

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ,
МОЛОДЕЖИ И СПОРТА УКРАИНЫ
ХАРЬКОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

РАДИОТЕХНИКА

**Всеукраинский межведомственный
научно-технический сборник**

Основан в 1965 г.

ВЫПУСК 170

Харків
Харківський національний
університет радіоелектроніки
2012

ВЛИЯНИЕ ИНДУКЦИИ ФОКУСИРУЮЩЕГО ПОЛЯ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ КОМБИНИРОВАННОГО УМНОЖИТЕЛЯ ЧАСТОТЫ

Умножение частоты в приборах СВЧ-электроники – один из способов создания источников колебаний в терагерцовом и субтерагерцовом диапазоне. Применение для этой цели классических приборов сопряжено с необходимостью использования больших коэффициентов умножения, величина которых достигает нескольких десятков, что приводит к малой эффективности таких устройств. Значительно уменьшить коэффициент умножения частоты позволяют приборы дифракционной электроники (орotronы, генераторы дифракционного излучения (ГДИ) и др.), которые изначально позиционировались для работы на длине волны менее 1 см [1 – 3].

Наиболее распространенными являются многокаскадные схемы построения умножителей частоты на основе приборов с кратковременным и длительным взаимодействием [4 – 6]. Повышение рабочей частоты источников колебаний сопровождается уменьшением эффективности длительного электронно-волнового взаимодействия в основном за счет снижения сопротивления связи и высокочастотного расслоения электронного потока. В связи с этим значительно усложняется теоретический анализ таких приборов, поскольку возникает необходимость учета многомерности пространства взаимодействия даже в приближении идеальной фокусировки, когда траектории электронов считаются прямолинейными [7, 8]. В случае конечных значений индукции фокусирующего поля увеличиваются поперечные смещения траекторий электронов, что влечет за собой изменение условий энергообмена потока заряженных частиц с высокочастотными полями. Следовательно, за счет изменения жесткости фокусировки можно добиться повышения эффективности электронно-волнового взаимодействия в комбинированном приборе и тем самым увеличить выходную мощность умножителя на высших гармониках частоты входного сигнала.

В данной работе построена нелинейная многомерная теория двухкаскадного умножителя частоты с учетом конечного значения индукции магнитного фокусирующего поля. Рассматривается комбинированный прибор с нерезонансным модулятором и резонансным выходным каскадом.

Постановка задачи и основные соотношения

Двухкаскадная схема гибридного умножителя частоты с ленточным электронным пучком представлена на рис. 1. В выбранной системе координат считается, что вдоль оси Ox параметры электронно-волновой системы не изменяются. Первый нерезонансный каскад обеспечивает модуляцию пучка по скорости и плотности тока за счет взаимодействия с полем входного сигнала частоты ω , а также усиление этого сигнала. В результате на выходе модулятора формируется периодическая последовательность электронных сгустков, которая

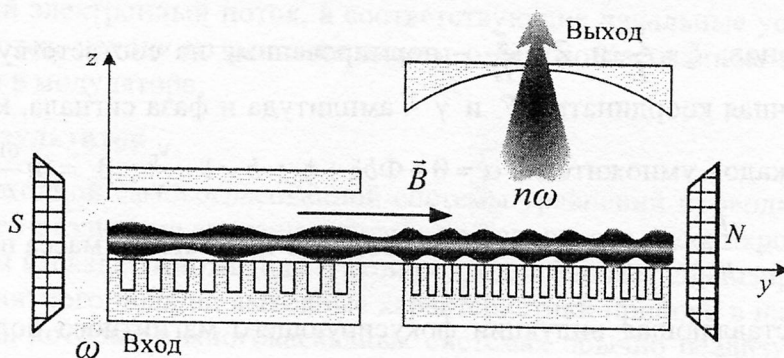


Рис. 1

поступает в выходной резонансный каскад, где происходит возбуждение электромагнитного поля на частоте $n\omega$ (n – коэффициент умножения) соответствующей гармоники высокочастотного тока. Добротность резонансной электродинамической системы выходного каскада считается достаточно большой для того, чтобы в полосу пропускания резонатора попадала только одна гармоника частоты входного сигнала.

