

ДИФРАКЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ СУБТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА НА ГАРМОНИКАХ ЛОВ В ДВУХРЕЖИМНОМ ПРИБОРЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ТИПА

Е.Н. Одаренко¹, А.А. Шматько², П.В. Юдинцев²

¹Харьковский национальный университет радиоэлектроники, Харьков-61161,

пр. Ленина, 14. Тел.: +38-057-7021-057, e-mail: oen@kture.kharkov.ua

²Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, Харьков-61077,

пл. Свободы, 4. Тел.: +38-057-7075-133, e-mail: alexandr.a.shmatko@univer.kharkov.ua

Поступила в редакцию 20 ноября 2008г.

Развита нелинейная теория дифракционного излучения с учетом двухрежимного взаимодействия – самосогласованного режима ЛОВ и ГДИ на гармониках частоты ЛОВ. На основе численного решения самосогласованной системы уравнений показано существование режима генерации ЛОВ на основной частоте и усиления дифракционного излучения параметрического типа на гармониках ЛОВ колебаний. Установлены области значений параметров задачи, соответствующие двухрежимному взаимодействию.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: дифракционное излучение, эффект Смита-Парселла, субтерагерцовый диапазон, электронно-волновое взаимодействие, нелинейные процессы.

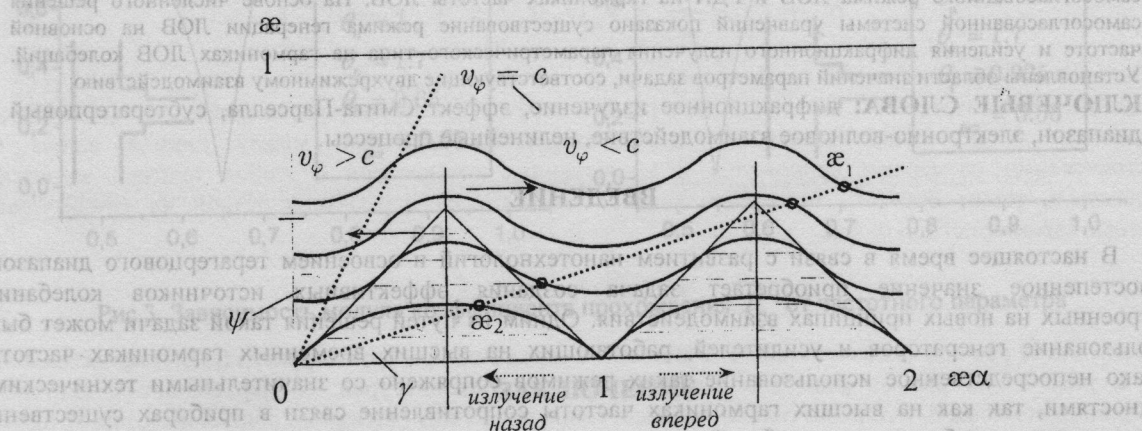
ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в связи с развитием нанотехнологий и освоением терагерцового диапазона первостепенное значение приобретает задача создания эффективных источников колебаний, построенных на новых принципах взаимодействия. Одним из путей решения такой задачи может быть использование генераторов и усилителей, работающих на высших временных гармониках частоты. Однако непосредственное использование таких режимов сопряжено со значительными техническими трудностями, так как на высших гармониках частоты сопротивление связи в приборах существенно уменьшается и возбуждение колебаний на таких частотах становится практически невыполнимой задачей. Другим направлением является использование одновременно двух режимов работы источников колебаний, в одном из которых могут относительно легко возбуждаться колебания на основной частоте, а в другом на более высоких частотах происходит параметрическая распределенная модуляция электронного пучка, существенно облегчающая возбуждение колебаний на гармониках основной частоты. Такое устройство может быть создано на основе объединения в одном приборе режима ЛОВ и режима ГДИ на гармониках частоты ЛОВ. Хорошо известно, что в таком приборе мм диапазона как ГДИ [1], режим ЛОВ и режим ГДИ могут реализовываться на близких, но разных частотах, причем в режиме ЛОВ пусковые токи меньше, чем в режиме ГДИ. Идея использования этих двух режимов в одном приборе состоит в следующем. Поскольку колебания в режиме ЛОВ в приборе типа ГДИ возбуждаются легче, чем в режиме ГДИ, то можно использовать колебания ЛОВ как исходные для первоначальной модуляции электронного пучка гармониками ЛОВ. За счет этой параметрической распределенной модуляции пучка создаются необходимые предпосылки для возбуждения колебаний в режиме ГДИ, но на гармониках частоты ЛОВ. Это приводит к необходимости построения нелинейной теории электронно-волнового взаимодействия на двух модах (режим ЛОВ и режим ГДИ) и двух частотах: основной частоте ЛОВ в режиме ЛОВ и частоте на гармонике ЛОВ в режиме ГДИ.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Хорошо известно [1, 2], что в периодических структурах существует два собственных режима: режим поверхностных волн и режим объемных волн (рис.1). Режим поверхностных волн, как правило, используется в приборах типа ЛОВ или ЛБВ, а режим объемных волн (дифракционного излучения) в приборах типа оротрон-ГДИ. Если пропустить модулированный по плотности заряда с частотой ω электронный пучок вблизи периодической структуры, то в зависимости от соотношения частоты модуляции ω , скорости движения электронов v_0 и геометрических размеров периодической структуры можно реализовать один из указанных режимов возбуждения колебаний. Кроме того, при заданной скорости движения v_0 , изменяя частоту модуляции электронного пучка дискретно (например, на дискретных высших гармониках частоты) при неизменных размерах периодической структуры можно

