



## КОЛЕБАНИЯ В ГЕНЕРАТОРЕ О-ТИПА ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ОБЪЕМНО-ПОВЕРХНОСТНОЙ МОДЫ РЕЗОНАТОРА С ПЕРИОДИЧЕСКИ НЕОДНОРОДНОЙ ГРЕБЕНКОЙ

*Э. М. Хуторян, С. С. Пономаренко, С. А. Кишко,  
К. А. Лукин, А. Н. Кулешов, Б. П. Ефимов*

Рассмотрен режим одновременного существования объемной и поверхностной волны в генераторе О-типа с периодически неоднородной гребенкой. Проведено сравнение зависимостей сопротивления связи и добротности колебаний для режимов существования объемных волн, поверхностных и гибридного режима.

*Ключевые слова:* Лампа обратной волны, клинотрон, электронный поток, ладертрон, неоднородная решетка, поверхностная волна, объемная волна.

### Введение

В настоящее время существует дефицит компактных приборов в терагерцовом (ТГц) диапазоне с высокими КПД [1]. Одним из путей освоения этого диапазона является использование приборов, успешно зарекомендовавших себя в соседних диапазонах. Одним из таких приборов является лампа обратной волны (ЛОВ) [2–6]. Частота генерации в ЛОВ перестраивается ускоряющим напряжением в широких пределах. Резонансные ЛОВ характеризуются малой длиной замедляющей системы, пониженным пусковым током, повышенной мощностью и КПД, а также большей стабильностью частоты [4–6]. В диапазоне перестройки частоты ускоряющим напряжением может нарушаться непрерывность генерации, однако, при последовательном возбуждении резонансных мод резонатора поверхностной волны диапазон частотной перестройки является достаточно широким. Наиболее удачной модификацией резонансной ЛОВ является клинотрон, в котором электронный поток (ЭП) наклонен по отношению к поверхности «гребенки» [7–9]. В миллиметровом диапазоне клинотрон является резонансным прибором с добротностью, достигающей сотен единиц, а полоса непрерывной перестройки клинотрона может достигать 20% [7,10].

При применении ЛОВ в ТГц-диапазоне возникает ряд проблем, таких как уменьшение локализации высокочастотного (ВЧ) поля над гребенкой, и, следовательно, возникает необходимость применения высокоинтенсивных ЭП и больших

магнитных полей [7,11]. Также с увеличением частоты омические потери замедляющей системы (ЗС) увеличиваются. При этом прямая поверхностная волна, не взаимодействующая с ЭП, сильно затухает при распространении от пушечного конца к коллекторному, вследствие чего ухудшается добротность резонатора поверхностной волны, увеличивается стартовый ток и падает выходная мощность. В отличие от поверхностных волн, объемные волны обладают значительно меньшими омическими потерями, однако у них сопротивление связи с ЭП также значительно меньше. Приборы, работающие на объемных волнах, такие как ладертрон, генератор дифракционного излучения (ГДИ) и оротрон, в миллиметровом диапазоне имеют примерно такую же мощность, как и клинотрон [12,13].

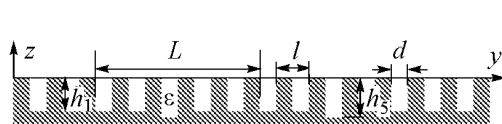
Для снижения омических потерь при высоком сопротивлении связи в данной работе предлагается использовать волновод с периодически неоднородной гребенкой (в [14] такая ЗС предлагалась для вывода мощности), в спектре которой возникают объемные волны. Наличие верхней стенки обеспечивает обратную связь (ОС) по объемной волне. Такой режим работы описанного прибора может быть отнесен к гибриду клинотрона и ладертрона. Как будет показано ниже, в такой системе возможно управление сопротивлением связи и затуханием в широких пределах, что позволит выбирать оптимальные режимы работы в зависимости от параметров прибора (скорость и ток ЭП, длина ЗС и др.). Кроме того, в таком режиме возможна оптимизация связи с нагрузкой за счет отверстия в верхней стенке, подобно тому, как это реализуется в ГДИ и оротроне [12,13]. Также в такой системе спектр пространственных гармоник уплотняется, и при определенных условиях становится возможным взаимодействие ЭП как с прямой, так и с обратной волной, что также может привести к дополнительной резонансной ОС и, следовательно, к снижению стартового тока.

