

МИКРОВОЛНОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Визуализация мощного СВЧ излучения плазменных релятивистских генераторов и усилителей	
<i>И.С. Алексеев, И.Е. Иванов, П.С. Стрелков, В.П. Тараканов, Д.К. Ульянов</i>	<i>3</i>
Моделирование характеристик генерации сверхмощного виртода	
<i>А.А. Бадарин, С.А. Куркин</i>	<i>7</i>
Линейная теория взаимодействия двух ленточных электронных потоков в продольном магнитном поле	
<i>Г.М. Вдовина, А.В. Титов</i>	<i>9</i>
Генерация периодической последовательности мощных ультракоротких импульсов в цепочке двух связанных винтовых гиро-ЛБВ, работающих в режимах усиления и нелинейного поглощения	
<i>М.Н. Вилков, Н.С. Гинзбург, И.В. Зотова, А.С. Сергеев.....</i>	<i>12</i>
Преобразование солнечной энергии в электрический ток решёткой ректенн	
<i>К.Т.Ч. Ву, Г.М. Казарян, В.Л. Саввин</i>	<i>14</i>
Обобщение мультипольного разложения поля излучающей системы в слабо проводящих средах	
<i>П.С. Глазунов, В.А. Вдовин, А.И. Слепков</i>	<i>16</i>
Динамика пространственно-временной структуры электронного пучка при развитии генерации в многоволновых черенковских устройствах	
<i>В.Н. Корниенко, В.А. Черепенин</i>	<i>20</i>
Физические аспекты группировки электронного потока с циклотронным вращением в многорезонаторном клистроне	
<i>Д.А. Михеев, В.Л. Саввин</i>	<i>22</i>
Расчеты возбуждения релятивистского сильноточного гиротрона с открытым резонатором	
<i>И.В. Ошарин, А.В. Савилов, Р.М. Розенталь, А.Э. Федотов</i>	<i>26</i>
Релятивистский гиротрон на второй циклотронной гармонике с квазирегулярным резонатором	
<i>И.В. Ошарин, А.В. Савилов, Ю.К. Калынов, И.С. Кулагин, Е.В. Иляков.....</i>	<i>30</i>
Моделирование динамики пучка и механизмов генерации в вирпертроне	
<i>А.Г. Петрик, С.А. Куркин, А.Е. Храмов, А.Е. Дубинов.....</i>	<i>33</i>

Генерация ультракоротких импульсов субтерагерцового и терагерцового диапазонов на основе циклотронного сверхизлучения электронных сгустков

Р.М. Розенталь, Н.С. Гинзбург, И.В. Зотова, А.С. Сергеев, В.П. Тараканов..... 37

Разработка сильноточного релятивистского гиротрона миллиметрового диапазона

*Э.Б. Абубакиров, А.Н. Денисенко, А.П. Конюшков, И.В. Ошарин,
Р.М. Розенталь, А.Э. Федотов 39*

Режимы развитого хаоса в гиротронах и гидроусилителях с запаздывающей обратной связью

*Р.М. Розенталь, Н.С. Гинзбург, И.В. Зотова, О.Б. Исаева,
А.Г. Рожнев, А.С. Сергеев 42*

Формирование гигантских импульсов в условиях развитой турбулентности в пространстве взаимодействия гиротронов

Р.М. Розенталь, Н.С. Гинзбург, И.В. Зотова, А.С. Сергеев..... 45

Приближенная нелинейная теория двухлучевой лампы бегущей волны

А.В. Титов 47

Исследование характеристик генерации в электронном пучке в сжатом состоянии

Н.С. Фролов, С.А. Куркин, А.А. Короновский, А.Е. Храмов..... 50

Волновые процессы в электронном потоке в скрещенных статических электрических и магнитных полях при его движении в среде с комплексной проводимостью

А.А. Фунтов 52

Обзор возможных теоретических подходов в линейной теории диэлектрической ЛБВ и приборах, содержащих метаматериалы. Расчет фактора шума резистивного усилителя

Н.В. Чижмотря, А.А. Фунтов 54

Визуализация мощного СВЧ излучения плазменных релятивистских генераторов и усилителей

И.С. Алексеев¹, И.Е. Иванов¹, П.С. Стрелков¹, В.П. Тараканов², Д.К. Ульянов¹

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

²Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

iei@fpl.gpi.ru

Предложен метод визуализации напряжённости электрического поля мощного СВЧ излучения, основанный на фотографировании светящегося экрана, содержащего металлические опилки. Свечение в оптическом диапазоне вызывается пробоем воздуха между остриями опилок. Полученные данные позволяют судить не только о величине, но и о направлении силовых линий для частот 2.4, 2.7, 3.1 ГГц и шумового сигнала с шириной полосы 1.5 ГГц в области 2 – 4 ГГц. Эти результаты сравниваются численным моделированием распределения силовых линий для соответствующей геометрии волновода и рупора в коде КАРАТ.

