

# ВАКУУМНАЯ И ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

УДК 537.874.6+539.2

## ОПТИМИЗАЦИЯ РАБОТЫ ГЕНЕРАТОРА ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЫСШИХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ГАРМОНИКАХ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ

В. С. Мирошниченко, В. К. Корнеев, Е. Б. Сенкевич, Д. В. Юдинцев

*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)

Приведены результаты экспериментальных исследований макетов генераторов дифракционного излучения (ГДИ), работающих на высших пространственных гармониках дифракционной решетки. Показано, что благодаря выбору открытой резонансной системы генератора удастся снизить влияние роста омических потерь в дифракционной решетке на выходные характеристики ГДИ при повышении номера пространственной гармоники. Приведено сравнение стартовых токов и выходной мощности ГДИ, работающих на 1, 2 и 3-й пространственных гармониках дифракционной решетки. Ил. 7. Библиогр.: 9 назв.

**Ключевые слова:** пространственные гармоники, стартовый ток, омические потери, генератор дифракционного излучения, дифракционная решетка.

Продвижение в терагерцевый диапазон генераторов О-типа сопровождается возрастающими технологическими трудностями изготовления мелкогабаритных периодических структур, тонких электронных пучков с высокой плотностью тока, а также проблемами отвода тепла при оседании электронного пучка на периодической структуре. Для преодоления указанных трудностей и получения генерации достаточной мощности в терагерцевом диапазоне в генераторах О-типа используется механизм взаимодействия электронного пучка с высшими пространственными гармониками периодического поля, сосредоточенного вблизи поверхности структуры.

В ГДИ ранее [1, 2] также была продемонстрирована возможность использования высших пространственных гармоник резонансного поля, сосредоточенного вблизи отражательной дифракционной решетки, для генерации колебаний в открытой резонансной системе (ОРС). Однако уже первые исследования показали существенный рост пускового тока ГДИ на высших пространственных гармониках, что привело к потере внимания к таким генераторам. Проблема заключалась в росте омических потерь в ОРС с дифракционной решеткой, рассчитанной для взаимодействия электронного пучка с высшими пространственными гармониками.

В длинноволновой части мм диапазона омические потери в дифракционной решетке не являются определяющими для добротности ОРС, поэтому здесь эффективность ГДИ на высших пространственных гармониках сравнима с эффективностью ГДИ на 1-й пространственной гармонике [3]. Причем высокая выходная мощность и низкий стартовый ток в ГДИ 8-мм диапазона были получены при работе на 2-й пространственной

гармонике с использованием сложной двухрезонаторной периодической структуры.

Для продвижения в терагерцевый диапазон необходимо значительно повысить эффективность электронно-волнового взаимодействия на высших пространственных гармониках. Так, в оротроне [4] для получения генерации на 2-й пространственной гармонике в коротковолновой части мм диапазона использовалась двухрядная периодическая структура, а ускоряющее напряжение для электронного пучка было повышено до 6 кВ.

В данной работе повышение эффективности электронно-волнового взаимодействия в ГДИ достигнуто благодаря специальному выбору ОРС с резонансным согласованием дифракционной решетки. Показано, что при оптимизации параметров дифракционной решетки и ОРС удастся возбудить колебания в ГДИ на высших пространственных гармониках без существенного увеличения пускового тока. Приведены результаты эксперимента по сопоставлению особенностей работы ГДИ на 1, 2 и 3-й пространственных гармониках поля отражательных дифракционных решеток, помещенных в одну и ту же ОРС.

**1. Оптимизация параметров двухмерной модели ОРС на высших пространственных гармониках.** В ГДИ эффективность взаимодействия электронного пучка с резонансным полем ОРС определяется амплитудой синхронной пространственной гармоники, скоростью ее затухания при удалении от поверхности дифракционной решетки и величиной омических потерь энергии резонансного колебания в дифракционной решетке.

Для отражательной дифракционной решетки, используемой в качестве периодической

структуры в ГДИ, пространственные гармоники порождаются полем быстрой волны, падающей на решетку. В трехмерной ОРС пространственные гармоники порождаются гауссовым пучком, который можно представить в виде углового спектра однородных плоских волн с максимумом вблизи нормали к дифракционной решетке. Часть из этих пространственных гармоник с низкими номерами могут отражаться от решетки под углами дифракции и переносить энергию, а пространственные гармоники с более высокими номерами распространяются вдоль поверхности решетки в виде неоднородных плоских волн с фазовой скоростью  $v_n < c$  без переноса энергии ( $c$  – скорость света).

