

М. Ю. Демченко, В. Г. Курин, Е. Б. Сенкевич

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

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

E-mail: mirosh@ire.kharkov.ua

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КЛИНОТРОННЫХ ЭФФЕКТОВ В ГЕНЕРАТОРЕ ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В терагерцевом (ТГц) диапазоне для вакуумных источников непрерывного излучения нет достойной альтернативы ни среди полупроводниковых генераторов из-за их малой мощности (10^{-6} Вт), ни среди лазеров, которые работают только на дискретных частотах. Среди существующих вакуумных источников О-типа генераторы дифракционного излучения (ГДИ) выгодно выделяются высокой стабильностью частоты, узким спектром выходного сигнала, низким уровнем шумов, широким диапазоном электро-механической перестройки и сравнительно большим уровнем выходной мощности. Однако при продвижении в ТГц-диапазон возникает проблема повышения КПД генератора, что связано с необходимостью обеспечить высокие напряженности высокочастотного (ВЧ) поля в области электронно-волнового взаимодействия. Одним из способов решения проблемы является применение клинотронного эффекта. В работе рассмотрены возможности использовать клинотронные эффекты для повышения эффективности взаимодействия электронного потока с ВЧ-полем в ГДИ. Экспериментальное исследование влияния клинотронного эффекта на работу ГДИ проведено в генераторах с дополнительным (отклоняющим) электродом, а также в ГДИ, когда электронный поток вводится в пространство взаимодействия посредством рассредоточивающих скосов. Показано, что процесс взаимодействия электронного потока с ВЧ-полем сопровождается сопутствующими этому процессу клинотронными эффектами, существование которых обусловлено неустранимыми пульсациями электронного потока. Повышение коэффициента использования электронного потока позволяет не только уменьшить пусковые токи генератора, но и получить более высокую мощность генерации при низких величинах индукции магнитного фокусирующего поля. Ил. 5. Библиогр.: 10 назв.

Ключевые слова: излучение Смита-Парселла, генераторы дифракционного излучения, клинотроны, сопутствующие клинотронные эффекты, отклоняющий электрод, рассредоточивающие скосы.

В настоящее время одним из активно развиваемых направлений высокочастотной электроники является освоение субмиллиметрового или терагерцевого (ТГц) диапазона электронными приборами, основанными на разных принципах [1–3]. Согласно современной классификации ТГц-излучение занимает диапазон от нескольких сотен гигагерц до нескольких десятков терагерц. Исследования методов генерации этого диапазона в настоящее время проводятся в научно-исследовательских центрах США, странах Евросоюза, Китае, Японии, России. Такой широкий интерес к данной проблеме обуславливается тем, что ее решение открывает, в частности, экспериментаторам пути в новые области научных исследований. Действительно, ТГц-диапазон охватывает область вращательных спектров молекул, области энергий ван-дер-ваальсовых сил межмолекулярного взаимодействия, область биологически важных коллективных мод ДНК и белков. Кроме того, ТГц-излучение открывает возможности для повышения пропускной способности спутниковых систем связи и локации малоразмерных объектов. В ТГц-диапазоне оказывается возможной (в случаях применения метаматериалов) передача изображений с разрешением много меньшим длины волны.

Работа генераторов дифракционного излучения (ГДИ) основана на хорошо известном эффекте Смита-Парселла [4, 5]. Уже первые экспериментальные исследования показали, что эти генераторы могут успешно работать в ТГц-диапазоне. Так, один из таких приборов [6] работал в

диапазоне 280÷353 ГГц при относительно низких ускоряющих напряжениях 1 400÷2 300 В. Максимальный уровень выходной мощности ($P = 60$ мВт) наблюдался на частоте $f = 338$ ГГц при рабочем токе $I_p = 220$ мА и индукции магнитного фокусирующего поля $B = 0,8$ Тл. При этом более успешным (конкурирующим) оказался клинотрон.

