g b)}$$

тепловые потери  $H_x$ -компоненты резонансного поля в сдвоенной гребенке;

$$\xi = \frac{1}{2} \frac{b/l + 2\theta b/a}{(2a/\lambda)^2 - 1} \frac{1 - (1/2k_g b)\sin(2k_g b)}{\cos^2(k_g b) + \theta^2 \sin^2(k_g b)}$$
 – тепло-

вые потери  $H_z$ -компоненты резонансного поля в сдвоенной гребенке;  $\eta_1$  – тепловые потери на единицу площади гладкой поверхности зеркал ОРС;  $\theta = d/l$  – коэффициент заполнения сдвоен-

$$\text{ной гребенки; } k_g = \frac{2\pi}{\lambda_g} = \frac{2\pi\sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}}{\lambda}.$$

Ширина диапазона комбинированной перестройки частоты для ГДИ со сдвоенной гребенкой определяется крутизной изменения фазы отраженной волны при отстройке от частоты, соответствующей полному согласованию сдвоенной гребенки с полем ОРС ( $f = f_\pi, f = f_{2\pi}$ ). Для оценки влияния параметров сдвоенной гребенки на ширину диапазона перестройки ГДИ воспользуемся приближенной оценкой для фазы отраженной волны  $\varphi$  при  $l \ll \lambda$  (случай нормального падения  $H$ -поляризованной волны на гребенку [5]):

$$\varphi = 2 \arctg(\theta \operatorname{tg}(k_g b)). \quad (3)$$

Тогда крутизна изменения фазы отраженной волны для «полуволновой» гребенки вблизи  $f_\pi$  составляет:

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial \lambda} \right|_{\lambda=\lambda_\pi} = -\frac{4\pi\theta b \lambda_g}{\lambda^3} = -\frac{2\pi\theta}{\lambda} \left( \frac{\lambda_g}{\lambda} \right)^2. \quad (4)$$

Для «одноволновой» сдвоенной гребенки при  $b = \lambda_g$  крутизна изменения фазы отраженной волны на частоте  $f = f_{2\pi}$  возрастает в 2 раза:

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial \lambda} \right|_{\lambda=\lambda_{2\pi}} = -\frac{4\pi\theta b \lambda_g}{\lambda^3} = -\frac{4\pi\theta}{\lambda} \left( \frac{\lambda_g}{\lambda} \right)^2. \quad (5)$$

Ширина диапазона перестройки частоты в ГДИ определяется допустимым рассогласованием по фазе для отраженной волны от сдвоенной гребенки и гладкой поверхности плоского зеркала и обратно пропорциональна крутизне фазовой характеристики (4), (5). Следовательно, ширина диапазона перестройки ГДИ со сдвоенной гребенкой будет уменьшаться пропорционально квадрату удлинения  $H_{10}$ -волны в элементарных волноводах гребенки. Уменьшение ширины щелей сдвоенной гребенки (коэффициента заполнения  $\theta$ ) также будет способствовать расширению диапазона перестройки ГДИ.

Для экспериментальной проверки влияния параметров сдвоенной гребенки на ширину диапазона комбинированной перестройки ГДИ был выбран 8-мм диапазон длин волн, причем выбор параметров сдвоенной гребенки  $a$  и  $b$  согласно соотношению (1) обеспечивал «полуволновый» режим работы на частоте  $f_\pi = 33,5$  ГГц. Параметры фокусирующего зеркала ОРС составляли:  $R_{sph} = 50$  мм; апертура зеркала –  $\varnothing 55$  мм. Плоское зеркало диаметром  $\varnothing 55$  мм было симметрично усечено вдоль оси  $OY$  до 35 мм для размещения электронной пушки и коллектора при выполнении «горячих» исследований диапазона перестройки ГДИ со сдвоенной гребенкой (рис. 1). Параметры сдвоенной гребенки составляли:  $l = 1,00$  мм;  $d = 0,50$  мм;  $\delta = 0,28$  мм. Для высоты сдвоенной гребенки  $b$  вдоль оси  $OZ$  были выбраны три варианта:  $b_1 = 6,0$  мм;  $b_2 = 8,0$  мм;  $b_3 = 10,0$  мм. При «холодных» исследованиях

свойств рабочей  $TEM_{00q}$ -моды в ОРС со сдвоенной гребенкой измерялась нагруженная добротность  $Q_L$  и коэффициент связи ОРС с нагрузкой  $\beta$ , а собственная добротность рассчитывалась как  $Q_0 = (1 + \beta)Q_L$ . Взаимосвязь глубины щелей каждой из гребенок  $h$  и высоты сдвоенной гребенки  $b$  для «полуволнового» режима на  $f_\pi = 33,5$  ГГц представлена кривой 1 на рис. 2, здесь же звездочками отмечены три выбранных варианта параметров сдвоенной гребенки.

Тепловые потери в сдвоенной гребенке, рассчитанные согласно соотношению (2), при увеличении высоты гребенки растут по квадратичному закону (рис. 2, кривая 2) и существенно превышают тепловые потери в гладкой поверхности зеркал ОРС. Так, для сдвоенной гребенки высотой  $b_1 = 6,0$  мм тепловые потери составляли  $\eta_{gr}/\eta_1 = 6,24$ , для сдвоенной гребенки высотой  $b_1 = 8,0$  мм –  $\eta_{gr}/\eta_1 = 14,9$ , а для  $b_3 = 10,0$  мм тепловые потери выросли более чем в 4 раза:  $\eta_{gr}/\eta_1 = 29,4$ .

