

## Нелинейная многомерная теория релятивистского генератора дифракционного излучения

Е. Н. Одаренко, А. А. Шматко

Получена многомерная самосогласованная система нелинейных нестационарных уравнений релятивистского резонансного генератора О-типа, позволяющая исследовать электронно-волновое взаимодействие и находить выходные характеристики генератора при произвольной пространственной конфигурации фокусирующего магнитного поля и произвольном распределении амплитуды высокочастотного поля колебательной системы. Исследованы эксплуатационные характеристики релятивистского генератора дифракционного излучения на начальной стадии генерации и в установившемся режиме: пусковые токи, электронный КПД, электронное смещение частоты. Рассмотрено влияние величины магнитного фокусирующего поля, локальной магнитной неоднородности и релятивистского масс-фактора на эти характеристики. Проведен анализ нелинейных режимов установившихся колебаний для случая слабых и сильных магнитных фокусирующих полей.

The multidimensional nonlinear non-stationary equations self-consistent set of the O-type relativistic resonance generator is obtained. The equations set allows to investigate the beam-wave interaction and to obtain output characteristics of the generator at the arbitrary focusing magnetic field space configuration and arbitrary amplitude distribution of the high-frequency oscillatory system field. The operating characteristics of the diffraction radiation relativistic generator at an initial stage of generation and in steady-state mode such as starting current, efficiency, frequency pushing are researched. The effect of the magnetic focusing field, local magnetic discontinuity and relativistic mass-factor on these characteristics has been considered. The analysis of nonlinear modes of the steady-state oscillations for a case of weak and strong magnetic focusing fields is carried out.

### Введение

Разработка источников мощного когерентного излучения в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн является одной из основных задач физической электроники. Улучшение эксплуатационных параметров (КПД, выходная мощность, пусковые токи, частотные характеристики) существующих электронных приборов СВЧ, обнаружение и изучение новых механизмов и режимов взаимодействия электронных приборов с электромагнитными полями являются главными целями при решении этой проблемы.

К числу перспективных приборов указанного диапазона относятся резонансные генераторы типа «оротрон-ГДИ», обладающие высококачественным когерентным излучением средней мощности [1, 2]. Высокая стабильность, низкий уровень шумов и спектральная чистота делают такой источник ценным прибором для радиолокации и спектроскопии. Как показывает теория этих приборов [3–6], для повышения уровня выходной мощности и КПД необходимо увеличивать мощность электронного пучка за счет увеличения рабочего тока или ускоряющего напряжения. Увеличение тока электронного пучка возможно посредством улучшения эмиссионных свойств пушки и повышения переноса пучка или использования многолучевых систем. Применение таких методов в резонансных приборах О-типа в миллиметровом и субмилли-

метровом диапазонах длин волн связано с трудностями как технологического, так и принципиального характера. Другим направлением повышения мощности пучка является увеличение ускоряющего напряжения вплоть до значений, при которых скорость движущихся электронов становится релятивистской [7]. Использование релятивистских электронных потоков (РЭП) в электровакуумных СВЧ-приборах является одним из эффективных способов повышения их выходной мощности и КПД. Релятивистское изменение массы электрона может быть существенно как фактор, влияющий на эффективность взаимодействия электронов с продольными и поперечными компонентами ВЧ-поля электродинамической системы даже для слабoreлятивистских потоков. С одной стороны, увеличение скорости электронов позволяет повысить мощность высокочастотных колебаний, а с другой, – облегчить их возбуждение, поскольку шаг периодической структуры, формирующей замедленную пространственную гармонику поля, при релятивистских скоростях заметно увеличивается, что упрощает их реализацию на практике.

На практике задача повышения выходной мощности приборов успешно решается в схемах, основанных на использовании излучения пространственно развитых потоков и электродинамических структур в релятивистских источниках СВЧ-излучения [7–10]. Такие приборы выгодно отлича-

ются тем, что позволяют увеличить ток РЭП, получить оптимальные параметры пространственного заряда и снизить до требуемого уровня напряженность высокочастотного поля на поверхности структуры. Повышение напряжения с целью увеличения выходной мощности приборов практикуется только тогда, когда дальнейшие резервы пространственного развития оказываются исчерпанными. Так, увеличение поперечных размеров электродинамических систем в гиротронах и многомодовых ГДИ имеют предел, связанный с трудностью селекции мод. Эта причина обуславливает увеличение ускоряющего напряжения для достижения более высоких уровней выходной мощности. В частности, разработаны релятивистские варианты гиротронов [11] и релятивистские генераторы дифракционного излучения и оротроны [12–14].

Успехи в создании сильноточных электронных ускорителей (СЭУ) обеспечили возможность значительного повышения рабочих токов и ускоряющих напряжений в приборах высокочастотной электроники, что открывает обширную область исследований качественных особенностей релятивистских приборов, которые возникают в результате количественных отличий пучков СЭУ от пучков, применяемых в нерелятивистских приборах. Так, при достаточном увеличении тока в релятивистских МЦР резонансные свойства электронной активной среды приводят к фазовой самофокусировке электронных осцилляторов, каналированию поля в потоке и направленному излучению электронных сгустков [15, 16].

Экспериментальные исследования [13, 14] подтвердили перспективность применения приборов на основе эффекта дифракционного излучения в релятивистской и ультрарелятивистской областях энергий при переходе к пространственно развитым электродинамическим структурам. С помощью таких приборов возможно получение сверхбольших мощностей выходного излучения. Однако непосредственное перенесение методов нерелятивистской дифракционной электроники на эту область энергий электронов затруднительно, т.к. периоды замедляющих систем, требующиеся для синхронизма электронов с электромагнитной волной, заметно возрастают и становятся соизмеримыми с длиной волны. При этом существенно повышается рассеяние полей на неоднородностях, увеличивается протяженность областей взаимодействия (пропорционально квадрату релятивистского фактора), изменяется вид конструкции от-

крытых электродинамических систем, а их рассмотрение в одномодовом приближении оказывается проблематичным. В этом случае для исследований больше подходит многоволновая модель [7].

Для экспериментального подтверждения результатов исследования теоретической модели и обеспечения возможности успешного применения их на практике необходимо создание условий, гарантирующих как можно более близкое соответствие модели реальному объекту. Теоретические исследования релятивистских резонансных приборов О-типа проводились до сих пор в рамках одномерного приближения [6]. Выбор одномерной модели значительно упрощает исследование основных процессов электронно-волнового взаимодействия. Такой подход позволяет получить ряд результатов, которые находятся в хорошем соответствии с экспериментальными данными, если в эксперименте созданы условия, близкие к теоретическим. В случае исследования приборов О-типа это означает, что для фокусировки электронного пучка применяется однородное статическое магнитное поле достаточно большой величины, при котором движение электронов можно считать одномерным. Кроме того, при этом условии исключение из рассмотрения взаимодействия с поперечными компонентами высокочастотного электромагнитного поля на результатах анализа сказывается слабо.

Реальная структура электронного потока, применяемого для возбуждения периодических систем миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов значительно сложнее. Формирование пространственно-временной структуры потока происходит под действием ряда факторов, которые не могут быть учтены в одномерном приближении. Например, линзовый эффект и поле пространственного заряда приводят к возникновению поперечных статических пульсаций электронов в пучке, оседанию электронов на замедляющую систему и другим явлениям. В связи с тем, что поле электродинамической системы с периодической структурой сосредоточено на расстояниях порядка рабочей длины волны от ее поверхности, учет таких пульсаций актуален тем более чем больше характерные размеры поперечных смещений электронов по сравнению с длиной волны. Таким образом, при переходе в коротковолновые диапазоны требования, налагаемые на фокусировку пучка, все более ужесточаются.

Обычно при исследовании нерелятивистских приборов О-типа пренебрегают взаимодействием

электронов с поперечными компонентами поля. Применение для генерации или усиления электромагнитного излучения релятивистских электронных потоков, не идеально сфокусированных статическим магнитным полем, может сопровождаться интенсивным поперечным электронно-волновым взаимодействием. Взаимодействие с поперечными компонентами ВЧ-поля в общем случае вызывает динамические отклонения траекторий электронов и, кроме того, само по себе может являться источником электромагнитного излучения [16]. В связи с этим представляется актуальным исследование степени влияния данных факторов при переходе к релятивистским скоростям электронов. Оценить влияние указанных факторов на общую картину электронно-волнового взаимодействия позволяет многомерная теория.

Важным преимуществом многомерной модели является возможность исследования влияния неоднородности фокусирующего магнитного поля, которая может существенным образом влиять на эффективность энергообмена [17–19]. Определенные конфигурации пространственного распределения магнитостатического поля могут приводить к улучшению условий фазировки или фокусировки потока электронов и, как следствие, улучшению энергообмена между пучком электронов и полем колебательной системы прибора.

Существенной особенностью абсолютного большинства мощных приборов релятивистской высокочастотной электроники является импульсный характер их работы, что связано как с использованием в качестве инжекторов электронов ускорителей различных типов, так и с применением в электронных пушках взрывозамесных катодов. Теоретическое исследование переходных процессов при возникновении колебаний и механизмов взаимодействия релятивистского электронного пучка с электромагнитными полями большой амплитуды возможно посредством нестационарной теории.

В данной работе получена многомерная самосогласованная система нелинейных нестационарных уравнений релятивистского резонансного генератора О-типа. Данная система пригодна для исследования процессов электронно-волнового взаимодействия и получения выходных характеристик генератора при произвольной пространственной конфигурации фокусирующего статического магнитного поля и произвольном распределении амплитуды высокочастотного поля колебательной системы вдоль движения электронов пучка.

Исследованы пусковые условия возбуждения колебаний релятивистского резонансного автогенератора при различных наборах значений исходных параметров. В частности, рассмотрено влияние величины фокусирующего магнитного поля и релятивистского масс-фактора на инкремент нарастания колебаний, пусковой ток и электронное смещение частоты. Движения электронов в пространстве взаимодействия под действием статических полей проводилось на основании траекторного анализа, а не усреднения по периоду пульсаций. Такой подход является более достоверным в особенности при слабом магнитном поле, когда циклотронный угол пролета  $\Phi_c$  составляет единицы процента и усреднение не может давать удовлетворительный результат. Проведен анализ нелинейных режимов установившихся колебаний для случая слабых и сильных магнитных фокусирующих полей, выяснены особенности влияния пространственной локальной магнитной неоднородности на эксплуатационные характеристики генератора дифракционного излучения.

