

ISSN 2311-0872

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ

ВІСНИК
ХАРКІВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО
УНІВЕРСИТЕТУ

імені В.Н. КАРАЗІНА

№ 1067

Серія "РАДІОФІЗИКА ТА ЕЛЕКТРОНІКА"

Випуск 22

Започаткована 1971 р.

ХАРКІВ

2013

УДК 621.385.6

ПУСКОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВУХРЕЖИМНОЙ ЭЛЕКТРОННО-ВОЛНОВОЙ СИСТЕМЫ О-ТИПА

Е.Н. Одаренко¹, А.А. Шматько²

¹Харьковский национальный университет радиоэлектроники, 61166, Харьков, пр. Ленина, 14
E-mail: oen@kture.kharkov.ua

²Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, 61077, Харьков, пл. Свободы, 4
Поступила в редакцию 30 октября 2013 г.

В работе проведено теоретическое исследование пусковых характеристик двухрежимного генератора с двумя выходными сигналами на кратных частотах. Анализ проводится на основе многомерной теории резонансных приборов О-типа с длительным взаимодействием в рамках приближения слабого сигнала. Установлены основные закономерности влияния амплитуды поля поверхностной обратной волны и величины индукции магнитного фокусирующего поля на пусковые характеристики режима дифракционного излучения.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: двухрежимный генератор, линейная теория, пусковые характеристики.

В роботі проведено теоретичне дослідження пускових характеристик дворежимного генератора з двома вихідними сигналами на кратних частотах. Аналіз проводиться на базі багатовимірної теорії резонансних приладів О-типу з тривалою взаємодією в рамках наближення слабого сигналу. Встановлені основні закономірності впливу амплітуди поля поверхневої зворотної хвилі та значення індукції магнітного фокусуєчого поля на пускові характеристики приладу в режимі дифракційного випромінювання.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: дворежимний генератор, лінійна теорія, пускові характеристики.

Theoretical investigation of the double-mode oscillator starting characteristics with two output multiple frequencies signals is carried out in this work. Analysis is performed on the basis of the multidimensional theory of the O-type resonant electron devices with prolonged interaction within the framework of small-signal approach. Basic regularities of the effect of the surface backward wave amplitude and magnetic focusing field induction value on the starting characteristics of the diffraction radiation regime are determined.

KEY WORDS: double-mode oscillator, linear theory, starting characteristics.

ВВЕДЕНИЕ

Современные тенденции развития радиоэлектронных устройств характеризуются интенсивным освоением новых коротковолновых диапазонов, что необходимо для совершенствования средств связи, навигации, научного приборостроения, медицины и т.д. Особое место здесь занимает так называемый терагерцовый диапазон, который характеризуется длинами волн от десятых до сотых долей миллиметра.

Основой для освоения любого частотного диапазона является разработка средств для генерации, усиления, преобразования и обработки сигналов. В оптическом и инфракрасном диапазоне успешно применяются источники когерентного и некогерентного излучения – лазеры различных типов и модификаций, а также разнообразные светодиоды. В СВЧ-диапазоне используются вакуумные и полупроводниковые приборы, которые перекрывают диапазон длин волн от метрового до субмиллиметрового.

Особое место занимают устройства дифракционной электроники, специально созданные для работы в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах [1]. Сочетая в себе элементы конструкции, присущие классическим электронным приборам СВЧ (электронный поток, замедляющая система (ЗС)) и приборам квантовой электроники (открытый резонатор), эти устройства обеспечивают лучшие эксплуатационные характеристики в терагерцовом и субтерагерцовом частотном диапазонах по сравнению с приборами СВЧ или квантовыми генераторами. Характерной особенностью генераторов дифракционного излучения является возможность работы в двух режимах – режиме генерации на обратной волне (режим ЛОВ) и режиме генерации дифракционного излучения (режим ГДИ). Данный факт непосредственно следует из структуры поля периодической ЗС – энергия поля распределяется между поверхностными и объемными волнами. Модуляция электронного потока полем обратной волны обуславливает возбуждение быстрых объемных волн, уходящих от поверхности ЗС [2, 3].

Ввиду нелинейности процесса модуляции спектр электромагнитных колебаний в системе обогащается высшими гармониками частоты колебаний режима ЛОВ и возникает возможность одновременной реализации двух режимов электронно-волнового взаимодействия на кратных частотах, что подтверждается результатами натурных и численных экспериментов [4, 5]. Обычно этот режим считался нежелательным, поскольку за счет конкуренции колебаний ЛОВ и ГДИ снижалась выходная мощность генератора. Однако, поскольку устройства вывода энергии колебаний режимов ЛОВ и ГДИ пространственно разнесены, то в этом случае возможно получить одновременно два сигнала различных частот, связанные по фазе. Если обеспечить кратность частот сигналов ЛОВ и ГДИ, то получается устройство, которое является одновременно генератором и умножителем частоты. В случае, когда генерация на обратной волне осуществляется в субтерагерцовом диапазоне, данный прибор одновременно обеспечивает выходной сигнал более коротковолнового диапазона (терагерцового). Такие двухчастотные электронно-волновые системы имеют важное преимущество перед многокаскадными умножителями частоты, поскольку обеспечивают пространственное совмещение в одном приборе областей максимальной степени группировки электронного потока и интенсивности высокочастотного поля на гармонике частоты генерации.