(период решетки $2l$, длина волны λ) от параметра $\alpha\alpha_1$. Дисперсионные зависимости представлены непрерывными волнистыми линиями. Пересечение прямой, идущей под углом γ , с дисперсионной кривой определяет графически фазовую скорость v_φ ($v_\varphi / c = tg\gamma$) замедленной (кривая внутри заштрихованного треугольника) пространственной гармоники общего собственного поля волны в системе. Значение параметра α_2 соответствует режиму ЛОВ. Значение параметра α_1 при пересечении с другой ветвью дисперсионной характеристики находится вне треугольника и соответствует случаю распространения от поверхности периодической структуры объемной пространственной гармоники под углом ψ относительно нормали к ней в режиме дифракционного излучения. Как показывает анализ дисперсионных кривых для этих двух режимов [1, 2], длины волн (частоты) в этих собственных режимах отличаются между собой. Важным представляется обеспечить такой режим работы прибора, чтобы при одном значении начальной скорости электронов v_0 (угол наклона пунктирной прямой на рис. 1)



обеспечивалось возбуждение колебаний в режиме поверхностных волн (точка α_2 на дисперсионной кривой) на обратной волне и в режиме дифракционного излучения (точка α_1 на дисперсионной кривой, например, на второй пространственной гармонике и второй гармонике основной частоты ЛОВ). Анализ энергетических характеристик возбуждения на высших пространственных гармониках и высших гармониках частоты при заданных размерах решетки (период решетки и глубина канавки решетки) показал, что амплитуда поля поверхностной гармоники поля на высших пространственных и частотных гармониках будет сильно зависеть от соотношения значений этих величин. При узкой относительно длины волны канавке решетки амплитуды четных гармоник на поверхности решетки малы, а значит, сопротивление связи или параметр эффективности взаимодействия (мера эффективности электронно-волнового взаимодействия) также будут малыми величинами. По этой причине предпочтительней для работы прибора являются нечетные гармоники, у которых амплитуда высокочастотного поля в области движения электронов будет отличной от нуля за счет четвертьволнового резонанса по глубине канавки решетки. Как раз такой случай возбуждения колебаний в приборе и будем рассматривать, а именно: будем считать, что возбуждается режим ЛОВ на основной частоте и режим ГДИ на одной из высших временных гармониках частоты ЛОВ. Сами по себе колебания в режиме ГДИ на высших гармониках не могут возбудиться из-за больших пусковых токов для ГДИ. Однако наличие в системе высших гармоник ЛОВ за счет нелинейного взаимодействия электронов с полем обратной волны в режиме ЛОВ приводит к параметрической и распределенной по всему пространству взаимодействия модуляции электронов пучка на выделенной высшей гармонике ЛОВ в режиме возбуждения ГДИ, что может существенно изменить эту ситуацию. Фактически этот режим возбуждения колебаний по своей сути является усилительным процессом – усиливается сигнал ЛОВ на высших гармониках частоты за счет параметрической и распределенной модуляции электронного пучка в режиме ГДИ. Более того, высокочастотное поле ЛОВ и ГДИ развязаны между собой по способу возбуждения – поле ЛОВ соответствует режиму ЛОВ, а

поверхностная замедленная пространственная гармоника полного поля дифракционного излучения – режиму ГДИ.