В двухмерной модели ОРС с плоскопараллельными зеркалами (апертура зеркал неограничена) резонансное колебание образовано только одной плоской волной, нормально падающей на дифракционную решетку. Сама решетка полностью покрывает одно из зеркал. При периоде решетки  $l < \lambda$  в спектре дифрагированных волн присутствует только одна быстрая пространственная гармоника ( $n = 0$ ), которая распространяется вдоль нормали к поверхности решетки. Остальные пространственные гармоники являются медленными, а их фазовая скорость вдоль поверхности решетки составляет

$$v_n = \frac{l}{n\lambda}c, \quad (1)$$

где  $n = \pm 1; \pm 2; \pm 3...$  – номер пространственной гармоники;  $\lambda$  – длина волны излучения в свободном пространстве. Отметим, что суммарное поле всех пространственных гармоник представляет собой единое целое, поэтому электронный пучок при своем движении вблизи решетки синхронно с одной из пространственных гармоник группируется в сгустки и отдает свою энергию всему пространственно-периодическому полю. Обратная связь с полем ОРС осуществляется через быструю пространственную гармонику  $n = 0$ .

Согласно упрощенной двумерной модели ОРС с зеркалами плоской геометрии и полным покрытием одного из зеркал отражательной дифракционной решеткой [5] амплитуда  $n$ -й пространственной гармоники  $A_n$  вблизи поверхности решетки составляет

$$\left(\frac{A_n}{A_0}\right)^2 = \frac{\sin^2\left(\frac{2\pi h}{\lambda}\right) \sin^2\left(\frac{\pi n d}{l_n}\right)}{\pi^2 n^2 \left[ \cos^2\left(\frac{2\pi h}{\lambda}\right) + \left(\frac{d}{l_n}\right)^2 \sin^2\left(\frac{2\pi h}{\lambda}\right) \right]}, \quad (2)$$

где  $A_0$  – амплитуда резонансного поля в ОРС;  $l_n$  – период решетки в ОРС, оптимизированной для работы на  $n$ -й пространственной гармонике;

$h$  – глубина щелей отражательной решетки;  $d$  – ширина щелей решетки.

При пропорциональном увеличении периода ( $l_n = n l_1$ ) и неизменной ширине щелей решетки можно уравнивать амплитуды высших пространственных гармоник с  $A_1$ . При этом скорость затухания амплитуды  $n$ -й пространственной гармоники при удалении от поверхности решетки вдоль оси резонатора  $OZ$  также остается неизменной благодаря увеличению периода структуры:

$$\frac{A_n(z)}{A_n(0)} = \exp\left[-\sqrt{\left(\frac{2\pi n}{l_n}\right)^2 - \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2} z\right]. \quad (3)$$

Оценим влияние омических потерь в двухмерной модели ОРС на стартовый ток ГДИ при работе на высших пространственных гармониках дифракционной решетки. Омическая добротность резонансного колебания в ОРС с решеткой, полностью покрывающей одно из зеркал, составляет [5]

$$Q_\Omega = \frac{2 \int |H|^2 dV}{\delta \int |H_\tau|^2 dS} = \frac{4\pi D}{\lambda(\eta_{\tau 1} + \eta_{\tau 2})} = \frac{D}{\delta(\Delta + 1)}, \quad (4)$$

где  $\delta$  – толщина скин-слоя в металле;  $H$  – амплитуда магнитной составляющей резонансного поля в объеме ОРС;  $H_\tau$  – тангенциальная компонента магнитного поля на поверхности зеркал ОРС;  $D$  – расстояние между зеркалами ОРС;  $\eta_{\tau 1} + \eta_{\tau 2} = \Omega_n$  – суммарные омические (тепловые) потери мощности в зеркалах ОРС;

$$\Delta = \frac{\left(1 - \frac{d}{l_n}\right) \cos^2 \frac{2\pi h}{\lambda} + \frac{d+h}{l_n} + \frac{\lambda}{4\pi l_n} \sin \frac{4\pi h}{\lambda}}{\cos^2 \frac{2\pi h}{\lambda} + \left(\frac{d}{l_n}\right)^2 \sin^2 \frac{2\pi h}{\lambda}}.$$

Пусть  $\Omega_0 = 8\pi\delta/\lambda$  – омические потери в двухмерном резонаторе с гладкими зеркалами. Тогда омические потери в ОР с дифракционной решеткой равны  $\Omega_n = 4\pi\delta(\Delta + 1)/\lambda$  и при глубине щелей решетки  $h = \lambda/4$  составляют

$$\frac{\Omega_n}{\Omega_0} = \frac{1}{2} + \frac{(d+h)l_n}{2d^2}. \quad (5)$$

При  $l_n = n l_1$  и  $d = \text{const}$  омические потери в ОРС, содержащей отражательную решетку, линейно растут с увеличением номера пространственной гармоники:  $\frac{\Omega_1}{\Omega_0} = 9,62$ ;  $\frac{\Omega_2}{\Omega_0} = 18,75$ ;  $\frac{\Omega_3}{\Omega_0} = 27,87$ ;

( $l_1 = 0,1\lambda$ ;  $d = 0,4l_1$ ). Физическая природа роста омических потерь заключается в том, что при уменьшении коэффициента заполнения решетки  $\theta = d/l$  происходит увеличение концентрации электромагнитного поля непосредственно в канав-

как решетки, представляющих собой элементарные четвертьволновые резонаторы.