## 1. Свойство холодной структуры и метод заданного тока

Решение задачи дифракции плоской волны над неоднородно-периодическими структурами проводилось в [15–17]. Проведем решение задачи дифракции волны тока: пусть над структурой, показанной на рис. 1, движется модулированный ЭП с плотностью тока:  $j = I_0 \delta(z) e^{i(\frac{\omega}{v_e} y - \omega t)}$  (при этом связь  $I_0$  с током пучка  $I_e$  дается выражением  $I_0 = I_e e^{h_e a_0} \int_{a_0}^{a+a_0} e^{-h_e z} dz$ ). В канавках гребенки находится диэлектрик с проницаемостью  $\varepsilon$ . Разлагая полное поле над гребенкой в ряд Фурье по пространственным гармоникам с периодом  $L$

$$H_x = e^{ik_0 y} \sum_{r=-\infty}^{\infty} A_r e^{ir \frac{2\pi}{L} y} e^{iq_r z},$$

в канавках представляя в виде ряда по волноводным модам



$$H_x = \sum_{n=0}^{\infty} D_{nq} \cos \sqrt{k^2 - \left(\frac{n\pi}{d}\right)^2} (z + h_p),$$

$$y = ql \div ql + d$$

Рис. 1. Неоднородная гребенка с периодом неоднородности  $L = 5l$ , где  $l$  – малый период решетки

и используя метод перерасложения, в длинноволновом приближении ( $d \ll \lambda$ )

получаем следующую систему уравнений для определения коэффициентов разложения поля [18]:

$$\sum_{p_0=1}^5 D_{p_0} \left[ \delta_{p_0} \cos(\sqrt{\varepsilon} k h_p) + i \frac{k d}{L} \sin(\sqrt{\varepsilon} k h_p) \sum_{r=-\infty}^{\infty} \left( \frac{\sin(k_r d/2)}{k_r d/2} \right)^2 \frac{e^{i k_r (p-p_0) l}}{q_r} \right] = j_0 e^{i p l},$$

$$p = 1, \dots, 5, \quad (1)$$

где  $v$  – скорость электронов;  $k_0 = \omega/v$ ;  $q_r = \sqrt{k^2 - k_r^2}$ ;  $k_r = k_0 + r2\pi/L$ ;  $k = \omega/c$ .

При нулевой правой части уравнение (1) переходит в дисперсионное уравнение для неоднородной гребенки. Дисперсионная характеристика открытой системы показана на рис. 2 и разбивается на 5 ветвей. Как видно, в области существования объемных (вытекающих) волн ( $k_0 < k$ ) волновое число комплексное и волна при распространении вдоль гребенки теряет энергию на излучение.

Интенсивность (в дальней зоне) излучения модулированного ЭП, движущегося над гребенкой, полученная из решения (1), в зависимости от частоты и скорости показана на рис. 3. Известно, что ЭП может возбуждать излучение Смита–Парселла (ИСП) на частотах  $\frac{c}{l(1+1/\beta)} < f < \frac{c}{l(1-1/\beta)}$ , где  $\beta = v/c$ . Из рис. 3 видно, что кроме ИСП (при  $l = 0.28$  мм и  $\beta = 0.12$ ,  $114$  ГГц  $< f_{\text{ИСП}} < 146$  ГГц) в такой системе существует излучение, связанное с собственными вытекающими волнами неоднородной гребенки, которое может быть намного больше ИСП по интенсивности, что указывает на возможность применения неоднородных гребенок для диагностики ЭП. Если в канавках гребенки поместить диэлектрик с потерями, то, как видно, интенсивность ИСП практически не меняется, тогда как интенсивность излучения, возникающего из-за собственных вытекающих волн, существенно снижается из-за их высокой чувствительности к потерям.

Рассмотрим волновод с гребенкой и верхней стенкой на расстоянии  $D$  от гребенки. Объемные гармоники гребенки будут отражаться от верхней стенки, и волна не будет излучаться в свободное пространство. При этом волновые числа становятся действительными, а верхняя стенка образует ОС по объемной волне. В поле над гребенкой появляется волна, отраженная от верхней стенки. Дисперсионное уравнение, так же, как и в случае открытой гребенки получается методом перерасложения и

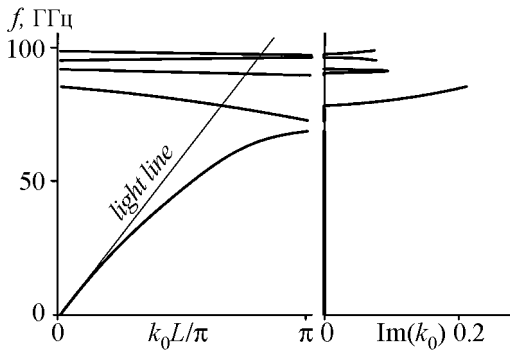


Рис. 2. Дисперсия неоднородной гребенки;  $l = 0.28$  мм,  $h_1 = 0.66$  мм,  $h_5 = 1.4h_1$