Ранее подобные схемы были предложены для клистронных генераторов [6] и приборов гиротронного типа [7]. Кроме того, экспериментально было установлено возбуждение генератора оротронного типа на второй гармонике частоты колебаний ЛОВ [8].

Важной особенностью двухрежимной электронно-волновой системы является уменьшение пускового тока режима ГДИ на высшей гармонике частоты генерации ЛОВ по сравнению с «чистым» режимом дифракционного излучения на такой же частоте. Увеличение отношения рабочего тока к пусковому приводит к повышению электронного КПД прибора. Поэтому возникает необходимость исследования закономерностей физических процессов на различных стадиях развития колебаний в рассматриваемой системе с целью разработки способов повышения эффективности электронно-волнового взаимодействия. С повышением рабочей частоты следует учитывать все больше факторов, влияющих на процесс энергообмена электронного потока с полем: поперечное взаимодействие, оседание электронов на поверхность ЗС, высокочастотное расслоение пучка и др. Поэтому при теоретическом анализе приборов субтерагерцового и терагерцового диапазонов необходимо использовать двух- и трехмерные модели, позволяющие значительно повысить достоверность результатов и установить основные закономерности физических процессов, протекающих в сложной колебательной системе.

В данной работе на основе многомерной самосогласованной теории электронно-волнового взаимодействия в резонансных приборах с длительным взаимодействием исследуется начальная стадия возбуждения колебаний в двухрежимном приборе.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Моделирование физических процессов в резонансной электронно-волновой системе О-типа с длительным взаимодействием в двухмодовом двухчастотном режимах проводится на основе многомерной самосогласованной теории с учетом пространственного распределения индукции фокусирующего поля [9]. Схема прибора и соответствующая система координат представлены на рис. 1. В дальнейшем используются следующие основные допущения:

- на вход пространства взаимодействия поступает немодулированный электронный поток;
- на первой гармонике происходит взаимодействие в режиме ЛОВ;
- на n -й гармонике ЛОВ происходит взаимодействие в режиме ГДИ.

Для формирования самосогласованной системы уравнений, описывающей двухрежимное электронно-волновое взаимодействие, необходимо сформулировать уравнения движения электрона в высокочастотных и статических полях, а также уравнения возбуждения для всех полей, существующих в системе. Исходя из сформулированных ранее допущений, можно сделать вывод о том, что в уравнении движения (в общем случае векторном) необходимо учитывать поле ЛОВ на первой гармонике и поле ГДИ на одной из высших гармоник основной частоты (частоты ЛОВ). В общем случае уравнение движения электрона представляет собой векторное уравнение Лоренца:

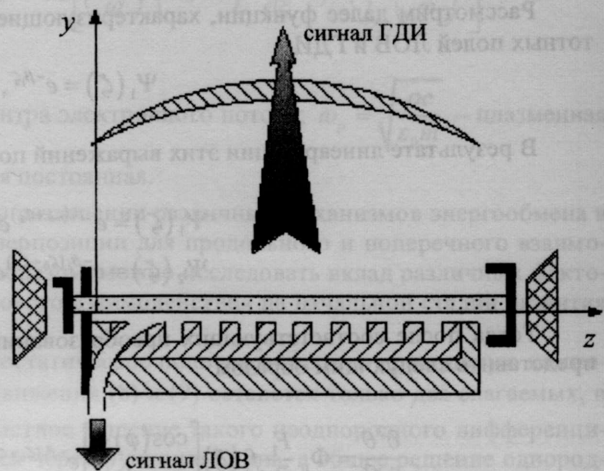


Рис. 1. Схема двухрежимного прибора

$$m\ddot{\vec{r}} = -|e|\left\{\vec{E}_g + \vec{E}_b + \vec{E}_{sc} + \left[\dot{\vec{r}}, \vec{B}\right]\right\}, \quad (1)$$

где e и m - заряд и масса покоя электрона; \vec{r} - радиус-вектор электрона в выбранной системе координат; \vec{B} - вектор индукции магнитостатического фокусирующего поля; \vec{E}_g - вектор напряженности высокочастотного электрического поля колебаний ГДИ; \vec{E}_b - вектор напряженности высокочастотного поля колебаний ЛОВ; \vec{E}_{sc} - поле пространственного заряда. Точками обозначено дифференцирование по времени. Для записи электрического поля колебаний ГДИ и ЛОВ используются следующие выражения:

$$E_b = E_1 f_1(z) \Psi_1(y) \exp[i(\beta_1 z - \omega t)], \quad (2)$$

$$E_g = E_2 f_2(z) \Psi_2(y) \exp[i(\beta_2 z - n\omega t)]. \quad (3)$$

Здесь функции $f_{1,2}(z)$ и $\Psi_{1,2}(y)$ характеризуют амплитудное распределение высокочастотного поля вдоль продольной и поперечной координаты; $\beta_{1,2}$ - волновые числа, соответствующие замедленным волнам; $E_{1,2}$ - амплитуды полей. В дальнейшем предполагается, что поля имеют две координатные компоненты, а движение электронов в пространстве взаимодействия является трехмерным.