В коротковолновой части мм диапазона омические потери в ОРС преобладают над дифракционными потерями, поэтому рост омических потерь при увеличении номера используемой пространственной гармоники приводит и к росту стартового тока ГДИ. Оптимальный выбор глубины щелей и коэффициента заполнения дифракционной решетки позволяет обеспечить работу ГДИ при минимальных стартовых токах электронного пучка.

Рассмотрим влияние параметров решетки на стартовый ток ГДИ, рассчитанный на работу при ускоряющем напряжении  $U \approx 2,5$  кВ. Для обеспечения равенства амплитуд пространственных гармоник, синхронных с электронным пучком, были выбраны следующие периоды решеток:  $l_1 = 0,1\lambda$ ;  $l_2 = 0,2\lambda$ ;  $l_3 = 0,3\lambda$ ;  $l_4 = 0,4\lambda$ .

Пусть электронный пучок толщиной  $z_0$  движется над всей поверхностью дифракционной решетки в двухмерной модели ОРС. Тогда при малом пространственном заряде стартовый ток ГДИ, отнесенный к единице ширины дифракционной решетки, составляет [6]

$$\frac{I_{st}}{X_0} = 8,13 \cdot 10^{-5} \frac{U^{3/2}}{L^2} \left( \frac{A_0}{A_n} \right)^2 \frac{\Omega_n \delta}{\Omega_0 \psi_n}, \quad (6)$$

где  $I_{st}$  – стартовый ток А,  $X_0$  – ширина дифракционной решетки;  $U$  – ускоряющее напряжение электронного пучка В,  $L$  – длина пространства

взаимодействия;  $\psi_n = \frac{\int_0^{z_0} A_n^2(z) dz}{A_n^2(0) z_0}$  – коэффициент

использования резонансного поля по толщине электронного пучка.

Пропорциональное увеличение периода решетки с номером используемой пространственной гармоники не приводит к существенному снижению  $\psi_n$  на высших пространственных гармониках. Оптимизация глубины и ширины щелей решеток была проведена с использованием соотношений (2), (4) и (6). Поведение стартового тока ГДИ при работе на пространственных гармониках  $n = 1 \div 4$  приведено на рис. 1. Оптимальная глубина щелей для каждой из выбранных решеток составляет  $h/\lambda = 0,26 \div 0,28$ , причем с увеличением номера используемой пространственной гармоники оптимальная глубина щелей решеток смещается к  $0,25\lambda$  и уменьшается диапазон перестройки ГДИ (см. рис. 1, а). Оптимальная ширина щелей выбранных решеток составляет  $d = (0,045 \div 0,05)\lambda$ , а уменьшение ширины щелей решеток до  $d = 0,04\lambda$  не приводит к существен-

ному росту стартового тока ГДИ (рис. 1, б) и позволяет улучшить отвод тепла для перехваченных решеткой электронов пучка.

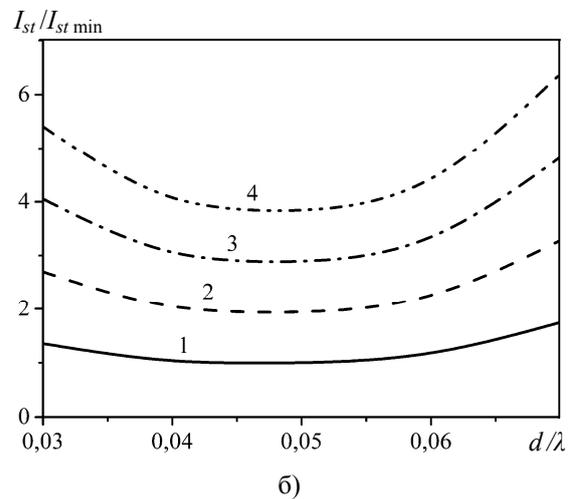
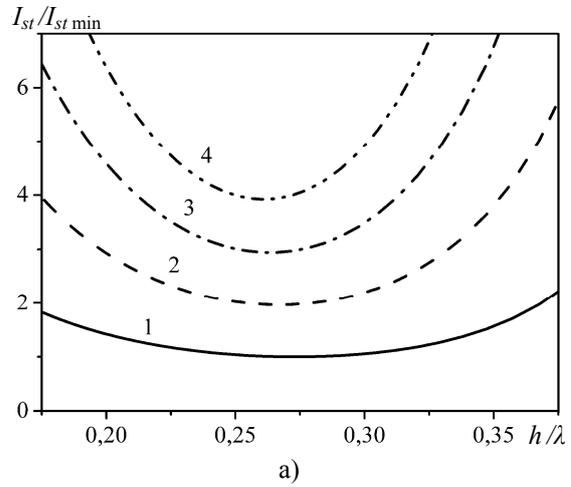