### Постановка задачи

В данной работе построена многомерная модель резонансного релятивистского генератора О-типа (генератор дифракционного излучения, оротрон, ладерстрон, резонансная ЛОВ, клинотрон [20] и др.) с пространственно-неоднородным магнитостатическим фокусирующим полем. Многомерность исходной теоретической модели предопределяет необходимость рассмотрения соответствующего высокочастотного электрического поля с продольной и поперечной относительно направления движения электронов компонентами. Кроме того, учет поперечных смещений траекторий электронов обуславливает возможность анализа процесса токооседания на замедляющую систему, что в релятивистском случае представляет, как известно, серьезную технологическую проблему за счет большой мощности пучков. Таким образом, решение многомерной задачи электронно-волнового взаимодействия в релятивистских приборах позволяет исследовать более широкий круг физических явлений по сравнению с одномерной моделью, рассмотренной ранее в [6].

Теоретическая модель такого СВЧ-электронного прибора может быть сведена к трехмерной задаче электроники. В рамках трехмерной модели оказывается возможным исследование процессов, связанных со статическим и динамическим попе-

речным движением электронов, что особенно важно при неидеальных условиях фокусировки или при наличии пространственной распределенной неоднородности фокусирующего магнитного поля. Эти факторы могут приводить к токооседанию на замедляющую систему, увеличению роли взаимодействия с поперечными составляющими ВЧ-поля системы и изменению характера нелинейных процессов в режиме больших сигналов. В качестве объекта исследования выберем релятивистский резонансный генератор с длительным взаимодействием О-типа.

Рассмотрим следующую модель релятивистского резонансного генератора (рис. 1). Ленточный электронный поток конечной толщины  $\Delta$  пропускается через резонатор (открытый или объемный) вблизи поверхности периодической замедляющей системы. Фокусировка пучка осуществляется продольным магнитостатическим полем, вектор индукции которого может иметь поперечные составляющие, которые в общем случае, могут быть пространственно неоднородными. Электродинамическая система считается бесконечной по координате  $x$  (ось  $Ox$  перпендикулярна плоскости рисунка), так что можно не рассматривать неоднородность распределения полей по ширине пучка и не учитывать наличие краевых эффектов в этом направлении. Расстояние между центром пучка по толщине и плоскостью замедляющей системы на входе в пространство взаимодействия равно  $y_{oc}$ . Будем считать также выполненными следующие допущения, характерные для данного класса приборов [3–6]:

а) взаимодействие электронного потока и высокочастотного поля замедленной синхронной с ним волны имеет длительный характер. Это предположение накладывает требование на соотношение между временем пролета частиц через резонатор  $t_{пр}$  и периодом колебаний  $T$ :  $t_{пр} \gg T$ ;

б) добротность колебательной системы предполагается достаточно большой такой, что электромагнитное поле, возбуждаемое в электродинамической системе с электронным потоком, мало отличается по пространственному распределению от поля в системе без пучка (пространственная структура поля в резонансной системе считается фиксированной). Частота генерации в системе близка к одной из собственных частот соответствующего мода колебаний «холодного» резонатора. Предположение о высокой добротности возбуждаемых колебаний позволяет считать, что время установления колебаний в системе  $t_{уст}$  существенно превосходит время пролета электронами пространства взаимодействия системы  $t_{пр}$ , т.е.

$$t_{пр} \ll t_{уст}.$$

Таким образом, рассматриваемая электродинамическая система является резонансной и высокодобротной. Используемые допущения дают возможность, с одной стороны, рассматривать одноволновое приближение, характерное для приборов с длительным электронно-волновым взаимодействием, а с другой стороны, определить исследуемое устройство как прибор с фиксированной структурой поля, т.е. резонансный прибор. Структура и частота многомерного электромагнитного поля считаются известными из теоретических или экспериментальных исследований «холодной» электродинамической системы [21].

Теоретическое исследование проводится на основе решения самосогласованной системы уравнений генератора, которая состоит из векторного уравнения движения и уравнения возбуждения высокочастотным током  $j$  электромагнитного поля  $E$  заданного мода  $s$  электродинамической колебательной системы. Уравнение движения представлено в виде [22, 23]

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{e}{m_0\gamma} \operatorname{Re} \left\{ \left( \mathbf{E} + \mathbf{E}_q \right) + \mathbf{v} \times \mathbf{B} - \frac{\mathbf{v}}{c^2} \left[ \mathbf{v} \left( \mathbf{E} + \mathbf{E}_q \right) \right] \right\}, \quad (1)$$

где  $\mathbf{v}$  – вектор скорости взаимодействующего электрона;  $t$  – время;  $e$  и  $m_0$  – заряд и масса покоя электрона;  $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$  – релятивистский масс-фактор;  $c$  – скорость света;  $\mathbf{E}$  – вектор напряженности вихревой части электрического поля, действующего на электроны;  $\mathbf{E}_q$  – потенциальное

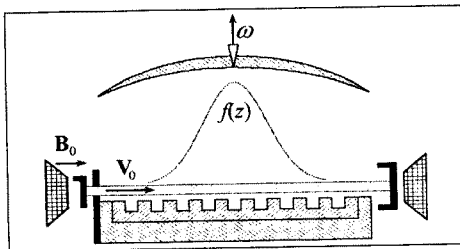


Рис. 1. Схема генератора дифракционного излучения с ЛМН

поле пространственного заряда;  $\mathbf{B}$  – вектор индукции магнитоэстатического фокусирующего и высокочастотного поля, которое состоит из постоянной части фокусирующего магнитоэстатического поля с индукцией  $\mathbf{B}_0 = z_0 B_0$ , неоднородного профилированного статического поля малой амплитуды  $\mathbf{B}_1 = y_0 B_y(y, z) + z_0 B_z(y, z)$  и высокочастотного магнитного поля с поперечной компонентой  $\mathbf{B} = x_0 H_x(y, z, t)$ .

Уравнение возбуждения амплитуды колебания  $A_s = C_s \exp(-i\omega t)$  в резонансной колебательной системе генератора сторонним высокочастотным током пучка электронов  $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$  может быть представлено в общем виде [24–29]:

$$\frac{d^2 A_s}{dt^2} + \frac{\omega}{Q_s} \frac{dA_s}{dt} + \omega_s^2 A_s = -\frac{1}{N_s} \frac{d}{dt} \int_V \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}_s^*(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (2)$$

где  $s$  – обобщенный индекс колебаний;  $\omega_s = \omega'_s - i\frac{\omega'_s}{Q_s}$  – собственная комплексная частота и нагруженная добротность  $s$ -го мода колебаний резонансной системы прибора;  $\omega$  – частота генерации;  $N_s = \epsilon_0 \int_V |\mathbf{E}_s|^2 dV$  – норма колебания;  $V$  – объем пространства взаимодействия электронов пучка с полем колебательной системы.

Отметим, что при вычислении нормы колебаний  $N_s$  учитываются все пространственные гармоники поля периодической структуры (медленные и быстрые).

Уравнение возбуждения (2) имеет довольно общий характер и применимо для различных приборов электроники СВЧ как О-, так и М-типа. При теоретическом исследовании процесса взаимодействия электронов пучка и высокочастотного поля резонансной колебательной системы в силу высокой добротности колебательной системы можно считать высокочастотный ток пучка периодической функцией времени, а возбуждение колебаний – чисто резонансным с медленноменяющейся амплитудой поля в масштабах времени пролета электронов через пространство взаимодействия. Это предположение позволяет упростить уравнение возбуждения (2) и свести его согласно известной методики к следующему виду [26, 29, 30]:

$$\begin{aligned} -\frac{dC_s}{dt} + i(\omega - \omega_s) C_s &= \\ &= \frac{1}{2\pi N_s} \int_V \int_0^{2\pi} \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}_s^*(\mathbf{r}) \exp(i\omega t) d(\omega t) d\mathbf{r}, \quad (3) \end{aligned}$$

где  $C_s$  – комплексная амплитуда соответствующего высокочастотного колебания резонатора с индексом  $s$ .

Компоненты вектора напряженности высокочастотного электрического поля колебательной системы  $\mathbf{E} = (0, E_y, E_z)$  имеют вид

$$\begin{aligned} E_z &= C_s f(z) \psi_z(y) \exp(i(\beta z - \omega t)), \\ E_y &= iC_s f(z) \psi_y(y) \exp(i(\beta z - \omega t)), \end{aligned}$$

где функции  $f(z)$  и  $\psi_y(y)$ ,  $\psi_z(y)$  определяют соответственно продольное (координата  $z$ ) и поперечное (координата  $y$ ) пространственные распределения поля  $s$ -й моды в резонаторе;  $\beta = \omega/v_\varphi$  – волновое число замедленной пространственной гармоники поля над периодической структурой.

Продольное распределение высокочастотного поля  $f(z)$  определяется колебательной системой прибора. Для приборов типа «орotron-ГДИИ», использующих в качестве колебательных систем открытый резонатор с периодической структурой, функция  $f(z)$  описывается функциями Гаусса–Эрмита:

$$\begin{aligned} f(z) &= \left( \int_0^L f^2(z) dz \right)^{-1/2} \times \\ &\times H_s \left( \sqrt{2} \left( \frac{z}{L} - \frac{1}{2} \right) w \right) \exp \left( -\frac{1}{w^2} \left( \frac{z}{L} - \frac{1}{2} \right)^2 \right). \end{aligned}$$

Здесь  $H_s(z)$  – полиномы Эрмита  $s$ -го порядка;  $w$  – радиус пятна поля на нижнем зеркале открытого резонатора, нормированный на длину пространства взаимодействия  $L$ .

При рассмотрении других приборов, например, резонансная ЛОВ ладертрон, клинотрон [20] которые используют в качестве колебательной системы объемный резонатор с решеткой, вид функции  $f(z)$  другой [6]:

$$f(z) = \sqrt{2(1 + \delta_s^0)^{-1}} \cos \left( \frac{\pi s}{L} z \right),$$

где индекс  $s = 0, 1, 2, \dots$  определяет продольный вид колебания поля;  $\delta_s^0$  – символ Кронекера.

Функции  $\psi_y(y)$  и  $\psi_z(y)$ , определяющие поперечное амплитудное распределение поля в резонаторе с гребенчатой периодической структурой, можно представить в виде

$$\begin{aligned}\psi_z(y) &= -\text{sh}(\Gamma(y-a))/\text{sh}(\Gamma a), \\ \psi_y(y) &= \text{ch}(\Gamma(y-a))/\text{sh}(\Gamma a),\end{aligned}$$

где  $\Gamma = k\sqrt{c^2/v_\phi^2 - 1}$  – поперечное волновое число;  $k = \omega/c$ ;  $a$  – расстояние между зеркалами резонатора.