В лучших образцах клинотронов на частоте $f = 375$ ГГц максимальный уровень выходной мощности достигал $P = 300÷500$ мВт при рабочих токах $I_p = 150÷200$ мА и индукции магнитного фокусирующего поля $B = 0,8÷1,0$ Тл [7]. Здесь следует заметить, что клинотроны работали при более высоких значениях ускоряющего напряжения 4 000÷4 500 В, т. е. в два раза превосходящих рабочее напряжение ГДИ. Повышенная конкурентоспособность этих генераторов обусловлена клинотронным эффектом, который проявляется в случаях наклонного падения относительно толстого электронного потока на замедляющую систему под некоторым (малым) углом φ_0 относительно этой замедляющей системы [7, 8].

Цель работы – рассмотрение возможности использовать клинотронные эффекты для повышения эффективности взаимодействия электронного потока с высокочастотным (ВЧ) полем в ГДИ.

Эксперимент. Экспериментальное исследование влияния клинотронного эффекта на работу ГДИ было проведено, в частности, в генераторах с дополнительным (отклоняющим) элект-

родом [9]. Схематический чертеж эксперимента приведен на рис. 1.

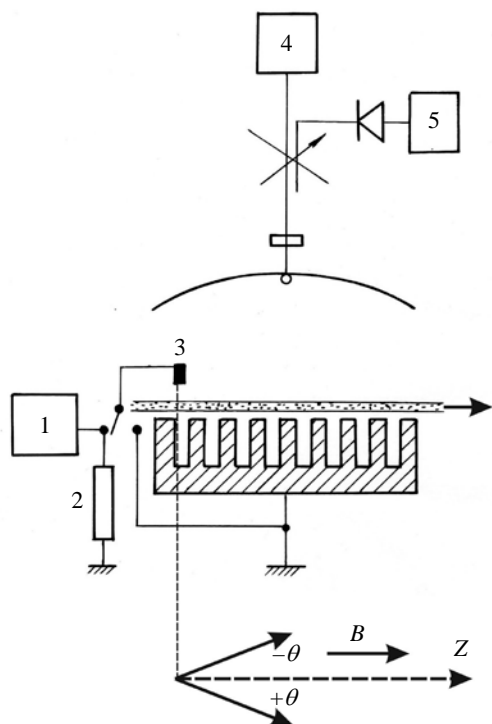
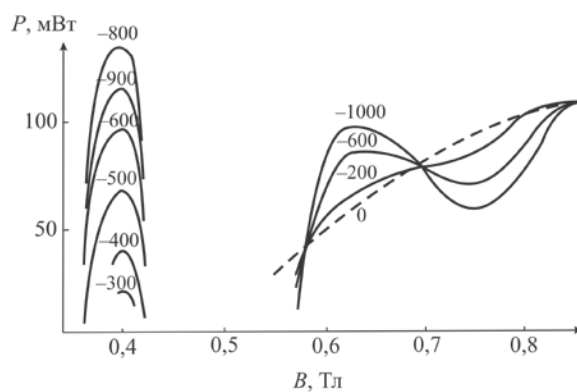


Рис. 1. Схема макета ГДИ с дополнительным электродом: 1 – блок питания электрода; 2 – резистивная нагрузка; 3 – отклоняющий электрод; 4 – измеритель мощности; 5 – осциллограф; схема влета электронов в пространство взаимодействия