Моделирование физических процессов в резонансной электронно-волновой системе О-типа с длительным взаимодействием в двухмодовом двухчастотном режимах будем проводить на основе многомерной самосогласованной теории с учетом пространственного распределения индукции фокусирующего поля и оседания электронов пучка на поверхность электродинамической системы [3, 4]. Для описания двухрежимного взаимодействия применяется методика, хорошо апробированная в задачах о многочастотном или многомодовом электронно-волновом взаимодействии. В дальнейшем при построении нелинейной теории используются следующие основные допущения:

- в системе возбуждаются поля на первой и третьей гармонике частоты ЛОВ;
- на первой гармонике происходит взаимодействие с обратной волной;
- на третьей гармонике ЛОВ происходит возбуждение колебаний ГДИ.

Следовательно, в уравнениях движения необходимо учесть первую гармонику поля ЛОВ и поле ГДИ на третьей гармонике частоты ЛОВ. Используя безразмерные переменные Лагранжа, скалярные уравнения многомерного движения электрона можно представить следующим образом [4]:

$$\frac{d^2\theta}{d\xi^2} = \left(1 + \frac{1}{\Phi} \frac{d\theta}{d\xi}\right)^3 \left\{ \frac{\Phi}{2} [Ff_1(\xi)\Psi_1(Z)\cos(n\alpha + \gamma) + F_{ElA}f_2(\xi)\Psi_2(Z)\cos(\alpha)] + \right. \\ \left. E_{qy} - \Phi\beta_c^2 B_z(\xi, Z)v_x \right\}, \quad (1)$$

$$\frac{d^2Z}{d\xi^2} = \left(1 + \frac{1}{\Phi} \frac{d\theta}{d\xi}\right)^2 \left\{ \frac{dZ}{2d\xi} [Ff_1(\xi)\Psi_1(Z)\cos(n\alpha + \gamma) + F_{ElA}f_2(\xi)\Psi_2(Z)\cos(\alpha)] - \right. \\ \left. -\beta_c^2 v_x \left(\frac{\Phi}{2} B_y(\xi, Z) + \frac{dZ}{d\xi} B_z(\xi, Z) \right) + \beta_q^2 (Z - Z_b) \right\},$$

$$v_x = \frac{2}{\Phi} \int_{Z_0}^Z B_y(\xi, Z') dZ' - \int_0^\xi B_z(\xi', Z) d\xi',$$

$$\theta = \omega t - \Phi\xi - \varphi, \quad \alpha = \theta + \Phi b\xi + \varphi.$$

Здесь $\Phi = \beta_e L$ – статический угол пролета электроном пространства взаимодействия длиной L ;

$\beta_e = \frac{\omega}{v_0}$ – электронное волновое число; $\xi = \frac{y}{L}$ и $Z = \frac{z}{H}$ – нормированные на соответствующий

масштаб продольная и поперечная координаты; $b = 1 - \frac{v_0}{v}$ – относительный рассинхронизм между начальной скоростью электронов v_0 и фазовой скоростью синхронной с пучком волны v ; γ – разность

фаз колебаний ЛОВ и ГДИ; $\beta_c = \Phi \frac{\omega_c}{\omega}$ – циклотронный угол пролета; $\omega_c = \frac{eB_0}{m}$ – циклотронная частота; e и m – заряд и масса покоя электрона; B_0 – постоянная составляющая индукции

фокусирующего магнитного поля; $\beta_q = \Phi \frac{\omega_q}{\omega}$ – плазменный угол пролета; $\omega_q = \sqrt{\frac{\rho e}{\epsilon_0 m}}$ – плазменная

частота; ρ – плотность заряда; ϵ_0 – диэлектрическая постоянная; E_{qy} – продольная динамическая компонента поля пространственного заряда; q – параметр пространственного заряда [3]; Z_b – нормированная на поперечный масштаб поперечная координата середины пучка; $B_y(\xi, Z)$ и $B_z(\xi, Z)$ – координатные компоненты фокусирующего магнитостатического поля (в общем случае – неоднородного). Продольные амплитудные огибающие высокочастотных полей ГДИ и ЛОВ характеризуются функциями $f_1(\xi)$ и $f_2(\xi)$ соответственно:

$$f_1(\xi) = \left(w \sqrt{\frac{\pi}{2}} \right)^{-\frac{1}{2}} \exp \left[- \left(\frac{\xi - 0.5}{w} \right)^2 \right], \quad f_2(\xi) = \sqrt{2} \cos \left(\frac{\pi}{2} \xi \right), \quad (2)$$

где w — константа, определяющая полуширину гауссиана (так называемый радиус «пятна» поля). Поперечные амплитудные огибающие $\Psi_1(Z)$ и $\Psi_2(Z)$ соответствуют полям поверхностных волн двух мод и характеризует экспоненциальное уменьшение амплитуды поля при удалении от поверхности замедляющей системы.