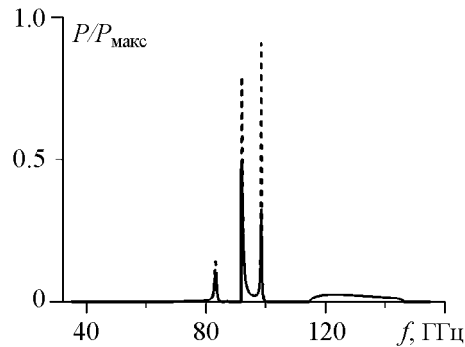


Рис. 3. Интенсивность излучения модулированного ЭП, полученная из решения (1),  $\beta = 0.12$ . Штриховые кривые  $\text{Im } \varepsilon = 0$ , сплошные –  $\text{Im } \varepsilon = 0.002$

имеет вид

$$\sum_{p_0=1}^5 D_{p_0} \left[ \delta_p^{p_0} \cos(kh_p) + \frac{kd}{L} \sin(kh_{p_0}) \sum_{r=-\infty}^{\infty} \left( \frac{\sin(k_r d/2)}{k_r d/2} \right)^2 \frac{e^{ik_r(p-p_0)l}}{\tan(q_r D) q_r} \right] = 0, \quad (2)$$

$$p = 1, \dots, 5.$$

Дисперсия такой структуры показана на рис. 4. Для такой структуры появляются области с нулевой групповой скоростью не на концах зоны Бриллюэна. В этих точках энергия, переносимая объемной гармоникой, равна энергии, переносимой поверхностными гармониками. При этом для односкоростного ЭП возможно взаимодействие с несколькими модами такой структуры.

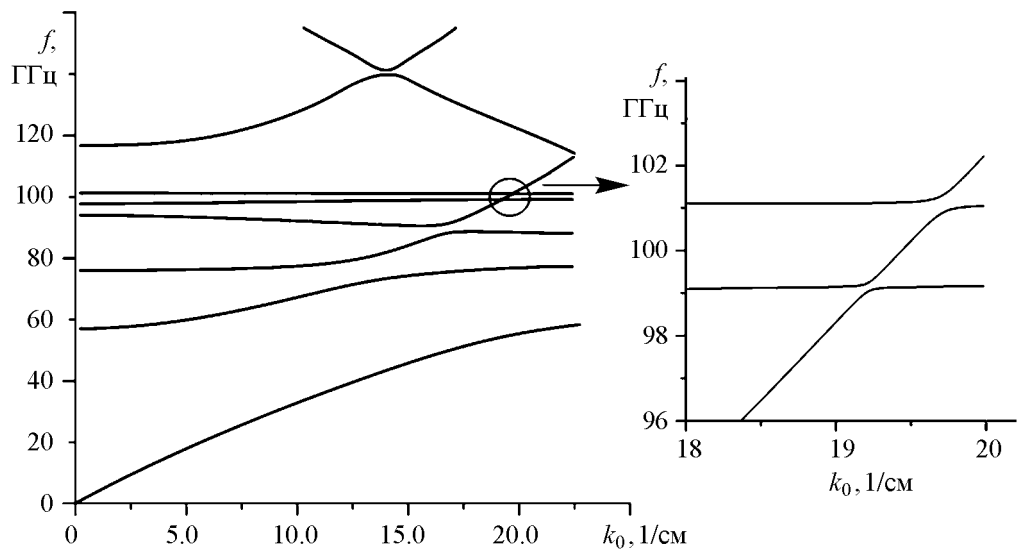


Рис. 4. Дисперсия волновода с неоднородной гребенкой без потерь

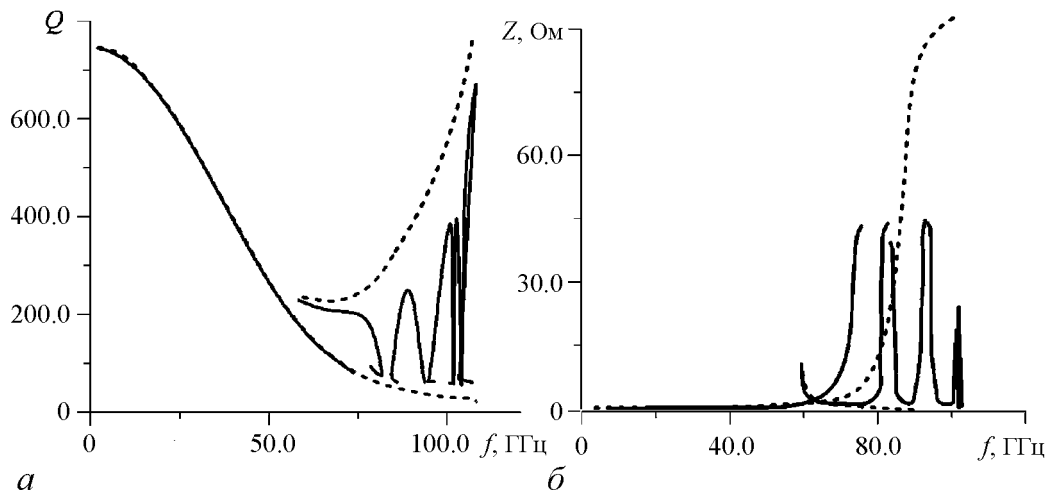


Рис. 5. Зависимость от частоты добротности (а) и сопротивления связи (б) для волновода с однородной (штриховая линия) и неоднородной (сплошная) гребенкой

