

УСЛОВИЯ САМОВОЗБУЖДЕНИЯ И УСТОЙЧИВОСТИ ГЕНЕРАЦИИ В РЕЛЯТИВИСТСКОМ ДИФРАКЦИОННОМ ГЕНЕРАТОРЕ

А. И. Слепков, О.В. Галлямова

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова
Olga1glm@googlemail.com

Relativistic diffractive generators (RDG) are promising sources for generation of long-pulsed high power coherent microwave radiation in the centimetre and millimetre wavelengths range. The numerical studies of self-consistent problem of multiwave interaction between tubular electron beam and fields of super-dimensional axisymmetric periodical slow-wave structures (SWS) of corrugated waveguide in the frequency range of 2π -type oscillations are carried out in present work. Starting conditions of generation in relativistic diffractive generator and features of an establishment of steady generation for various values of beam currents are investigated numerically by means of matrix multiwave method.

Введение. Во множестве различных областей науки и техники возникает потребность в использовании мощных источников когерентного электромагнитного излучения в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн. В качестве примера можно упомянуть системы дальней связи, исследование свойств материалов, нетепловое воздействие на биологические объекты, проблемы СВЧ-энергетики. Во многих случаях перспективным оказывается переход к СВЧ источникам, использующим релятивистские ускоряющие напряжения и сильноточные электронные потоки, создаваемые катодами с взрывной эмиссией. Значительные успехи в этом направлении были достигнуты при использовании взаимодействия сильноточного трубчатого электронного потока с полями осесимметричных периодических волноводов. Возникающие при генерации столь мощного микроволнового излучения специфические ограничения, связанные с повышением напряженности электрического поля вблизи металлической поверхности электродинамической структуры и увеличением вероятности высокочастотных пробоев, могут быть устранены благодаря использованию многоволновых механизмов взаимодействия и переходу к сверхразмерным периодическим волноводам, параметры которых удовлетворяют соотношению $D/\lambda \sim 6 \div 13$, где D - диаметр волновода, λ - длина волны генерации. Наиболее удачными оказались генераторы, основанные на черенковском или дифракционном излучении электронных потоков, пролетающих вблизи периодической поверхности. В частности, в релятивистском дифракционном генераторе (РДГ) в сантиметровом диапазоне длин волн получена мощность излучения около 3.5 ГВт [1]. Важное достоинство дифракционного генератора по сравнению с черенковским состояло в том, что длительность импульса излучения $\tau_{ген}$ практически совпадала с длительностью импульса тока $\tau_{имп}$, в то время как в черенковском наблюдался срыв генерации и $\tau_{ген} \sim 0.1 \tau_{имп}$ [2]. Представляемая работа посвящена численному исследованию самосогласованного

взаимодействия релятивистского электронного потока и поля в двухсекционных осесимметричных периодических системах, типичных для РДГ. Рабочий диапазон этих устройств лежит в области частот 2π -вида колебаний низшей аксиально-симметричной моды периодического волновода. Особое внимание уделяется изучению влияния различных механизмов взаимодействия на стартовые условия и устойчивость генерации в РДГ.

Постановка задачи и метод исследования. Условия самовозбуждения релятивистского генератора дифракционного излучения рассматриваются в резонансных режимах дифракционного излучения трубчатого релятивистского электронного потока, пролетающего вблизи периодической поверхности цилиндрического волновода. Параметры структуры подбирались близкими к параметрам генератора, экспериментально реализованного в работе [2]. В этом варианте РДГ предположительно устанавливались добротные колебания на частоте, близкой к критической одной из аксиально-симметричных мод цилиндрического волновода. В данной работе представлены результаты численных экспериментов по моделированию взаимодействия потока и поля с целью исследования нестационарных процессов взаимодействия потока и поля, изучения структуры полей и выявления наиболее эффективных режимов генерации в дифракционном генераторе в области частот 2π -вида колебаний при одновременной возбуждении одной из аксиально-симметричных мод на критической частоте.