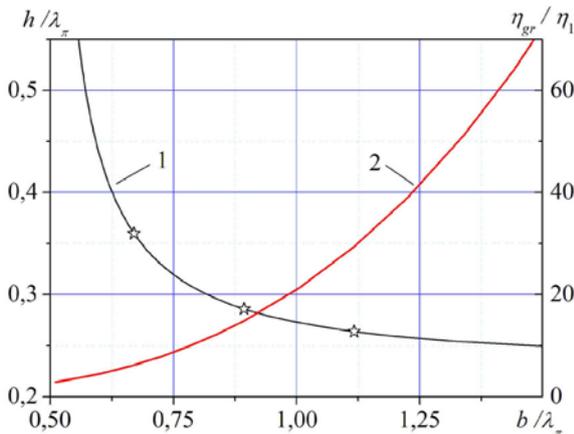


Рис. 2. Графики зависимости глубины щелей (кривая 1) и тепловых потерь в сдвоенной гребенке (кривая 2) от высоты гребенки для частоты  $f_\pi = 33,5$  ГГц

Для сравнения укажем, что расчетное значение тепловых потерь на частоте  $f = 33,5$  ГГц в одиночной решетке с параметрами  $l = 1,00$  мм,  $d = 0,50$  мм,  $h = 0,25\lambda = 2,24$  мм составляет  $\eta_{gr}/\eta_1 = 10,96$ .

Расчетные значения фазы отраженной волны для сдвоенной гребенки с высотой  $b_1 = 6,0$  мм,  $b_2 = 8,0$  мм и  $b_3 = 10,0$  мм вблизи «полуволнового» режима ( $\lambda/\lambda_\pi = 1$ ) представлены на рис. 3. Предположим, что допустимое рассогласование по фазе для волн, отраженных от сдвоенной гребенки и плоского зеркала, не должно превышать  $|\Delta\phi| \leq 0,1\pi$ . Тогда, согласно рис. 3, предполагаемая ширина полосы перестройки в ГДИ со сдвоенной гребенкой высотой  $b_1 = 6,0$  мм со-

ставляет  $\Delta f/f_\pi = 10,4\%$ , для сдвоенной гребенки с высотой  $b_2 = 8,0$  мм имеем полосу перестройки  $\Delta f/f_\pi = 5,8\%$ , а для сдвоенной гребенки с высотой  $b_3 = 10,0$  мм ожидаемая полоса перестройки  $\Delta f/f_\pi = 3,7\%$ .

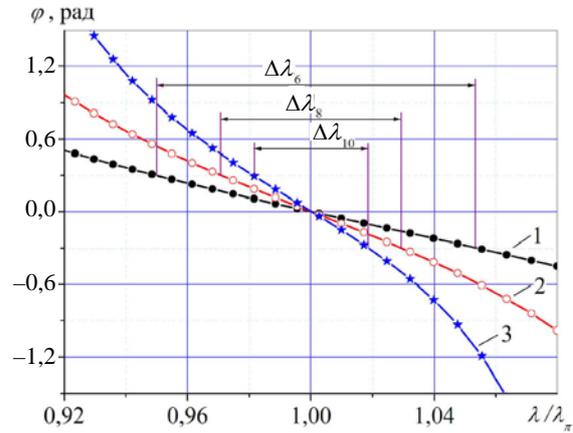


Рис. 3. Фазовые характеристики для сдвоенной гребенки высотой  $b_1 = 6$  мм (кривая 1),  $b_2 = 8$  мм (кривая 2),  $b_3 = 10$  мм (кривая 3) вблизи «полуволнового» режима работы

**2. Энергетические характеристики ОРС со сдвоенной гребенкой.** Для расчета эффективности энергообмена между электронным пучком и резонансным полем в ГДИ необходимо иметь данные об энергетических характеристиках ОРС, таких как тепловые потери и доля энергии резонансного поля, запасенная в периодической структуре. Для ОРС со сдвоенной гребенкой эти параметры могут быть найдены при электродинамическом анализе 2D-модели ОРС, либо в эксперименте по характеру зависимости  $Q_0(q)$  для  $TEM_{00q}$ -моды, измеренной на частоте  $f_\pi$ , когда сдвоенная гребенка не нарушает структуру резонансного поля.

Воспользуемся для описания зависимости  $Q_0(q)$  в двухзеркальном ОР следующим соотношением [6]:

$$Q_0 = \frac{2\pi q}{\eta_{ohm1} + \eta_{ohm2} + \eta_{rad1} + \eta_{rad2}}, \quad (6)$$

где  $\eta_{ohm1}$ ,  $\eta_{ohm2}$  – тепловые потери в зеркалах,  $\eta_{rad1}$ ,  $\eta_{rad2}$  – дифракционные потери на краях апертуры зеркал. При увеличении межзеркального расстояния (индекса  $q$  для  $TEM_{00q}$ -моды) в ОР с гладкими зеркалами тепловые потери  $\eta_{ohm1}$ ,  $\eta_{ohm2}$  остаются постоянными, поэтому начальный участок зависимости  $Q_0(q)$  при малых дифракционных потерях аппроксимируется прямой линией, по наклону которой можно экспериментально установить тепловые потери в зеркалах ОР.