В лаборатории плазменной электроники ИОФ РАН производятся работы по созданию мощных СВЧ источников на основе взаимодействия сильноточных релятивистских пучков электронов и плазмы. В [1] и [2] описаны установки, дающие монохроматическое и шумовое излучение в диапазоне 2 ÷ 5 ГГц, представляющее собой разовые импульсы длительностью ~ 500 нс. Энергия импульсов, измеренная широкоапертурным калориметром [3], достигала 15 Дж. Напряжённость электрического поля в плоскости калориметра оценивается в несколько кВ/см. Излучение выводится через рупор диаметром 24 см. Для получения данных о поперечной структуре СВЧ поля нами была использована идея, предложенная в [4], а именно фотографирование пробоя на экране, содержащего металлические частицы.

Схема эксперимента показана на Рис. 1.

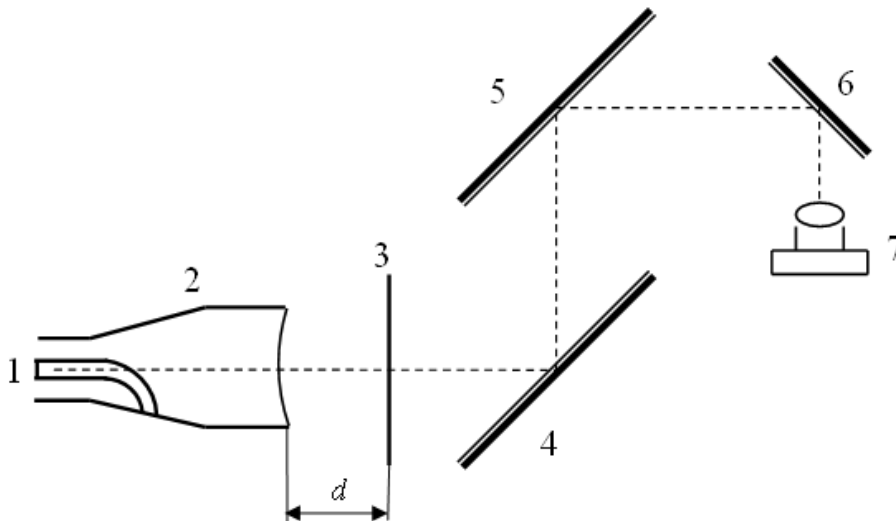


Рис.1. Схема регистрации свечения экрана. 1 – коллектор токов релятивистского электронного пучка и плазмы, 2 – излучающее устройство плазменной СВЧ установки, 3 – экран, 4, 5, 6 – зеркала, 7 – фотоаппарат

На Рис. 2 представлены фотографии свечения, вызванного пробоем в воздухе между остриями металлических опилок, при облучении на различных частотах и расположении экрана на различных расстояниях d от выходного рупора. Также было

проведено компьютерное моделирование с использованием кода КАРАТ [5] для геометрии, взятой из эксперимента, Рис. 3. Длина штрихов на рисунке отражает интенсивность поля в данной точке пространства, направление характеризует направление вектора электрического поля в СВЧ волне в этой же точке. Точки в центрах рисунков соответствуют положению оси рупора.

На Рис. 4 приведено сравнение свечения экрана при монохроматических и шумовых импульсах при фиксированном расстоянии от рупора ($d = 5$ см). Энергия в том и другом случае примерно одинаковая. Шумовые импульсы представляют собой нескоррелированные цуги СВЧ излучения длительностью $3 \div 5$ нс.

Анализ экспериментальных результатов и сравнение их с компьютерным моделированием позволили сделать следующие выводы.