При значительном удалении зеркал резонатора друг от друга ( $\Gamma a \gg 1$ ) выражение для функций, определяющих поперечное распределение полей, упрощается:

$$\psi_y(y) = \psi_z(y) = \psi(y) = \exp(-\Gamma y).$$

В общем случае в предлагаемой постановке задачи учитывается пространственная неоднородность фокусирующего поля. Продольная и поперечная компоненты вектора индукции магнитостатического поля  $\mathbf{B}$  являются функциями двух координат – продольной  $z$  и поперечной  $y$ . Неоднородность магнитостатического поля является дополнительным существенным фактором изменения условий энергообмена между релятивистским пучком, высокочастотным полем колебательной системы и полем пространственного заряда пучка. Поперечная и продольная компоненты неоднородного магнитного поля связаны между собой условием соленоидальности:  $\text{div}\mathbf{B} = 0$ . Кроме того, в модели учитывается высокочастотное расслоение электронного потока, которое является следствием поперечной неоднородности электромагнитного поля замедляющей системы.

Преобразуем систему уравнений (1), (3) к виду, удобному для численного анализа. Для этого введем следующие безразмерные переменные:  $\chi = x/H$ ,  $\xi = y/H$ ,  $\zeta = z/L$ ,  $\theta = \omega t - \Phi_0\zeta - \varphi_0$  – фаза гипотетической волны, распространяющейся с начальной скоростью электронов  $v_0$ ;  $\Phi_0 = \omega L/v_0$  – статический (невозмущенный) угол пролета электронов пространства взаимодействия;  $v_0$  – начальная скорость электронов;  $\varphi_0$  – начальная фаза влета электронов в резонатор;  $L$  – длина пространства взаимодействия;  $H = 2L/\Phi_0$  – структурный коэффициент. Будем считать, что вектор магнитной индукции  $\mathbf{B}$  имеет две статические компоненты  $B_y$ ,  $B_z$  и одну высокочастотную  $B_x$

(в резонаторе возбуждается  $H_x$ -поляризованная волна):

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \tilde{\mathbf{B}}, \quad \mathbf{B}_0 = (0, B_y, B_z), \quad \tilde{\mathbf{B}} = (\tilde{B}_x, 0, 0), \quad B_y = \frac{v_\phi}{c^2} E_z.$$

Поля  $B_x$  и  $E_y$  связаны соотношением  $B_x = (v_\phi/c^2)E_y$ .

После перехода к безразмерной амплитуде  $F$  и фазе  $\phi$  поля  $C_x/E_0 = F \exp(-i\phi)$  ( $E_0 = m_0 v_0^2/(2eL)$  – постоянное ускоряющее электрическое поле, распределенное по длине резонатора  $L$ ) уравнение возбуждения колебаний (3) принимает стандартный для данного класса резонансных генераторов вид [6, 31]

$$\frac{dF}{d\tau} + [1 - GS_1(F)]F = 0, \quad (4)$$

$$\delta\omega + GS_2(F) = 0. \quad (5)$$

Здесь  $\tau = \omega t/(2Q_s)$ ;  $G = 2Q_s |I_0|^2 L^2 / N_s U_0 \omega_s'$  – параметр эффективности взаимодействия [5];  $U_0 = m_0 c^2 (\gamma_0 - 1)/e$  – ускоряющий потенциал;  $I_0$  – постоянная составляющая тока пучка;  $\gamma_0 = (1 - v_0^2/c^2)^{-1/2}$  – релятивистский масс-фактор;  $S(F) = S_1(F) + iS_2(F)$  – комплексная крутизна колебательной характеристики СВЧ-генератора [6, 31]  $\delta\omega = \frac{d\phi}{d\tau} + \frac{\omega - \omega_s'}{\omega_s'} 2Q_s$  – электронное смещение частоты.

Комплексная крутизна колебательной характеристики  $S(F)$  с учетом введенных обозначений принимает вид

$$\begin{aligned}S(F) &= \frac{H}{2\pi F \Delta} \int_0^1 f(\zeta) \int_{\xi^-}^{\xi^+} \psi(\xi) \times \\ &\times \int_0^{2\pi} \left( 1 - i(1 - v_\phi^2/c^2)^{-1/2} \frac{H}{L} \frac{d\xi}{d\zeta} \right) \times \\ &\times \exp(i(\theta + \Phi_b \zeta + \varphi)) d\varphi d\xi d\zeta, \quad (6)\end{aligned}$$

где  $\xi^\pm$  – пределы интегрирования по поперечной координате  $y$  в сечении  $\zeta = 0$  (знак «+» соответствует верхней, а «-» – нижней границе пучка);  $\Phi_b = (1 - v_0/v_\phi)\Phi_0$  – относительный угол пролета электронов, характеризующий рассинхронизм начальной скорости электронов  $v_0$  и фазовой скорости замедленной волны  $v_\phi$ ;  $\varphi = \varphi_0 + \phi$ .

Отметим важное обстоятельство, связанное с применением уравнений возбуждения (2)–(5) и выражения для крутизны колебательной характеристики (6) к описанию электронно-волнового взаимодействия в резонансных приборах. В эти уравнения входит плотность полного высокочастотного тока электронного пучка  $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$  и электрические компоненты полного электромагнитного поля  $E(\mathbf{r}, t)$ , которое в общем случае, как отмечалось выше, состоит из вихревой  $E_r(\mathbf{r}, t)$  и потенциальной части  $E_p(\mathbf{r}, t)$ . Если выделять отдельно потенциальное поле пространственного заряда и вихревое поле колебательной системы согласно общепринятым в теории поля условиям [24, 26, 29, 32], то необходимо иметь в виду следующее. В уравнениях возбуждения при такой ситуации вместо плотности полного высокочастотного тока следует понимать только вихревую часть, а именно:  $\mathbf{j}_r(\mathbf{r}, t)$ , которая связана с полным током  $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$  и потенциальной его частью  $\mathbf{j}_p(\mathbf{r}, t)$  выражением

$$\begin{aligned}\mathbf{j}_r(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) - \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}_p(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \\ &= \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) - \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \text{grad } \Phi(\mathbf{r}, t),\end{aligned}$$

где электрическая компонента электромагнитного поля  $E_p(\mathbf{r}, t)$  или скалярный потенциал  $\Phi(\mathbf{r}, t)$  определяет потенциальное поле пространственного заряда электронного потока. Если пренебречь полем пространственного заряда или ограничиться только статической его частью, то второе слагаемое в правой части выписанного выражения обращается в ноль и плотности полного тока  $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$  и вихревой его части  $\mathbf{j}_r(\mathbf{r}, t)$  тождественно равны. Поэтому при представлении полного поля колебательной системы в виде суммы потенциального и вихревого полей в уравнениях возбуждения следует правильно применять закон сохранения заряда, который справедлив только для полного заряда электронного потока, а именно,  $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) dt = \mathbf{j}_0(\mathbf{r}_0, t_0) dt_0$ . На эту особенность представления полного высокочастотного тока в уравнениях возбуждения указано в [29, 32].

Преобразуем векторное уравнение движения (1) в проекциях на оси координат. Сначала вычислим проекции высокочастотных скоростей, приобретаемых электронами по трем ортогональным направлениям в принятых обозначениях:

$$\left. \begin{aligned}v_z &= \frac{dz}{dt} = v_0 \left( 1 + \Phi_0 \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} \right)^{-1} = v_0 v_\zeta, \\ v_x &= \frac{dx}{dt} = \frac{dx}{dz} v_z = \frac{d\chi}{d\zeta} \frac{2}{\Phi_0} v_0 \left( 1 + \frac{1}{\Phi_0} \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} \right)^{-1}, \\ v_y &= \frac{dy}{dt} = \frac{dy}{dz} v_z = \frac{d\xi}{d\zeta} \frac{2}{\Phi_0} v_0 \left( 1 + \frac{1}{\Phi_0} \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} \right)^{-1}.\end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Для выбранных обозначений с учетом только  $y$ -й компоненты поля пространственного заряда уравнения движения окончательно преобразуются к виду

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 \theta}{\partial \zeta^2} &= \frac{\Phi_0}{2\gamma v_\zeta^3} \left\{ \left( 1 - \frac{v_0^2}{c^2} v_\zeta^2 \right) \frac{(E_\zeta + E_{pz})}{E_0} - \right. \\ &\quad - \frac{v_0^2}{c^2} \frac{2}{\Phi_0} \frac{\partial \xi}{\partial \zeta} v_\zeta^2 \frac{(E_\zeta + E_{py})}{E_0} + \\ &\quad \left. + \frac{v_0 v_\varphi}{c^2} \frac{2}{\Phi_0} \frac{\partial \xi}{\partial \zeta} v_\zeta \frac{E_\zeta}{E_0} \right\} - 2\Phi_c \frac{\partial \chi}{\partial \zeta} v_\zeta^{-2} \frac{B_y}{B_0},\end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 \xi}{\partial \zeta^2} &= \frac{1}{\Phi_0} \frac{\partial \xi}{\partial \zeta} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \zeta^2} v_\zeta + \frac{1}{2\gamma c^2} \frac{\partial \xi}{\partial \zeta} \frac{(E_z + E_{pz})}{E_0} - \\ &\quad - \Phi_c v_\zeta^{-1} \frac{\partial \chi}{\partial \zeta} \frac{B_z}{B_0} - \frac{\Phi_0}{4\gamma} v_\zeta^{-2} \left\{ \left[ 1 - \frac{v_0 v_\varphi}{c^2} v_\zeta - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \left( \frac{v_0}{c} \frac{2}{\Phi_0} \frac{\partial \xi}{\partial \zeta} \right)^2 v_\zeta^2 \right] \frac{E_y}{E_0} + \right. \\ &\quad \left. + \left[ 1 - \left( \frac{v_0}{c} \frac{2}{\Phi_0} \frac{\partial \xi}{\partial \zeta} \right)^2 v_\zeta^2 \right] \frac{E_{py}}{E_0} \right\},\end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 \chi}{\partial \zeta^2} &= \frac{1}{\Phi_0} \frac{\partial \chi}{\partial \zeta} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \zeta^2} v_\zeta - \\ &\quad - \frac{\Phi_0 \Phi_c}{2} v_\zeta^{-1} \left( \frac{B_y}{B_0} - \frac{2}{\Phi_0} \frac{\partial \xi}{\partial \zeta} \frac{B_z}{B_0} \right) + \\ &\quad + \frac{1}{2\gamma c^2} \frac{\partial \chi}{\partial \zeta} \left[ \frac{(E_z + E_{pz})}{E_0} + \frac{2}{\Phi_0} \frac{\partial \xi}{\partial \zeta} \left( \frac{E_y}{E_0} + \frac{E_{py}}{E_0} \right) \right].\end{aligned} \quad (10)$$

Здесь  $v_\zeta = \left( 1 + \Phi_0 \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} \right)^{-1}$  – продольная скорость электронов, нормированная на начальную скорость  $v_0$ ;  $\Phi_c = \frac{\omega_c}{\omega} \Phi_0$  – релятивистский циклотронный угол пролета электронов;  $\omega_c = eB_0 / (\gamma_0 m_0)$  – релятивистская циклотронная частота ( $B_0$  – индукция постоянного продольного фокусирующего поля).