Для определения уровня тепловых потерь в гладких зеркалах был исследован полусферический ОР с медными зеркалами. Параметры фоку-

сирующего зеркала составляли  $R_{sph} = 50$  мм и  $\varnothing 55$  мм, апертура плоского зеркала была уменьшена до  $\varnothing 34,5$  мм для уверенной регистрации уровня радиационных потерь в ОР уже при  $q = 5 \dots 8$ . Результаты измерений зависимости  $Q_0(q)$  на частоте  $f = 32,9$  ГГц приведены на рис. 4. При небольшом межзеркальном расстоянии ( $q = 1 \dots 3$ ) наблюдался линейный участок в зависимости  $Q_0(q)$ , а снижение добротности для  $TEM_{00q}$ - и  $TEM_{005}$ -мод было связано с вырождением вблизи полуконфокальной геометрии резонатора при  $D \approx 0,5 R_{sph}$ . Для мод с индексом  $q > 6$  добротность ОР уже существенно зависит от уровня дифракционных потерь на краях зеркал. По линейному участку зависимости  $Q_0(q)$  для  $TEM_{00q}$ -моды (рис. 4, линия 2), когда радиационные потери в ОР незначительны, был найден уровень тепловых потерь в гладких зеркалах, который для исследуемого ОР составил

$$\eta_{ohm1} = \eta_{ohm2} = \frac{\pi q}{Q_0} = 5,4 \times 10^{-4}, \quad (7)$$

что близко к теоретической оценке тепловых потерь [6] в медных зеркалах  $\eta_{ohm} = 4,91 \times 10^{-4}$ .

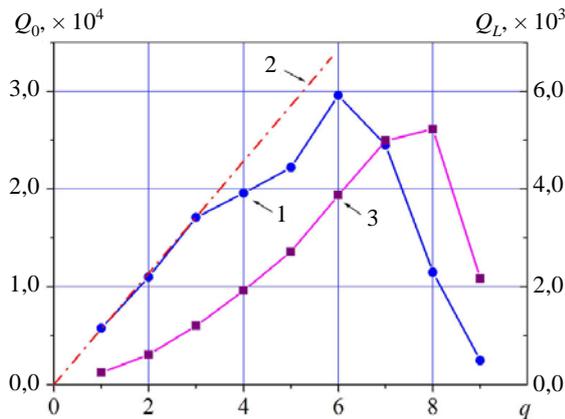


Рис. 4. Графики зависимостей  $Q_0(q)$  (кривая 1) и  $Q_L(q)$  (кривая 3) для  $TEM_{00q}$ -моды в ОР с гладкими зеркалами

Отметим, что начальный участок зависимости  $Q_L(q)$  для  $TEM_{00q}$ -моды уже не аппроксимируется прямой, проходящей через начало координат (рис. 4, кривая 3), что связано с уменьшением коэффициента связи ОР с нагрузкой  $\beta$  при увеличении расстояния между зеркалами ОР.

Тепловые потери в ОР со сдвоенной гребенкой также были найдены по экспериментальным измерениям  $Q_0(q)$  для  $TEM_{00q}$ -моды. Отметим, что для ОР со сдвоенной гребенкой в индексе  $q$  уже учитывается одна вариация резонансного поля в сдвоенной гребенке. На частоте  $f_\pi$  для  $TEM_{00q}$ -моды были получены экспериментальные данные для зависимости  $Q_0(q)$  в ОР со сдвоенной гребенкой высотой  $b_1 = 6,0$  мм,

$b_2 = 8,0$  мм и  $b_3 = 10,0$  мм. Параметры используемых зеркал ОР были аналогичны приведенным в разд. 1.

Для ОР со сдвоенной гребенкой высотой  $b_1 = 6,0$  мм начальный участок зависимости  $Q_0(q)$  при  $q = 3 \dots 7$  также аппроксимируется прямой, проходящей через начало координат (рис. 5). Это свидетельствует о приблизительном равенстве энергии резонансного поля, запасенного в сдвоенной гребенке  $W_{gr}$  и в объеме одной вариации поля в межзеркальном пространстве  $W_1$ . Максимальная добротность ОР на линейном участке зависимости  $Q_0(q)$  наблюдалась для  $TEM_{007}$ -моды и составила  $Q_0 = 5\,700$ .

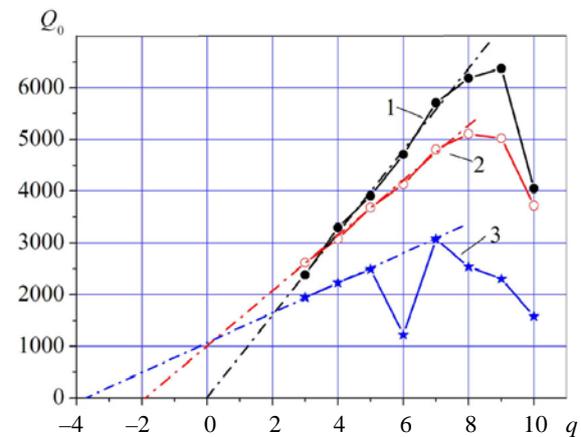


Рис. 5. Графики зависимостей  $Q_0(q)$  для  $TEM_{00q}$ -моды в ОР со сдвоенной гребенкой высотой  $b_1 = 6,0$  мм по линейному участку зависимости  $Q_0(q)$  составила

$$\eta_{grat} + \eta_{sph} = \frac{2\pi q}{Q_0} = 7,9 \times 10^{-3}, \quad (8)$$

где  $\eta_{grat}$  — тепловые потери в зеркале со сдвоенной гребенкой;  $\eta_{sph}$  — тепловые потери в сферическом зеркале ОР. Тогда с учетом (7) превышение тепловых потерь в зеркале со сдвоенной гребенкой над тепловыми потерями в гладком зеркале составляет  $\eta_{grat} / \eta_{sph} = 13,6$ .