1. "Метод опилок" для визуализации мощного СВЧ излучения применим для диапазона частот, по крайней мере, 2 – 4 ГГц и длительностью импульса более 5 нс. Плотность энергии [$\text{Дж}/\text{м}^3 = \text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$], характерная для нашего эксперимента, равна $\sim 2 \text{ Дж}/\text{м}^3$ ($\mathcal{E} = 15 \text{ Дж}$, $V = 500 \cdot 10^{-9} [\text{с}] \cdot 3 \cdot 10^8 [\text{М}] \cdot 3.14 \cdot (0.12)^2 = 6.8 \text{ м}^3$). Порог по обнаружению свечения экрана зависит в большой степени от условий и требует дополнительных исследований.
2. Направление светящихся нитей соответствует направлению силовых линий СВЧ поля выходного импульса излучения.
3. Модовый состав выходного излучения стабилен выстрел от выстрела и не зависит от энергии в импульсе. Небольшие различия в моде происходят с изменением частоты излучения. Поэтому возможно конструирование фокусирующих систем под конкретную моду выходного излучения.

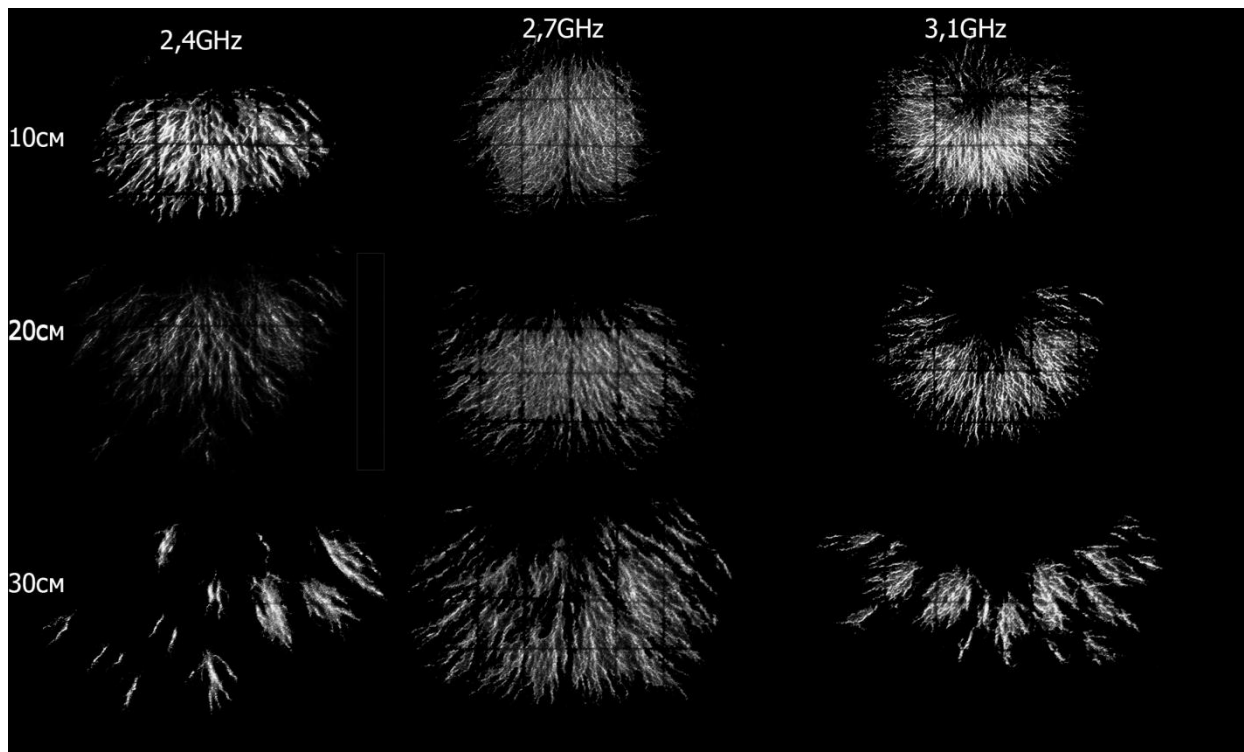


Рис. 2. Фотографии экрана на расстояниях 10, 20 и 30 см от рупора при облучении монохроматическим импульсом на частотах 2.4, 2.7 и 3.1 ГГц.