Как известно, омические потери гребенки сильно увеличиваются при приближении к  $\pi$ -виду, главным образом, из-за потерь в канавке. Для простоты, вместо омических потерь рассмотрим затухание волны при введении в канавки гребенки диэлектрика с потерями ( $\text{Re } \varepsilon = 1, \text{Im } \varepsilon \neq 0$ ). При этом волновое число станет комплексным. В точках дисперсии, где появляется загиб дисперсионной кривой (междутиповая связь мод [17]), увеличивается сопротивление связи, но также увеличиваются потери и соответственно уменьшается добротность данной моды. При этом перемещением верхней стенки можно менять сопротивление связи и добротность в широких пределах. Следует отметить, что, переходя к спектральному параметру частоты в уравнении (1), мы считаем постоянную распространения действительной, что эквивалентно тому, что в резонаторе, образованном отрезком волновода с идеальными отражателями на концах, структура моды фиксирована [16]. Тогда сопротивление связи  $Z$  и омическая добротность  $Q$  вычисляются следующим образом:

$$Z_r = |E_{yr}|^2 / (2k_r P), \quad Q = f' / (2f''),$$

и в зависимости от частоты показаны на рис. 5 для однородной и неоднородной гребенки ( $f', f''$  – действительная и мнимая части частоты при действительной постоянной распространения,  $P$  – поток мощности волны). Как видно из рис. 5, в волноводе с однородной гребенкой существуют два режима: режим поверхностных волн (ЛОВ) с нулевой частотой отсечки и режим объемных волн (ГДИ, оротрон, ледатрон), частота отсечки которого для данных параметров волновода составляет около 58 ГГц. В неоднородной гребенке кроме этого существует гибридный режим, когда мощность, переносимая объемной волной, и мощность, переносимая поверхностной волной, сравнимы. Из данных зависимостей видно, что в случае неоднородной гребенки возможен режим с высокой добротностью и относительно высоким сопротивлением связи. Исследуем физическую причину существования этого режима.

Так как у неоднородной гребенки есть собственные вытекающие волны, то следует ожидать, что они будут возбуждаться при падении объемной волны. Рассмотрим дифракцию плоской волны на неоднородной гребенке: волна единичной амплитуды падает под углом  $\alpha$  к гребенке:  $H_x = e^{i(ky \sin \alpha - kz \cos \alpha - \omega t)}$ . Отличие данной задачи от (1), где решалась задача о дифракции собственного поля ЭП, состоит в правой части [18]. Если материал гребенки не диссипативный, то коэффициент отражения будет равен единице. При малых диссипациях, объемная волна их почти не «замечает», тогда как поверхностная волна сильно чувствительна к ним. В результате, если падающая волна возбуждает поверхностные вытекающие волны, то коэффициент отражения будет меньше единицы из-за потерь энергии поверхностной волны, и таким образом можно судить о преобразовании объемной волны в поверхностную. Угол падения и частота, при которых происходит эффективное возбуждение вытекающей волны, можно найти из пересечения дисперсионной кривой

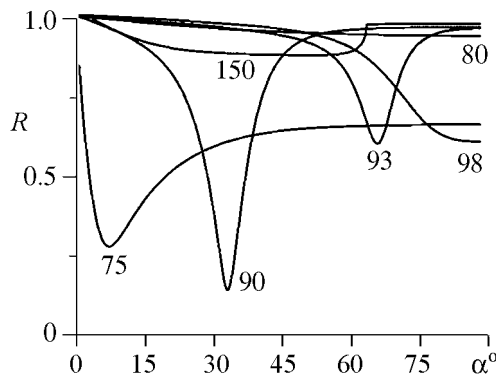


Рис. 6. Коэффициент отражения нулевой гармоники в зависимости от угла падения  $\alpha$  плоской волны (цифрами обозначена частота волны)

открытой гребенки (см. рис. 2) и пересечения прямой  $f = \frac{c \sin \alpha}{2L} \frac{k_0 L}{\pi}$ , соответствующей падающей волне. Зависимость отраженной нулевой гармоники от угла падения (при разных частотах) показана на рис. 6. Видно, что существует резонансный угол (частота), при котором объемная волна эффективно возбуждает поверхностную. Заметим, что подобная интерпретация преобразования энергии падающей волны в энергию собственных волн была проведена в [20].