Для ОР со сдвоенной гребенкой высотой  $b_2 = 8,0$  мм прямая аппроксимации линейного участка зависимости  $Q_0(q)$  для  $TEM_{00q}$ -моды пересекает ось абсцисс при  $q = -1,8$ , что свидетельствует о превышении в 2,8 раза энергии резонансного поля, запасенного в сдвоенной гребенке над энергией в объеме одной вариации поля в межзеркальном пространстве. Максимальная добротность ОР на линейном участке зависимости  $Q_0(q)$  также наблюдалась для  $TEM_{007}$ -моды и составила  $Q_0 = 4\,800$ .

Для ОРС со сдвоенной гребенкой высотой  $b_3 = 10,0$  мм прямая аппроксимации линейного участка зависимости  $Q_0(q)$  для  $TEM_{00q}$ -моды пересекает ось абсцисс при  $q = -3,5$ , т. е. запасенная энергия резонансного поля в сдвоенной гребенке превышает в 4,5 раза энергию в объеме одной вариации поля в межзеркальном пространстве. Добротность ОРС на  $TEM_{007}$ -моду снизилась до  $Q_0 = 3\ 080$ .

Ограниченная по ширине сдвоенная гребенка с «полуволновой» высотой обладает резонансными свойствами, что приводит к различию в уровне запасенной энергии резонансного поля в зависимости от параметров  $a$  и  $b$ . Представим сдвоенную гребенку в виде резонатора, образованного отрезком двумерного волновода шириной  $a$  и длиной  $b$ , открытый конец которого со смещением с проводящей плоскостью. Тогда для нахождения его добротности  $Q_w$  на  $H_{10}$ -волне без учета тепловых потерь в стенках волновода можно воспользоваться следующим соотношением:

$$Q_w = 2\pi \frac{1}{1 - |\Gamma|^2} \frac{2b}{v_{gr}} \frac{c}{\lambda}, \quad (9)$$

где  $\Gamma = \frac{1 - \lambda_g/\lambda}{1 + \lambda_g/\lambda}$  – коэффициент отражения

$H_{10}$ -волны от открытого конца двумерного волновода;  $v_{gr} = c(\lambda_g/\lambda)^{-1}$  – групповая скорость переноса энергии  $H_{10}$ -волны в двумерном волноводе;  $\lambda_g = \lambda/\sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}$  – длина  $H_{10}$ -волны в двумерном волноводе;  $c$  – скорость света в вакууме.

При увеличении отношения  $\lambda_g/\lambda$  уменьшается групповая скорость  $v_{gr}$  для  $H_{10}$ -волны в двумерном волноводе и возрастает коэффициент отражения от открытого конца волновода  $\Gamma$ , что приводит к росту добротности  $Q_w$  для волноводного резонатора и способствует увеличению доли энергии резонансного поля, запасенной в сдвоенной гребенке. Значение  $Q_w$ , рассчитанное согласно (9) для волноводного резонатора, образованного сдвоенной гребенкой высотой  $b_1 = 6,0$  мм, составляет  $Q_w = 11,5$ , для сдвоенной гребенки высотой  $b_2 = 8,0$  мм имеем  $Q_w = 21,8$ , а для сдвоенной гребенки высотой  $b_3 = 10,0$  мм, соответственно,  $Q_w = 36,7$ .

Доля энергии резонансного поля, запасенной в сдвоенной гребенке, также была найдена при анализе 2D-модели ОРС, в которой сдвоенная гребенка заменена прямоугольной канавкой с шириной  $a$  и глубиной  $b$ . Прямоугольная канавка превращает плоское зеркало в двухуровневую отражательную поверхность, и для случая  $E$ -поляризации ( $\vec{E} \parallel OY$ ) свойства резонансных мод, возбуждаемых в 2D-модели, близки к свойствам резонансных мод в трехмерной ОРС со сдвоенной гребенкой [7]. На частоте  $f = f_\pi$  прямоугольная канавка с «полуволновой» глубиной практически не нарушает структуру резонансного поля в межзеркальном пространстве, что позволяет по результатам 2D-моделирования оценить соотношение между долей энергии резонансного поля, запасенной в прямоугольной канавке  $W_{gr}$ , и в одной вариации поля между зеркалами ОРС  $W_1$  (рис. 6).

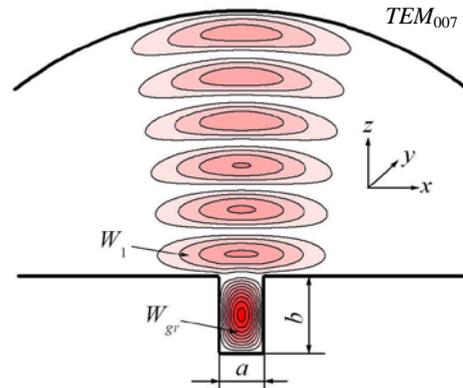


Рис. 6. Распределение  $E_y$ -компоненты резонансного поля  $TEM_{007}$ -моды, полученное в 2D-модели ОРС на частоте  $f_\pi = 33,5$  ГГц при  $a = 5,40$  мм,  $b = 8,0$  мм (линии равной амплитуды приведены с дискретностью  $0,1 E_{max}$ )

Сравнение энергетических параметров для  $TEM_{007}$ -моды в ОРС со сдвоенной гребенкой высотой  $b_1 = 6,0$  мм,  $b_2 = 8,0$  мм и  $b_3 = 10,0$  мм, полученных в эксперименте и при 2D-моделировании свойств ОРС на частоте  $f_\pi = 33,5$  ГГц, приведено в таблице. Наблюдается хорошее соответствие для каждой из ОРС полученных оценок доли энергии резонансного поля, запасенной в сдвоенной гребенке ( $W_{gr}/W_1$ ), и добротности волноводного резонатора  $Q_w$ .