Рис. 1. Зависимость стартового тока ГДИ от глубины щелей решетки (а) и ширины щелей решетки (б): 1 –  $n = 1$ ; 2 –  $n = 2$ ; 3 –  $n = 3$ ; 4 –  $n = 4$

Скомпенсировать рост омических потерь при работе ГДИ на высших пространственных гармониках и, соответственно, снизить стартовый ток возможно при повышении коэффициента использования резонансного поля  $\psi_n$  в новых типах ОРС, обеспечивающих концентрацию резонансного поля непосредственно на дифракционной решетке в зоне пролета электронного пучка.

**2. Экспериментальные исследования свойств ОРС с дифракционными решетками.** Эксперименты по возбуждению колебаний в ГДИ на высших пространственных гармониках были проведены в 5-мм диапазоне длин волн. Для снижения влияния омических потерь была выбрана ОРС нового типа с резонансным согласованием ограниченной по ширине дифракционной решетки с полем резонатора [7]. Общий вид используе-

мой ОРС и смоделированная структура поля  $TEM_{003}$ -типа колебаний приведены на рис. 2. Дифракционная решетка располагалась на дне прямоугольной канавки, выполненной на цилиндрическом зеркале ОРС (см. рис. 2, а). Общая глубина канавки с учетом глубины щелей решетки составляла  $\sim \frac{3}{4} \lambda_w$ , где  $\lambda_w$  – длина волны  $H_{10}$ , распространяющейся в прямоугольной канавке вдоль оси резонатора (OZ).

При выбранном способе согласования решетки в данной ОРС происходит стягивание поля основного  $TEM_{00q}$ -типа колебаний к оси резонатора (см. рис. 2, б) и существенное увеличение амплитуды резонансного поля непосредственно в прямоугольной канавке. Кроме того, при оптимизации такой ОРС удается значительно разредить спектр возбуждаемых колебаний, а именно, снизить дифракционные потери на основном  $TEM_{00q}$ -типе колебаний и обеспечить эффективное высвечивание для  $TEM_{20q}$ -типа колебаний [7].

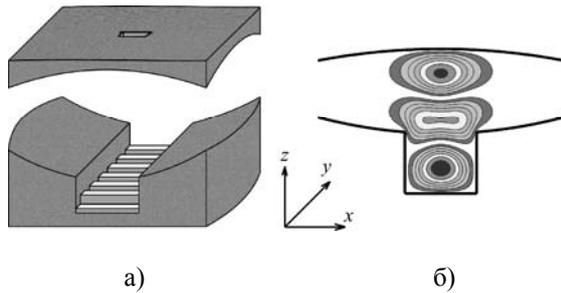


Рис. 2. Открытая резонансная система ГДИ (а) и амплитудное распределение  $E$ -компоненты поля  $TEM_{003}$ -типа колебаний (б)

При оптимальных размерах канавки практически все распределение поля резонансного колебания на зеркале стягивается к дифракционной решетке, поэтому в эксперименте влияние омических потерь на стартовый ток ГДИ будет таким же, как и в двухмерной модели ОРС. Таким образом, в данной ОРС с увеличением периода решетки в два раза следует ожидать роста во столько же раз и омических потерь для резонансного колебания. С другой стороны, повышение концентрации энергии резонансной моды в прямоугольной канавке с решеткой приводит к увеличению коэффициента  $\psi_n$  в соотношении (6). Это позволяет обеспечить возбуждение колебаний в ГДИ на высших пространственных гармониках дифракционной решетки при сравнительно низких стартовых токах электронного пучка.

Параметры выбранных для эксперимента дифракционных решеток составляли: для работы ГДИ на 1-й пространственной гармонике –  $l_1 = 0,50$  мм,  $d = 0,20$  мм; для работы ГДИ

на 2-й пространственной гармонике –  $l_2 = 1,00$  мм,  $d = 0,20$  мм; для работы ГДИ на 3-й пространственной гармонике –  $l_3 = 1,50$  мм,  $d = 0,20$  мм. Глубина щелей дифракционных решеток была выбрана одинаковой –  $h = 1,26$  мм. Для снижения влияния дифракционных потерь в ОРС длина пространства взаимодействия составляла  $L \approx 4r_{0y}$  ( $r_{0y}$  – радиус гауссового «пятна» поля на зеркале, содержащем дифракционную решетку, вдоль OY). Для каждой из дифракционных решеток число периодов структуры вдоль пространства взаимодействия составляло:  $N_1 = 60$ ;  $N_2 = 30$ ;  $N_3 = 20$ . При указанном выше выборе периодов решеток ( $l_n = n l_1$ ) ускоряющее напряжение электронного пучка будет одинаковым для всех решеток:  $U \approx 2,5$  кВ.