Выписанная система уравнений движения (8)–(10) при заданных начальных условиях на входе в пространство взаимодействия  $\zeta = 0$  (нулевые, ненулевые детерминированные или случайные) позволяет находить смещения траекторий электронов на различных стадиях эволюции процесса взаимодействия между трехкомпонентным неоднородным электромагнитным полем  $H_x, E_y, E_z$  электродинамической системы и электронным потоком с учетом действия полей пространственного заряда и релятивистских эффектов.

При нулевых начальных условиях для высокочастотных переменных уравнения движения совместно с уравнениями возбуждения описывают работу генератора или регенеративного усилителя при силовом возмущении или колебательной системы. В случае ненулевых начальных условий такая система описывает электронно-волновой процесс параметрического усилителя при детерминированном воздействии или нелинейное преобразование шумов в генераторе при наличии случайных начальных флуктуаций параметров электронного потока и поля [33]. Эти уравнения пригодны и для анализа происходящих процессов в гибридных приборах при комбинации резонансных и нерезонансных каскадов прибора.

В настоящее время даже при наличии мощных компьютеров прямое численное решение уравнений движения (8)–(10) и определение траектории каждого электрона, взаимодействующего с высокочастотным полем электродинамической системы, и кулоновского поля, взаимодействующих между собой электронов пучка, осуществить практически невозможно из-за большого количества электронов. Можно рассматривать в отдельности линейную и нелинейную стадии процесса взаимодействия. На линейной стадии взаимодействия (слабосигнальное приближение) амплитуда высокочастотного поля мала и электронный поток можно характеризовать как непрерывную среду (гидродинамический подход), в которой могут распространяться волны пространственного заряда малой амплитуды, взаимодействующие с высокочастотными полями колебательных и волновых систем. Число параметров при этом небольшое (амплитуды и фазы взаимодействующих волн). Так как траектории всего ансамбля электронов подобны друг другу, можно ограничиться конечным их числом. Прямое решение указанной системы уравнений движения на нелинейной стадии процесса взаимодействия наталкивается на опреде-

ленные трудности, связанные с большим количеством частиц, сложностью рассматриваемых областей, резким изменением микроскопических полей вблизи заряженных частиц. При решении уравнений движения электронов наиболее эффективным остается до сих пор метод крупных частиц, который позволяет избавиться от некоторых трудностей вычисления траекторий индивидуализированной частицы, суть которого состоит в следующем. Каждый отдельный электрон из всего ансамбля объединяется в относительно небольшое количество (от нескольких десятков до нескольких тысяч) укрупненных частиц со своим зарядом и массой. Иными словами, весь электронный пучок разбивается на  $N$  одинаковых частей, называемых крупными частицами. Необходимое количество крупных частиц  $N$ , требуемое для адекватного и наиболее точного вычисления плотности заряда, плотности тока и макроскопического поля пространственного заряда, в каждом конкретном случае выбирается индивидуально. Связано это со спецификой режима работы прибора, физической и математической моделью процесса взаимодействия. Траектория каждой из этих крупных частиц описывается уравнениями движения (8) – (10) со своими начальной фазой и начальным местоположением в пространстве взаимодействия, которые уже можно численно решать известными методами на современных компьютерах.

#### Начальный режим самовозбуждения колебаний

На начальном этапе самовозбуждения колебаний амплитуда высокочастотного поля в открытом резонаторе  $F$  мала. Из уравнений возбуждения в случае  $F \ll 1$  можно найти выражения для инкремента нарастания амплитуды колебаний  $\alpha$ , пускового тока  $I_{\text{пуск}}$  (или  $G_{\text{пуск}} \sim I_{\text{пуск}}$ ), электронного смещения частоты  $\delta\omega$ :

$$\alpha = GS_1(0) - 1, \quad G_{\text{пуск}} = 1/S_1(0),$$

$$\delta\omega = -S_2(0)/S_1(0). \quad (11)$$

Из выражения для  $S(F)$  (6) следует, что условия возникновения колебаний определяются взаимодействием электронов как со статическими полями (электрическим полем пространственного заряда, фокусирующим неоднородным магнитным полем), так и с электромагнитными полями. Установить вклад

(8)–(10). Для определения в явном виде величин  $\chi$ ,  $\xi$ ,  $\theta$ , входящих в выражение для средней крутизны колебательной характеристики  $S(F)$ , представим их в виде разложения в ряд Тейлора по степеням амплитуды колебаний  $F$  и ограничимся линейным приближением, а именно,

$$\begin{aligned}\xi(\zeta, \xi_0, \varphi_0) &\approx \xi_0 + T_y(\zeta, \xi_0) + F\xi_1(\zeta, \varphi_0), \\ \chi(\zeta, \chi_0, \varphi_0) &\approx \chi_0 + T_x(\zeta, \xi_0) + F\chi_1(\zeta, \varphi_0), \\ \theta(\zeta, \varphi_0) &\approx F\theta_1(\zeta, \varphi_0).\end{aligned}\quad (12)$$

Величины  $T_x$ ,  $T_y$ ,  $\chi_0$ ,  $\xi_0$  определяют траекторию электронов в статических полях, а  $\chi_1$ ,  $\xi_1$  – динамические поправки к траекториям электронов, вызванные их взаимодействием с электромагнитным полем. Кроме того, ограничимся случаем слабой пространственной неоднородности статического магнитного поля  $B_0 \gg B_y$ . При этом можно не учитывать релятивистское изменение массы электрона связанное со статическим и динамическим поперечным движением ввиду его малости, т. е.  $\gamma \approx \gamma_0$ . После подстановки величин (12) в уравнения движения (8)–(10) и отбрасывания величин второго порядка малости получим упрощенные линейные дифференциальные уравнения:

$$\frac{d^2\theta}{d\zeta^2} = \frac{\Phi_0}{2} \gamma_0^{-3} f(\zeta) \exp[-\Gamma H(\xi_0 + T_y)] \cos(\Phi_c \zeta + \varphi), \quad (13)$$

$$\frac{d^2 T_x}{d\zeta^2} + F \frac{d^2 \chi_1}{d\zeta^2} = \Phi_c \left( \frac{L}{H} \frac{B_y}{B_0} - \frac{dT_y}{d\zeta} - F \frac{d\xi_1}{d\zeta} \right), \quad (14)$$

$$\begin{aligned}\frac{d^2 T_y}{d\zeta^2} + F \frac{d^2 \xi_1}{d\zeta^2} &= -\frac{L}{2H} \gamma_0^{-1} \left\{ \left( 1 - \frac{v_0 v_\varphi}{c^2} \right) F f(\zeta) \sin((\Phi_c \zeta + \varphi) \times \right. \\ &\times \exp[-\Gamma H(\xi_0 + T_y)] + \left. \frac{E_{py}}{E_0} \right\} - \Phi_c \frac{dT_x}{d\zeta} - \Phi_c F \frac{d\chi_1}{d\zeta}.\end{aligned}\quad (15)$$

Начальные условия для величин, входящих в уравнения (13)–(15), формируем с учетом линзового эффекта анодного отверстия электронной пушки [34]:

$$\begin{aligned}T_x(0) = T_y(0) &= \frac{dT_x}{d\zeta} \Big|_{\zeta=0} = 0, \\ \frac{dT_x}{d\zeta} \Big|_{\zeta=0} &= \frac{L}{H} \operatorname{tg}(\alpha_y) \approx \frac{L}{H} \alpha_y, \\ \chi_1(0) = \xi_1(0) &= \frac{d\chi_1}{d\zeta} \Big|_{\zeta=0} = \frac{d\xi_1}{d\zeta} \Big|_{\zeta=0} = 0, \\ \theta_1(0) &= \frac{d\theta_1}{d\zeta} \Big|_{\zeta=0} = 0.\end{aligned}\quad (16)$$

Величина угла влета электронов в пространство взаимодействия  $\alpha_y$  может быть определена через расстояние катод – анод  $d$  и координату центра анодного отверстия  $\xi_{oc}$  [34]:

$$\alpha_y \approx 2/3(\xi_0 - \xi_{oc})H/d.$$

При учете поля пространственного заряда ограничимся только статической его частью:

$$E_{ay} = -E_0 \frac{H}{L} \frac{2}{\gamma_0} q^2 (\xi_0 - \xi_{oc} + F\xi_1).$$

Здесь  $q = \Phi_0(\omega_q/\omega)$  – параметр пространственного заряда;  $\omega_q = [e\rho_0/(m_0\gamma_0\varepsilon_0)]^{1/2}$  – релятивистская плазменная частота;  $\rho_0$  – плотность пространственного заряда; учтено явление фокусировки электронов в пучке за счет собственного магнитного поля, что приводит к уменьшению силы расталкивания в  $\gamma_0^2$  раз по сравнению с нерелятивистским случаем [35].

Аналитическое решение уравнений (13)–(15) с учетом начальных условий (16) имеет вид

$$\begin{aligned}T'_y(\zeta) &= \frac{L}{H} \frac{\Phi_c}{B_0} \int_0^\zeta \sin(\Phi_{qc}(\zeta - \zeta')) \int_0^{\zeta'} B_y(x') dx' d\zeta'; \\ T''_y(\xi, Z_0) &= \left( \frac{q}{\Phi_c} \right)^2 (\xi - \xi_{oc})(1 - \cos(\Phi_c \zeta)) + \\ &+ \frac{1}{\Phi_c} \frac{L}{H} \operatorname{tg}(\alpha_y) \sin(\Phi_c \zeta); \\ \xi_1(\zeta) &= -\frac{L\gamma_0^{-1}}{2H\Phi_{qc}} \exp(-\Gamma H \xi_0) \frac{1 - v_0 v_j/c^2}{\sqrt{1 - v_j^2/c^2}} \times \\ &\times \int_0^\zeta f_1(\zeta') \sin(\Phi_c \zeta' + j) \sin(\Phi_{qc}(\zeta - \zeta')) d\zeta',\end{aligned}\quad (17)$$

где  $\Phi_{qc}^2 = \Phi_c^2 - q^2$ ;  $T_y = T'_y(\xi) + T''_y(\zeta, \xi_0)$ ;  $f_1(\zeta) = f(\zeta) \exp(-\Gamma H T'_y(\zeta))$ .