Ленточный электронный поток фокусируется магнитоэстатическим полем с индукцией \vec{B} , которая в общем случае имеет несколько координатных компонент. Предполагается, что поперечные компоненты магнитного поля малы по сравнению с продольной, направленной вдоль оси Oy .

Многомерная теория комбинированного умножителя частоты строится на основе двух подходов к описанию электронно-волнового взаимодействия для волновых (нерезонансных) и колебательных (резонансных) систем. В модуляторе реализуется нерезонансный энергообмен электронов с полем синхронной пространственной гармоники замедляющей системы (ЗС). В результате продольная амплитудная огибающая высокочастотного поля в модуляторе формируется самосогласованным образом в процессе электронно-волнового взаимодействия. В выходном каскаде огибающая поля фиксирована и определяется рабочей модой открытого резонатора [2].

Уравнения трехмерного движения электронов в высокочастотных и статических полях могут быть сформулированы в едином виде для различных каскадов умножителя частоты. При переходе к безразмерным параметрам система скалярных уравнений движения записывается в переменных Лагранжа следующим образом [8]:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\theta}{d\xi^2} &= \left(1 + \frac{1}{\Phi} \frac{d\theta}{d\xi}\right)^3 \left[\frac{\Phi}{2} \left\{ \frac{F(\xi)}{Ff(\xi)} \right\} \Psi_y(Z) \cos\left(\left\{ \begin{matrix} 1 \\ n \end{matrix} \right\} \alpha + \gamma\right) - \Phi \beta_c^2 B_z(\xi, Z) v_x \right], \\ \frac{d^2Z}{d\xi^2} &= \left(1 + \frac{1}{\Phi} \frac{d\theta}{d\xi}\right)^2 \left[\frac{1}{2} \left\{ \frac{F(\xi)}{Ff(\xi)} \right\} \left(-\frac{\Phi}{2} \Psi_z(Z) \sin\left(\left\{ \begin{matrix} 1 \\ n \end{matrix} \right\} \alpha + \gamma\right) + \frac{dZ}{d\xi} \Psi_y(Z) \cos\left(\left\{ \begin{matrix} 1 \\ n \end{matrix} \right\} \alpha + \gamma\right) \right) - \right. \\ &\quad \left. -\beta_c^2 v_x \left(\frac{\Phi}{2} B_y(\xi, Z) + \frac{dZ}{d\xi} B_z(\xi, Z) \right) + \beta_q^2 (Z - Z_b) \right], \quad (1) \\ v_x &= \frac{H}{L} \int_{Z_0}^Z B_y(\xi, Z') dZ' - \int_0^\xi B_z(\xi', Z) d\xi', \end{aligned}$$

где $\theta = \omega t - \Phi\xi - \phi_0$ – изменение фазового положения электрона относительно синхронной волны в процессе взаимодействия [9]; $\Phi = \beta_c L$ – статический угол пролета электроном пространства взаимодействия; $\beta_c = \frac{\omega}{v_0}$ – электронное волновое число; v_0 – начальная продольная скорость электронов; $\xi = \frac{y}{L}$ и $Z = \frac{z}{H}$ – нормированные на соответствующий масштаб продольная и поперечная координаты; F и γ – амплитуда и фаза сигнала, которые отличаются для разных каскадов умножителя; $\alpha = \theta + \Phi b \xi + \phi_0$; $b = 1 - \frac{v_0}{v}$; $\beta_c = \Phi \frac{\omega_c}{\omega}$ – 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 электронов; $\omega_q = \sqrt{\frac{e\rho}{\epsilon_0 m}}$ – плазменная частота; ρ – плотность заря-

да; ϵ_0 – диэлектрическая постоянная; B_y и B_z – нормированные на B_0 координатные компоненты вектора магнитной индукции фокусирующего поля.