На рис. 3 показан вид дисперсионных кривых при перестройке ОРС на  $TEM_{003}$ -типе колебаний с дифракционными решетками для работы ГДИ на 1, 2 и 3-й пространственных гармониках.

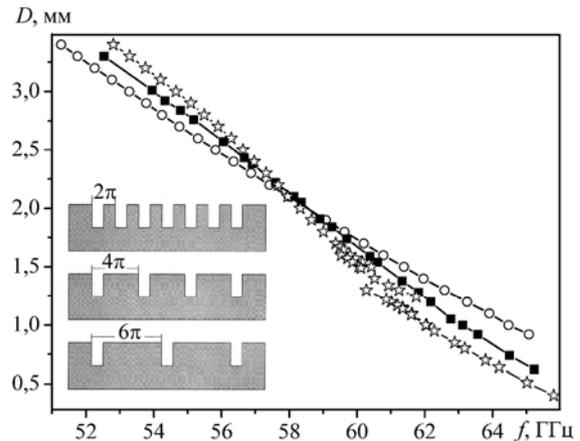


Рис. 3. Зависимость межзеркального расстояния от частоты при перестройке ОРС на  $TEM_{003}$ -типе колебаний с различными дифракционными решетками (приведены фрагменты используемых решеток): —○— —  $n = 1$ ; —■— —  $n = 2$ ; —\*— —  $n = 3$

Различие в крутизне механической перестройки ГДИ обусловлено изменением фазы коэффициента отражения для быстрой дифракционной гармоники ( $\text{Arg} A_0$ ) при изменении коэффициента заполнения решетки  $\theta$  [8]

$$\text{Arg} A_0 \approx 2 \arctan \frac{\theta \tan(2\pi h/\lambda)}{1 + (l_n/\lambda) \ln(\sin \pi \theta)}. \quad (6)$$

Поведение фазы отраженной волны для используемых в эксперименте дифракционных решеток приведено на рис. 4. Максимальная крутизна фазовой характеристики решеток наблюдается как раз на оптимальной частоте для работы ГДИ (вблизи  $h/\lambda \approx 0,25$ ) и увеличивается для решеток,

рассчитанных на использование высших пространственных гармоник.

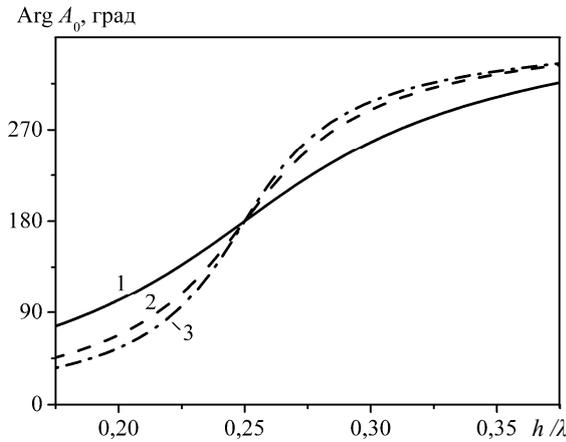


Рис. 4. Фазовая характеристика дифракционных решеток с коэффициентом заполнения  $\theta_1 = 0,4$  (кривая 1);  $\theta_2 = 0,2$  (кривая 2);  $\theta_3 = 0,133$  (кривая 3)

В эксперименте для решетки, рассчитанной на 3-ю пространственную гармонику с наименьшим коэффициентом заполнения  $\theta = 0,133$ , наблюдается максимальная крутизна механической перестройки (см. рис. 3), причем наибольшая крутизна изменения фазы приходится на частотный диапазон  $f = 60 \div 64$  ГГц, где амплитуда 3-й пространственной гармоники максимальна.

Исследование поведения нагруженной добротности и коэффициента связи ОРС с нагрузкой проводилось в «холодном» режиме (см. рис. 5). В ОРС с резонансным согласованием дифракционной решетки проведенные измерения свойств  $TEM_{003}$ -типа колебаний продемонстрировали снижение добротности на 30 % для решетки, оптимизированной на 2-ю пространственную гармонику, и такое же снижение добротности колебаний для ОР с решеткой на 3-й пространственной гармонике (рис. 5, а). Коэффициент связи  $TEM_{003}$ -типа колебания резонатора с нагрузкой практически не изменялся во всей полосе частотной перестройки ГДИ для 1-й гармоники и составлял  $\sigma_1 = 0,5$ . Для 2-й и 3-й гармоник наблюдался монотонный рост коэффициента связи с увеличением частоты колебаний от минимальных значений  $\sigma_2 = 0,25$  и  $\sigma_3 = 0,17$  соответственно (рис. 5, б). Уменьшение коэффициента связи в низкочастотной области для ОРС с решетками, рассчитанными на высшие пространственные гармоники, связано с рассогласованием решеток с полем ОРС и ростом омических потерь в периодической структуре.

