

УДК 621.385.6

ДВУХЧАСТОТНЫЙ ГЕНЕРАТОР-УМНОЖИТЕЛЬ О-ТИПА СУБТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА С НЕОДНОРОДНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Е.Н. Одаренко¹, А.А. Шматько²¹Харьковский национальный университет радиоэлектроники, 61166, Харьков, пр. Ленина, 14
E-mail: oen@kture.kharkov.ua²Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, 61022, Харьков, пл. Свободы, 4
Поступила в редакцию 14 мая 2014 г.

В работе проведено теоретическое исследование закономерностей воздействия неоднородного фокусирующего поля на характеристики двухрежимного генератора с двумя выходными сигналами на кратных частотах. Анализ проводится на основе нелинейной многомерной теории резонансных приборов О-типа с длительным взаимодействием с учетом оседания электронов на поверхность замедляющей системы. Установлены значения параметров локальной неоднородности фокусирующего поля, для которых реализуется повышение эффективности взаимодействия на высших гармониках частоты модуляции электронного потока полем поверхностной волны.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: двухчастотный генератор, нелинейная многомерная теория, неоднородное магнитное поле.

В роботі проведено теоретичне дослідження закономірностей впливу неоднорідного поля, що фокусує електронний потік, на характеристики двоохрежимного генератора з двома вихідними сигналами на кратних частотах. Аналіз проводиться на базі нелінійної багатовимірної теорії резонансних приладів О-типу з тривалою взаємодією з урахуванням осідання електронів на поверхню системи, що сповільнює. Встановлені значення параметрів локальної неоднорідності магнітного поля, для яких реалізується підвищення ефективності взаємодії на вищих гармоніках частоти модуляції електронного потоку полем поверхневої хвилі.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: двоохчастотний генератор, нелінійна багатовимірна теорія, неоднорідне магнітне поле.

Theoretical investigation of the effect regularities of the nonuniform focusing field on the double-mode oscillator characteristics with two output multiple frequencies signals is carried out in this work. Analysis is performed on the basis of the nonlinear multidimensional theory of the O-type resonant electron devices with prolonged interaction with taking into account the settling of electrons on the slow-wave structure surface. Values of the magnetic field local nonuniformity parameters that correspond to beam-wave interaction efficiency enhancement at higher harmonics of the electron beam bunching frequency are determined.

KEY WORDS: two-frequency oscillator, nonlinear multidimensional theory, nonuniform magnetic field.

ВВЕДЕНИЕ

Развитие современной нерелятивистской электроники терагерцового и субтерагерцового диапазонов связано с необходимостью решения ряда физических и технологических проблем, возникающих при увеличении рабочей частоты генераторов и усилителей малой и средней мощности. В первую очередь это касается снижения сопротивления связи из-за увеличения локализации поля поверхностных волн вблизи импедансных поверхностей электродинамических систем. В результате только небольшая часть электронного потока оказывается в области интенсивного высокочастотного поля замедленной волны. Применительно к ЛОВ эта задача была решена за счет наклонного движения электронов относительно поверхности замедляющей системы (ЗС) [1]. В результате практически все слои пучка последовательно оказываются в области интенсивного высокочастотного поля с последующим оседанием на поверхность ЗС. Таким образом, в данном случае за счет дополнительных поперечных смещений траекторий электронов удается добиться довольно существенного повышения эффективности взаимодействия и выходной мощности генераторов.

Несколько иной способ управления траекториями электронов в пространстве взаимодействия генератора дифракционного излучения (ГДИ) был предложен в работах [2, 3] на основе применения локальной неоднородности магнитного фокусирующего поля. Результаты экспериментальных исследований подтвердили эффективность этого метода и его перспективность для улучшения эксплуатационных характеристик ГДИ субтерагерцового диапазона. Развитая в дальнейшем нелинейная многомерная теория резонансных генераторов О-типа с длительным взаимодействием позволила установить основные физические механизмы изменения эффективности взаимодействия на различных этапах развития колебательного процесса с учетом оседания электронного потока на поверхность ЗС [4, 5]. Причем установлено, что

в режиме установившихся колебаний наиболее эффективным является применение локальной магнитной неоднородности (ЛМН) в случае, когда продольная амплитудная огибающая высокочастотного поля имеет Гауссову форму, т.е. для ГДИ.