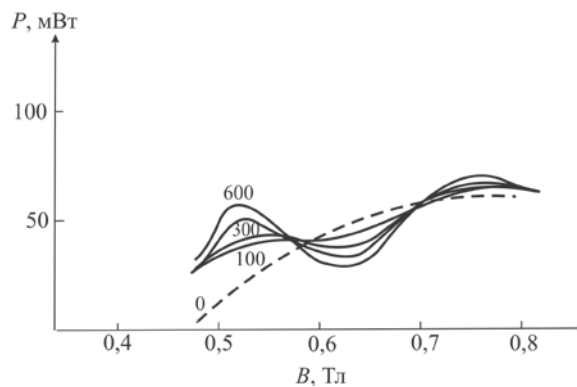
Электронная пушка выставлялась так, чтобы затем при юстировке генератора в магнитном фокусирующем поле можно было достичь полного прохождения электронного потока, разумеется, без срыва генерации. Можно считать, что в таком (пролетном) режиме работы генератора электронный поток с малыми потерями двигался параллельно плоскости дифракционной решетки. Отклоняющий электрод при этом находился под нулевым потенциалом (был заземлен). В этом пролетном режиме снималась зависимость $P = \Phi(B)$ при постоянной величине анодного напряжения $U_a = \text{const}$ и постоянной величине рабочего тока $I_p = \text{const}$. После снятия указанной выше зависимости, без изменения юстировки генератора в магнитной фокусирующей системе, без изменения анодного напряжения и рабочего тока проводились измерения выходной мощности ГДИ в зависимости от величины магнитного фокусирующего поля, но при подаче на отклоняющий электрод постоянного напряжения $P = \Phi(B, U_3)$, где U_3 – напряжение на отклоняющем электроде. Заметим, что при подаче на отклоняющий электрод отрицательного потенциала электроны, влетающие в пространство взаимодействия, неизбежно смещаются на угол $\varphi = (-\theta)$,

соответственно, при подаче положительного потенциала – на угол $\varphi = (+\theta)$ (см. рис. 1). Таким образом, меняется фаза пульсаций электронного потока. В условиях эксперимента отрицательный потенциал на отклоняющем электроде можно было изменять от 0 до -1000 В, в то время как положительный потенциал можно было изменять от 0 до $+600$ В. Ограничение последнего было обусловлено возможностями источника питания.

На рис. 2 приведены результаты измерений. Экспериментальные кривые на рис. 2, а соответствуют случаю подачи на отклоняющий электрод отрицательного потенциала, а на рис. 2, б – положительного потенциала.



а)



б)

Рис. 2. Изменение выходной мощности P в зависимости от индукции магнитного фокусирующего поля B при различных отрицательных (а) и положительных (б) значениях потенциала на дополнительном электроде

На обоих графиках пунктирной линией показаны результаты измерений выходной мощности $P = \Phi(B)$ в пролетном режиме. Хорошо видно характерное насыщение уровня выходной мощности с повышением индукции магнитного фокусирующего поля [4]. Подача на отклоняющий электрод (дискретно) отрицательного потенциала приводит к весьма существенному изменению выходной мощности генератора в диапазоне изменения величины индукции магнитного фоку-

сирующего поля. В частности, в области относительно небольших величин магнитного фокусирующего поля наблюдается реализация дополнительного максимума уровня выходной мощности генератора, причем следование максимумов и минимумов уровня выходной мощности исследуемого генератора приближенно подчиняется известному соотношению [7]

$$\frac{B_n}{B_{n+1}} \cong \frac{n}{n+1}. \quad (1)$$

В нашем случае, при $U_a = 2,1 \text{ кВ} = \text{const}$, $n = 4$, максимумы и минимумы реализуются при $B_1 \cong 0,4 \text{ Тл}$, $B_2 \cong 0,5 \text{ Тл}$, $B_3 \cong 0,62 \text{ Тл}$ и $B_4 \cong 0,775 \text{ Тл}$, что приближенно согласуется с экспериментом рис. 2, а. Однако в нашем случае, в отличие от [7], электронный поток отклоняется в продольном магнитном поле. А это, как известно, приводит к изменению радиуса и длины волны пульсации [10]:

$$R = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{2U_a}{\eta}} \sin \theta; \quad (2)$$

$$\lambda = \frac{2\pi}{B} \sqrt{\frac{2U_a}{\eta}} \cos \theta, \quad (3)$$

где R – радиус пульсаций; λ – длина волны пульсаций; U_a – анодное напряжение; θ – углы отклонения электронов относительно оси Z (см. рис. 1). Следовательно, можно допустить, что в нашем случае клинотронные эффекты обусловлены пульсациями электронного потока. А это означает, что если мы поменяем угол отклонения электронов относительно оси Z $\varphi = (-\theta)$ на противоположный $\varphi = (+\theta)$, то клинотронные эффекты сохранятся. И это действительно так.