Электродинамическая система дифракционного генератора имеет вид одного или нескольких соединенных гладкой трубой дрейфа отрезков периодического круглого сверхразмерного волновода с неоднородностями в форме полуступок на пьедестале. При построении математической модели использовался теоретический метод, описанный в [3]. В его основе лежит представление произвольного нерегулярного цилиндрического волновода в виде последовательности участков гладких волноводов. В пределах каждого участка фиксированного радиуса вихревое электрическое и магнитное поля разлагались по полной для решения уравнений Максвелла системе функций - прямым и обратным волнам гладкого волновода. Использование аксиальной симметрии системы позволило рассматривать только аксиально-симметричные моды E_{0n} - типа. Для произвольного участка с номером s разложение имеет вид

$$\begin{aligned} \vec{E}_{e,s} &= \sum_{n=1}^N [C_{n,s}^+(z,t)\vec{E}_{n,s}^+ + C_{n,s}^-(z,t)\vec{E}_{n,s}^-] \\ \vec{H}_s &= \sum_{n=1}^N [C_{n,s}^+(z,t)\vec{H}_{n,s}^+ + C_{n,s}^-(z,t)\vec{H}_{n,s}^-] \end{aligned} \quad (1)$$

где $C_{n,s}^{\pm}(z,t)$ - комплексные коэффициенты разложения, а $\vec{E}_{n,s}^{\pm}(r,z,t)$, $\vec{H}_{n,s}^{\pm}(r,z,t)$ - векторы электрического и магнитного полей для моды E_{0n} - типа, N - число мод разложения. Для каждого выделенного участка записывались уравнения возбуждения вихревого электрического и магнитного полей. Сшивание полей между соседними участками проводилось с учетом непрерывности вектора Умова-Пойнтинга. Процессы в электронном пучке

описывались с помощью модели крупных частиц, представляющих собой бесконечно тонкие кольца с зарядом $q = \frac{2\pi J}{\omega M_k}$ и массой $m = m_0 \frac{q}{e}$, где m_0 , e - масса и заряд электрона, J - ток пучка, ω - опорная частота, M_k - число частиц на длину волны. После подстановки в уравнения возбуждения разложений по прямым и обратным волнам с использованием приближения слабой нестационарности процессов, предполагающем малое изменение амплитуды поля за период $T=2\pi/\omega$, уравнения возбуждения были сведены к системе линейных дифференциальных уравнений, которая записывалась в матричном виде. Далее система дополнялась граничными условиями на входе и выходе структуры и решалась на каждом временном шаге численно с помощью прямой и обратной матричной прогонки. Метод позволяет рассматривать процессы установления колебаний в изучаемых системах, определять модовый состав, эффективность взаимодействия и спектр излучения

Основные результаты и обсуждение. Для выбранной на основе экспериментальных данных [2] геометрии системы в области частот 2π -вида открытыми являются значительное число мод гладкого волновода, что объясняет наличие нескольких выделенных максимумов на полученной методом «электронного зонда» [4] резонансно-частотной характеристике системы [5]. В непосредственной близости к 2π виду дифракционное излучение, как было показано нами ранее [5], характеризуется важной ролью продольных резонансов поверхностных компонент волн структуры, обусловленных ее конечной длиной.

Помимо резонанса в непосредственной близости к 2π виду ниже по частотной шкале на зависимостях присутствуют также резонансные пики, соответствующие частоте открытия моды E_{0n} структуры эквивалентного гладкого волновода:

$$k_{zn} = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \left(\frac{\mu_{0n}}{R_g}\right)^2}$$

где R_g - средний радиус периодического волновода, μ_{0n} - n -й корень уравнения $J_0(x) = 0$, $J_0(x)$ - функция Бесселя. Наличие такого резонансного взаимодействия потока и поля является типичным для РДГ на цилиндрическом волноводе и соответствует взаимодействию потока с пространственными гармониками «-1» и «+1» моды E_{0n} . В настоящей работе проведено сравнение