Верхние множители в фигурных скобках соответствуют модулирующему нерезонансному каскаду, нижние – выходному резонансному каскаду. Вид продольной амплитудной огибающей $f(\xi)$ и поперечных огибающих $\Psi_{y,z}(Z)$ высокочастотного поля определяется конфигурацией электродинамической системы прибора.

Уравнение возбуждения поля в электродинамической системе с модулированным потоком заряженных частиц можно представить в обобщенном комплексном виде:

$$M[F \exp(-i\gamma)] = 0. \quad (2)$$

Амплитуда колебаний F является функцией продольной координаты в модуляторе и функцией времени в резонансном выходном каскаде. M – дифференциальный оператор, который зависит от типа электронно-волновой системы:

$$M = \begin{cases} \frac{d}{d\xi} + d + i\Phi b - RS_d(F, \gamma, \xi) \exp(i\gamma) & \text{– нерезонансный каскад,} \\ \frac{d}{d\tau} + 1 - i\Delta\omega - GS(F, \gamma) \exp(i\gamma) & \text{– резонансный каскад,} \end{cases} \quad (3)$$

где d – параметр затухания (мнимая часть постоянной распространения); τ – безразмерное время; $\Delta\omega = 2Q \frac{n\omega - \omega'}{\omega'}$ – относительная расстройка частоты колебаний в выходном каскаде и действительной части собственной частоты резонатора на рабочей моде; Q – нагруженная добротность; R и G – параметры эффективности взаимодействия в модуляторе и выходном каскаде соответственно; $S_d(F, \gamma, \xi)$ – комплексная дифференциальная крутизна колебательной характеристики нерезонансного каскада; $S(F, \gamma)$ – средняя комплексная крутизна колебательной характеристики выходного резонансного каскада:

$$S = \frac{1}{2\pi F \delta} \int_0^1 f(\xi) \int_{Z_1}^{Z_2} \Psi(Z) \int_0^{2\pi} \left(1 - i \frac{H}{L} \frac{dZ}{d\xi}\right) \exp(in\alpha) d\phi_0 dZ_0 d\xi. \quad (4)$$

Выражения (1), (2) составляют исходную систему уравнений для определения характеристик комбинированного двухкаскадного умножителя частоты с учетом конечного значения индукции магнитного фокусирующего поля B_0 . Данную систему уравнений необходимо дополнить начальными условиями на входе каждого каскада. Для модулятора предполагается отсутствие предварительной модуляции электронного потока и поступление внешнего сигнала непосредственно в пространство взаимодействия. В выходной каскад поступает модулированный электронный поток, а соответствующие начальные условия для уравнений движения задаются, исходя из решения задачи о самосогласованном электронно-волновом взаимодействии в модуляторе.

Анализ результатов

Решение исходной самосогласованной системы уравнений проводилось в рамках модели, учитывающей различные значения параметра начального рассинхронизма Φb в модуляторе и выходном каскаде умножителя. Такой подход позволяет анализировать влияние фокусирующего магнитного поля на выходные характеристики прибора в наиболее эффективных режимах работы, которые в многокаскадных системах обычно реализуются при изменении пространственного рассинхронизма на различных участках пространства взаимодействия [10]. Таким образом, при численных расчетах для заданного коэффициента умножения n параметры электронно-волновой системы подбирались таким образом, чтобы для случая

замагниченного электронного потока: обеспечить максимальное значение коэффициента преобразования частоты [5]:

$$K = 20 \lg \frac{F_n}{F_0}, \quad (5)$$

где F_n – амплитуда выходного сигнала умножителя на n -й гармонике основной частоты; F_0 – амплитуда входного сигнала на основной частоте ω . Предполагалось также, что с увеличением номера временной гармоники соответствующим образом изменяется период ЗС выходного каскада.