В данной работе рассматривается двухчастотный вариант ГДИ, в котором одновременно реализуется режим поверхностных волн (режим ЛОВ) и режим объемных волн (режим ГДИ) на одной из высших гармоник частоты модуляции электронного потока [6, 7]. В этом случае фактически формируется двухчастотный генератор, в котором частота сигнала режима объемных волн находится в терагерцовом диапазоне. Исследуются закономерности воздействия неоднородности фокусирующего поля на величину амплитуды выходного сигнала в режиме ГДИ с целью определения условий повышения эффективности электронно-волнового взаимодействия и мощности выходного сигнала.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассматривается электронно-волновая система, характерная для резонансных приборов О-типа с длительным взаимодействием: через открытый резонатор с нанесенной на одно из зеркал замедляющей гребенчатой системой пропускается ленточный электронный поток с начальной скоростью $\vec{v}_0$. Схема устройства и принятая в работе система координат представлена на рис. 1. Электронный поток модулируется полем синхронной с ним поверхностной обратной волны с базовой частотой ω и возбуждает дифракционное излучение на одной из высших временных гармоник этой частоты. В дальнейшем ограничимся рассмотрением третьей гармоники. Вывод энергии колебаний в режиме поверхностных волн находится на краю замедляющей системы вблизи электронной пушки. Энергия в режиме объемных волн выводится через устройство связи на одном из зеркал открытого резонатора. Таким образом, данная система может рассматриваться как двухчастотный генератор или генератор-умножитель базовой частоты режима поверхностных волн.

Для фокусировки электронного потока используется продольное магнитостатическое поле с индукцией $\vec{B}_0$. Формирование пространственной неоднородности фокусирующего поля осуществляется путем размещения под поверхностью замедляющей системы цилиндра из магнитного вещества. Цилиндр может перемещаться вдоль продольной координатной оси, что позволяет управлять пространственным распределением индукции магнитостатического поля.

Неоднородность фокусирующего поля подразумевает наличие у него нескольких координатных компонент. Это является прямым следствием условия соленоидальности магнитного поля $\text{div} \vec{B} = 0$. Для моделирования такого пространственного распределения индукции многомерного фокусирующего поля используется Гауссова аппроксимация координатной зависимости продольной компоненты индукции фокусирующего поля, нормированной на ее невозмущенное значение B_0 :

$$B_z(\xi) = 1 + A_M \exp \left[- \left(\frac{\xi - \xi_M}{w_M} \right)^2 \right]. \quad (1)$$

Здесь $\xi = \frac{z}{L}$ – нормированная на длину пространства взаимодействия продольная координата; A_M , ξ_M и w_M – параметры ЛМН: величина, координата центра и полуширина ее области соответственно. Параметр A_M может принимать как положительные, так и отрицательные значения. Зависимость от поперечных координат не учитывается виду малой в масштабе неоднородности толщины электронного потока. Тем не менее, для выполнения условия соленоидальности магнитного поля необходимо учитывать эту зависимость при определении поперечной компоненты фокусирующего поля:

$$B_y(\xi, \zeta) = \frac{2A_M}{w_M^2} \frac{H}{L} (\zeta - \zeta_M) (\xi - \xi_M) \exp \left[- \left(\frac{\xi - \xi_M}{w_M} \right)^2 \right]. \quad (2)$$

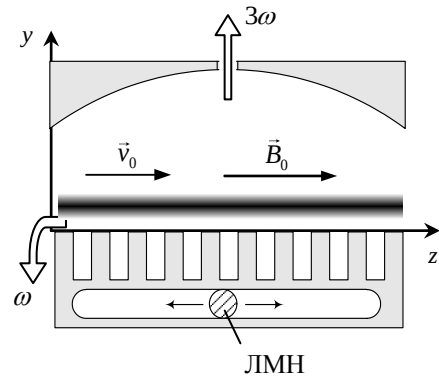


Рис. 1. Схема прибора с неоднородным фокусирующим полем.