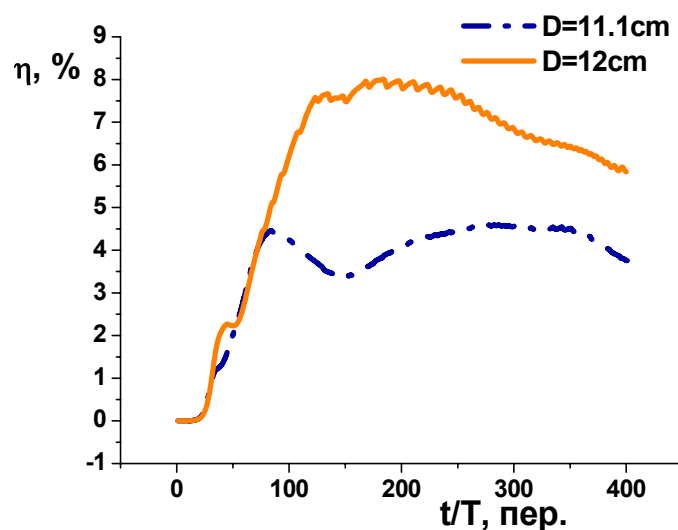


Рис. 1. Сравнение временных зависимостей мощности прямого излучения при двух различных значениях диаметра структуры

стартовых условий генерации и ширины рабочего диапазона по величине токов пучка для двух случаев: когда частота открытия одной из объемных мод (для выбранных параметров структуры речь идет о моде E_{08}) практически совпадает с частотой 2π -вида (в рассматриваемом диапазоне соотношений $D/\lambda \sim 8$ такому условию удовлетворяла структура с $D=11.1$ см), и при значительной отстройке частоты 2π -вида основной моды от критических частот открытия других мод (в этом случае была выбрана структура с $D=12$ см). Рис. 1, в частности, иллюстрирует возрастание вдвое эффективности взаимодействия при совмещении двух приведенных выше механизмов.

Характеристики самосогласованного взаимодействия потока и поля изучались для различных значений токов пучка, лежащих в интервале $J=2 \div 20$ кА. Из приведенных на рис. 2а графиков временных зависимостей эффективности прямого излучения при четырех значениях тока пучка в двухсекционной структуре при $D=11.1$ см (случай наложения двух механизмов) кривая при 4кА соответствует небольшому превышению тока над стартовым, 6 и 8кА сняты в области стабильной устойчивой генерации, 11кА - граничит с областью неустойчивости.