Для анализа начальной стадии развития колебаний обычно используется приближение слабого сигнала, которое позволяет ограничиться рассмотрением линейных процессов и тем самым значительно упростить исходные нелинейные уравнения. Поскольку в этом случае амплитуды колебаний являются малыми величинами, то можно пренебречь обратным воздействием поля в режиме ГДИ на поле ЛОВ. Такой подход позволяет рассматривать сигнал ЛОВ как некое внешнее воздействие на колебательную систему ГДИ. Поскольку это воздействие непосредственно определяет модуляцию электронного потока и условия возбуждения автоколебаний, то его можно определить как параметрическое.

Представим поперечную координату заряженной частицы, нормированную на поперечный масштаб, в виде суммы трех слагаемых:

$$\zeta = \frac{y}{H} = \zeta_0 + \zeta_s + \zeta_d, \quad (4)$$

где ζ_0 - координата влета частицы в пространство взаимодействия; ζ_s - статическая траектория частицы (обусловленная действием магнитного фокусирующего поля и полем пространственного заряда); ζ_d - динамическая траектория, которая формируется под воздействием высокочастотных полей. Очевидно, что в данном случае ζ_d является линейной функцией амплитуды колебаний.

Рассмотрим далее функции, характеризующие поперечное амплитудное распределение высокочастотных полей ЛОВ и ГДИ:

$$\Psi_1(\zeta) = e^{-\beta_1 \zeta}, \quad \Psi_2(\zeta) = e^{-\beta_2 \zeta}. \quad (5)$$

В результате линеаризации этих выражений получаем:

$$\begin{aligned} \Psi_1(\zeta) &= e^{-\beta_1(\zeta_0 + \zeta_s)} e^{-\beta_1 \zeta_d} \approx e^{-\beta_1(\zeta_0 + \zeta_s)} (1 - \beta_1 \zeta_d); \\ \Psi_2(\zeta) &= e^{-\beta_2(\zeta_0 + \zeta_s)} e^{-\beta_2 \zeta_d} \approx e^{-\beta_2(\zeta_0 + \zeta_s)} (1 - \beta_2 \zeta_d). \end{aligned} \quad (6)$$

Тогда после соответствующих преобразований линейное продольное уравнение движения можно представить следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} &= \Phi_0 \frac{F_1}{2} f_1(\xi) \begin{bmatrix} \cos(\phi) - \\ \theta \sin(\phi) \end{bmatrix} e^{-\beta_1(\zeta_0 + \zeta_s)} - \Phi_0^3 \frac{\omega_c^2}{\omega^2} B_y \left(\frac{H}{L} \int_{\zeta_0}^{\zeta_0 + \zeta_s} B_z d\zeta + \frac{H}{L} B_z \zeta_H - \int_0^{\xi} B_y d\xi \right) + \\ &+ \Phi_0 \frac{F_2}{2} f_2(\xi) \cos(n\phi + \delta\gamma) e^{-\beta_2(\zeta_0 + \zeta_s)}. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь приняты следующие обозначения безразмерных величин: $\theta = \omega t - \Phi_0 \xi - \varphi_0$; ω – циклическая частота колебаний режима ЛОВ; $\Phi_0 = \beta_e L$ – статический угол пролета электроном пространства взаимодействия длиной L ; $\beta_e = \frac{\omega}{v_0}$ – электронное волновое число; $\phi = \Phi_0 b \xi$; $\xi = \frac{z}{L}$ – нормированная продольная координата; $b = 1 - \frac{v_0}{v}$ – относительный рассинхронизм между начальной скоростью электронов v_0 и фазовой скоростью синхронной с пучком волны v ; $\omega_c = \frac{eB_0}{m}$ – циклотронная частота; B_0 – постоянная составляющая индукции фокусирующего магнитного поля; $B_y(\xi, Z)$ и $B_z(\xi, Z)$ – координатные компоненты фокусирующего магнитостатического поля (в общем случае – неоднородного); $\delta\gamma$ – разность фаз между сигналами ЛОВ и ГДИ. Фактически это фаза сигнала ГДИ, которая отсчитывается от фазы сигнала ЛОВ.