Здесь $\zeta = \frac{y}{H}$ – нормированная на масштабный множитель поперечная координата. Константа ζ_m задает поперечный размер области пространственной неоднородности, где определена поперечная компонента магнитной индукции, т. е. выражение (2) применимо только для $\zeta < \zeta_m$.

Для получения исходной самосогласованной системы уравнений электронно-волнового взаимодействия используются стандартные для приборов данного типа допущения о достаточно высокой добротности электродинамической системы и возможности применения одноволнового приближения для каждого режима. Рассматривается нерелятивистский вариант прибора.

Уравнение движения представляет собой уравнение Лоренца для заряженной частицы в электромагнитном поле:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{|e|\hbar}{m} \left\{ \vec{E} + [\vec{v}, \vec{B}] \right\}. \quad (3)$$

Здесь $\vec{v}$ – вектор скорости электрона; e и m – заряд и масса электрона; $\vec{E}$ – вектор напряженности электрического поля, которое включает в себя вихревую высокочастотную компоненту и потенциальную компоненту, связанную с полем пространственного заряда. В рамках трехмерной модели движения электронов векторное уравнение (3) представляется в виде системы трех скалярных уравнений относительно координатных компонент скорости. Для описания электрического $\vec{E}$ и магнитного $\vec{B}$ полей используются две координатные компоненты – продольная (ось Oz) и поперечная (ось Oy) относительно плоскости замедляющей системы: $\vec{E} = (0, E_y, E_z)$; $\vec{B} = (0, B_y, B_z)$. Ввиду используемого нерелятивистского приближения рассматривается только статическая часть магнитного поля, которая служит для фокусировки электронного потока.

Поскольку в рамках рассматриваемой модели электронный поток находится под воздействием электромагнитных полей, соответствующих режимам поверхностных волн (амплитуда F_1) и объемных волн (амплитуда F_2), то в правая часть уравнения (3) содержит суперпозицию высокочастотных электрических полей кратных частот, соответствующих этим режимам. Следовательно, результат решения уравнений движения определяется характеристиками полей на первой и третьей гармониках частоты модуляции электронного потока.

Для анализа закономерностей развития колебательного процесса в электронном приборе на n -й гармонике базовой частоты ω используется укороченное уравнения возбуждения высокочастотной электродинамической системы модулированным электронным потоком:

$$\frac{dF_2(\tau)}{d\tau} - i \frac{(n\omega - \omega_s)}{\omega'_s} 2QF_2(\tau) = GS(F_2, \gamma) F_2(\tau). \quad (4)$$

Здесь $\tau = \frac{\omega'_s}{2Q} t$ – безразмерное время; $\omega_s = \omega'_s - i \frac{\omega'_s}{2Q}$ – комплексная круговая частота моды открыто-

го резонатора с обобщенным индексом s ; Q – нагруженная добротность; G – параметр эффективности взаимодействия, который представляет собой аналог параметра Пирса в теории ЛБВ или управляющего сопротивления в радиотехнике, а его обратная величина определяет наклон прямой обратной связи на колебательной характеристике [8]; γ – фаза поля на высшей гармонике базовой частоты, которая отсчитывается от фазы поля поверхностных волн; $S(F_2, \gamma)$ – комплексная средняя крутизна колебательной характеристики [7]. Уравнение (4) также можно использовать для исследования возбуждения колебаний режима поверхностных волн. В этом случае фактически рассматривается резонансная ЛОВ. Отличие от режима объемных волн здесь в основном состоит в форме продольной амплитудной огибающей (косинусоидальная форма для режима поверхностных волн и Гауссова форма для режима объемных волн) и частоте сигнала.