При наклонном движении электронов под углом  $\vartheta$  [20] в двухкомпонентном статическом магнитном поле ( $B_z = B_0 \cos \vartheta$ ,  $B_y = B_0 \sin \vartheta$ ) траектория движения электронов находится в аналитическом виде

$$\begin{aligned}T_y(\zeta, \xi_0) &= \frac{L}{H} \zeta \sin \vartheta + \frac{1}{\Phi_c} \frac{L}{H} (\operatorname{tg} \alpha_y - \sin \vartheta) \sin \Phi_c \zeta + \\ &+ \left( \frac{q}{\Phi_c} \right)^2 (\xi_0 - \xi_{oc})(1 - \cos(\Phi_c \zeta)).\end{aligned}$$

Здесь первое слагаемое связано собственно с наклоном магнитного поля, второе – с отклонением угла встречи  $\alpha_y$  от направления силовых магнитных линий, третье – с наличием статического пространственного заряда.

Окончательно, используя найденные аналитические значения величин  $\chi_i$ ,  $\xi_i$ ,  $T_y$ , выпишем выражение для комплексной крутизны колебательной характеристики на начальной стадии развития колебаний ( $F \rightarrow 0$ )  $S(0)$ , через которую определяются пусковые характеристики резонансно-го релятивистского генератора:

$$S(0) = \frac{H}{8\Delta} \int_0^1 f_1(\zeta) e^{i\Phi_{hc}} \int_0^{\zeta} f_1(\zeta') e^{-i\Phi_{hc}\zeta'} \times \\ \times P(\zeta, \zeta') \{ i\Phi_0 \gamma_0^{-3} (\zeta - \zeta') + \\ + i\Phi_0 \frac{GH}{2} \gamma_0^{-1} \sin(\Phi_{qc}(\zeta - \zeta')) / \Phi_{qc} - \\ - \gamma_0^{-1} \frac{1 - v_0 v_{\phi} / c^2}{1 - v_{\phi}^2 / c^2} \cos(\Phi_{qc}(\zeta - \zeta')) \} d\zeta d\zeta', \quad (18)$$

где

$$P(\zeta, \zeta') = \int_{\xi^-(\zeta)}^{\xi^+(\zeta)} \exp(-GH(2\xi_0 + T_y^*(\zeta, \xi_0) + \\ + T_y^*(\zeta', \xi_0))) d\xi_0. \quad (19)$$

В случае нерелятивистских скоростей  $\gamma_0 \rightarrow 1$  выражение (18) упрощается и переходит в известную формулу для средней крутизны колебательной характеристики, определяющей пусковой режим работы резонансных генераторов  $S(0)$  [18]. Из сравнения выражений для крутизны колебательной характеристики с аналогичным выражением, полученным в одномерном приближении для релятивистского случая [6] следует, что учет поперечных движений электронов и их взаимодействия с трехкомпонентным электромагнитным полем приводит к появлению в выражении для  $S(0)$  дополнительных слагаемых и множителей, отражающих вклад этих факторов в процесс электронно-волнового энергообмена. Наличие наряду с постоянной составляющей фокусирующего магнитного поля наличие магнитостатической пространственной неоднородности приводит, как следствие, к искажению прямолинейных траекторий электронов. В результате амплитуды высокочастотных полей, действующих на электроны пуч-

ка, отличаются от случая прямолинейных траекторий в одномерном приближении. Этот факт отражается в появлении в (18) функции  $f_1(\zeta)$ . Эффекты, связанные с влиянием поля пространственного заряда, наличием токооседания на замедляющую систему и линейного эффекта анодного отворстия электронной пушки определены видом функции  $P(\zeta, \zeta')$ .

Из выражения (18) видно, что в линейной теории эффекты, связанные с взаимодействием электронов с продольным и поперечным высокочастотным полем, разделяются. Первое слагаемое в фигурных скобках выражения (18) описывает продольное взаимодействие в случае замагниченного (бесконечное продольное статическое магнитное поле) электронного потока, второе слагаемое связано с преобразованием кинетической мощности продольного движения электронов, третье – с преобразованием кинетической мощности поперечного движения электронов.

### Анализ результатов

Исходная система интегро-дифференциальных уравнений (4)–(10) решалась численно для различных распределений амплитуды ВЧ-полей и магнитостатического фокусирующего поля. В данной работе приведены результаты расчетов для случая гауссового распределения амплитуды ВЧ-поля вдоль пространства взаимодействия (генератор дифракционного излучения – оротрон). Результаты расчета получены как на начальной стадии процесса установления колебаний (пусковой режим  $F \rightarrow 0$ ) для инкремента нарастания колебаний  $\alpha = GS_1(0) - 1$ , пускового значения параметра эффективности взаимодействия  $G_{\text{пуск}} = 1/S_1(0)$ , электронного смещения частоты в линейном режиме  $\delta\omega = -S_2(0)/S_1(0)$ , так и в режиме установившихся колебаний ( $\frac{d}{dt} = 0$ ), когда основные

эксплуатационные характеристики прибора – КПД  $\eta$  и электронное смещение частоты  $\delta\omega$  можно представить через среднюю крутизну колебательной характеристики  $S(F) = S_1(F) + iS_2(F)$  в виде

$$\eta = F^2 S_1(F), \quad \delta\omega = -\frac{S_2(F)}{S_1(F)}. \quad (20)$$

Здесь  $F$  – амплитуда установившихся стационарных колебаний в генераторе.

Сначала рассмотрим влияние постоянной составляющей однородного фокусирующего магнит-

ного поля  $\mathbf{B}_0 = z_0 B_0$  на основные характеристики пускового режима релятивистского генератора. Значения исходных параметров выбирались следующими:  $q = 0,01$ ,  $\xi_{oc} = 0,3$ ,  $w = 0,25$ ,  $\Delta_1 / H = 0,6$ ,  $L/d = 5$ ,  $\vartheta = 0$ . Электронный пучок инжектируется вплотную к поверхности замедляющей системы:  $\Delta / H = 2\xi_{oc}$ .

На рис. 2 представлены зависимости инкремента нарастания амплитуды колебаний  $\alpha$  (сплошные кривые) от параметра начального рассинхронизма  $\Phi_b$  для различных значениях релятивистского масс-фактора  $\gamma_0$ . Графики построены для случая сильно замагниченного (большое фокусирующее магнитное поле) электронного пучка ( $\omega_c / \omega = 0,3$ ). Увеличение релятивистского масс-фактора  $\gamma_0$  приводит к уменьшению значения инкремента нарастания колебаний  $\alpha$  во всем диапазоне изменения параметра начального рассинхронизма  $\Phi_b$ . Кроме того, увеличение  $\gamma_0$  сопровождается сужением зоны генерации по ускоряющему напряжению. Данный результат аналогичен полученному в одномерной теории [6] и свидетельствует о том, что при выбранных условиях основной вклад в энергообмен вносит продольное электронно-волновое взаимодействие. Штриховыми линиями на рис. 2 показаны зависимости электронного смещения частоты  $\delta\omega$  от параметра  $\Phi_b$ . Очевидно, что изменение релятивистского факто-

ра практически не влияет на качество спектра генератора, так как частотные характеристики генератора практически сохраняются.

На рис. 3 представлены зависимости минимального по зоне генерации пускового значения параметра эффективности взаимодействия  $G$  (соответствует максимальному значению инкремента  $\alpha$  на рис. 2) от нормированной циклотронной частоты  $\omega_c / \omega$  (фактически от статического магнитного поля) при различных значениях масс-фактора  $\gamma_0$ . Сплошные кривые рассчитывались с учетом всех слагаемых в выражении для крутизны колебательной характеристики генератора (18). Штриховые кривые рассчитывались с учетом лишь первого слагаемого в формуле (18), определяющего вклад в процесс энергообмена только продольного электронно-волнового взаимодействия.

При достаточно сильном фокусирующем магнитном поле ( $\omega_c / \omega > 0,12$ ) сплошные и штриховые кривые на рис. 3 практически совпадают. Следовательно, взаимодействием электронов с поперечными компонентами поля при данных условиях можно пренебречь. Фактически это соответствует предельному переходу к одномерной теории. Как видно из графиков на рис. 3, при слабых магнитных полях ( $\omega_c / \omega < 0,12$ ) необходимо учитывать многомерность электронно-волнового взаимодействия, поскольку наблюдается существенное различие в минимальных значениях величины  $G$ , соответствующих сплошным и штриховым кривым. В дан-

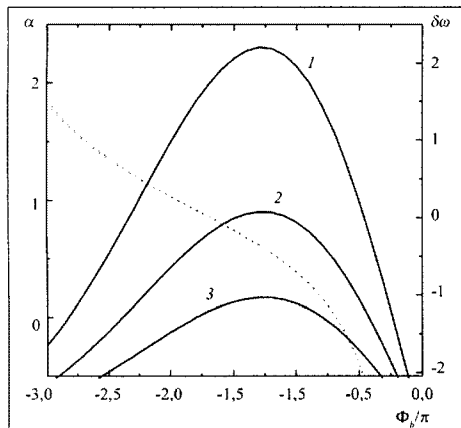


Рис. 2. Инкремент нарастания амплитуды колебаний  $\alpha$  и электронное смещение частоты  $\delta\omega$  при  $\omega_c / \omega = 0,4$

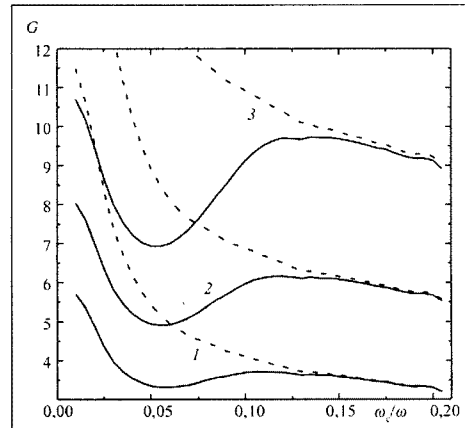


Рис. 3. Зависимости пускового тока от нормированной циклотронной частоты

ной области значений  $\omega_c / \omega$  наблюдается минимум в зависимости величины  $G$ . Это экстремум можно объяснить тем, что имеются два фактора, один из которых обуславливает улучшение пусковых условий генерации при снижении величины индукции фокусирующего магнитного поля  $\omega_c / \omega \approx B_0$ , а другой – их ухудшение. Так, воздействие поперечных компонент ВЧ-поля  $E_y, E_x$  на электроны при наличии зависимости амплитуды продольной компоненты поля  $E_z$  от поперечной координаты  $y$  (максимальная амплитуда поля у замкнутой системы) приводит к своего рода сортировке электронов относительно фазы высокочастотного поля  $E_z$ . Те электроны, которые находятся в тормозящей фазе поля, движутся в область сильного высокочастотного поля, прижимаясь к замедляющей системе, и, наоборот, те электроны, которые находятся в ускоряющей фазе поля, отбирают энергию у поля и движутся от замедляющей системы в область малых значений амплитуды высокочастотного поля. Такая пространственная сортировка электронов в неоднородном ВЧ-поле приводит к повышению эффективности процесса электронно-волнового взаимодействия на этапе возникновения колебаний – пусковой ток генерации уменьшается [36]. С другой стороны, при снижении величины фокусирующего поля  $B_0$  увеличивается амплитуда статических пульсаций электронов, связанных с линзовым эффектом анодного отверстия электронной пушки и статическим полем пространственного заряда. Следовательно, увеличение оседания электронов на поверхность замедляющей системы является фактором, ухудшающим пусковые условия генерации. Таким образом, наличие двух данных факторов определяет наличие экстремума (минимума) в зависимости минимального по зоне генерации пускового тока  $I_{\text{пуск}}^{\min} \approx G$  от магнитного поля  $\omega_c / \omega \approx B_0$ .