В волноводе с гребенкой существуют ветви дисперсии, соответствующие объемным волнам волновода и вытекающим волнам гребенки. При распространении объемной волны в волноводе с волновым числом, далеким от волнового числа собственной волны гребенки, поверхностная волна не возбуждается. При сближении волновых чисел объемной волны волновода и собственной волны гребенки возникает резонансное преобразование объемной волны в поверхностную, в результате чего существует объемная гармоника и поверхностные волны, и резкий перегиб дисперсионной кривой. В точке перегиба часть мощности переносится объемными гармониками, а часть – поверхностными, и такую моду уже нельзя считать чисто объемной или поверхностной. В этой точке наличие объемной волны приводит к уменьшению затухания, а большие амплитуды поверхностных гармоник приводят к относительно большому сопротивлению связи. В результате такой режим может быть более выгодным, чем режим чисто объемных волн (ладертрон) или режим чисто поверхностных волн (ЛОВ). Следует отметить, что, в силу резонансности, такой режим реализуется в очень узком диапазоне по частоте. Как видно из дисперсионных кривых, частота такого режима зависит от расстояния между стенками волновода (резонансное условие определяется расстоянием между отражателями), то есть подобно ГДИ (ладертрону) возможна механическая перестройка частоты. При этом, несмотря на многомодовость (объемной волны по продольному индексу), связь ЭП будет только с одной модой. Групповая скорость равна нулю в случае, если энергии объемной и поверхностной волны равны и распространяются в разные стороны. Также видно, что в области многоволновой дифракции групповая скорость равна нулю, когда вышесказанное относится к двум гармоникам объемных волн.

В режимах существования объемных волн вывод энергии возможен через отверстие в верхней стенке, что улучшает связь с нагрузкой по сравнению со стандартным волноводным выводом [7]. Обратим внимание на еще одно схожее свойство ГДИ и клинотрона с неоднородной гребенкой: существование низкочастотных границ зоны Бриллюэна (в клинотроне с однородной гребенкой существует только высокочастотная граница). То есть возможно резонансное возбуждение колебаний при больших потерях – ЭП взаимодействует как с обратной, так и с прямой волной [19]. Как видно из дисперсии, такой режим является узкополосным (слабо перестраивается верхней стенкой), а резонансное условие определяется расстоянием между отражателями на концах гребенки.

## 2. Взаимодействие ЭП с полями неоднородной гребенки

Рассмотрим стартовые условия при взаимодействии ЭП с «холодными» модами отдельно для каждой ветви дисперсионной характеристики. Рассмотрим резонансный случай, то есть наличие идеально отражающих стенок при  $y = 0$  и  $y = L$ . Запишем уравнения возбуждения для лампы обратной волны с отражениями от гра-

ниц. Электрическое поле представляется суммой прямой и обратной волны

$$\vec{E} = C^+(y, t)\vec{E}_p(y, z, k)e^{i(ky-\omega t)} + C^-(y, t)\vec{E}_{-p}(y, z, k)e^{i(-ky-\omega t)}.$$

Преобразования обратной волны в прямую и наоборот описываются с помощью коэффициентов отражения от начала и конца гребенки  $R_1$  и  $R_2$ :

$$\begin{aligned} C^+(0, t) &= R_1 C^-(0, t), \\ C^-(L_1, t) &= R_2 C^+(L_1, t)e^{i2k_0 L_1} + C_0. \end{aligned}$$

Распространение обратной и прямой волны подчиняется нестационарным уравнениям [2, 4, 20]

$$\begin{aligned} v_{\text{gr}}^{-1} \frac{\partial \tilde{N}^-}{\partial t} - \frac{\partial \tilde{N}^-}{\partial y} + \gamma C^- &= \frac{2}{N_{-p}} \int_S \overline{\vec{j}(t) \vec{E}_{-p}^*} e^{i\omega t} dS, \\ v_{\text{gr}}^{-1} \frac{\partial \tilde{N}^+}{\partial t} - \frac{\partial \tilde{N}^+}{\partial y} + \gamma C^+ &= 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\gamma$  постоянная затухания,  $v_{\text{gr}}$  – групповая скорость волны,  $E_p$  – электрическое поле  $p$ -й моды. В случае, когда групповая скорость волны стремится к нулю, следует использовать уравнения взаимодействия ЭП с полями вблизи границы зоны Бриллюэна [19].