На рис. 2 представлены результаты расчетов зависимостей максимального коэффициента преобразования K от нормированной циклотронной частоты для $n = 4$ и различных значений отношения рабочего тока к пусковому I_{st}^{-1} . Для каждого значения индукции фокусирующего поля (параметр $\omega_c \omega^{-1}$) выбирались значения стационарной фазы колебаний, обеспечивающие максимальную выходную амплитуду сигнала на частоте $n\omega$. Продольная амплитудная огибающая высокочастотного поля в выходном каскаде считается гауссовой. Штриховыми линиями обозначены значения коэффициента K для случая жесткой фокусировки ($\omega_c \omega^{-1} \rightarrow \infty$), когда можно пренебречь поперечными смещениями траекторий электронов. Очевидно, что зависимости $K(\omega_c \omega^{-1})$ имеют выраженный максимум, причем оптимальное значение нормированной циклотронной частоты практически не зависит от параметра I_{st}^{-1} и составляет $\omega_c \omega^{-1} \approx 0.3$. Резкое уменьшение выходной амплитуды для значений $\omega_c \omega^{-1} < 0.26$ обусловлено сильным токооседанием на поверхность ЗС.

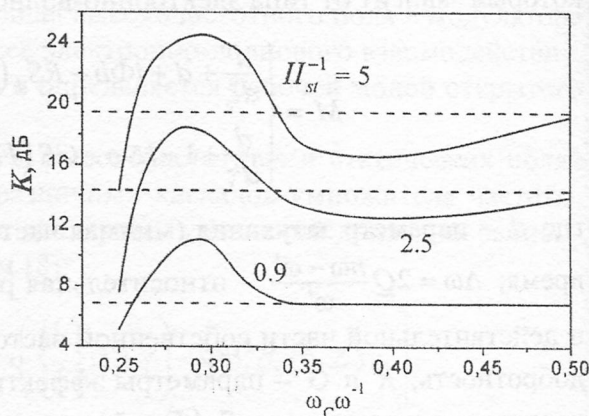


Рис. 2

Для исследования механизмов повышения эффективности умножителя за счет изменения индукции фокусирующего поля был проведен траекторный анализ в пространстве взаимодействия выходного каскада. На рис. 3 представлены траектории десяти электронов, равномерно распределенных по начальным фазам каждого из пяти парциальных слоев пучка для двух значений нормированной циклотронной частоты: $\omega_c \omega^{-1} = 0.55$ (рис. 3, а) и $\omega_c \omega^{-1} = 0.3$ (рис. 3, б). Прицельное расстояние выбиралось равным начальной толщине электронного