Выражения (3) и (4) формируют исходную нелинейную систему уравнений, которая используется для исследования закономерностей электронно-волнового взаимодействия в двухрежимном приборе с неоднородным фокусирующим магнитным полем.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Формирование неоднородного магнитостатического поля в пространстве взаимодействия приборов О-типа позволяет изменять траектории электронов и тем самым управлять энергетическими и частотными характеристиками. Искривление силовых линий фокусирующего поля приводит к изменению расположения потока заряженных частиц относительно поверхности электродинамической системы прибора. В свою очередь, это приводит к изменению сопротивления связи и эффективности электронно-волнового взаимодействия.

Выражения (1) и (2) позволяют установить закономерности изменения траекторий электронов под действием неоднородного магнитостатического поля. Очевидно, что для случая отрицательной величины A_M продольная компонента фокусирующего поля будет уменьшаться. Это означает, что уменьшается густота магнитных силовых линий в области неоднородности. Таким образом, фокусировка пучка ослабляется. Однако этот процесс сопровождается появлением поперечной составляющей индукции фокусирующего поля, которая обуславливает дополнительные поперечные смещения траекторий электронов. Если элемент, формирующий ЛМН, расположен под импедансной поверхностью замедляющей системы, то электроны будут приближаться к этой поверхности и попадать в более интенсивное электромагнитное поле. Этот фактор обуславливает повышение эффективности взаимодействия. С другой стороны, в данном случае может происходить оседание электронов на поверхность электродинамической системы. Это приводит к уменьшению плотности электронного потока и снижению эффективности взаимодействия.

Таким образом, можно выделить два противоположно действующих фактора, которые определяют энергетические характеристики двухрежимного прибора с профилированным фокусирующим полем. Результат действия этих факторов зависит от соотношения между ними, т. е. от конкретных условий электронно-волнового взаимодействия. Поэтому путем варьирования параметров ЛМН (величины A_M , продольной координаты центра ξ_M , ширины «пятна» w_M) можно управлять эксплуатационными характеристикам двухрежимного прибора, работающего на базовой частоте режима поверхностных волн и высшей гармонике этой частоты в режиме дифракционного излучения.

Наиболее удобно анализировать пространственное распределение тока пучка в приборе, исходя из результатов траекторного анализа, который проводится на основе решения исходной самосогласованной системы уравнений. Рассмотрим случай, когда центр локальной неоднородности фокусирующего магнитного поля расположен в середине пространства взаимодействия ($\xi_M = 0.5$). Остальные параметры неоднородности следующие: $A_M = -0.1$; $w_M = 0.2$. На рис. 2(а) представлены результаты расчета траекторий электронов пяти парциальных потоков. Графики построены для десяти электронов в каждом парциальном потоке. Очевидно, что в данном случае реализуется частичное оседание пучка на замедляющую систему прибора. Для двух ближайших к поверхности гребенки парциальных потоков наблюдается довольно сильное оседание электронов, остальные потоки полностью остаются в пространстве взаимодействия. Следует отметить, что сильные поперечные смещения траекторий электронов, обусловленные неоднородностью фокусирующего поля, порождают циклотронные пульсации электронного потока, амплитуда которых значительно больше, чем у тех, которые возникают при поперечном электронно-волновом взаимодействии. Это фактор также может оказывать существенное воздействие на энергетические характеристики прибора.