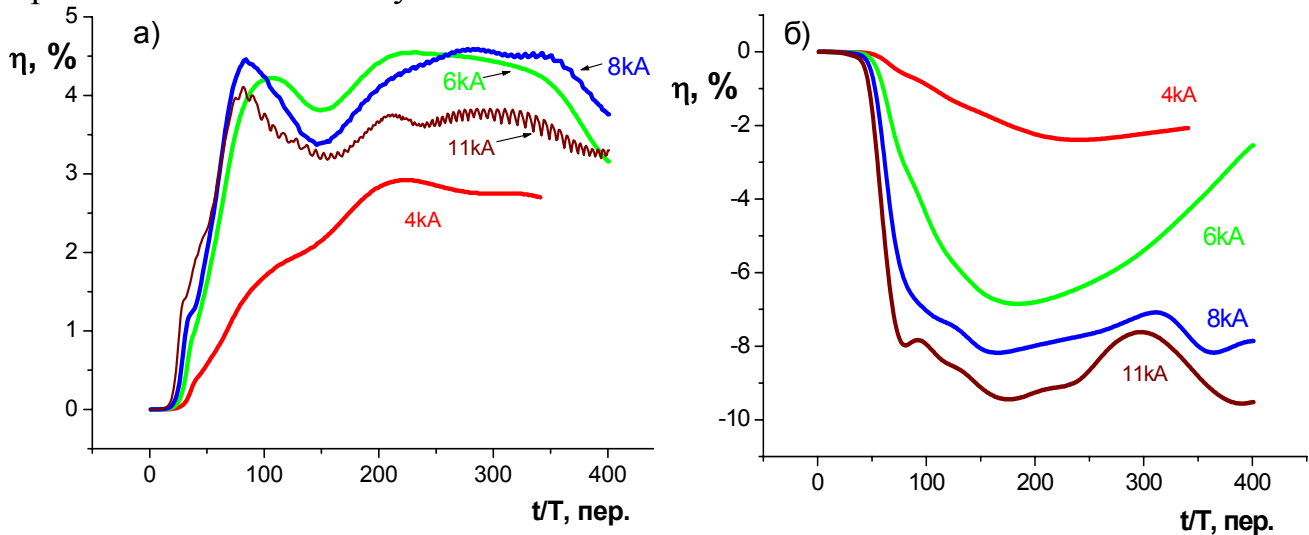


Рис. 2. Процессы развития и установления генерации в системе, отстроенной от критических частот высших аксиально-симметричных мод по временным зависимостям а) прямого; б) обратного излучения.

Вне зависимости от диаметра структуры на каждой из полученных зависимостей мощности излучения от нормированного времени $\frac{t}{T}$ в рассмотренном интервале токов пучка выделяются несколько реперных точек, связанных с временем пролета электронами отдельной секции или всей системы. В частности, появление локального максимума или перегиба на графиках зависимостей $P\left(\frac{t}{T}\right)$ при $\frac{t_1}{T} \approx 40$ соответствует времени замыкания

цепи обратной связи во второй секции. Как свидетельствует продольное распределение полей в системе, до этого характерного момента времени заметное возбуждение структуры проявляется только во второй секции и практически не регистрируется (см. рис. 2б) ветвь обратного излучения. Следующий за этим локальным максимумом спад (тем более глубокий, чем больше величина тока пучка) можно объяснить тем, что к этому моменту не достигнуты условия сфазированной работы первой и второй секций. Существенное влияние отражений с возбуждением обратной волны в обеих секциях начинает проявляться при $\frac{t}{T} \geq 40$. Максимум эффективности

достигается при $\frac{t_2}{T} \approx 100$ периодов, соответствующем троекратному времени пролета электронами длины системы. При больших значениях тока пучка ($J > 20 \text{ kA}$) достигаются границы применимости численного метода, поведение системы невозможно аппроксимировать гладкой асимптотической функцией. Рабочий диапазон токов пучка РДГ, при котором генерация оставалась одночастотной, также расширялся при совмещении механизмов дифракционного излучения на критической частоте собственной объемной моды и на частоте 2π -вида основной моды периодической структуры.

1. С.П. Бугаев, В.И. Канавец, В.И. Кошелев, В.А. Черепенин «Релятивистские многоволновые СВЧ генераторы.» Новосибирск: Наука. 1991. 293 с.

2. С.П. Бугаев, А.Н. Власов, В.И. Канавец, А.Д. Копенкин, В.И. Кошелев, В.Н. Корниенко, В.А. Попов, В.А. Черепенин «Релятивистские дифракционные генераторы.» //В сб.: Релятивистская дифракционная электроника. Вып. 6. Горький: Изд. ИПФ АН СССР. 1990. с.185-205.

3. А.И. Слепков//Известия АН. Сер. Физ., т. 67, №12, 2003 г. С.1678.

4. В.И. Канавец, А.И. Слепков, А.В. Федоров //Вестник МГУ, сер.3 Физика, астрономия, 1990, т.31, №4, с.30-33.

5. А.И. Слепков, О.В. Галлямова //Вестник МГУ, сер.3. Физика, астрономия, 2009, №4, с.30-34.