В правой части выражения (7) находятся три слагаемые, соответствующие различным физическим механизмам изменения фазового положения заряженной частицы относительно синхронной с пучком волны. Первое слагаемое характеризует воздействие сигнала ЛОВ, который, по сути, является внешним воздействием на колебательную систему ГДИ. Второе слагаемое связано с пространственным распределением индукции фокусирующего магнитного поля. Очевидно, что в случае идеализированной фокусировки, когда магнитостатическое поле имеет только одну продольную компоненту B_z , это слагаемое равно нулю. Третье слагаемое характеризует воздействие поля ГДИ. Поскольку в данном случае амплитуда F_2 весьма мала, то роль внешнего сигнала ЛОВ может быть существенной при формировании пусковых характеристик режима ГДИ. Таким образом, появляется возможность управления процессом возбуждения колебаний ГДИ в двухрежимном приборе за счет изменения условий электронно-волнового взаимодействия в режиме ЛОВ.

Результат линеаризации поперечного уравнения движения представим в виде двух уравнений – для статической и динамической компонент траектории электрона:

$$\frac{\partial^2 \zeta_s}{\partial \xi^2} + A_1 \frac{\partial \zeta_s}{\partial \xi} + \Phi_0^2 \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \zeta_s = \Phi_0^2 \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 (\zeta_0 - h) - \frac{L}{H} \frac{B_z}{B_y} A_1, \quad (8)$$

$$\frac{\partial^2 \zeta_d}{\partial \xi^2} + A_1 \frac{\partial \zeta_d}{\partial \xi} + A_2 \zeta_d = \frac{F_1}{2} f_1(\xi) e^{-\beta_e(\zeta_0 + \zeta_s)} \left[\frac{L}{H} \sin(\phi) + \frac{\partial \zeta_s}{\partial \xi} \cos(\phi) \right] + \frac{F_2}{2} f_2(\xi) e^{-\beta_e(\zeta_0 + \zeta_s)} \left[\frac{L}{H} \sin(n\phi + \delta\gamma) + \frac{\partial \zeta_s}{\partial \xi} \cos(n\phi + \delta\gamma) \right], \quad (9)$$

$$A_1 = \Phi_0^2 \frac{\omega_c^2}{\omega^2} B_y \left(\frac{H}{L} \int_{\zeta_0}^{\zeta_0 + \zeta_s} B_z d\zeta - \int_0^{\xi} B_y d\xi \right), \quad A_2 = \Phi_0^2 \left[\left(\frac{\omega_c}{\omega} \right)^2 \left(B_z^2 + \frac{H}{L} \frac{\partial \zeta_s}{\partial \xi} B_y B_z \right) - \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \right].$$

Здесь h – начальная поперечная координата центра электронного потока; $\omega_p = \sqrt{\frac{\rho e}{\epsilon_0 m}}$ – плазменная частота; ρ – плотность заряда; ϵ_0 – диэлектрическая постоянная.

Из уравнений (7)-(9) следует известный вывод о разделении различных механизмов энергообмена в рамках линейной теории. Выполняется принцип суперпозиции для продольного и поперечного взаимодействия, а также для сигналов ЛОВ и ГДИ. Таким образом, можно исследовать вклад различных факторов и механизмов в эффективность электронно-волнового взаимодействия на начальной стадии развития колебательного процесса в режиме ГДИ.

Если предположить, что фокусирующее магнитостатическое поле имеет только продольную компоненту B_z , то в левой части поперечных уравнений движения (8) и (9) останется только два слагаемых, и они фактически переходят в уравнение маятника. Частное решение такого неоднородного дифференциального уравнения второго порядка обычно находится через функцию Грина, а общее решение однородного уравнения зависит от начальных условий, которые используются в системе. Для поперечной координаты и ее производной начальные условия являются в общем случае ненулевыми. Поэтому итоговое решение состоит из двух частей: общего решения однородного дифференциального уравнения и частного решения неоднородного уравнения.

Ключевую роль при анализе и решении уравнения возбуждения резонансной колебательной системы играет средняя комплексная крутизна колебательной характеристики, которая в рамках многомерной модели записывается в виде [10]:

$$S(F, \delta\gamma) = S_1(F, \delta\gamma) + iS_2(F, \delta\gamma) = \frac{1}{2\pi F_2 \Delta} \int_0^1 f_2(\xi) \int_{\zeta_1}^{\zeta_2} \Psi_2(\zeta) \int_0^{2\pi} \left(1 - i \frac{2}{\Phi_0} \frac{d\zeta}{d\xi} \right) \exp[i(n(\theta + \phi) + \delta\gamma)] d\varphi_0 d\zeta_0 d\xi, \quad (10)$$

где Δ – начальная безразмерная толщина электронного потока; $\zeta_{1,2}$ – поперечные координаты границ пучка в начале пространства взаимодействия.