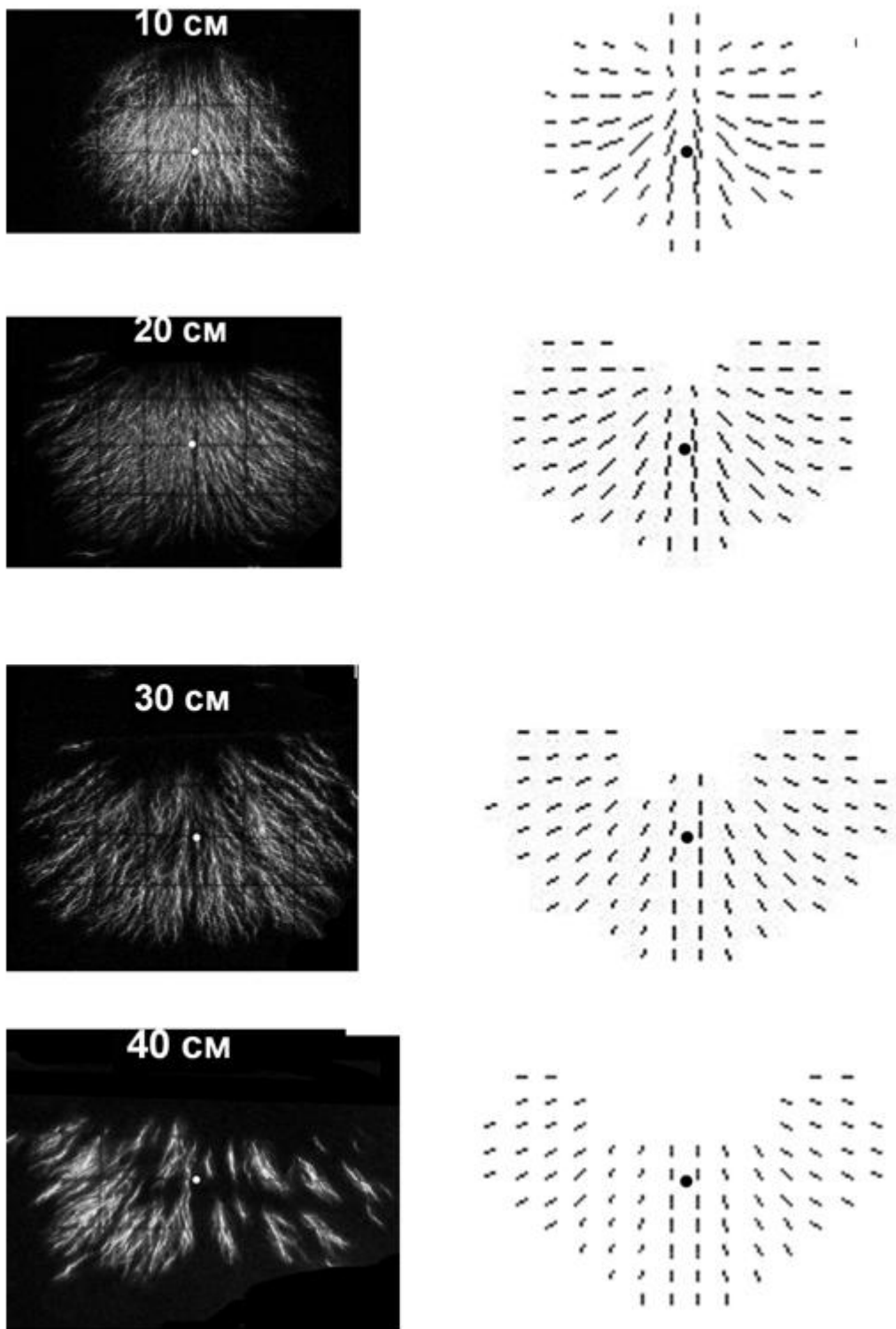


Рис. 3. Сравнение результатов эксперимента с расчётом для частоты 2,7 ГГц.