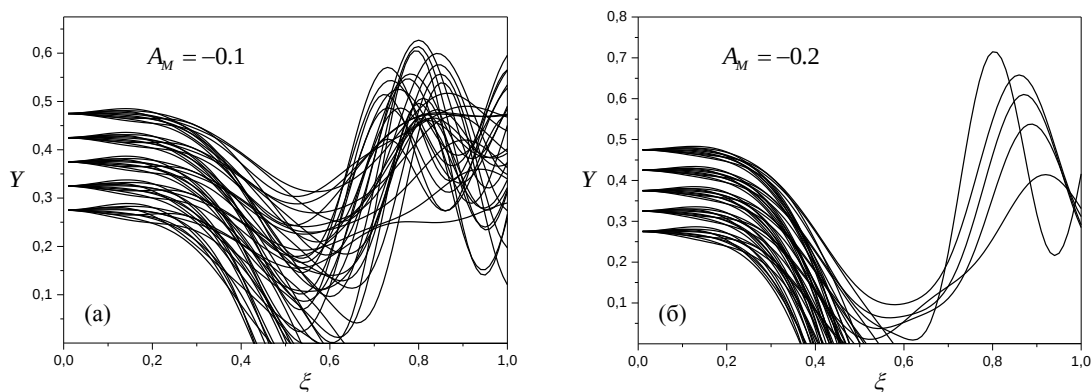


Рис. 2. Траектории электронов для различных значений амплитуды магнитной неоднородности.

На рис. 2(б) представлены результаты расчетов траекторий электронов для значения $A_M = -0.2$. В этом случае за счет увеличения степени неоднородности фокусирующего поля происходит оседание практически всех электронов пучка на поверхность замедляющей системы. Фактически, это означает уменьшение длины пространства взаимодействия двухрежимного прибора и соответственное снижение эффективности взаимодействия. Однако, здесь важную роль играет значение продольной координаты, при котором наблюдается полное оседание пучка. Если этот процесс происходит за пределами области максимальной интенсивности высокочастотного поля с Гауссовой формой амплитудной огибающей, то сокращение длины пространства взаимодействия практически не происходит. В то же время, за счет токооседания возможно существенное снижение плотности электронов в сгустке, который формируется в ускоряющей фазе высокочастотного поля и отбирает у него энергию. Обычно этот процесс характеризуется как фазовая сортировка электронов, которая приводит к повышению эффективности взаимодействия. Поэтому и для данного значения величины неоднородности фокусирующего поля путем подбора ее параметров можно добиться повышения эффективности взаимодействия как на базовой частоте, так и на ее высших гармониках.

Если параметр A_M имеет положительные значения, то в области магнитной неоднородности происходит увеличение индукции фокусирующего поля. Это эквивалентно сгущению силовых линий магнитного поля. Расчеты показывают, что в этом случае электроны удаляются от поверхности электродинамической системы. Однако, если центр такой магнитной неоднородности разместить в начале пространства взаимодействия, то электроны будут двигаться вдоль силовых линий, приближающихся к поверхности гребенки. Поэтому и для случая $A_M > 0$ возможна реализация режима, при котором происходит увеличение эффективности электронно-волнового взаимодействия.

Для исследования различных способов улучшения эксплуатационных характеристик прибора за счет профилирования фокусирующего поля необходимо получить стационарные решения исходной нелинейной системы уравнений (3), (4). Эти решения получены на основе численных расчетов. Для всех возможных значений фазы γ (от нуля до 2π) находились стационарные значения амплитуды колебаний режима дифракционного излучения на третьей гармонике режима ЛОВ. Следует отметить, что таких значений в принципе может быть несколько – в зависимости от режима работы колебательной системы с внешним параметрическим воздействием в виде сигнала режима поверхностных волн. Кроме того, для каждого стационарного значения амплитуды и фазы проверялось выполнение критериев устойчивости Рауса-Гурвица.

Результаты расчетов представлены на рис. 3. Параметры ЛМН выбраны такими же, как на рис. 2(а). Здесь показаны зависимости максимального значения амплитуды колебаний в режиме ГДИ на третьей гармонике базовой частоты от продольной координаты центра ЛМН. Максимальные значения амплитуды определялись при варьировании параметра γ . Горизонтальные штриховые линии показывают значение амплитуды F_2 для случая $A_M = 0$, когда фокусирующее поле является однородным. Графики на рис. 3(а) и 3(б) построены для различных значений амплитуды внешнего воздействия ($F_1 = 0.1$ и $F_1 = 0.2$ соответственно).