Линеаризация уравнения возбуждения фактически означает запись функции $S(F)$ в рамках приближения слабого сигнала. Подынтегральное выражение в общем случае содержит нелинейные функции амплитуды сигналов ЛОВ и ГДИ. Как и для уравнений движения, здесь используется предположение о том, что амплитуда F_2 мала и при разложении в ряд в рассмотрении удерживаются слагаемые, содержащие амплитуду в степени не выше первой. В этом случае комплексная крутизна содержит амплитуду в минус первой или в нулевой степени.

Рассмотрим разложение в ряд различных сомножителей подынтегрального выражения в (10). Функция $\Psi_2(\zeta)$ характеризует поперечную неоднородность синхронной волны и может быть представлена в виде (6). Сомножитель в скобках содержит производную от поперечной координаты по продольной, т. е. характеризует многомерные траектории заряженных частиц. Представим его следующим образом:

$$1 - i \frac{2}{\Phi_0} \frac{d\zeta}{d\xi} = 1 - i \frac{2}{\Phi_0} \frac{d}{d\xi} (\zeta_0 + \zeta_s + \zeta_d) = \left[1 - i \frac{2}{\Phi_0} \frac{d\zeta_s}{d\xi} \right] - i \frac{2}{\Phi_0} \frac{d\zeta_d}{d\xi}. \quad (11)$$

Таким образом разделяются различные компоненты траектории электрона, обусловленные взаимодействием со статическими и высокочастотными полями.

Решение уравнения (7) можно представить в виде двух слагаемых: $\theta = \theta_0 + \theta(F_2)$. Здесь θ_0 – часть решения, которая не зависит от амплитуды сигнала ГДИ F_2 . Тогда экспоненциальная функция в правой части (10) записывается в виде:

$$\exp[i(n(\theta + \phi) + \delta\gamma)] = \exp[i(n(\theta_0 + \phi) + \delta\gamma)] (1 + in\theta(F_2)). \quad (12)$$

С учетом выражений (11) и (12) среднюю комплексную крутизну колебательной характеристики можно представить в виде суммы четырех слагаемых:

$$S^{(1)}(F_2, \delta\gamma) = \frac{1}{2\pi F_2 \Delta} \int_0^1 f_2(\xi) d\xi \int_{\zeta_1}^{\zeta_2} e^{-\beta_2(\zeta_0 + \zeta_s)} d\zeta_0 \int_0^{2\pi} e^{i(n(\theta_0 + \phi) + \delta\gamma)} \left(1 - i \frac{2}{\Phi_0} \frac{\partial \zeta_s}{\partial \xi} \right) d\varphi_0, \quad (13)$$

$$S^{(2)}(F_2, \delta\gamma) = \frac{-\beta_2}{2\pi F_2 \Delta} \int_0^1 f_2(\xi) d\xi \int_{\zeta_1}^{\zeta_2} e^{-\beta_2(\zeta_0 + \zeta_s)} d\zeta_0 \int_0^{2\pi} e^{i(n(\theta_0 + \phi) + \delta\gamma)} \left(1 - i \frac{2}{\Phi_0} \frac{\partial \zeta_s}{\partial \xi} \right) \zeta_d d\varphi_0, \quad (14)$$

$$S^{(3)}(F_2, \delta\gamma) = \frac{in}{2\pi F_2 \Delta} \int_0^1 f_2(\xi) d\xi \int_{\zeta_1}^{\zeta_2} e^{-\beta_2(\zeta_0 + \zeta_s)} d\zeta_0 \int_0^{2\pi} e^{i(n(\theta_0 + \phi) + \delta\gamma)} \left(1 - i \frac{2}{\Phi_0} \frac{\partial \zeta_s}{\partial \xi} \right) \theta d\varphi_0, \quad (15)$$

$$S^{(4)}(F_2, \delta\gamma) = \frac{-i}{\pi \Phi_0 F_2 \Delta} \int_0^1 f_2(\xi) d\xi \int_{\zeta_1}^{\zeta_2} e^{-\beta_2(\zeta_0 + \zeta_s)} d\zeta_0 \int_0^{2\pi} e^{i(n(\theta_0 + \phi) + \delta\gamma)} \frac{\partial \zeta_d}{\partial \xi} d\varphi_0. \quad (16)$$

Выражения (13)-(16) характеризуют различные механизмы энергообмена ленточного электронного потока с электромагнитным полем в многомерной двухрежимной электронно-волновой системе.