Из графиков на рис. 2 следует, что минимальное значение пускового тока реализуется практически при одном и том же значении величины постоянного магнитного поля для всех рассмотренных значений релятивистского масс-фактора. Углубленный анализ результатов показал, что при таком значении величины магнитного поля выполняется следующее соотношение между параметром относительного рассинхронизма  $\Phi_b$  и циклотронным углом пролета электронов  $\Phi_c$   $|\Phi_b| \approx \Phi_c$ , которое указывает на выполнение усло-

вия синхронизма между замедленной пространственной гармоникой поля и медленной циклотронной волной [37].

Следует отметить, что с увеличением значения релятивистского масс-фактора  $\gamma_0$  поперечное взаимодействие играет большую роль в процессе энергообмена между электронами и ВЧ-полем. Для объяснения данного результата проанализируем вклад трех слагаемых, входящих в выражение для крутизны  $S(0)$  (18), от параметров задачи. Рассматривается случай достаточно слабой фокусировки ( $\omega_c / \omega = 0,05$ ). Первые два слагаемых  $S^{(1)}(0)$ ,  $S^{(2)}(0)$  в выражении (18) оказываются по величине на несколько порядков больше третьего слагаемого, которое имеет к тому же и отрицательный знак относительно первых двух. Следовательно, процессы, описываемые первыми двумя слагаемыми, обуславливают увеличение эффективности электронно-волнового энергообмена, а механизм взаимодействия, который соответствует третьему слагаемому, негативно влияет на пусковые условия генерации. Расчеты показывают, что увеличение релятивистского фактора  $\gamma_0$  приводит к уменьшению компонент крутизны колебательной характеристики  $S^{(1)}(0)$ ,  $S^{(2)}(0)$  практически во всем диапазоне изменения относительного рассинхронизма  $\Phi_b$ . Данное снижение эффективности электронно-волнового взаимодействия более существенно проявляется для первого слагаемого, чем для второго. Это обусловлено релятивистским эффектом зависимости циклотронной частоты  $\omega_c$

от энергии частиц. Первое слагаемое  $S^{(1)}(0)$  характеризует эффективность продольной группировки в пучке, качество которой ухудшается при релятивистском увеличении массы электронов. Второе слагаемое  $S^{(2)}(0)$  определяется динамическими поперечными смещениями траекторий частиц пучка и имеет более сложную функциональную зависимость от релятивистского фактора  $\gamma_0$ , чем первое. Здесь уменьшение крутизны колебательной характеристики частично компенсируется за счет зависимости циклотронной частоты от релятивистской массы электрона  $\Phi_{qc} = \Phi_c(\gamma_0)$ . Иными словами, увеличение поперечных смещений траекторий электронов при уменьшении параметра  $\Phi_{qc}$  является фактором, обуславливающим более слабую по сравнению с  $S^{(1)}(0)$  зависи-

мость слагаемого  $S^{(2)}(0)$  от релятивистского фактора  $\gamma_0$ . Заметим, что в приближении слабого сигнала на начальной стадии процесса самовозбуждения колебаний не учитывается изменение циклотронной частоты при торможении или ускорении частиц продольным высокочастотным электрическим полем.

Таким образом, в исследуемой модели резонансного релятивистского генератора увеличение энергии электронного пучка сопровождается изменением соотношения между механизмами электронно-волнового взаимодействия с продольным и поперечными компонентами ВЧ-полей в пользу последних. Подобное явление наблюдается при анализе циклотронной неустойчивости в бесстолкновительной плазме, где с увеличением фазовой скорости электромагнитной волны определяющим механизмом неустойчивости является мазерный, обусловленный релятивистским эффектом зависимости циклотронной частоты от энергии [25].

Перейдем к анализу установившихся колебаний на нелинейной стадии процесса электронно-волнового взаимодействия.

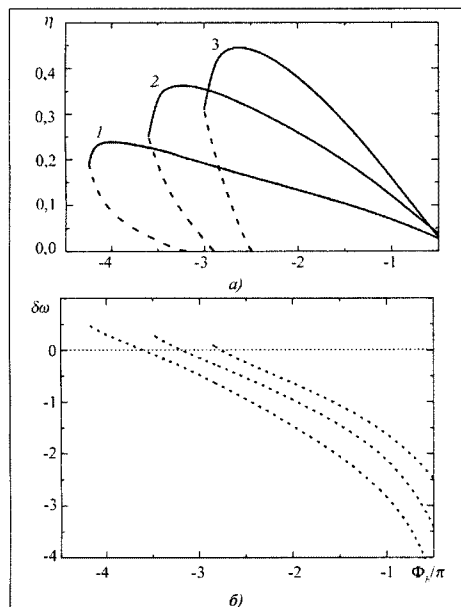


Рис. 4. Электронный КПД и электронное смещение частоты релятивистского ГДИ

Рассмотрим два случая: слабых и сильных фокусирующих полей.

На рис. 4, а представлена зависимость электронного КПД  $\eta$ , а на рис. 4, б – зависимость электронного смещения частоты  $\delta\omega$  от параметра рассинхронизма  $\Phi_b$  при значении статического угла пролета  $\Phi_0 = 100$ . Кривые построены для трех значений релятивистского масс-фактора ( $\gamma_0 = 1,01$  – кривая 1,  $\gamma_0 = 1,3$  – кривая 2,  $\gamma_0 = 1,6$  – кривая 3) и случая достаточно сильного фокусирующего поля ( $\omega_c/\omega = 0,4$ ), когда траектории частиц можно считать практически прямолинейными. Штриховые участки кривых соответствуют области колебательного гистерезиса в случае жесткого режима самовозбуждения колебаний. Увеличение релятивистского фактора  $\gamma_0$  сопровождается сужением зоны генерации по параметру рассинхронизма и повышением КПД. Результаты качественно согласуются с результатами, полученными в рамках одномерной теории. Это свидетельствует о достоверности выбранной многомерной модели.

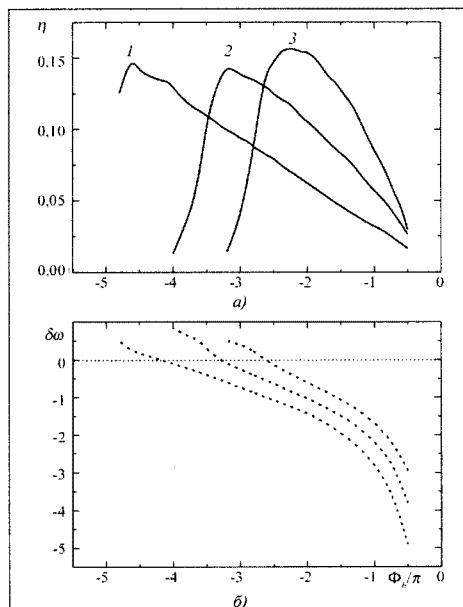


Рис. 5. Электронный КПД и электронное смещение частоты релятивистского ГДИ

На рис. 5 представлены зависимости электронного КПД  $\eta(\Phi_b)$  для тех же значений релятивистского фактора, что и на рис. 4) при значении  $\omega_c/\omega = 0,1$  (слабые магнитные поля). В этом случае значительную роль играют поперечные смещения траекторий электронов – как статические, так и динамические. Наблюдаются значительные различия в зависимостях КПД по сравнению со случаем замагниченного электронного потока. Эффективность электронно-волнового взаимодействия снижается для всех значений релятивистского фактора. Более того, увеличение параметра  $\gamma_0$  практически не сказывается на значении максимального по зоне генерации КПД. Следовательно, степень воздействия уменьшения индукции фокусирующего поля на эффективность энергообмена электронов с ВЧ-полем растет с увеличением релятивистского фактора. Еще одно важное отличие графиков, представленных на рис. 5, от графиков на рис. 4 – отсутствие колебательного гистерезиса.

Дополнительные расчеты при слабых фокусирующих полях показали, что поперечные смещения траекторий электронов приводят к частичному оседанию электронов пучка на поверхность замедляющей системы. В первую очередь, оседают ближайшие к замедляющей системе электроны, которые взаимодействуют с наиболее сильным по

амплитуде ВЧ-полем. В рассматриваемой ситуации это явление обуславливает снижение эффективности электронно-волнового взаимодействия безотносительно к изменению релятивистского фактора. Однако с увеличением параметра  $\gamma_0$  максимальное значение амплитуды высокочастотного тока формируется ближе к коллекторному концу пространства взаимодействия по сравнению со случаем нерелятивистского пучка. Следовательно, при больших значениях  $\gamma_0$  (например,  $\gamma_0 = 1,6$ ) токооседание начинается при меньшей степени сгруппированности потока заряженных частиц, что приводит к более значительному снижению КПД по сравнению со случаем  $\gamma_0 = 1$ .