На рис. 2, б приведена зависимость $P = f(B, U_s)$, снятая в условиях противоположного (антиклинотронного) отклонения электронного потока. Видно, что несмотря на изменение угла влета θ электронов в пространство взаимодействия на противоположный, клинотронные эффекты сохранились. Причем из графиков следует, что увеличение магнитного фокусирующего поля сопровождается заметным ослаблением клинотронных эффектов. Видно также, что в пределе (при увеличении магнитного фокусирующего поля до бесконечности) уровень выходной мощности генератора совпадает с уровнем выходной мощности генератора, работающего в пролетном режиме. Этот эффект можно пояснить простой моделью, приведенной на рис. 3, где показано два состояния электронного потока, а именно пульсирующее с некоторым раскрывом δ_2 и невозмущенное, которому соответствует раскрыв δ_1 . Очевидно, что при увеличении магнитного фокусирующего поля $\delta_2 \rightarrow \delta_1$. А это

означает, что с увеличением индукции магнитного фокусирующего поля все меньше и меньше электронов будет удовлетворять условиям реализации клинотронных эффектов. В пределе, т. е. при $\delta_2 \cong \delta_1$, рабочим режимом генератора окажется пролетный режим.

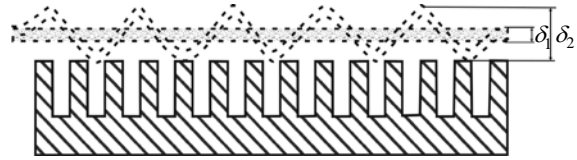


Рис. 3. Волнообразный электронный поток, создаваемый отклоняющим электродом, и его изменение при увеличении магнитного фокусирующего поля

Как следует, в частности, из выше рассмотренных графиков рис. 2, клинотронные эффекты могут сопровождаться весьма существенным повышением интенсивности взаимодействия электронного потока с ВЧ-полем. Из этих же графиков и, соответственно, рис. 3, также следует, что для сохранения в генераторе клинотронных эффектов необходимо, чтобы электронный поток пролетал как можно ближе к плоскости решетки, вернее, электронный поток должен скользить по плоскости дифракционной решетки. Проще всего такой режим скольжения можно реализовать путем ввода электронного потока в пространство взаимодействия посредством рассредоточивающих скосов.

Схематический чертеж генератора, в котором электронный поток вводится в пространство взаимодействия посредством рассредоточивающих скосов, приведен на рис. 4.

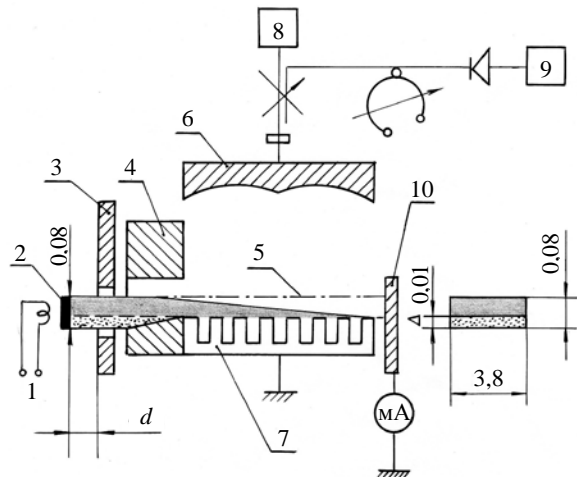


Рис. 4. Схема макета ГДИ с рассредоточивающим скосом: 1 – катодный подогреватель; 2 – катод; 3 – анодная планка; 4 – фальш-анод с рассредоточивающими скосами; 5 – положение электронного потока в пролетном режиме; 6 – верхнее зеркало открытого резонатора ГДИ; 7 – нижнее зеркало ГДИ с дифракционной решеткой; 8 – измеритель мощности; 9 – осциллограф; 10 – коллектор