Первое слагаемое $S^{(1)}$ комплексной крутизны преимущественно определяется изменением эффективности взаимодействия за счет искривления траекторий заряженных частиц в неоднородном поле синхронной волны. Третье слагаемое $S^{(3)}$ содержит решение уравнения (7), т. е. характеризует, в основном, продольное взаимодействие пучка с сигналом ГДИ и обуславливает наличие в линейном уравнении воз-

буждения слагаемых, содержащих амплитуду F_2 в первой степени. Остальные слагаемые определяются решением уравнения (9) и содержат информацию о двух сигналах, присутствующих в системе.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Одной из основных характеристик электронно-волнового взаимодействия в слабосигнальном приближении является инкремент нарастания амплитуды колебаний, который в автономных генераторах непосредственно определяется через среднюю крутизну амплитудной колебательной характеристики:

$$\alpha = GS_1^{st} - 1, \quad S_1^{st} = S_1(F)|_{F \rightarrow 0}. \quad (17)$$

Рассматриваемая двухрежимная система по своей сути также является генератором, характеристики которого определяются параметрами двух взаимосвязанных колебательных систем. В связи с этим можно выделить два инкремента нарастания – для колебаний ЛОВ и ГДИ. Инкремент нарастания амплитуды колебаний ЛОВ определяется стандартным выражением (17), поскольку, в соответствии с допущениями, принятыми в постановке задачи, воздействие колебаний ГДИ на колебательную систему ЛОВ не учитывается. Крутизна амплитудной колебательной характеристики ЛОВ в этом случае зависит только от амплитуды F_1 .

На рис. 2 представлены результаты расчетов инкремента нарастания амплитуды колебаний на обратной волне α_b как функции параметра пространственного рассинхронизма $\Phi_0 b$. Цифры на кривых показывают величину отношения рабочего тока пучка к минимальному по зоне генерации пусковому. Значения индукции фокусирующего поля выбирались достаточно большими, чтобы исключить влияние статических и динамических поперечных смещений траекторий электронов. Данные зависимости характеризуют эффективность возбуждения колебаний ЛОВ на первой гармонике частоты и позволяют определить зоны возбуждения колебаний для различных значений параметров системы: рабочего тока, циклотронной частоты, характеристик электронного потока и т.д.

Рассматривать закономерности возбуждения колебаний ГДИ следует только в пределах зоны генерации ЛОВ, поскольку они порождаются в результате модуляции пучка полем обратной поверхностной волны замедляющей системы. Поскольку колебательная система ГДИ по существу является неавтономной, то ее характеристики определяются параметрами внешнего воздействия со стороны колебательной системы ЛОВ. В частности, крутизна колебательной характеристики ГДИ зависит от амплитуды и фазы колебаний на обратной волне, от которой отсчитывается фаза колебаний на объемных волнах. Следовательно, инкремент нарастания амплитуды колебаний ГДИ α_g является функцией амплитуды и фазы колебаний ЛОВ.

На рис. 3 представлены результаты расчетов пускового значения средней крутизны амплитудной колебательной характеристики режима ГДИ как функции разности фаз $\delta\gamma$ для различных значений нормированной амплитуды колебаний, возбужденных на обратной волне. Пунктирная горизонтальная линия показывает значение крутизны колебательной характеристики для автономного режима колебаний ГДИ. Естественно, что в этом случае пусковой ток и инкремент нарастания амплитуды колебаний не зависят от фазы колебаний. Рассматривается третья гармоника частоты режима ЛОВ, поскольку в этом случае

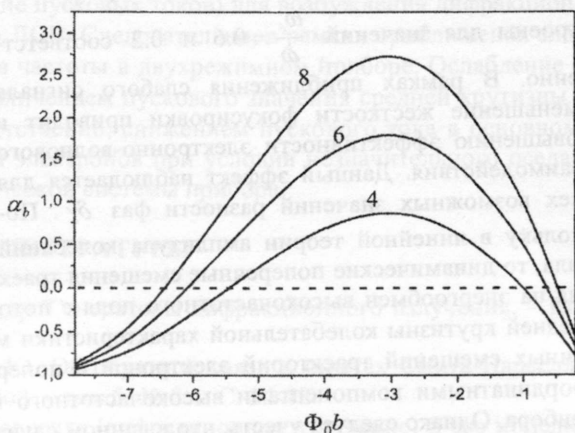


Рис. 2. Инкремент нарастания амплитуды колебаний ЛОВ

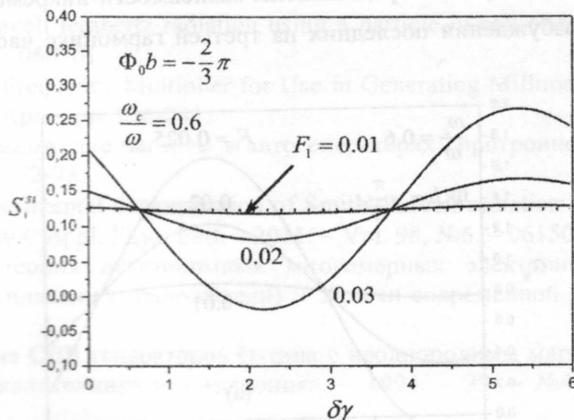


Рис. 3. Пусковые значения крутизны амплитудной колебательной характеристики в режиме ГДИ

реализуется максимальное сопротивление связи для высших гармоник.