Энергетические параметры  $TEM_{007}$ -моды в ОРС со сдвоенной гребенкой

$a$ , мм	$b$ , мм	$\lambda_g/\lambda$	$Q_0$	$W_{gr}/W_1 _{exp}$	$W_{gr}/W_1 _{2D}$	$Q_w$
6,72	6,0	1,340	5 700	1,0	1,09	11,5
5,40	8,0	1,787	4 800	2,8	2,18	21,8
5,00	10,0	2,233	3 080	4,5	4,03	36,7

**3. «Холодные» исследования диапазона одномодовой перестройки в ОРС со сдвоенной гребенкой.** Одним из факторов, определяющих ширину диапазона перестройки ГДИ и пусковой ток генератора, является добротность его ОРС. При фазовом согласовании сдвоенной гребенки с резонансным полем на частоте  $f_\pi$  добротность ОРС на  $TEM_{00q}$ -моде определяется в основном тепловыми потерями в сдвоенной гребенке, которые возрастают с увеличением высоты сдвоенной гребенки  $b$  (рис. 2, кривая 2). При отстройке резонансной частоты от «полуволнового» режима ( $f < f_\pi, f > f_\pi$ ) на добротность ОРС со сдвоенной гребенкой существенное влияние оказывают дифракционные потери для  $TEM_{00q}$ -моды на краях апертуры зеркал.

Экспериментальные исследования характера поведения добротности ОРС по диапазону перестройки на  $TEM_{00q}$ -моды были проведены для трех вариантов высоты сдвоенной гребенки:  $b_1 = 6,0$  мм,  $b_2 = 8,0$  мм и  $b_3 = 10,0$  мм. Было установлено, что для  $TEM_{005}$ -,  $TEM_{007}$ - и  $TEM_{008}$ -мод зависимость  $Q_0(f)$  носит резонансный характер с максимумом вблизи «полуволнового» режима, а ширина диапазона перестройки ОРС сужается при увеличении высоты сдвоенной гребенки (рис. 7). Для  $TEM_{005}$ -моды наблюдается расширение диапазона перестройки за счет снижения влияния дифракционных потерь при небольшом межзеркальном расстоянии (рис. 7, а). При работе на  $TEM_{008}$ -моды, наоборот, резонансное влияние дифракционных потерь на добротность ОРС усиливается, а ширина диапазона перестройки ОРС сужается (рис. 7, в).

По критерию «широкая полоса перестройки плюс высокая добротность колебаний» для исследуемой ОРС оптимальной является работа на  $TEM_{007}$ -моды (рис. 7, б), причем для ОРС со сдвоенной гребенкой высотой  $b_1 = 6,0$  мм наблюдается наибольшая ширина полосы перестройки  $\Delta f/f_\pi = 12\%$  при добротности  $Q_0 > 3000$ .

По диапазону перестройки ОРС на  $TEM_{006}$ -моды наблюдаются провалы в добротности за счет вырождения мод вблизи полуконфокальной геометрии резонатора при  $D \approx 0,5R_{sph}$ .

**4. «Горячие» исследования диапазона перестройки ГДИ со сдвоенной гребенкой.** Влияние высоты сдвоенной гребенки на диапазон комбинированной перестройки частоты ГДИ было установлено также при «горячих» исследованиях разборного макета генератора, работающего под непрерывной откачкой. В макете ГДИ использовалась ОРС с параметрами зеркал, указанными в разд. 1. Были выбраны три варианта высоты сдвоенной гребенки:  $b_1 = 6,0$  мм;  $b_2 = 8,0$  мм;  $b_3 = 10,0$  мм.