Здесь рассредоточивающий скос выполнен в фальш-аноде. Высота рассредоточивающего скоса при толщине фальш-анода равной 4 мм была равна $\Delta = 0,015$ мм, а толщина электронного потока $d = 0,08$ мм. Период дифракционной решетки был равен $l = 0,2$ мм. Величина индукции магнитного фокусирующего поля соответствовала первому максимуму, наблюдаемому на рис. 2, а, т. е. была равной $B \leq 0,4$ Тл. Генератор работал в низковольтном режиме при $U_a = 1 \div 2$ кВ. В процессе эксперимента изменялось положение нижнего края пучка (катода) в пределах высоты Δ рассредоточивающего скоса. Можно сказать, что при этом режим работы генератора разделился на два, а именно на режим среза пучка и режим скольжения. В режиме среза электронный поток (разумеется, в режиме генерации) не достигал

коллектора, а полностью за счет пульсаций (что наблюдалось визуально) оседал на дифракционной решетке.

Принимая во внимание вышерассмотренные эксперименты (см. рис. 2), можно сказать, что режимы среза представляют собой клинотронный режим, обусловленный пульсациями электронного потока, которые являются практически неустраняемыми. Области существования таких режимов приведены на рис. 5, а, б. Минимальный пусковой ток, которого удалось достичь в этом режиме и в этом эксперименте, был равен $I_n \cong 26$ мА. В скользящем режиме удалось достичь коэффициентом токопрохождения, равного 0,5. Область существования этого режима приведена на рис. 5, в. Минимальный пусковой ток, достигнутый в этом режиме, оказался равным $I_n \cong 17$ мА.