Для всех рассмотренных значений параметров системы максимальное значение амплитуды F_2 реализуется в диапазоне $\xi_M = 0.55 \div 0.67$. Следует отметить практически пятикратное увеличение амплитуды

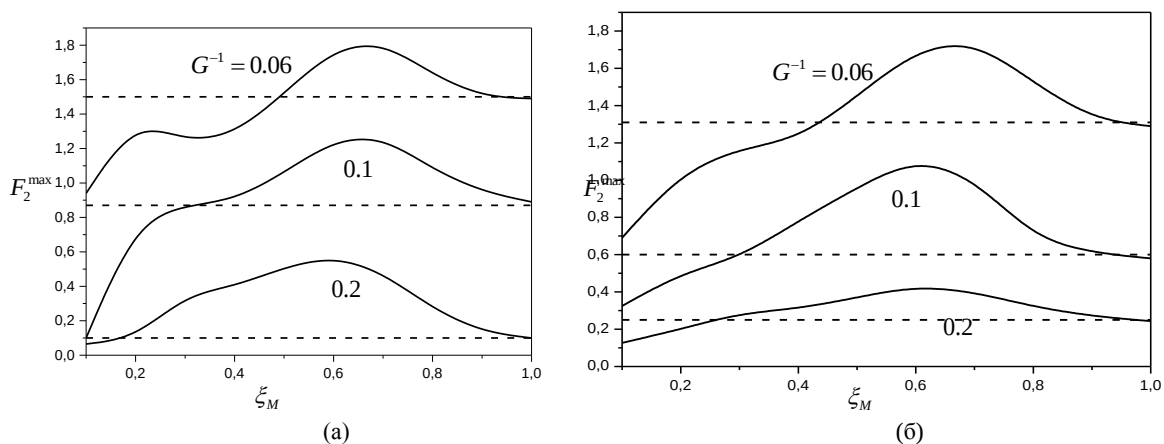


Рис. 3. Зависимости максимальной амплитуды выходного сигнала от координаты центра магнитной неоднородности ($A_M = -0.1$).

ды колебаний режима дифракционного излучения для значения $G^{-1} = 0.2$ на рис. 3(а) относительно значения, соответствующего однородной фокусировке. В этом случае величина параметра эффективности взаимодействия близка к пусковому значению для значения $A_M = 0$. Поэтому соответствующее значение амплитуды колебаний оказывается довольно малым ($F_2 = 0.1$). За счет профилирования магнитостатического поля происходит снижение пускового тока для режима дифракционного излучения и эффективность взаимодействия увеличивается. Поэтому одной из причин такого существенного роста амплитуды выходного сигнала является увеличение отношения рабочего тока к пусковому.

При увеличении амплитуды сигнала режима поверхностных волн для значения $G^{-1} = 0.2$ наблюдается повышение эффективности взаимодействия на третьей гармонике базовой частоты в режиме дифракционного излучения для случая однородной фокусировки электронного потока. Однако энергетический выигрыш за счет применения профилированного фокусирующего поля оказывается существенно меньше, чем для значения $F_1 = 0.1$ (рис. 3(а)). Для других значений параметра эффективности взаимодействия повышение амплитуды внешнего сигнала приводит к снижению эффективности взаимодействия на третьей гармонике основной частоты. Это обусловлено увеличением степени захвата электронов полем поверхностной волны на первой гармонике базовой частоты ω . Вместе с тем, применение неоднородного фокусирующего поля позволяет добиться большего относительного прироста амплитуды выходного сигнала по сравнению со случаем, представленным на рис. 3(а).