На рис. 6 и 7 представлены зависимости максимального по зоне генерации электронного КПД  $\eta$  от параметра эффективности взаимодействия  $G$  (фактически от значения рабочего тока пучка, поскольку  $G \sim I_0$ ) для трех значений релятивистского масс-фактора  $\gamma_0$  ( $\gamma_0 = 1,01$  – кривая 1;  $\gamma_0 = 1,3$  – кривая 2;  $\gamma_0 = 1,6$  – кривая 3) и двух значений магнитного поля (рис. 6 для замагниченного электронного пучка  $\omega_c/\omega = 0,4$  и рис. 7 для относительно слабых магнитных полей  $\omega_c/\omega = 0,1$ ). Другие значения параметров выбирались следующими:

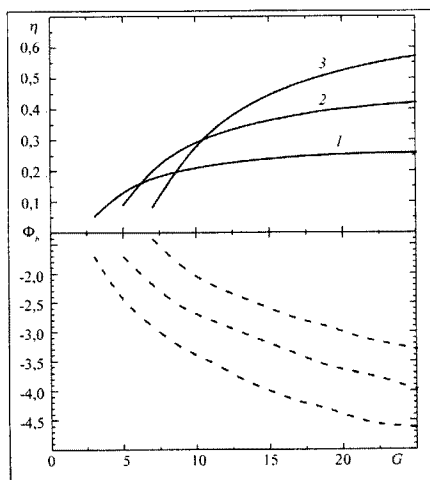


Рис. 6. Зависимость электронного КПД и соответствующего ему рассинхронизма от параметра эффективности взаимодействия для  $\omega_c/\omega = 0,4$

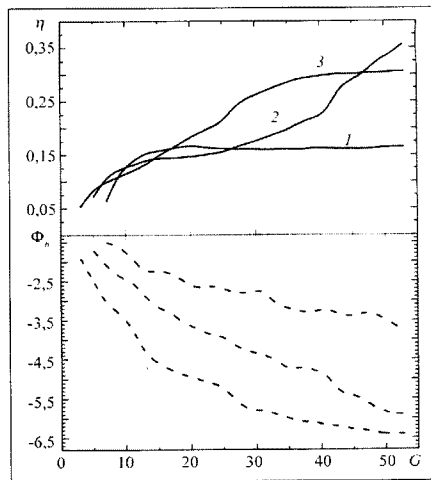


Рис. 7. Зависимость электронного КПД и соответствующего ему рассинхронизма от параметра эффективности взаимодействия при  $\omega_c/\omega = 0,1$

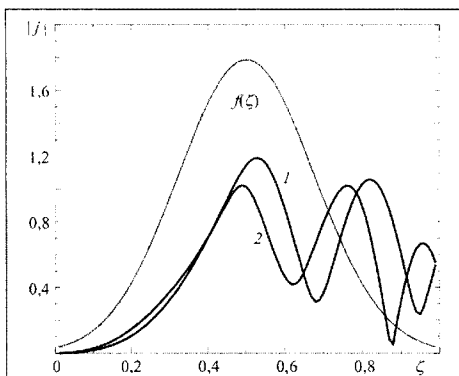


Рис. 8. Пространственное распределение модуля первой гармоники конвекционного тока

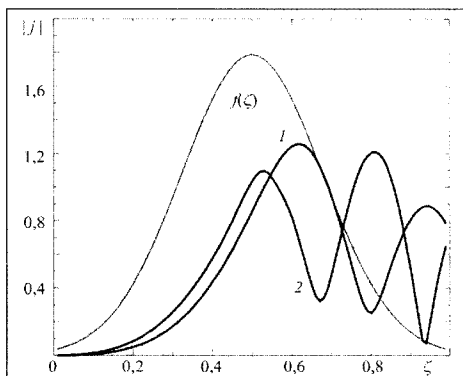


Рис. 9. Пространственное распределение модуля первой гармоники конвекционного тока

$\Delta/H = 0,25$ ;  $\xi_{oc} = 0,25$ ;  $L/d = 5$ ;  $\Phi_c/\Phi_0 = 0,4$ .

В случае замагниченного пучка увеличение релятивистского масс-фактора приводит к заметному повышению эффективности взаимодействия. Представленные зависимости качественно сохраняются и при переходе к одномерной теории, что указывает на одинаковые причины повышения мощности релятивистских приборов.

На рис. 8 и 9 представлены зависимости модуля первой гармоники тока пучка от безразмерной продольной координаты при различных значениях  $G$  и  $\gamma_0$  для случая  $\omega_c/\omega = 0,4$ . Кривые 1 построены при  $G=15$ , кривые 2 – при  $G=40$ . В нерелятивистском случае увеличение значения параметра  $G$  практически не сказывается на зависимостях  $|j(\zeta)|$ . Электронный ступок формируется при  $G=40$  несколько раньше, чем при другом значении  $G$ .

Иная ситуация реализуется в релятивистском приборе (рис. 9). При малых значениях рабочего тока ступок формируется ближе к коллекторному концу замедляющей системы по сравнению с нерелятивистским прибором. Это вызвано релятивистским увеличением массы заряженных частиц и фактическим увеличением минимального значения пускового тока. Нарастание рабочего тока сопровождается заметным смещением максимума высокочастотного тока к центру пространства взаимодействия. При гауссовой форме амплитудной огибающей  $f(\zeta)$  это явление, в свою очередь, приводит к повышению электронного КПД с увеличением параметра  $G$  (см. рис. 6).

Уменьшение индукции фокусирующего поля сопровождается снижением эффективности взаимодействия (см. рис. 7). Причем с увеличением релятивистского фактора отмеченное снижение КПД проявляется сильнее. Исключение составляет случай нерелятивистского пучка, где при больших  $G$  КПД повышается. Основным фактором повышения эффективности энергообмена является фазовая сортировка электронов пучка за счет токооседания на замедляющую систему [38]. Оседают преимущественно ускоряющиеся частицы, т.е. оседание в основном происходит в области пространства взаимодействия, где электронный ступок переходит в ускоряющую фазу высокочастотного поля.

На рис. 10 и 11 представлены пространственные распределения модуля первой гармоники тока в случае  $\omega_c/\omega = 0,1$  для различных значений  $G$  и  $\gamma_0$ . В данном случае существенное воздействие на процесс энергообмена оказывает токооседание. В нерелятивистском приборе (рис. 10) токооседание практически не зависит от величины  $G$ . Здесь при больших рабочих токах ( $G > 30$ ) реализуется более высокий КПД по сравнению со случаем  $\omega_c/\omega = 0,4$ . Это обусловлено, в первую очередь, фазовой сортировкой частиц пучка за счет преимущественного оседания ускоряющихся электронов. В релятивистском генераторе увеличение  $G$  сопровождается усилением токооседания из-за динамических поперечных смещений траекторий электронов. В режиме больших рабочих токов

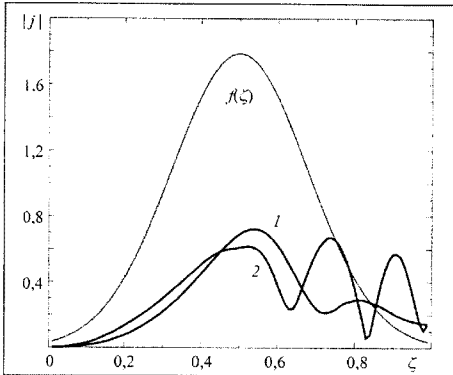


Рис. 10. Пространственное распределение модуля первой гармоники конвекционного тока при  $\gamma_0 = 0,01$

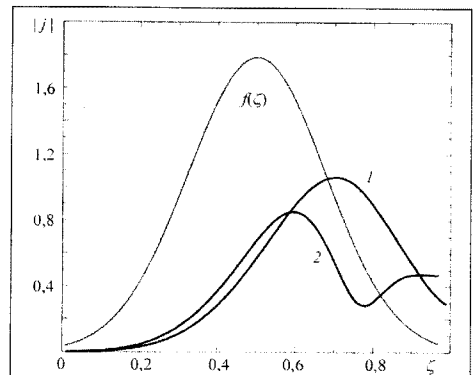


Рис. 11. Пространственное распределение модуля первой гармоники конвекционного тока при  $\gamma_0 = 1,6$

(кривая 2 на рис. 11) при значении  $\zeta = 0,6$ , где реализуется максимум модуля высокочастотного тока, оседает почти половина электронов пучка. Это негативно сказывается на эффективности взаимодействия, и электронный КПД практически не изменяется при увеличении параметра  $G$  с 15 до 40 (кривая 3 на рис. 7).

Следовательно, в режиме больших рабочих токов, характерном в основном для импульсного генератора, необходимо обеспечивать величину однородного фокусирующего поля, достаточную для сведения к минимуму токооседания на замедляющую систему. Эффекты, обусловленные поперечным движением электронов в пучке, оказывают значительное влияние на характеристики процесса энергообмена в приборе с конечным значением индукции фокусирующего поля.

Представляется перспективным использование неоднородных фокусирующих полей для реализации механизма фазовой сортировки электронов и, как следствие, повышения эффективности релятивистского импульсного генератора.

Анализ влияния локальной магнитной неоднородности (ЛМН) был проведен для замагниченного электронного потока в слаборелятивистском случае. Пространственное распределение индукции магнитного поля ЛМН выбралось в виде гауссова распределения, а именно,

$$B_z = B_0 \left( 1 + a \exp(\zeta - \zeta_m)^2 / w^2 \right),$$

где  $w$  – нормированная на длину пространства взаимодействия полуширина пятна магнитной не-

однородности;  $a$  – амплитудный коэффициент;  $\zeta_m$  – нормированная координата центра магнитной неоднородности.

Вторую компоненту находим из условия соленоидальности  $\text{div} \mathbf{B} = 0$ , которая сводится к виду

$$B_y = B_0 \left( 2 \frac{a}{w^2} \frac{H}{L} (\zeta - \zeta_m)(\zeta - \zeta_m) \exp(\zeta - \zeta_m)^2 / w^2 \right).$$

При такой записи пространственного распределения ЛМН магнитная индукция характеризуется четырьмя параметрами  $a$ ,  $\zeta_m$ ,  $w$ , – амплитудой, поперечной и продольной координатой центра неоднородности и шириной пятна неоднородности соответственно. Комбинируя эти параметры, можно смоделировать довольно обширный набор вариантов неоднородного фокусирующего поля и проанализировать траектории электронов в пучке конечной толщины.