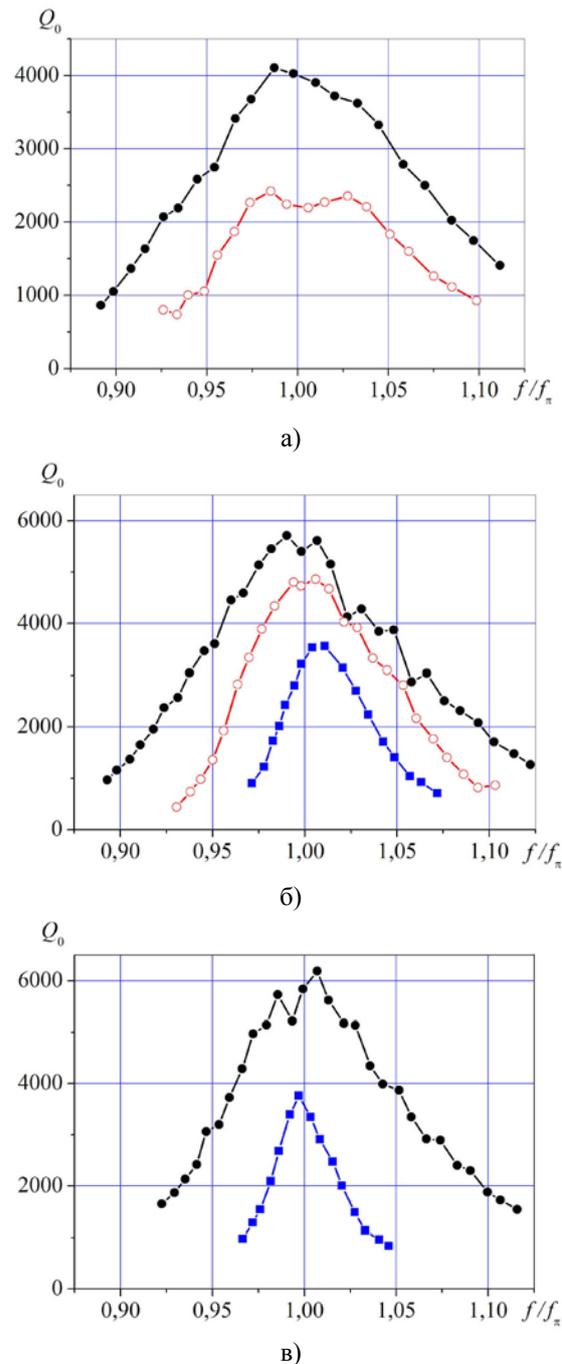


Рис. 7. Диапазон перестройки ОРС со сдвоенной гребенкой на  $TEM_{005}$ -моды (а),  $TEM_{007}$ -моды (б) и  $TEM_{008}$ -моды (в). Высота гребенки  $b_1 = 6,0$  мм (кривая  $\bullet$ ),  $b_2 = 8,0$  мм (кривая  $\circ$ ),  $b_3 = 10,0$  мм (кривая  $\blacksquare$ )

Период каждой из гребенок составлял  $l = 1,00$  мм, ширина щелей гребенок –  $d = 0,50$  мм. Использовался ленточный электронный пучок сечением  $3,8 \times 0,12$  мм, который пропусклся в канале шириной  $\delta = 0,28$  мм. Ось электронного пучка находилась на полувывоте сдвоенной гребенки. Токопрохождение электронного пучка в пролетном канале составляло  $\sim 80\%$  при уровне

фокусирующего магнитного поля  $B = 0,45$  Тл. Регистрация выходной мощности ГДИ по диапазону комбинированной перестройки частоты проводилась при токе электронного пучка  $I_a = 120$  мА.

Для ГДИ со сдвоенной гребенкой высотой  $b_1 = 6,0$  мм и длиной пространства взаимодействия  $L_1 = 17$  мм частота «полуволнового» режима с учетом ширины пролетного канала составляла  $f_\pi = 33,78$  ГГц. Минимальный пусковой ток ГДИ наблюдался вблизи  $f_\pi$  и при работе на  $TEM_{007}$ -моде составлял  $I_{st} = 58$  мА. Максимальная выходная мощность ГДИ также наблюдалась вблизи  $f_\pi$  и составляла  $P_{max} = 30$  Вт при работе на  $TEM_{007}$ -моде, а ширина диапазона перестройки ГДИ по уровню  $0,5 P_{max}$  составляла  $\Delta f/f_\pi = 10,5\%$  (рис. 8, а). При перестройке на  $TEM_{005}$ -моде влияние дифракционных потерь в ОРС снижалось, что способствовало расширению диапазона перестройки ГДИ в сторону низких частот.

Для ГДИ со сдвоенной гребенкой высотой  $b_2 = 8,0$  мм длина пространства взаимодействия составляла  $L_2 = 25$  мм, а частота «полуволнового» режима –  $f_\pi = 33,69$  ГГц. Минимальный пусковой ток ГДИ наблюдался вблизи  $f_\pi$  и при работе на  $TEM_{007}$ -моде составлял  $I_{st} = 30$  мА. При работе на  $TEM_{007}$ -моде максимальная выходная мощность ГДИ достигала  $P_{max} = 38$  Вт, а ширина диапазона перестройки по уровню  $0,5 P_{max}$  составляла  $\Delta f/f_\pi = 6,4\%$  (рис. 8, б). Ширина диапазона перестройки и максимальная выходная мощность ГДИ при работе на  $TEM_{005}$ - и  $TEM_{007}$ -модях были практически одинаковы.

В ГДИ со сдвоенной гребенкой высотой  $b_3 = 10,0$  мм длина пространства взаимодействия составляла  $L_3 = 30$  мм, а частота «полуволнового» режима –  $f_\pi = 31,02$  ГГц. Максимальная выходная мощность ГДИ наблюдалась при работе на  $TEM_{005}$ -моде и составляла  $P_{max} = 25$  Вт при ширине полосы перестройки  $\Delta f/f_\pi = 5,0\%$ . Минимальный пусковой ток ГДИ на  $TEM_{005}$ -моде составлял  $I_{st} = 15$  мА.

Полученная в эксперименте ширина диапазона комбинированной перестройки в ГДИ со сдвоенной гребенкой высотой  $b_1 = 6,0$  мм,  $b_2 = 8,0$  мм и  $b_3 = 10,0$  мм хорошо согласуется с теоретической оценкой (4) при выборе допустимого рассогласовании по фазе  $|\Delta\varphi| \leq 0,1\pi$  для волн, отраженных от сдвоенной гребенки и периферии плоского зеркала. В макете ГДИ со сдвоенной гребенкой высотой  $b_2 = 8,0$  мм при работе на  $TEM_{007}$ -моде вблизи частоты  $f_\pi$  было исследовано влияние длины пространства взаимодействия на пусковой ток генератора  $I_{st}$  и коэффициент полезного действия (КПД)  $N$ .