Увеличение амплитуды сигнала ЛОВ приводит к формированию гармонической зависимости пускового значения средней крутизны от разности фаз. Для определенных наборов параметров системы величина S_1^{st} оказывается отрицательной в определенном диапазоне значений параметра $\delta\gamma$. Это свидетельствует о возможности формирования зоны генерации сигнала ГДИ не только по параметру рассинхронизма $\Phi_0 b$, но и по разности фаз с колебаниями ЛОВ. Кроме того, результаты расчетов показывают, что изменение параметра $\Phi_0 b$ сопровождается смещением зон генерации вдоль оси $\delta\gamma$. Значения разности фаз, соответствующие максимумам и минимумам пускового значения средней крутизны колебательной характеристики, не зависят от амплитуды сигнала ЛОВ. Следовательно, они определяются закономерностями электронно-волнового взаимодействия в режиме ГДИ. К такому же выводу можно прийти, если рассмотреть значения параметра $\delta\gamma$, для которых средняя крутизна принимает значения, соответствующие автономной колебательной системе. На периоде изменения разности фаз между колебаниями ЛОВ и ГДИ реализуется два таких значения, причем они зависят от величины параметра пространственного рассинхронизма.

Многомерная самосогласованная теория позволяет исследовать процесс электронно-волнового взаимодействия в двухрежимном приборе с учетом конечного значения индукции магнитного фокусирующего поля. На рис. 4 представлены зависимости $S_1^{st}(\delta\gamma)$ для различных значений амплитуды колебаний ЛОВ и нормированной циклотронной частоты, которая характеризует индукцию фокусирующего поля. Сплошные и штриховые кривые построены для значений $\frac{\omega_c}{\omega} = 0.6$ и 0.2 соответственно. В рамках приближения слабого сигнала уменьшение жесткости фокусировки приводит к повышению эффективности электронно-волнового взаимодействия. Данный эффект наблюдается для всех возможных значений разности фаз $\delta\gamma$. Поскольку в линейной теории амплитуда колебаний мала, то динамические поперечные смещения траекторий электронов не оказывают существенного влияния на энергообмен высокочастотного поля с потоком заряженных частиц. Следовательно, увеличение средней крутизны колебательной характеристики может происходить только за счет статических поперечных смещений траекторий электронов и поперечного взаимодействия лучка с соответствующими координатными компонентами высокочастотного поля электродинамической системы двухрежимного прибора. Однако следует учесть, что в данном случае параметры электронно-оптической системы прибора таковы, что уменьшение нормированной циклотронной частоты до значений 0.2 не приводит к существенному токооседанию на поверхность электродинамической системы.

На рис. 5 представлены зависимости инкремента α_g от разности фаз колебаний ЛОВ и ГДИ при возбуждении последних на третьей гармонике частоты ЛОВ. Зависимости $\alpha_g(\delta\gamma)$ построены для раз-

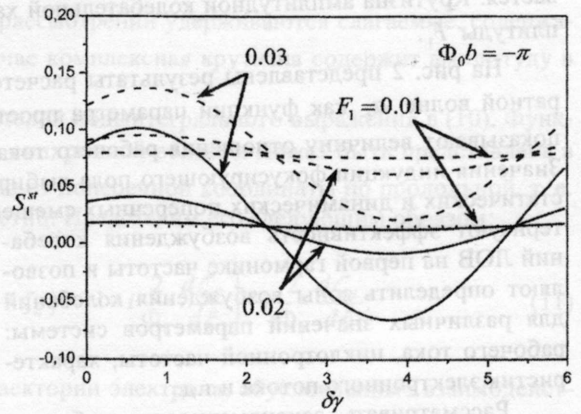


Рис. 4. Пусковые значения средней крутизны для различных значений амплитуды колебаний ЛОВ

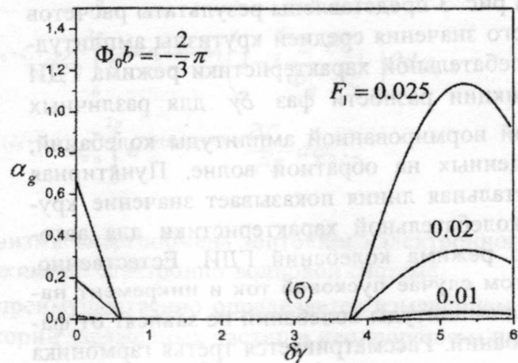
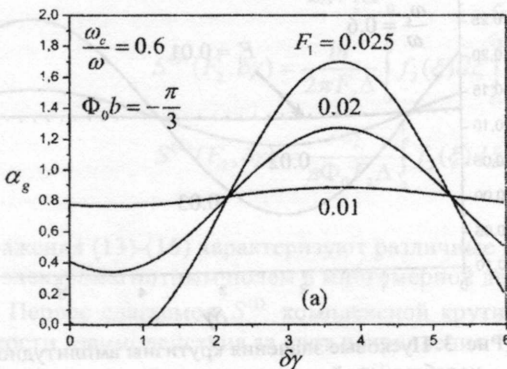


Рис. 5. Инкремент нарастания амплитуды колебаний режима ГДИ

личных значений амплитуды колебаний ЛОВ. Значения параметра пространственного рассинхронизма выбирались в пределах зоны возбуждения колебаний на обратной волне. Рабочий ток в четыре раза превышает минимальное пусковое значение для режима ЛОВ (см. рис. 2).