На рис. 12 показан пример расчета параметра эффективности взаимодействия генератора дифракционного взаимодействия для нескольких значений амплитуды ЛМН  $a$  ( $a = -0,15$  – кривая 1;  $a = -0,25$  – кривая 2;  $a = -0,3$  – кривая 3; штриховая кривая соответствует генератору без ЛМН). Из представленных графиков следует, что за счет магнитной неоднородности пусковые токи генератора могут быть понижены, а зона генерации по ускоряющему напряжению расширена. Физическая причина таких явлений связана с улучшением электронно-волнового взаимодействия [39]. Эффективность взаимодействия наблюдается

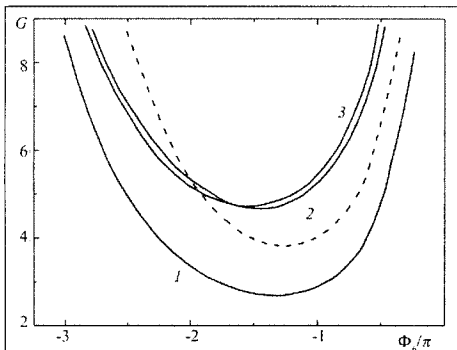


Рис. 12. Зависимости пускового значения параметра эффективности взаимодействия от относительного рассинхронизма

и на нелинейной установившейся стадии процесса генерации.

На рис. 13 изображены зоны генерации генератора дифракционного взаимодействия для одного значения амплитуды МЛН  $a = -0,15$  и трех значений местоположения ЛМН по продольной координате  $\zeta_m = 0,4; 0,6; 0,8$  (кривые 1, 2, 3 соответственно). Точечная кривая соответствует бесконечному однородному фокусирующему полю. Анализ результатов расчета эксплуатационных характеристик показывает, что пусковые токи ГДИ с ЛМН могут быть понижены в два раза, а электронный КПД увеличен примерно в 1,5 раза, что весьма существенно для разработки генераторов миллиметрового диапазона волн.

### Заключение

Представленная многомерная нестационарная самосогласованная система уравнений электронно-волнового процесса взаимодействия релятивистского резонансного генератора с произвольной пространственной конфигурацией фокусирующего магнитного поля и произвольной структурой фиксированного высокочастотного поля позволяет рассчитывать эксплуатационные характеристики широкого класса генераторов миллиметрового диапазона и прогнозировать их эффективные режимы генерации, как на начальной стадии самовозбуждения, так и на стадии установления интенсивных мощных колебаний. Установлено влияние релятивистского масс-фактора на основные характеристики прибора. Увеличение этого влияния сопровождается повышением пускового тока и возрастанием

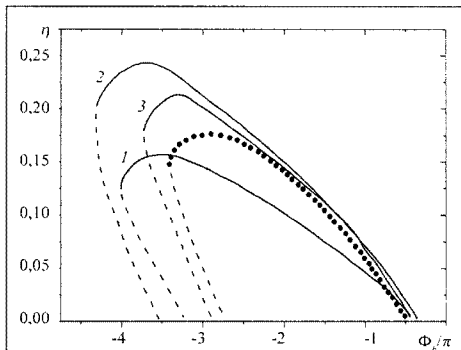


Рис. 13. Зоны генерации по ускоряющему напряжению

роли поперечного электронно-волнового взаимодействия в процессе энергообмена. Выявлены основные особенности взаимодействия генераторов дифракционного излучения с разным типом магнитной локальной неоднородности и показана возможность увеличения электронного КПД в 1,5 раза, а пусковых токов — в 2 раза.

*Авторы посвящают эту работу 70-летию выдающегося ученого А.А.Куряева и желают ему ему крепкого здоровья и новых творческих успехов!*

### Литература

1. Шестопалов В. П. Дифракционная электроника. — Харьков: Вища школа, Изд-во при Харьк.ун-те, 1976.
2. Генераторы дифракционного излучения / Под ред. В. П. Шестопалова. — Киев: Наукова думка, 1991.
3. Вагнер Д. М., Третьяков О. А., Шматко А. А. Теория резонансных генераторов с длительным взаимодействием / Препринт ФТИНТ АН УССР. — Харьков, 1978.
4. Вагнер Д. М., Третьяков О. А., Шматко А. А. Влияние поля пространственного заряда на выходные характеристики генератора с распределенным взаимодействием О-типа. — Радиотехника и электроника, 1984, т. 29, № 8, с. 1571–1579.
5. Вагнер Д. М., Третьяков О. А., Шматко А. А. К нелинейной стационарной теории резонансных генераторов с длительным взаимодействием. — Радиотехника и электроника, 1978, т. 23, № 11, с. 2534–2562.
6. Шматко А. А. Возбуждение колебаний в нелинейных электронно-волновых резонансных системах О-типа миллиметрового диапазона / Дис. ...докт. физ.-мат. наук. — Харьков, 1988.
7. Бугаев С. П., Канавец В. И., Кошелев В. А., Черепенин В. А. Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы. — Новосибирск: Наука (Сиб. отд.), 1991.
8. Ковалев Н. Ф., Петелин М. И. Релятивистская высокочастотная электроника // Вестн. АН СССР, 1979, 4, с. 11–23.

9. Канаев В. И., Сандалов А. Н., Черепенин В. А. Дифракционное излучение релятивистского поливинилового электронного потока / Письма в журн. техн. физики, 1977, т. 3, вып. 13, с. 607–611.
10. Черепенин В. А. Многоволновое когерентное излучение релятивистских электронных потоков. – М.: 1987, с. 76–95.
11. Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Нусинович Г. С. и др. Циклотронные и синхротронные мазеры / Релятивистская высокочастотная электроника. – Горький, 1979, с. 157–216.
12. Канаев В. И., Мозговой Ю. Д. Особенности взаимодействия пучка и волн периодической структуры вблизи границы полосы прозрачности. – Радиотехника и электроника, 1975, вып. 10, с. 2121–2132.
13. Александров А. Ф., Галузо С. Ю., Канаев В. И. и др. Исследование релятивистского генератора дифракционного излучения миллиметрового диапазона / Письма в журн. техн. физики, 1981, т. 7, вып. 10, с. 687–591.
14. Аршин А. П., Винтисенко И. И., Канаев В. И. и др. Экспериментальное исследование взаимодействия сильного релятивистского электронного потока с сверхразмерной замедляющей структурой. – Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, вып. 16, с. 970–973.
15. Афонин А. М., Канаев В. И., Черепенин В. А. Высокоэффективное направленное синхротронное излучение интенсивного электронного потока релятивистских электронных осцилляторов. – Радиотехника и электроника, 1980, вып. 9, с. 1945–1956.
16. Канаев В. И. Дифракционное рассеяние излучения релятивистских электронных потоков // Лекции по электронике СВЧ. – Саратов, 1978, с. 119–1142.
17. Одаренко Е. Н., Шматко А. А. Самовозбуждение колебаний в резонансных генераторах с длительным взаимодействием при наклонном магнитостатическом поле. – Радиотехника и электроника, 1992, т. 37, № 2, с. 303–310.
18. Одаренко Е. Н., Шматко А. А. Влияние магнитостатической локальной неоднородности на пусковые характеристики генераторов О-типа. – Радиотехника и электроника, 1992, т. 37, № 5, с. 901–909.
19. Одаренко Е. Н., Шматко А. А. Нелинейная теория резонансных генераторов с наклонным магнитостатическим полем. – Радиотехника и электроника, 1993, т. 38, № 9, с. 1690–1695.
20. Клинтон / Под ред. А. Я. Усикова. – Киев: Наукова думка, 1992.
21. Шестопалов В. П. Дифракционная электроника. – Харьков: Вища школа, Изд-во при Харьк. ун-те, 1976.
22. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. – М.: Наука, 1988.
23. Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон – М.: Наука: ГРФМЛ, 1974.
24. Лопухин В. М. Возбуждение электромагнитных колебаний и волн электронными потоками. – М.: ГИТД, 1953.
25. Кураев А. А. Сверхвысокочастотные приборы с периодическими электронными потоками. – Минск: Наука и техника, 1971.
26. Вайнштейн Л. А., Солнце В. А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. – М.: Сов. радио, 1973.
27. Кураев А. А. Мощные приборы СВЧ. Методы анализа и оптимизации параметров. – М.: Радио и связь, 1986.
28. Кураев А. А. Математические модели и методы оптимального проектирования СВЧ-приборов. – Минск: Наука и техника, 1990.
29. Батура М. П., Кураев А. А., Синицин А. К. Моделирование и оптимизация мощных электронных приборов СВЧ. – Минск: БГУИР, 2006.
30. Ханян Я. И. Динамика квантовых генераторов (Квантовая радиофизика, т. 2). – М.: Сов. радио, 1975.
31. Шматко А. А. Воздействие высокочастотного сигнала на резонансный автогенератор с распределенным взаимодействием О-типа. – Радиотехника и электроника, 1985, т. 30, № 4, с. 761–769.
32. Шматко А. А. Электронные приборы сверхвысоких частот. Основы теории и радиофизический лабораторный практикум: – Харьков: ХНУ им. В. Н. Каразина, 2006.
33. Курбаров С. А., Шматко А. А. Низкочастотные флукутации в резонансных генераторах с распределенным взаимодействием О-типа. – Изв. вузов. Радиофизика, 1984, т. 27, № 4, с. 469–480.
34. Акимовский И. В. Электронные пучки и электронные пушки. – М.: Сов. радио, 1966.
35. Коломенский И. А. Физические основы методов ускорения заряженных частиц. – М.: МГУ, 1980.
36. Исаев В. А. Влияние поперечных компонент высокочастотного поля и поперечных движений электронов на пусковые условия. – Вопросы электроники СВЧ (Саратов), 1976, вып. 9, с. 11–16.
37. Лопухин В. М., Рошаль А. С. Электроннолучевые параметрические усилители. – М.: Советское радио, 1968.
38. Одаренко Е. Н., Шматко А. А. Нелинейная теория СВЧ-генераторов О-типа с однородным магнитостатическим полем (двумерная теория). – Радиотехника и электроника, 1994, т. 39, № 4, с. 653–661.
39. Одаренко Е. Н., Шматко А. А. Влияние магнитостатической локальной неоднородности на пусковые характеристики генераторов О-типа. – Радиотехника и электроника, 1992, т. 37, № 5, с. 901–909.

Поступила 12 июля 2007 г.

**Одаренко Евгений Николаевич** (1963 г. р.) – канд. физ.-мат. наук, доц. кафедры физических основ электронной техники Харьковского национального университета радиоэлектроники.  
*Область научных интересов:* разработка многомерных теоретических моделей электровакуумных приборов мм-диапазона, численное моделирование физических процессов в сложных электронно-волновых системах.

**Шматко Александр Александрович** (1947 г. р.) – докт. физ.-мат. наук, проф. кафедры физики СВЧ Харьковского национального университета им. В. Н. Каразина.  
*Область научных интересов:* дифракционная электроника, рассеяние волновых пакетов и сигналов на многослойных изотропных и анизотропных средах, нелинейное взаимодействие электронов с полями периодических структур, шумовые и стохастические процессы в нелинейных электронно-волновых системах, электродинамика резонансных СВЧ-устройств.