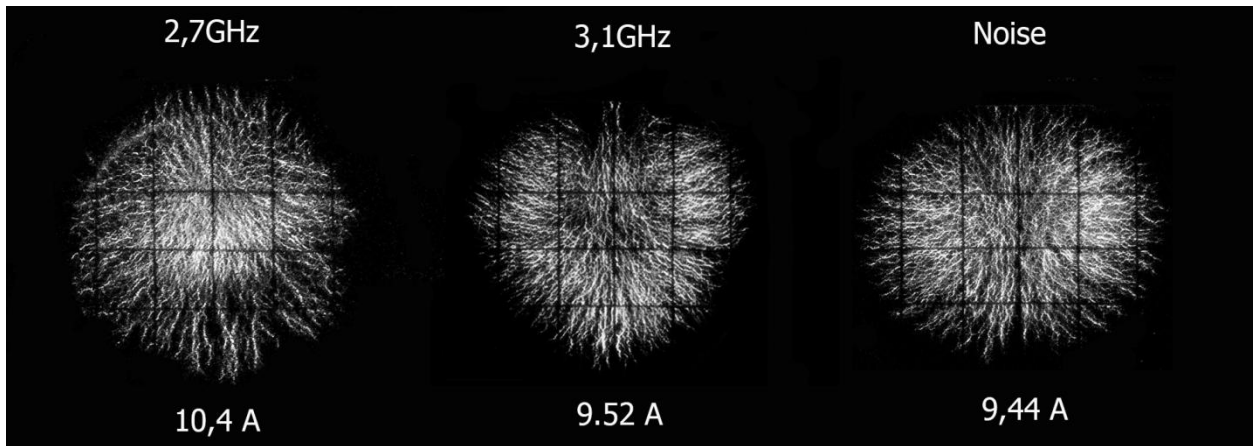


Рис. 4. Фотографии экрана для шумового и монохроматических сигналов на расстоянии 5 см от рупора, сделанные при приблизительно одинаковой плотности плазмы (10.4, 9.52, 9.44 А – значения тока плазмы, пропорционального концентрации, что указывает на приблизительно равенства энергий)

4. Расчёт с помощью кода КАРАТ даёт результаты, совпадающие с экспериментом. Это даёт основание применять модельный расчёт для определения напряжённости СВЧ поля на значительных расстояниях от рупора, когда экспериментальные методики перестают работать.
5. В рассматриваемом усилителе или генераторе по коаксиальному выходному волноводу коллектора распространяется ТЕМ волна, поскольку именно ТЕМ волна, используемая в расчёте, даёт распределение силовых линий СВЧ поля на выходе рупора, совпадающее с экспериментом.

Работа выполнена по Государственному заданию 01200953489 и программе Президиума РАН –И9П.

ЛИТЕРАТУРА

1. П.С. Стрелков, И.Е. Иванов, Д.В. Шумейко // Физика плазмы, 2012, т.38, вып.6, с.536 – 543.
2. П.С. Стрелков, И.Е. Иванов, Д.В. Шумейко // Плазменная электроника, 2016, том 42, № 7, с. 644 – 648
3. А.Г. Шкварунец // Приборы и техника эксперимента, 1996, №4, С.72 – 75.
4. A.V. Elzhov et al., RAS Institute of Applied Physics, Nizhny Novgorod, Russia // Proceedings of the 2004 FEL Conference, 318-321.
5. В.П. Тараканов “Математическое моделирование. Проблемы и результаты” М.: Наука, 2003.

Моделирование характеристик генерации сверхмощного виртода

А.А. Бадарин^{1,2}, С.А. Куркин^{1,2}

¹ ФГБОУ ВО «Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского»

² ФГБОУ ВО «Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.»
Badarin.A.A@mail.ru

Увеличение мощности и эффективности генерации электромагнитного излучения является одной из актуальных и важных задач для современной СВЧ электроники больших мощностей. Одними из перспективных и активно исследуемых источников сверхмощного СВЧ излучения являются генераторы и усилители на виртуальном катоде (ВК) или виркаторы. Они могут быть использованы в устройствах ускорения ионных потоков, для исследования электромагнитной совместимости, для зондирования атмосферы и т. д. [1, 2].

Одним из возможных вариантов увеличения мощности и эффективности СВЧ приборов является многопараметрическая оптимизация существующих моделей генераторов и усилителей, при этом использование современных 3-х мерных PС-кодов в комбинации с высокопроизводительными вычислительными станциями позволяет решить данную задачу с высокой степенью точности и достоверности.

В работе представлены результаты оптимизации характеристик генерации перспективной схемы генератора на виртуальном катоде с внешней обратной связью (виртода). В частности, исследовано влияние предмодуляции пучка и разброса электронов по скоростям на характеристики генерации виртода. Для исследования влияния шумового разброса электронов была создана модификация модели релятивистского виртода, в которой электронный поток инжектировался в систему с заданным разбросом по энергии и углам влёта электронов, при этом задавалась равномерная функция распределения.