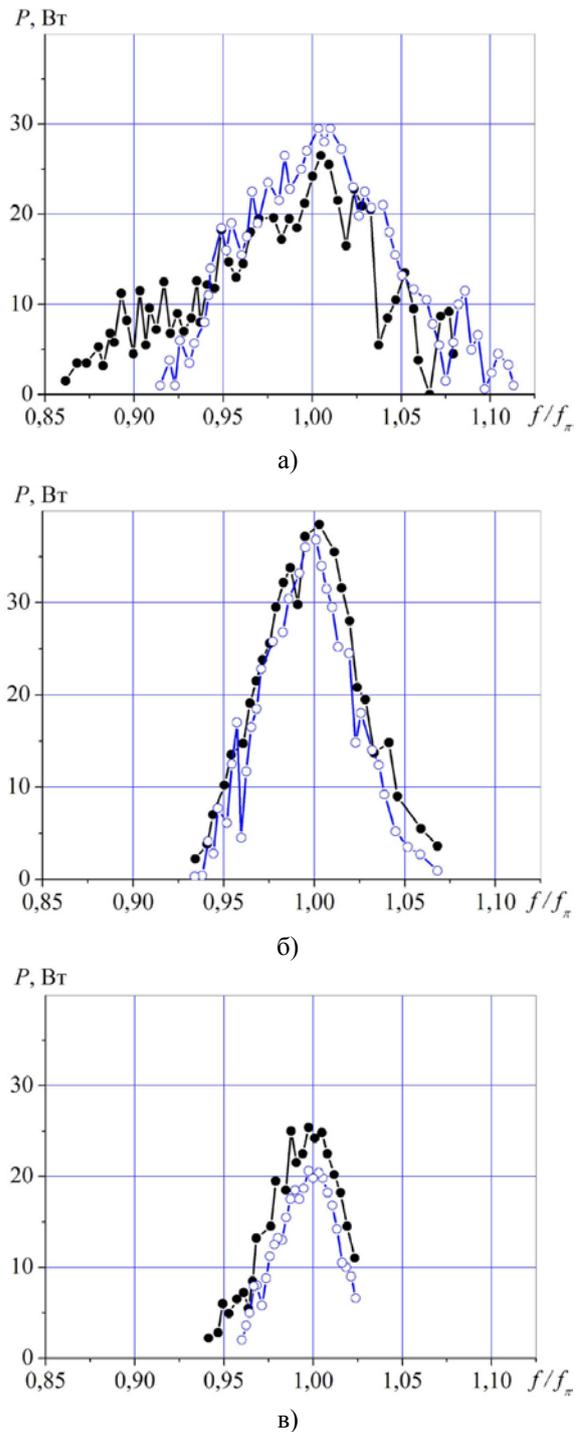


Рис. 8. Диапазон перестройки ГДИ со сдвоенной гребенкой высотой  $b_1 = 6$  мм (а),  $b_2 = 8$  мм (б),  $b_3 = 10$  мм (в) на  $TEM_{005}$ -моде (кривая —●—) и  $TEM_{007}$ -моде (кривая —○—)

Расчетный радиус пятна поля составлял  $w_{0y} = 8,37$  мм, а выбранная длина пространства взаимодействия (длина нарезки щелей сдвоенной гребенки, симметрично расположенной в каустике ОРС) составляла  $L_1 = 25$  мм и  $L_2 = 17$  мм. При уменьшении длины пространства взаимодействия с  $L_1 / w_{0y} = 3,0$  до  $L_2 / w_{0y} = 2,0$  пусковой ток ГДИ

возрастал с  $I_{st} = 27$  мА до  $I_{st} = 45$  мА (рис. 9). Для ГДИ с периодической структурой длиной  $L_1 = 25$  мм насыщение по КПД наблюдалось при токе электронного пучка  $I_a \geq 110$  мА (рис. 9, кривая 1). Для ГДИ с укороченной периодической структурой ( $L_2 = 17$  мм) насыщение по КПД не наблюдалось вплоть до  $I_a = 150$  мА (рис. 9, кривая 2).

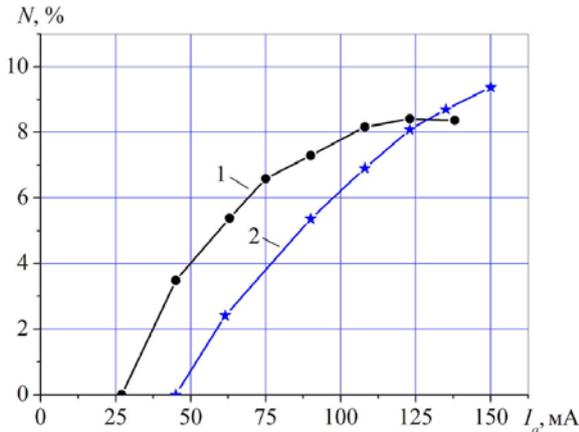


Рис. 9. Графики зависимости КПД ГДИ от рабочего тока при длине пространства взаимодействия  $L_1/w_0 = 3,0$  (кривая 1) и  $L_2/w_0 = 2,0$  (кривая 2)

**Выводы.** Поведение добротности ОРС со сдвоенной гребенкой по диапазону перестройки на  $TEM_{00q}$ -моду носит резонансный характер с максимумом вблизи частоты  $f_\pi$ , соответствующей режиму полного фазового согласования «полу-волновой» сдвоенной гребенки с полем ОРС при  $b = 0,5\lambda_g$  ( $\lambda_g$  – длина  $H_{10}$ -волны в элементарных волноводах, образованных противоположащими щелями сдвоенной гребенки).

При апертуре зеркал, превышающей  $(3...4)w_0$ , для добротности ОРС доминирующими выступают тепловые потери в сдвоенной гребенке, которые растут с удлинением  $H_{10}$ -волны в элементарных волноводах гребенки. Ширина диапазона перестройки ОРС со сдвоенной гребенкой на  $TEM_{00q}$ -моду снижается пропорционально  $(\lambda/\lambda_g)^2$  при увеличении высоты сдвоенной гребенки  $b$  вдоль продольной оси ОРС.