**3. Характеристики ГДИ в режиме возбуждения колебаний.** При проведении эксперимента дифракционные решетки для 1, 2 и 3-й пространственных гармоник последовательно

размещались в одной и той же ОРС разборного макета ГДИ [9]. Электронная пушка формировала ленточный электронный пучок с параметрами: поперечное сечение  $0,08 \times 3,8$  мм<sup>2</sup>; ускоряющее напряжение  $U = 1,5 \div 3,0$  кВ; рабочий ток  $I = 50 \div 80$  мА. Возбуждение колебаний в таком ГДИ было получено для 1, 2 и 3-й гармоник на  $TEM_{003}$ -,  $TEM_{004}$ - и  $TEM_{005}$ -типах колебаний.

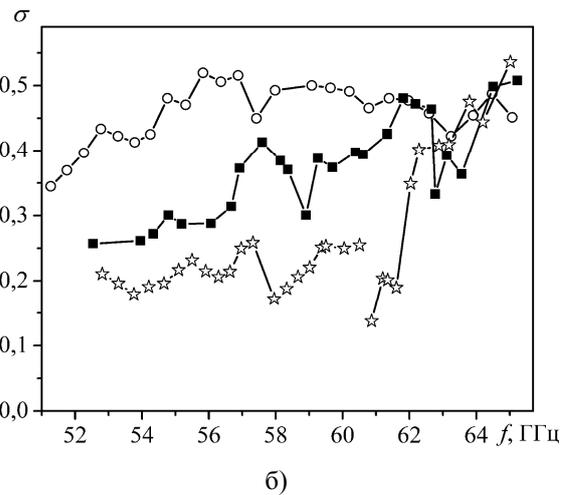
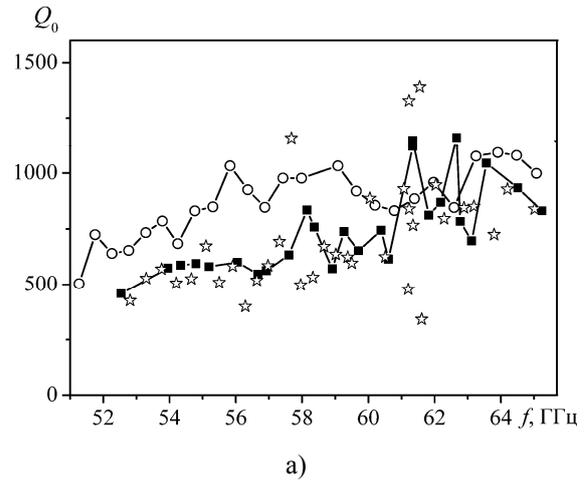


Рис. 5. Собственная добротность  $TEM_{003}$ -типа колебаний (а) и коэффициент связи (б) в ОРС с решетками для 1, 2 и 3-й пространственных гармоник: —○—  $n = 1$ ; —■—  $n = 2$ ; —\*—  $n = 3$

В макете ГДИ с дифракционной решеткой, рассчитанной на 1-ю пространственную гармонику, возбуждение колебаний наблюдалось в полосе частот  $f = 46 \div 64$  ГГц при непрерывной перестройке на основном  $TEM_{003}$ -типе колебаний (рис. 6, а). Стартовый ток генератора в середине диапазона перестройки составлял  $I_{st} = 20 \div 25$  мА (рис. 6, б). Возбуждение колебаний в ГДИ с приблизительно одинаковым уровнем выходной мощности наблюдалось также при перестройке на  $TEM_{004}$ - и  $TEM_{005}$ -типах колебаний в ОРС.

При размещении в макете ГДИ дифракционной решетки, рассчитанной на 2-ю пространственную гармонику, не наблюдалось увеличения пускового тока генератора (рис. 6, б), выходная мощность достигала  $P = 6,5$  Вт, а диапазон перестройки сместился на  $\Delta f \approx 2$  ГГц в высокочастотную область. Следовательно, число периодов структуры ( $N_2 = 30$ ) было достаточным, а влияние дополнительных омических потерь оказалось незначительным.