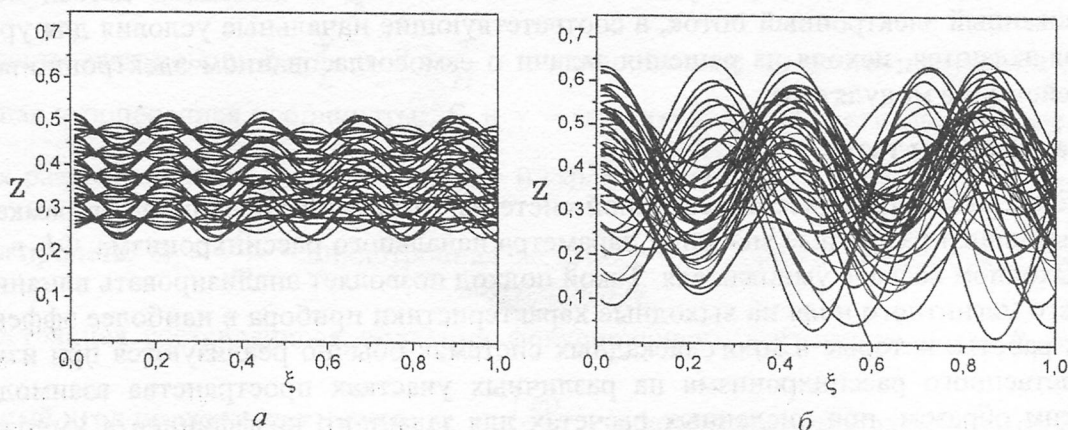


Рис. 3

потока $\delta = 0.25$. Ослабление фокусировки сопровождается увеличением поперечных смещений траекторий электронов и, как следствие, взаимодействием части пучка с интенсивным высокочастотным полем вблизи поверхности ЗС. Однако, как следует из графиков на рис. 2, увеличение толщины электронного потока при уменьшении индукции фокусирующего поля может приводить и к снижению эффективности взаимодействия ($K(0.4) < K(0.5)$). Кроме того, при ослаблении фокусировки несколько изменяется смысл понятия высокочастотного расслоения пучка. Каждый парциальный поток за время движения в пространстве взаимодействия оказывается на различных расстояниях от поверхности ЗС, что непосредственно сказывается на фазировке электронов в многомерном высокочастотном поле. В связи с этим имеет смысл говорить о высокочастотном расслоении в каждом поперечном сечении электронного потока в целом, поскольку распределение амплитуды поля по парциальным потокам в данном случае не является фиксированным, а формируется самосогласованным образом в процессе электронно-волнового взаимодействия.

Следовательно, повышение эффективности умножителя частоты для значения $n = 4$ за счет изменения индукции фокусирующего поля обусловлено совместным воздействием факторов, связанных с многомерным движением электронов в пространстве взаимодействия.

Выводы

Разработана многомерная теория двухкаскадного комбинированного умножителя частоты мм и субмм диапазона, которая позволяет определять эксплуатационные характеристики прибора с учетом конечного значения индукции магнитного фокусирующего поля для различных уровней мощности входного сигнала.

Установлено повышение коэффициента преобразования частоты на 4-5 дБ для значений коэффициента умножения $n = 4$ за счет нарастания поперечных смещений траекторий электронов при ослаблении фокусировки и перераспределения плотности электронных ступков по толщине пучка. Токооседание на поверхность ЗС снижает эффективность взаимодействия и тем самым ограничивает допустимый диапазон изменения индукции фокусирующего поля.

Полученные в работе результаты позволяют установить физические причины изменения коэффициента преобразования частоты при ослаблении фокусировки и на этой основе разрабатывать эффективные методы повышения эффективности взаимодействия в комбинированных умножителях частоты О-типа с ленточными электронными потоками.

Список литературы: 1. Русин, Ф. С., Богомолов, Г. Д. Оротрон как генератор миллиметрового диапазона // Электроника больших мощностей. Сб. 5. – М.: Наука, 1968. – С. 45 – 51. 2. Шестопалов, В. П. Дифракционная электроника. Харьков: Вища шк., 1976. – 231 с. 3. Русин, Ф. С., Синенко, Л. А., Костромин, В. П. Оротрон – преобразователь частоты // Радиотехн. и электрон. 1977. Т. 22. №8. – С. 1670 – 1672. 4. Булгаков, С. А., Ваврич, Д. М., Третьяков, О. А. Теория резонансных умножителей частоты с распределенным взаимодействием О-типа // Радиотехника. – 1987. – Вып. 81. – С. 100 – 107. 5. Ни, Н. П., Ходаков, В. Г. Двухкаскадный умножитель частоты на ЛБВ с обратной связью в цепи усилителя // Электронная техника. Сер. 1. Эл-ка СВЧ. – 1971. – №3. – С. 82 – 87. 6. Walter M. T., Nusinovich G. S., Lawson W. G. et al. Design of a frequency-doubling, 35-GHz, 1-MW gyrokystron // IEEE Trans. on Plasma Science. – 2000. – Vol. 28, – №3. – P. 688 – 694. 7. 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. 8. Одаренко, Е. Н., Шматько, А. А. Умножение частоты в гибридной электронно-волновой системе с длительным взаимодействием (двумерная модель) // Вісник СумДУ. Серія «Фізика, математика, механіка». – 2007. – № 1. – С. 61 – 74. 9. Роу, Дж. Е. Теория нелинейных явлений в приборах сверхвысоких частот. – М.: Сов. Радио, 1969. – 616 с. 10. Филимонов, Г. Ф., Бадлевский, Ю. Н. Нелинейное взаимодействие электронных потоков и радиоволн в ЛБВ. – М.: Сов. радио, 1971. – 184 с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 21.08.2012