Общей особенностью, присущей двухрежимной электронно-волновой системе с неоднородным фокусирующим полем, является сужение интервала значений продольной координаты центра ЛМН, в котором амплитуда выходного сигнала превышает соответствующее значение для случая однородной фокусировки. Этот эффект проявляется при увеличении параметра эффективности взаимодействия G , что иллюстрируется на рис. 3 для различных значений амплитуды сигнала в режиме поверхностных волн. Поэтому применение неоднородного магнитостатического поля, обеспечивающего частичное оседание электронного потока на поверхность ЗС, является наиболее эффективным для режима минимальных рабочих токов пучка и уровней мощности входного сигнала, который поступает в пространство взаимодействия на поверхностной волне. Именно такой режим является характерным для усилителей мощности.

Рассмотрим далее результаты расчетов, выполненных в условиях относительно сильной неоднородности магнитостатического поля ($A_M = -0.2$). Значения амплитуды F_1 выбирались такие же, как для рис. 3. В этом случае все электроны пучка оседают на поверхность ЗС прибора и процесс фазовой сортировки частиц максимально выражен. С другой стороны, полное оседание пучка приводит к сокращению эффективной длины пространства взаимодействия. Эти два фактора являются противодействующими с точки зрения их влияния на эффективность электронно-волнового взаимодействия. Поэтому можно предположить, что зависимости амплитуды выходного сигнала от параметров локальной магнитной неоднородности будут содержать участки, закономерности которых определяются преимущественно одним из этих факторов.

Для нахождения оптимальных по величине амплитуды выходного сигнала параметров локальной магнитной неоднородности необходимо исследовать зависимости $F_2^{\max}(\xi_M)$, которые представлены на рис. 4. Здесь, как и на рис. 3, максимальное значение амплитуды сигнала на третьей гармонике основной частоты определялось по фазе γ . Для всех рассмотренных значений параметра эффективности взаимо-

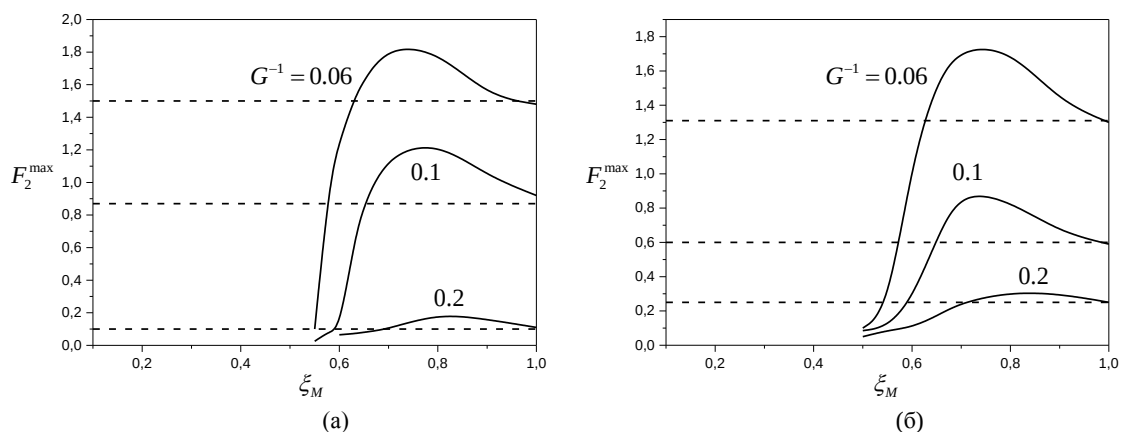


Рис. 4. Зависимости максимальной амплитуды выходного сигнала от координаты центра магнитной неоднородности ($A_M = -0.2$).

действия отличный от нуля выходной сигнал реализуется только в определенном диапазоне значений координаты центра ЛМН: $0.5 < \xi_M < 1$. Причины этого указаны ранее и связаны с сильным сокращением длины пространства взаимодействия за счет полного оседания электронного потока на поверхность ЗС. Тем не менее, путем подбора параметров ЛМН можно добиться повышения эффективности взаимодействия в режиме дифракционного излучения по сравнению со случаем однородной фокусировки. Следует отметить, что максимальные значения амплитуды выходного сигнала на третьей гармонике основной частоты реализуются для $\xi_M = 0.75 \div 0.8$, т. е. для случая, когда центр ЛМН расположен на границе «пятна» высокочастотного поля (радиус «пятна» при расчетах равен 0.25). Отмеченные закономерности характерны для обычного ГДИ с профилированным фокусирующим полем и обусловлены фазовой сортировкой электронов за счет их оседания на поверхность электродинамической системы [5].