Формально в рассматриваемой модели самосогласованная система уравнений должна содержать два уравнения возбуждения: относительно амплитуды ЛОВ на первой гармонике и относительно амплитуды ГДИ на третьей гармонике. Поскольку вывод энергии этих колебаний осуществляется по-разному, в модели рассматривается только уравнение возбуждения для режима ГДИ, а сигнал ЛОВ в колебательной системе учитывается как параметрическое внешнее воздействие.

В стационарном режиме амплитуда колебаний определяется крутизной колебательной характеристики и параметром эффективности взаимодействия G , который фактически характеризует величину положительной обратной связи в автоколебательной системе [2–4]. В данном случае уравнение возбуждения сводится к нелинейному уравнению для нахождения амплитуды F :

$$S_1(F, \gamma) = \frac{1}{G}, \quad (3)$$

$$S(F, \gamma) = S_1(F, \gamma) + iS_2(F, \gamma) = \frac{1}{2\pi F \Delta} \int_0^1 f_1(\xi) \int_{\xi_1}^{\xi_2} \Psi_1(Z) \int_0^{2\pi} \left(1 - i \frac{2}{\Phi} \frac{dZ}{d\xi} \right) \exp[i(n\alpha + \gamma)] d\varphi dZ_0 d\xi.$$

Здесь Δ — толщина электронного потока. Таким образом, крутизна $S(F, \gamma)$ является определяющей интегральной характеристикой электронно-волнового взаимодействия. В данной работе эта характеристика применяется для анализа закономерностей параметрического воздействия сигнала ЛОВ на стационарный режим ГДИ.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 2 представлены амплитудные зависимости действительной части комплексной крутизны колебательной характеристики ЛОВ для различных значений параметра относительного рассинхронизма Φb . Минимальный пусковой ток $I_{\text{minstart}} = S_1(0)$ (максимальное значение $S_1(0)$) реализуется в данном случае для $\Phi b = -\pi$. Соответствующая кривая показана на рис. 2 штриховой линией. Зависимости $S_1(F)$ позволяют определить амплитуду стационарных колебаний ЛОВ на первой гармонике для заданного значения параметра относительного рассинхронизма и параметра эффективности взаимодействия, т.е. рабочего тока пучка. В случае мягкого режима возбуждения колебаний стационарная амплитуда имеет одно устойчивое значение, для жесткого режима — два значения, одно из которых устойчивое, а второе неустойчивое [3]. Для данного набора параметров системы жесткий режим возбуждения колебаний реализуется для значений $|\Phi b| \geq \frac{4}{3}\pi$.

Результаты расчетов, представленные на рис. 3, иллюстрируют воздействие колебаний ЛОВ на колебания ГДИ в режиме их одновременного существования. Колебательная система ГДИ в данном случае является неавтономной, поэтому разность фаз γ оказывает существенное воздействие на зависимости $S_1(F)$.

Штриховыми кривыми на рис. 3 показаны амплитудные зависимости крутизны колебательной характеристики для автономных колебаний ГДИ на третьей гармонике частоты колебаний ЛОВ. Следует отметить, что выбранное значение параметра пространственного

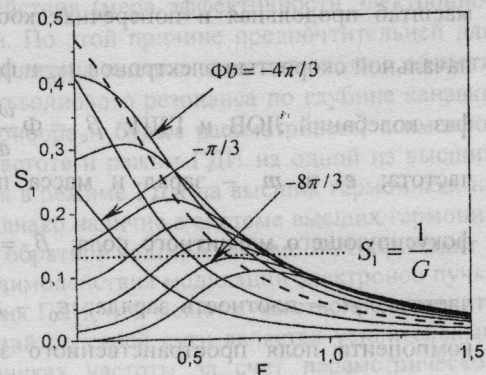


Рис. 2. Крутизна амплитудной колебательной характеристики ЛОВ для различных значений параметра Φb