Ток ЭП  $\vec{j}(r, t)$  находится из решения системы трехмерных уравнений для  $N$  крупных частиц с правой частью, состоящей из электрического ВЧ-поля, синхронного с ЭП, и фокусирующего магнитного поля:

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{v}_i}{dt} &= -\frac{e}{m} \left\{ \text{Re} \vec{E} + \frac{[\vec{v}_i \cdot (\vec{y}B \cos \alpha - \vec{z}B \sin \alpha)]}{c} \right\}, \\ |\vec{v}_i|_{(y=0)} &= v_e = \beta c, \\ \vec{j}(r, t) &= \frac{2\pi J}{\omega N} \sum_{i=1}^N \vec{v}_i(r, t) \delta(r - r_i). \end{aligned} \quad (4)$$

Стартовый ток определяется в стационарном режиме из условия бесконечности коэффициента усиления:  $C^-(0)/C_0 = \infty$  и в безразмерном виде показан на рис. 7 в зависимости от частоты (скорость ЭП менялась до  $\beta = 0.15$ ) для каждой ветви дисперсии отдельно. Уравнения (4) численно решались в предположении бесконечного магнитного поля, с учетом пространственного заряда. Длина системы была выбрана  $L_1 = 30$  мм, период  $l = 0.28$  мм, ЭП толщиной 0.15 мм, с прицельным расстоянием 0.05 мм и углом наклона  $0.3^\circ$ , диэлектрические потери  $\text{Im} \varepsilon = 0.005$ . Для сравнения показан стартовый ток

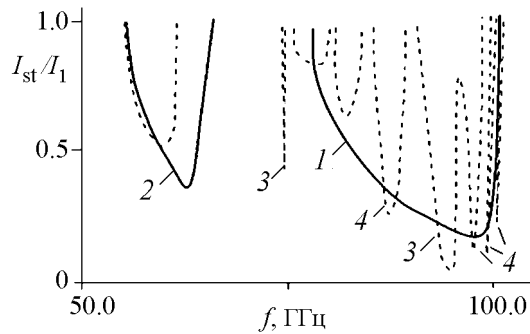


Рис. 7. Зависимость стартового тока от частоты. Сплошная кривая – однородная гребенка, штриховая – неоднородная. Скорость ЭП  $\beta = 0.08 \dots 0.15$

для стандартного клинотрона с однородной гребенкой. Отметим, что нашей целью было качественно рассмотреть различные режимы клинотрона с неоднородной гребенкой и, соответственно, оптимизация параметров ЭП и электродинамической системы проведена не была. Зоны, обозначенные 1, соответствуют режиму «ЛОВ». За счет сильного затухания прямой волны, такой режим не резонансный. Зоны 2 соответствуют режиму ладертрона. Зоны 3 – взаимодействию ЭП с обратной и прямой волной вблизи низкочастотной полосы отсечки; 4 – резонансному рассеянию волноводной волны на гребенке. Видно, что, действительно, в клинотроне с неоднородной гребенкой в узкой полосе частот стартовый ток может быть меньше, чем в обычном клинотроне. Частота генерации может перестраиваться механически изменением расстояния между гребенкой и верхней стенкой, а также длиной гребенки (подстроечным поршнем [7]). В режиме 3 разность между скоростями обратной и прямой волны  $\Delta v/v = [\omega/(2\pi n/L - k_0) - \omega/(2\pi n/L + k_0)]/v \approx L/nL_1 \ll 1$  при  $k_0 = \pi/L_1$ . Стоит отметить, что этот режим, когда ЭП взаимодействует с обратной и прямой волнами, более выгоден для клинотрона, а не для ЛОВ, из-за различия мощности пространственного спектра при взаимодействии волны с прямым и наклонным ЭП [8]. В результате в клинотроне происходит эффективное взаимодействие как с прямой, так и с обратной волной, тогда как в ЛОВ, из-за узости пространственного спектра, взаимодействие с прямой волной менее эффективно.

Теоретическое рассмотрение процессов генерации в таком приборе имеет ряд особенностей. Самосогласованные уравнения возбуждения для клинотрона с неоднородной гребенкой намного сложнее, чем с однородной, по следующим причинам.

- Взаимодействие ЭП возможно с несколькими модами, соответствующими различным ветвям дисперсии, то есть возможны конкуренция колебаний и многочастотный режим.

- Дисперсионная зависимость при междутиповой связи объемной волноводной волны и собственной волны гребенки имеет резкие перегибы и изменения сопротивления связи и постоянной затухания, в результате чего в уравнениях возбуждения надо учитывать несколько членов разложения в ряд Тейлора по волновому числу. В перегибах поверхностная волна переходит в объемную и наоборот, то есть меняется распределение поля, что также необходимо учитывать при выводе уравнений возбуждения.

- В силу более сгущенного пространственного спектра, при некоторых условиях ЭП может взаимодействовать с несколькими гармониками одной моды.

В связи с этим при теоретическом рассмотрении следует модернизировать существующую теорию. Полезными при этом могут оказаться такие солверы, как MAGIC, CST и др.