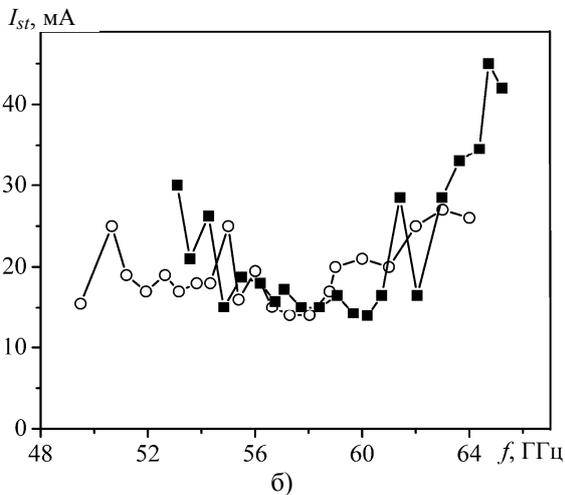
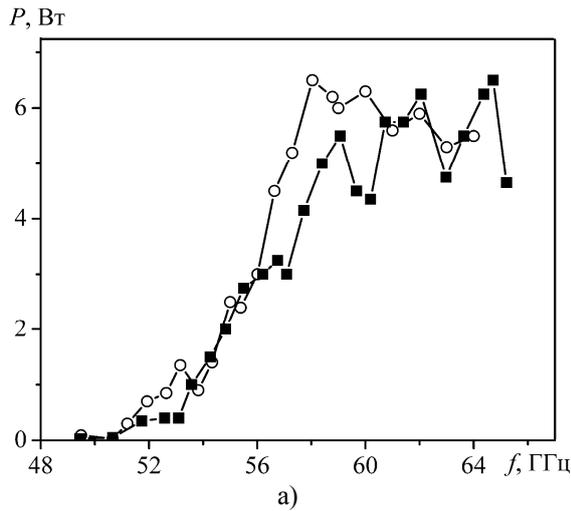


Рис. 6. Зависимость выходной мощности (а) и пускового тока ГДИ (б) по диапазону перестройки при работе на 1-й и 2-й пространственных гармониках дифракционной решетки: —○—  $n = 1$ ; —■—  $n = 2$

Повышение пускового тока более чем в два раза для ГДИ, работающего на 3-й пространственной гармонике дифракционной решетки (см. рис. 7), скорее всего, связано с малым числом периодов структуры ( $N_3 = 20$ ) на длине пространства взаимодействия. С уменьшением периода решетки, предназначенной для более высокочастотных диапазонов, этот недостаток стано-

вится несущественным при сохранении неизменной апертуры зеркал. Кроме того, при работе на 3-й пространственной гармонике в диапазоне частот  $f = 59 \div 62$  ГГц происходит взаимодействие высших типов колебаний с основной модой (см. рис. 3), что также приводит к уменьшению выходной мощности и росту стартового тока.

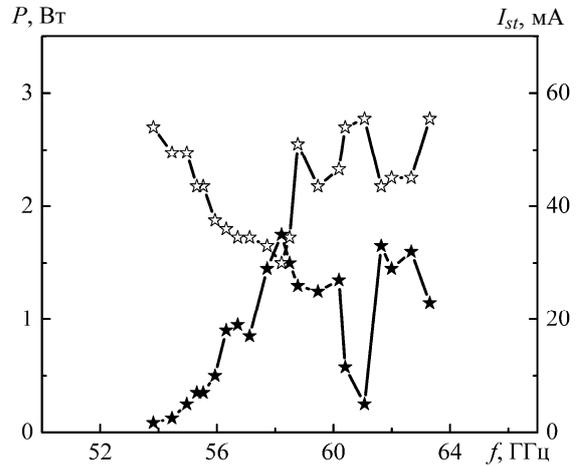


Рис. 7. Возбуждение колебаний в ГДИ на 3-й пространственной гармонике дифракционной решетки: —★—  $P$ ; —☆—  $I_{st}$

Для ГДИ характерен широкий диапазон перестройки по частоте, составляющей  $\sim 20\%$ , что достигается при одновременном изменении ускоряющего напряжения и механической перестройке частоты резонансного колебания в ОРС (так называемая комбинированная перестройка ГДИ). Использование дифракционных решеток, оптимизированных для работы на пространственных гармониках  $n = 5 \div 10$ , может привести к конкуренции режимов возбуждения ГДИ на соседних пространственных гармониках при перекрытии по напряжению их зон генерации. Поэтому с учетом реальной полосы перестройки частоты ГДИ максимальный номер используемой пространственной гармоники не должен превышать  $n < 3 \div 4$ .

**Выводы.** Использование электронно-волнового взаимодействия с высшими пространственными гармониками дифракционной решетки в ГДИ представляет один из реальных путей преодоления технологических трудностей при освоении терагерцевого диапазона. Неизбежный рост омических потерь в дифракционной решетке при повышении номера используемой пространственной гармоники можно скомпенсировать повышением коэффициента использования резонансного поля в ОРС нового типа.