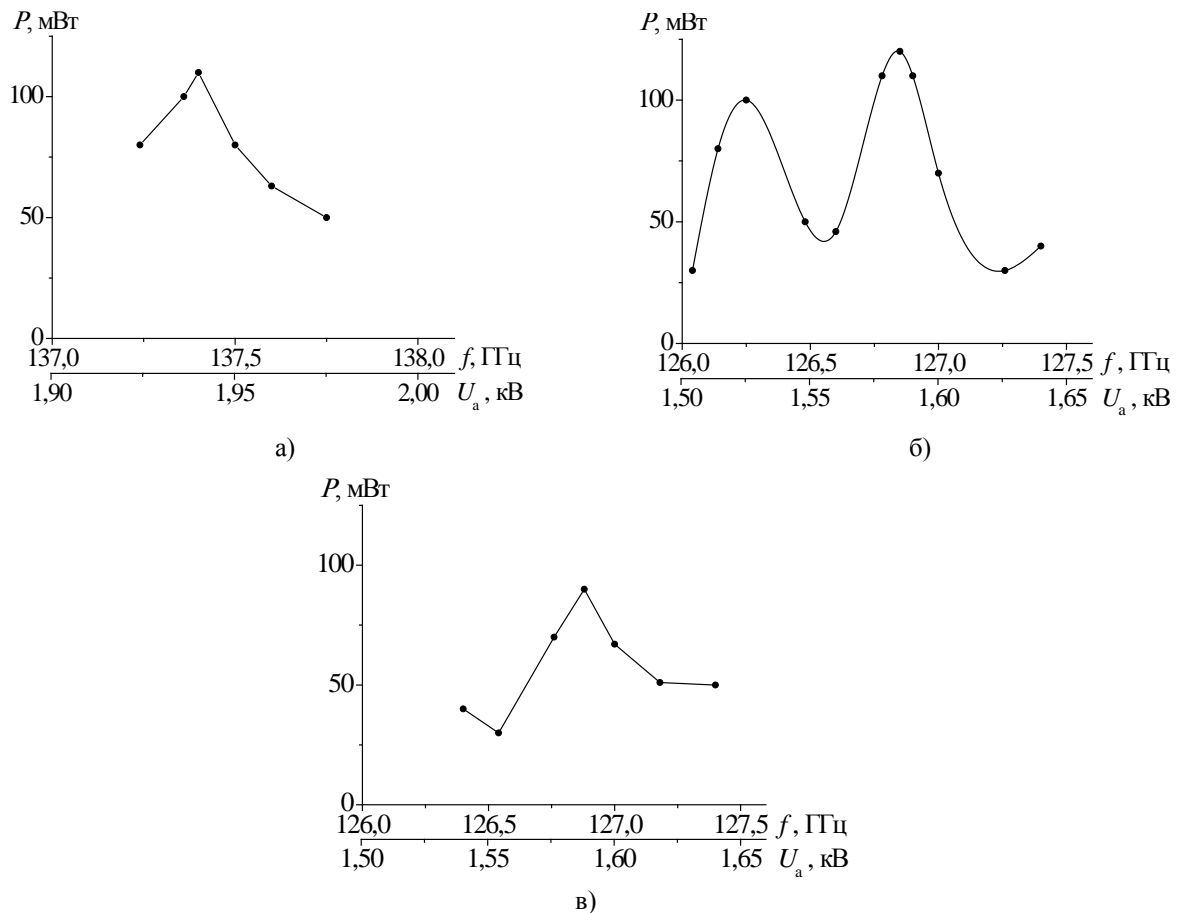


Рис. 5. Изменение выходной мощности по диапазону комбинированной перестройки частоты от ускоряющего напряжения U_a при работе ГДИ в клинотронном режиме (а, б) и в пролетно-клинотронном режиме (в)

Снижение пусковых токов ГДИ в таком «скользящем» режиме, вероятнее всего, обусловлено сопутствующими клинотронными эффектами пульсирующего электронного потока, движущегося касательно плоскости дифракционной решетки.

Выводы. Проведенный анализ опытных данных показал, что, в ГДИ практически всегда существуют сопутствующие клинотронные эффекты, которые могут оказывать весьма существенное влияние на уровень выходной мощности генератора. В связи с тем, что сопутствующие

клинотронные эффекты обусловлены пульсациями электронного потока, они всегда будут оказывать негативное (позитивное) влияние на интенсивность взаимодействия этого потока с ВЧ-полем. Оптимизировать это воздействие для повышения допустимого КПД проще всего, в частности, путем применения отклоняющих электродов или путем ввода электронного потока в пространство взаимодействия посредством рассредоточивающих скосов. Учет этих особенностей работы ГДИ представляет интерес для освоения электронными приборами этого класса ТГц-диапазона.

Библиографический список

1. Братман В. Л. Быстро движущиеся излучатели и их использование в высокочастотной электронике / В. Л. Братман // Успехи физ. наук. – 2007. – 177, № 3. – С. 317–323.
2. Гарнов С. В. Лазерные методы генерации мегавольтных терагерцевых импульсов / С. В. Гарнов, И. А. Щербаков // Успехи физ. наук. – 2011. – 181, № 1. – С. 97–102.
3. Кулипанов Г. Н. Изобретение В. Л. Гинзбургом ондуляторов и их роль в современных источниках синхротронного излучения и лазерах на свободных электронах / Г. Н. Кулипанов // Успехи физ. наук. – 2007. – 177, № 4. – С. 384–393.
4. Шестопалов В. П. Дифракционная электроника / В. П. Шестопалов. – Х.: Изд-во Харьков. ун-та, 1976. – 231 с.
5. Bakhtyari A. Horn resonator boosts miniature free-electron laser power / A. Bakhtyari, J. H. Brownell // Appl. Phys. Lett. – 2003. – 82, N 19. – P. 3150–3152.
6. Низковольтный субмиллиметровый генератор дифракционного излучения / В. Г. Курин, И. Д. Ревин, Б. К. Скрынник, В. П. Шестопалов // Докл. АН УССР. Сер. А. – 1976. – № 8. – С. 815–819.
7. Клинотрон / Г. Я. Левин, А. И. Бородкин, А. Я. Кириченко и др.; под ред. А. Я. Усикова. – К.: Наук. думка, 1992. – 200 с.
8. Пишко О. Ф. Моделирование пространства взаимодействия в клинотронах миллиметровых и субмиллиметровых волн / О. Ф. Пишко, С. А. Чурилова // Успехи современной радиоэлектрон. – 2004. – № 1. – С. 10–19.
9. Курин В. Г. Об одном способе управления амплитудой выходного сигнала генератора дифракционного излучения / В. Г. Курин, Б. К. Скрынник, В. П. Шестопалов // Всесоюз. симп. по миллиметровым и субмиллиметровым волнам: Тез. докл. – Х., 1972. – 1. – С. 44–45.
10. Білий М. У. Атомна фізика / М. У. Білий. – К.: Вища школа, 1973. – 396 с.