## Заключение

Показано, что в терагерцовом клинотроне с неоднородной гребенкой существует «гибридный» режим поверхностной-объемной волны (ЛОВ-ладертрон). В таком режиме появляется возможность регулировать добротность и сопротивление связи в широких пределах, обеспечивая оптимальные условия для стартового тока и вывода ВЧ-мощности в нагрузку. Преимущества этого режима проявляются при уве-



личении частоты генерации, когда омические потери возрастают пропорционально  $\sqrt{f}$ , а также увеличивается число периодов ЗС.

В клинотроне с многоступенчатой гребенкой спектр пространственных гармоник уплотняется и при определенных условиях становится возможным взаимодействие ЭП как с прямой, так и с обратной волной, что также может привести к снижению стартового тока.

В системе с многоступенчатой гребенкой возможно взаимодействие электронного потока с несколькими модами (соответствующими различным ветвям дисперсии), то есть возможны конкуренция колебаний и многочастотный режим.

По результатам расчетов готовится эксперимент на 100-гигагерцовом клинотроне с неоднородной гребенкой.

### Библиографический список

1. *Yun-Shik Lee*. Principles of Terahertz Science and Technology. Springer, 2009.
2. *Шевчик В.Н., Трубецков Д.И.* Электроника лампы обратной волны. Саратов: Саратовский университет, 1975.
3. *Mineo M. and Paoloni C.* Double corrugation rectangular waveguide slow-wave structure for THz vacuum devices // IEEE Trans. Electron Devices. 2010. Vol. 57, № 11. P. 3169.
4. *Levush B., Antonsen T.M., Bromborsky A., Lou W.R., Carmel Y.* //IEEE on Plasma Science. 1992. Vol. 20, № 3.
5. *Nusinovich G. S., Bliokh Yu.P.* // Physics of Plasmas. 2000. Vol. 7, № 4. P. 1294.
6. *Efimov B.P., Lukin K.A., Rakityanskiy V.A.* Transformation of chaotic oscillation spectrum by reflection // J. of Tech. Physics. 1988. Vol. 58, № 12. P. 2398.
7. *Левин Г.Я., Бородкин А.И., Кириченко А.Я., Усиков А.Я., Чурилова С.А.* Клинотрон / Под. ред. А.Я. Усикова. Киев: Наук. думка, 1992. С. 200.
8. *Schunemann K. and Vavriv D.M.* // IEEE Trans. Electron Devices. 1999. Vol. 46. 2245.
9. *Мильчо М.В., Ефимов Б.П., Завертанный В.В., Гончаров В.В.* Особенности режимов работы генераторов типа клинотрон // Радиофизика и электроника. Харьков: ИРЭ НАН Украины. 2005. Т. 10, № 3. С. 435.
10. *Лысенко Е.Е., Пишко О.Ф., Чумак В.Г., Чурилова С.А.* Добротность резонансной линии клинотронов миллиметрового диапазона // Радиофизика и радиоастрономия. 2001. Т. 6, № 4. С. 317-322.
11. *Завертанный В.В., Кишко С.А., Пономаренко С.С., Ефимов Б.П., Забродский А.Ф., Кириченко Л.А., Кудинова Т.В., Кулешов А.Н.* Магнитная фокусирующая система интенсивных электронных пучков для клинотронов субмиллиметрового диапазона // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2012. Т. 20, № 5. С. 112.
12. *Шестопалов В.П., Вертий А.А., Ермак Г.П. и др.* Генераторы дифракционного излучения. Киев: Наук. Думка, 1991. 317 с.
13. *Bratman V.L., Dumesh B.S., Fedotov A.E., Grishin Yu. A., and Rusin F.S.* Broad band orotron operation at millimeter and submillimeter waves // International Journal of Infrared and Millimeter Waves. Vol. 23, № 11. November 2002.
14. *Лысенко Е.Е., Пишко О.Ф., Чурилова С.А.* Экспериментальное исследование

- клиноотрона с распределенным квазиоптическим выводом энергии // Радиофизика и Радиоастрономия. 1999. Т. 4, № 1. С. 13.
15. *Кравченко В.Ф., Сук А.Ф.* Дифракционные свойства многоэлементных периодических структур из металлических идеально проводящих брусьев // ДАН УССР. 1974, сер. А, № 10. С. 3.
  16. *Шестопалов В.П., Сиренко Ю.К.* Динамическая теория решеток. Киев: Наук. думка, 1989. 216 с.
  17. *Колмакова Н.Г., Перов А.О., Сенкевич С.Л., Кириленко А.А.* Аномальное прохождение ЭМВ сквозь запердельные отверстия и собственные колебания волноводных объектов и периодических структур // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 2011, Т. 54, № 3.
  18. *Шестопалов В.П., Литвиненко Л.Н., Масалов С.А., Сологуб В.Г.* Дифракция волн на решетках. Харьков: Изд-во Харьк. ун-та, 1973. 288 с.
  19. *Кузнецов А.П., Кузнецов С.П.* Нелинейные нестационарные уравнения взаимодействия электронного потока с электромагнитными полями вблизи границы зоны Бриллюэна // Изв. вузов. Радиофизика. 1984. Т. 17, № 12. С. 1575.
  20. *Трубецков Д.И., Храмов А.Е.* Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков. В 2 т. Т. 1. М.: Физматлит, 2003. 496 с.