Проведенные эксперименты в 5-мм диапазоне продемонстрировали эффективную работу ГДИ на 2-й и 3-й пространственных гармониках дифракционной решетки. Выбор ОРС с резонансным согласованием дифракционной решетки по-

зволяєть знизити стартовий ток ГДИ і забезпечити ефективне возбуждення коливань на вищих просторових гармоніках.

Для виключення перекриття по ускоряючому напруженню зон генерації в ГДИ на сусідніх просторових гармоніках максимальний номер просторової гармоніки для використовуваної дифракційної ґратки не повинен перевищувати  $n < 3 \div 4$ .

1. Ревин І. Д., Скрынник Б. К., Сысоев А. С. и др. К линейной теории генераторов дифракционного излучения // Изв. вузов. Радиофизика. – 1977. – 20, № 5. – С. 764–776.
2. Корнеев В. К., Мирошніченко В. С., Шестопалов В. П. Об одной модификации лазера на свободных электронах – многолучевом генераторе дифракционного излучения // Укр. физ. журн. – 1986. – 31, № 1. – С. 43–48.
3. Корнеев В. К., Курин В. Г. О работе генератора дифракционного излучения на высших пространственных гармониках // Радиофизика и электроника. – Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – 2008. – 13, № 2. – С. 227–231.
4. Мясин Е. А., Ильин А. Ю., Евдокимов В. В., Чигарев С. Г. Генерация в оротроне электромагнитных колебаний коротковолновой части миллиметрового диапазона волн на 2-й пространственной гармонике // 16-я Межд. Крымская конф. «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (КрыМиКо'2006): Тез. докл. – Севастополь, 2006. – Т. 1. – С. 259–260.
5. Русин Ф. С., Богомолов Г. Д. Колебательная система оротрона // Электроника больших мощностей. – М.: Наука, 1968. – Вып. 5. – С. 38–44.
6. Русин Ф. С. Линейная теория оротрона // Электроника больших мощностей. – М.: Наука, 1968. – Вып. 5. – С. 9–37.
7. Демченко М. Ю., Мирошніченко В. С., Свищев Ю. В., Сенкевич Е. Б. Электродинамическая система для ГДИ с резонансным согласованием дифракционной ґратки // Радиофизика и электроника. – Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – 2007. – 12, № 2. – С. 383–388.
8. Шестопалов В. П., Литвиненко Л. Н., Масалов С. А., Сологуб В. Г. Дифракция волн на решетках. – Харьков: Изд-во Харьков. ун-та, 1973. – 278 с.
9. Miroshnichenko V. S., Korneenkov V. K. Modes excitation in diffraction radiation oscillator on high space harmonics of the periodic structure // MSMW'07 Symposium Proceedings. – Kharkov, 2007. – 2. – P. 526–528.

## OPTIMIZATION OF OPERATION OF THE DIFFRACTION RADIATION OSCILLATOR ON HIGHER SPACE HARMONICS OF PERIODIC STRUCTURE

V. S. Miroshnichenko, V. K. Korneenkov,  
Ye. B. Senkevich, D. V. Yudintsev

The outcomes of experimental examinations of the diffraction radiation oscillator (DRO), working on higher space harmonics of diffraction grating are presented. It is shown, that due to a choice of an open resonant system of the DRO it is possible to lower influence of ohmic losses growth in a diffraction grating on output performances of the DRO at a raise of the number of a space harmonic. The comparison of starting current and output power of DRO, working on 1-st, 2-nd and 3-rd space harmonics of a diffraction grating is submitted.

**Key words:** space harmonics, starting current, ohmic losses, diffraction radiation oscillator, diffraction grating.

## ОПТИМІЗАЦІЯ РОБОТИ ГЕНЕРАТОРА ДИФРАКЦІЙНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ НА ВИЩИХ ПРОСТОРОВИХ ГАРМОНІКАХ ПЕРІОДИЧНОЇ СТРУКТУРИ

В. С. Мірошніченко, В. К. Корнеєнков,  
О. Б. Сенкевич, Д. В. Юдінцев

Приведено результати експериментальних досліджень макетів генераторів дифракційного випромінювання (ГДВ), які працюють на вищих просторових гармоніках дифракційних ґраток. Показано, що завдяки вибору відкритої резонансної системи генератора вдається знизити вплив росту омичних втрат у дифракційних ґратках на вихідні характеристики ГДВ при підвищенні номеру просторової гармоніки. Приведено порівняння стартових струмів і вихідної потужності ГДВ, які працюють на 1, 2 та 3-й просторових гармоніках дифракційних ґраток.

**Ключові слова:** просторові гармоніки, стартовий струм, омичні втрати, генератор дифракційного випромінювання, дифракційні ґратки.

Рукопись поступила 24 декабря 2008 г.