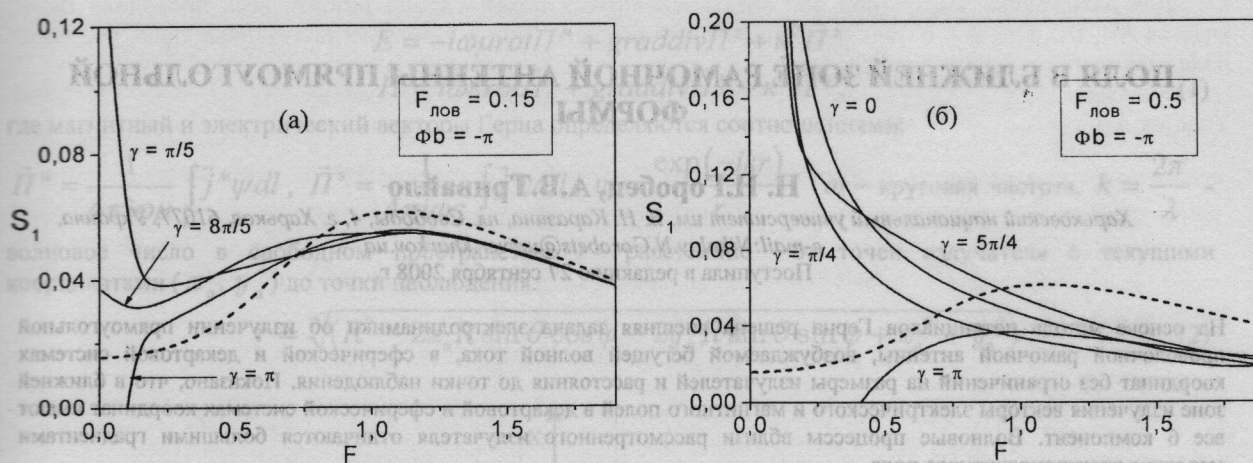


Рис.3. Зависимости $S_1(F)$ для различных значений разности фаз между колебаниями ЛОВ и ГДИ.

рассинхронизма $\Phi b = -\pi$ соответствует мягкому режиму возбуждения колебаний ЛОВ на первой гармонике. Вместе с тем, очевидно, что в этом случае возбуждение колебаний ГДИ на третьей гармонике ЛОВ происходит в жестком режиме.

Величина стационарной амплитуды колебаний ЛОВ также оказывает существенное воздействие на амплитудные зависимости средней крутизны двухрежимной колебательной системы S_1 , особенно для сравнительно небольших значений F . Фактически происходит снижение пускового тока и появляется возможность возбуждения высокочастотных колебаний ГДИ для меньших значений параметра эффективности взаимодействия. В случае относительно небольших значений амплитуды колебаний ЛОВ (рис. 3(а)) режим возбуждения колебаний ГДИ зависит от величины параметра G . По мере увеличения параметра эффективности взаимодействия мягкий режим сменяется жестким, причем возможна ситуация, когда реализуется три значения стационарной амплитуды колебаний – два устойчивых и одно неустойчивое. Повышение амплитуды колебаний ЛОВ сопровождается переходом к мягкому режиму возбуждения, т.е. происходит «навязывание» режима возбуждения колебаний ЛОВ на первой гармонике режиму возбуждения колебаний системы в целом на третьей гармонике. Исключение составляет случай противофазного возбуждения колебаний различных режимов ($\gamma = \pi$), однако он не представляет практического интереса, т.к. в этой ситуации эффективность электронно-волнового взаимодействия на третьей гармонике весьма мала.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты предварительных расчетов свидетельствуют о реализации комбинированного режима работы резонансной электронно-волновой системы О-типа с возбуждением колебаний ЛОВ на первой гармонике собственной частоты электродинамической системы (генератор ЛОВ) и колебаний ГДИ на одной из высших гармоник частоты ЛОВ (параметрический распределенный усилитель). В рамках модели неавтономной колебательной системы установлены области параметров задачи, при которых происходит эффективное преобразование сигнала ЛОВ на высшей гармонике в колебание ГДИ той же частоты.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шестопалов В.П. Дифракционная электроника. – Харьков: Вища школа, 1976. – 231 с.
2. Шматько А.А. Электронно-волновые системы миллиметрового диапазона. Том 1. – Харьков: ХНУ, 2008. – 464 с.
3. Одаренко Е.Н., Шматько А.А. Нелинейная теория СВЧ генераторов О-типа с неоднородным магнитоэлектрическим полем (двухмерная модель) // Радиотехника и электроника. – 1994. – 39. – №4. – С. 653–661.
4. 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.