*ИРЭ им. А.Я. Усикова  
НАН Украины, Харьков*

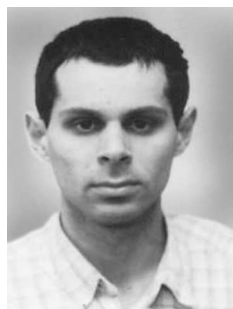
*Поступила в редакцию 12.08.2012  
После доработки 1.04.2013*

### AUTOOSCILLATIONS IN O-TYPE OSCILLATOR AT EXCITATION OF SPACE-SURFACE MODE IN RESONATOR WITH A PERIODICALLY INHOMOGENEOUS GRATING

*E. M. Khutoryan, S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko,  
K. A. Lukin, A. N. Kuleshov, B. P. Yefimov*

The regime of the simultaneous existence of space and surface waves in the O-type oscillator with a periodically inhomogeneous comb has been considered. The impedance and quality factor dependences for space waves, surface waves and hybrid mode have been compared.

*Keywords:* Backward wave oscillator, clinotron, electron beam, ledatron, inhomogeneous grating, surface waves, space waves.



*Хуторян Эдуард Михайлович* родился в 1979 году в Харькове, окончил Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина (2000). После окончания ХНУ работает в ИРЭ НАНУ научным сотрудником. Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук в ИРЭ НАНУ (2011) по специальности физическая электроника. Опубликовал 20 научных статей.

61085 Украина, Харьков, ул. Академика Проскуры, 12  
Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины  
E-mail: edkhut@gmail.com



*Кишко Сергей Александрович* родился в городе Горловка Донецкой области Украины (1989). Окончил Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина (2011). После окончания ХНУ им. В.Н. Каразина поступил в аспирантуру ИРЭ НАНУ. Опубликовал 2 научные статьи.

61085 Украина, Харьков, ул. Академика Проскуры, 12  
Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины  
E-mail: sergeykishko@gmail.com



*Пономаренко Сергей Станиславович* родился в Феодосии (1989). Окончил Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина (2011). После окончания ХНУ им. В.Н. Каразина поступил в аспирантуру ИРЭ НАНУ. Опубликовал 3 научные статьи.

61085 Украина, Харьков, ул. Академика Проскуры, 12  
Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины  
E-mail: sergyponomarenko@gmail.com



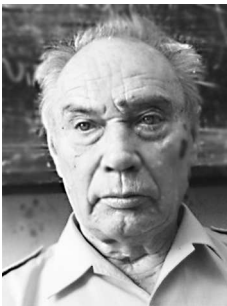
*Лукин Константин Александрович* родился в 1951 году, получил диплом радиофизики и электроники в Харьковском государственном университете (1973). Работает в Институте радиофизики и электроники, ИРЭ НАНУ, Харьков. Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук в Московском государственном университете (МГУ, 1980). Докторскую диссертацию по физической электронике защитил в Харьковском государственном университете (1989). Работал и сделал заметный вклад в области вакуумной электроники миллиметрового диапазона волн, обработки случайных сигналов, динамическому хаосу и шумовой радиолокации. Является автором и соавтором более 100 публикаций в журналах и монографии в области радиофизики и электроники.

61085 Украина, Харьков, ул. Академика Проскуры, 12  
Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины  
E-mail: lukin.konstantin@gmail.com



*Кулешов Алексей Николаевич* родился в Харькове (1978), окончил Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина (2000). После окончания ХНУ работает в ИРЭ НАНУ научным сотрудником. Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук в ИРЭ НАНУ (2010) в области формирования и транспортировки электронных потоков для приборов на магнитотормозном излучении. Опубликовал 20 научных статей.

61085 Украина, Харьков, ул. Академика Проскуры, 12  
Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины  
E-mail: jeanalexkh@gmail.com



*Ефимов Борис Петрович* родился в Томске (1933), окончил Харьковский авиационный институт (1959). После окончания ХАИ работает в ИРЭ НАНУ ведущим научным сотрудником. Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук в ХИРЭ (1970) и доктора технических наук (1988) в области генерации когерентных и стохастических колебаний в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах, радиофизика и электроника. Автор 25 авторских свидетельств и более 150 научных статей.

61085 Украина, Харьков, ул. Академика Проскуры, 12  
Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины  
E-mail: yefimov@ire.kharkov.ua