Для значений амплитуды внешнего воздействия $F_1 < 0.02$ фактически реализуется автономный режим возбуждения колебаний ГДИ с пусковым током, превышающим соответствующее значение для колебаний на обратной волне. На рис. 5а увеличение амплитуды колебаний ЛОВ до уровня 0.02 сопровождается формированием практически гармонической зависимости $\alpha_g(\delta\gamma)$, причем инкремент нарастания амплитуды колебаний ГДИ остается положительным для любых значений разности фаз. Для значения $F_1 > 0.025$ формируется зона возбуждения колебаний ГДИ по параметру $\delta\gamma$. В этом случае происходит синхронизация колебательной системы ГДИ внешним сигналом на третьей гармонике частоты ЛОВ. Следует отметить практически двукратное увеличение инкремента нарастания амплитуды колебаний ГДИ по сравнению с автономным режимом возбуждения дифракционного излучения.

На рис. 5б зона возбуждения колебаний режима ГДИ по разности фаз наблюдается для всех рассмотренных значений амплитуды колебаний ЛОВ. В этом случае параметры электронно-волновой системы таковы, что возбуждение дифракционного излучения происходит только при наличии внешнего сигнала. В автономном режиме ГДИ для получения положительных значений инкремента α_g необходимо использовать относительно большие рабочие токи, более чем в пять раз превышающие минимальное пусковое значение.

ВЫВОДЫ

Электронно-волновая система с одновременным существованием режимов ЛОВ и ГДИ может использоваться в качестве двухчастотного источника колебаний терагерцового и субтерагерцового диапазона. Наличие модуляции электронного потока сигналом обратной волны обуславливает увеличение инкремента нарастания амплитуды колебаний (снижение пусковых токов) для возбуждения дифракционного излучения на одной из высших гармоник частоты ЛОВ. Следовательно, в рамках приближения слабого сигнала увеличивается эффективность умножения частоты в двухрежимном приборе. Ослабление фокусировки электронного потока сопровождается увеличением пускового значения средней крутизны колебательной характеристики режима ГДИ и, соответственно, снижением пускового тока в основном за счет статических поперечных смещений траекторий электронов при условии незначительного оседания электронного потока на поверхность электродинамической системы прибора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шестопалов В. П., Вертий А. А., Ермак Г. П. и др. Генераторы дифракционного излучения. – Киев: Наук. думка, 1991. – 320 с.
2. Скрынник Б.К., Корнеев В.К., Демченко М.Ю. Об обратной связи в опытах Смита-Парселла // Сб. науч. труд. Радиофизика и электроника. – 2000. – том.5, № 3. – С. 14-18.
3. Шматько А.А., Юдинцев П.В. Эффект Смита-Парселла (дифракционное излучение) и его моделирование // Вісник СумДУ. Серія Фізика, Математика, Механіка. – 2008. – №1'2008. – С. 166-175.
4. Andrews H. L., Brau C. A., Jarvis J. D. et al. Observation of THz evanescent waves in a Smith-Purcell free-electron laser // Appl. Phys. Lett. – 2009. – Vol. 12, №8. – 080703.
5. Donohue J. T., Gardelle J. Simulation of Smith-Purcell terahertz radiation using a particle-in-cell code // Phys. Rev. ST Accel. Beams. – 2006. – Vol. 9, №6. – 060701.
6. Cornet W.H. A Self-Excited Drift-Tube Klystron Frequency Multiplier for Use in Generating Millimeter Waves // IRE Trans. on Electron Devices. – 1959. – Apr. – pp. 236-241.
7. Бандуркин И.В., Братман В.Л., Савилов А.В. Умножение частоты в автогенераторах гиротронного типа // Письма в ЖТФ. – 2006. – 32. – вып. 2. – С. 72-78.
8. Bratman V. L., Fedotov A. E., Makhalov P. B. Experimental demonstration of Smith-Purcell radiation enhancement by frequency multiplication in open cavity // Appl. Phys. Lett. – 2011. – Vol. 98, №6. – 061503.
9. Одаренко Е.Н., Шматько А.А. Нелинейная теория неавтономных многомерных электронно-волновых систем миллиметрового диапазона (усилители и умножители) // Успехи современной радиоэлектроники. – 2007. – № 10. – С. 33-45.
10. Одаренко Е.Н., Шматько А.А. Нелинейная теория СВЧ генераторов О-типа с неоднородным магнитостатическим полем (двухмерная модель) // Радиотехника и электроника. – 1994. – 39. – №4. – С. 653-661.