Доля энергии резонансного поля, запасенная в сдвоенной гребенке, растет пропорционально добротности волноводного резонатора, образованного противоположащими щелями сдвоенной гребенки, и может быть найдена в эксперименте по зависимости  $Q_0(q)$  для  $TEM_{00q}$ -моды.

Предложены критерии выбора параметров ОРС со сдвоенной гребенкой, обеспечивающих широкий диапазон перестройки по частоте. Так, ширину диапазона перестройки ОРС можно оценить по фазовым характеристиками сдвоенной гребенки, исходя из допустимого рассогласова-

ние по фазе  $|\Delta\phi| \leq 0,1\pi$  для волн, отраженных от сдвоенной гребенки и периферии плоского зеркала. По критерию «широкая полоса перестройки плюс высокая добротность колебаний» может быть выбрана оптимальная высота сдвоенной гребенки:  $0,65 < b/\lambda_\pi < 0,90$ .

В эксперименте максимальная ширина диапазона перестройки была получена в ОРС со сдвоенной гребенкой высотой  $b_1 = 6,0$  мм ( $b_1/\lambda_\pi < 0,67$ ). При работе на  $TEM_{007}$ -моду она составила  $\Delta f/f_\pi = 12\%$  при добротности  $Q_0 > 3\ 000$ .

#### Библиографический список

1. Шестопалов В. П. Дифракционная электроника / В. П. Шестопалов. – Х.: Изд-во Харьков. ун-та, 1976. – 231 с.
2. Korneenkov V. K. Diffraction Radiation Oscillator for CW and Pulsed Operation / V. K. Korneenkov, V. S. Miroshnichenko, V. K. Skynnik // Telecommunications and Radio Engineering. – 1997. – 51, N 6&7. – P. 144–147.
3. Генераторы дифракционного излучения / В. П. Шестопалов, А. А. Вертий, Г. П. Ермак и др. – К.: Наук. думка, 1991. – 320 с.
4. Корнеев В. К. Расширение диапазона перестройки частоты генератора дифракционного излучения / В. К. Корнеев, В. С. Мирошниченко // Радиотехника. – 1997. – № 9. – С. 28–32.
5. Резонансное рассеяние волн: в 2 т. Т. 1. Дифракционные решетки / В. П. Шестопалов, А. А. Кириленко, С. А. Масалов, Ю. К. Сиренко. – К.: Наук. думка, 1986. – 232 с.
6. Someda Carlo G. Electromagnetic Waves / Carlo G. Someda. – 2<sup>nd</sup> edition. – CRC Press, 2006. – 600 p.
7. Демченко М. Ю. Открытый резонатор с прямоугольной канавкой на зеркале, теория и эксперимент / М. Ю. Демченко, В. К. Корнеев, В. С. Мирошниченко и др. // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2000. – 5, № 3. – С. 19–28.

Рукопись поступила 08.01.2016.

I. O. Kovalov, V. S. Miroshnichenko

#### THE FREQUENCY TUNING RANGE OF DIFFRACTION RADIATION OSCILLATOR WITH PERIODICAL STRUCTURE IN A DOUBLE GRATING FORM

The diffraction radiation oscillator is one of the perspective sources for millimeter and T-wave, and it demands further improvement of its output characteristics. In the present work the influence of parameters of the periodic structure in a double grating form on the tuning range width of diffraction radiation oscillator is considered. It is shown that the tuning range width significantly depends on the  $H_{10}$ -wave elongation in elementary waveguides, composed by the opposing slots of the double grating. The results of experimental measurements and 2D-modeling of the open resonant system properties are shown. The results allow choosing the double grating optimum parameters for diffraction radiation oscillator by the criterion of “extended tuning range plus high Q-factor of oscillations”. The experimental results of the DRO properties for 8-mm wavelength with several variants of the double grating parameters are presented.

**Key words:** diffraction radiation oscillator, open resonant system, periodic structure, double grating, millimeter waves.

Є. О. Ковальов, В. С. Мірошніченко

ДІАПАЗОН ПЕРЕСТРОЮВАННЯ  
ЧАСТОТИ ГЕНЕРАТОРА  
ДИФРАКЦІЙНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ  
З ПЕРІОДИЧНОЮ СТРУКТУРОЮ  
У ВИГЛЯДІ ПОДВІЙНОЇ ГРЕБІНКИ

Генератор дифракційного випромінювання є одним із перспективних джерел для міліметрового та терагерцевого діапазонів, що потребує подальшого покращення його вихідних характеристик. У цій роботі розглянуто вплив параметрів періодичної структури у вигляді подвійної гребінки на ширину діапазону перестроювання генератора дифракційного

випромінювання. Показано, що ширина діапазону перестроювання частоти суттєво залежить від подовження  $H_{10}$ -хвилі в елементарних хвилеводах, що утворені протилежно розміщеними щілинами подвійної гребінки. Наведено результати експериментальних досліджень та 2D-моделювання властивостей відкритої резонансної системи, які дають можливість обрати оптимальні параметри подвійної гребінки для генератора дифракційного випромінювання за критерієм «широка смуга перестроювання плюс висока добротність коливань». Наведено результати досліджень властивостей генератора дифракційного випромінювання для 8-мм діапазону довжин хвиль з декількома варіантами параметрів подвійної гребінки.

**Ключові слова:** генератор дифракційного випромінювання, відкрита резонансна система, періодична структура, подвійна гребінка, міліметровий діапазон.