Рукопись поступила 01.03.2013 г.

M. Yu. Demchenko, V. G. Kurin, Ye. B. Senkevich

EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF CLYNOTRON EFFECT IN THE DIFFRACTION RADIATION OSCILLATOR

Nowadays there is no viable alternative for vacuum sources of continuous radiation in the THz range either of semiconductor lasers due to their low power (10^{-6} W), or among the

lasers, which operate only at discrete frequencies. Among the existing vacuum sources of O-type the diffraction radiation oscillators (DRO) stand out for high frequency stability, narrow spectrum of the output signal, low noise and a wide range of electromechanical tuning and a relatively high level of output power. However, under the advancement in the THz range it is a problem of increasing of the DRO efficiency, which is connected with the need to ensure a high intensity of the high frequency (HF) field in the region of electron - wave interaction. The use of clynotron effect is one of the ways to solve the problem. The using of clynotron effects to enhance the interaction efficiency of the electron beam with a HF field in the DRO is discussed in this paper. Experimental study of the clynotron effect carried out in the DRO with additional (deflection) electrode, as well as in DRO, when the electron beam is entered into the interaction space through disperses bevels. It is shown that clynotron effects, the existence of which is due to non-removable fluctuations of the electron beam, accompany the interaction of the electron beam with the HF field. Increasing the ratio of the electron beam using cannot only reduce the starting current of the DRO, but also give higher generation power at low values of the magnetic focusing field.

Key words: Smith-Purcell radiation, diffraction radiation oscillators, clynotron, accompanying clynotron effects, deflection electrode, dispersed bevels.

М. Ю. Демченко, В. Г. Курин, О. Б. Сенкевич

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ КЛІНОТРОННИХ ЕФЕКТІВ У ГЕНЕРАТОРІ ДИФРАКЦІЙНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

У терагерцовому діапазоні для вакуумних джерел безперервного випромінювання немає гідної альтернативи ні серед напівпровідникових генераторів через їх малу потужність (6^{-10} Вт), ні серед лазерів, які працюють тільки на дискретних частотах. Серед існуючих вакуумних джерел О-типу генератори дифракційного випромінювання (ГДВ) виділяються високою стабільністю частоти, вузьким спектром вихідного сигналу, низьким рівнем шумів, широким діапазоном електромеханічного перестроювання і порівняно великим рівнем вихідної потужності. Однак при просуванні в ТГц-діапазон виникає проблема підвищення ККД генератора, що пов'язано з необхідністю забезпечити високі напруженості високочастотного (ВЧ) поля в області електронно-хвильової взаємодії. Одним із способів вирішення проблеми є застосування клинотронного ефекту. У роботі розглянуто можливості використовувати клинотронні ефекти для підвищення ефективності взаємодії електронного потоку з ВЧ-полем у ГДВ. Експериментальне дослідження впливу клинотронного ефекту на роботу ГДВ проведено в генераторах з додатковим (відхиляючим) електродом, а також у ГДВ, коли електронний потік вводиться в простір взаємодії за допомогою скосів, що розосереджують. Показано, що процес взаємодії електронного потоку з ВЧ-полем супроводжується супутніми цьому процесу клинотронними ефектами, існування яких обумовлено неусувними пульсациями електронного потоку. Підвищення коефіцієнта використання електронного потоку дозволяє не тільки зменшити пускові струми генератора, а й отримати більш високу потужність генерації при низьких величинах індукції магнітного фокусуєного поля.

Ключові слова: випромінювання Сміта-Парселла, генератори дифракційного випромінювання, клинотрони, супутні клинотронні ефекти, електрод, що відхиляється.