Таким образом, усиление неоднородности магнитостатического поля приводит к ослаблению влияния уровня мощности входного сигнала на эффективность взаимодействия. Важным отличием результатов, представленных на рис. 4, от результатов на рис. 3 является отсутствие заметного повышения эффективности взаимодействия для относительно малых значений параметра G ($G^{-1} = 0.2$). Применение фокусирующего поля со сравнительно сильной неоднородностью ($A_M = -0.2$) оказывается оправданным только для значений $G^{-1} \leq 0.12$. Следовательно, в случае $G^{-1} = 0.2$ фазовая сортировка электронов за счет их оседания на поверхность электродинамической системы практически не вносит вклад в повышение эффективности взаимодействия. Данный результат обусловлен малой амплитудой поля в режиме дифракционного излучения, для которой захват электронов полем синхронной волны слабо выражен. В результате на длине пространства взаимодействия успевает сформироваться только один сгусток, расположенный в тормозящей фазе высокочастотного поля, и оседание частиц пучка является негативным фактором для эффективности энергообмена.

ВЫВОДЫ

На основе численного решения нелинейной самосогласованной системы уравнений двухчастотного генератора О-типа с неоднородным фокусирующим полем получены стационарные значения амплитуды и фазы колебаний в режиме дифракционного излучения на третьей гармонике частоты модуляции электронного потока полем поверхностной волны.

Проведен анализ двух вариантов локальной неоднородности магнитостатического поля, соответствующих частичному и полному оседанию электронного потока на поверхность электродинамической системы. Установлено, что для относительно малых значений параметра эффективности взаимодействия происходит практически пятикратный рост амплитуды выходного сигнала за счет применения неоднородного фокусирующего поля. Данный результат получен для случая частичного оседания электронного потока на поверхность замедляющей системы прибора.

Результаты расчетов позволяют установить основные закономерности влияния пространственного распределения индукции фокусирующего поля на эффективность электронно-волнового взаимодействия и на этой основе определить параметры магнитной неоднородности, соответствующие максимальной мощности выходного сигнала в режиме объемных волн.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Левин Г. Я., Бородин А. И., Кириченко А. Я. и др. Клиноотрон. Под ред. А. Я. Усикова – К.: Наук. думка, 1992. – 200 с.
2. Балаклицкий И. М., Воробьев Г. С., Цвык А.И. и др. Увеличение эффективности работы генераторов дифракционного излучения с магнитной фокусировкой // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1977. – Т. 20, № 10. – С. 93–96.
3. Цвык А. И., Воробьев Г. С., Нестеренко А. В. и др. Влияние локальной неоднородности магнитостатического поля на стартовые и выходные характеристики генератора дифракционного излучения // Изв. вузов. Радиофизика. – 2000. – Т. 43, № 2. – С. 144–154.
4. Одаренко Е.Н., Шматько А.А. Влияние магнитостатической локальной неоднородности на пусковые характеристики резонансных генераторов О-типа // Радиотехника и электроника. – 1992. – 37. – №5. – С. 901–910.
5. 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.
6. 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.
7. Одаренко Е.Н., Шматько А.А., Юдинцев П.В. Дифракционное излучение субтерагерцового диапазона на гармониках ЛОВ в двухрежимном приборе параметрического типа // Вісник ХНУ імені В.Н. Каразіна. – 2008. – №834,Радіофізика та електроніка. – Вип. 13. – С. 13-17.
8. Капранов М. В., Кулешов В. Н., Уткин Г. М. Теория колебаний в радиотехнике. – М.: Наука, 1984. – 320 с.