Обнаружено, что увеличение степени шумового разброса инжектируемых электронов ведёт к уменьшению выходной мощности релятивистского генератора на виртуальном катоде с внешней обратной связью (виртода). При этом более существенное влияние оказывает разброс электронов по углам влёта: так, при угле влёта больше некоторого критического значения выходная мощность становится практически нулевой, и, фактически, происходит срыв генерации. С физической точки зрения срыв генерации в виртоде из-за шумового разброса обусловлен разрушением когерентной структуры виртуального катода.

Для исследования влияния модуляции инжектируемого электронного потока по скорости была создана модификация модели релятивистского виртода, в которой на анодную сетку пушечной части прибора подавалось ускоряющее напряжение, представляющее собой сумму постоянной величины U_0 и синусоидальной составляющей $U_0 * A * \sin(f * t)$, где A – амплитуда модуляции, f – частота модуляции. В результате, электронный поток вылетает из пушечной части промодулированным по скорости. Изучено влияние параметров модуляции на выходные характеристики релятивистского виртода. Так, обнаружен резонансный характер зависимости интегральной выходной мощности от частоты модуляции (см. верхний рис. 1): мощность достигает максимального значения при совпадении f с собственной частотой автономной генерации виртода, которая определяется частотой рабочей моды первого зазора двухзазорного резонатора. Удаётся достигнуть увеличения интегральной выходной мощности P виртода приблизительно в 2 раза, по сравнению со случаем без модуляции. Рост P обеспечивается двумя эффектами: повышением амплитуды

колебаний в выходном сигнале в установившемся режиме (после переходного процесса) и более быстрым запуском генерации при наличии модуляции (обычно сигнал на выходе автономного виртода появляется через некоторый промежуток времени, после переходного процесса, который может достигать ~100 нс).

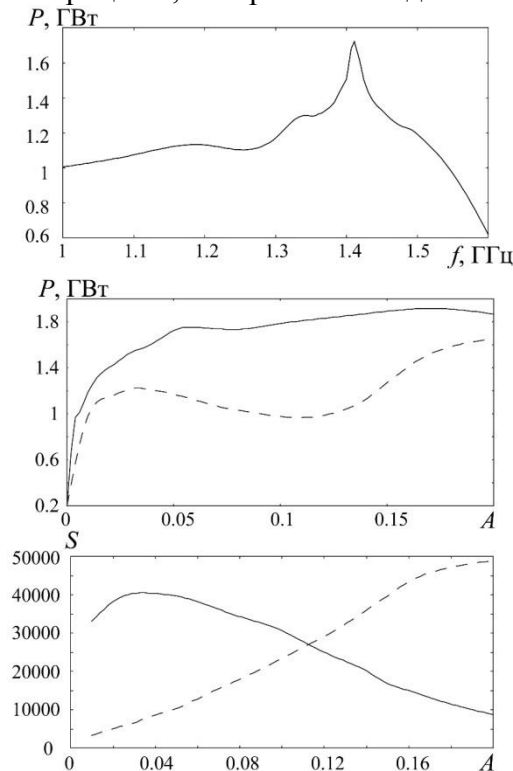


Рисунок 1 – (Верхний рисунок) Зависимость интегральной выходной мощности релятивистского виртода с модуляцией инжектируемого электронного потока по скорости от частоты модуляции f , амплитуда модуляции $A = 5\%$. (Средний рисунок) Зависимость интегральной выходной мощности от амплитуды модуляции при частоте модуляции $f = 1.41$ ГГц (сплошная кривая), равной частоте генерации автономного виртода, и $f = 1.3$ ГГц (штриховая кривая). (Нижний рисунок) Зависимости амплитуд составляющих в спектре выходного сигнала на частоте автономной генерации виртода 1.41 ГГц (сплошная кривая) и частоте модуляции 1.3 ГГц (штриховая кривая) от амплитуды модуляции A ; частота модуляции $f = 1.3$ ГГц. Ток пучка $I = 12.5$ кА, $U_0 = 1$ МВ. Интервал времени, по которому проводилась оценка интегральной выходной мощности: с 15 нс до 100 нс.

С физической точки зрения увеличение выходной мощности виртода при введении модуляции потока по скорости на частоте, близкой к собственной, обусловлено тем, что изменение скоростей вновь подлетающих к области ВК электронов находится в фазе с его собственными колебаниями, и новые для ВК электроны имеют скорости, позволяющие сформировать более плотную структуру. Как следствие, выходная мощность генерации увеличивается.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ для молодых российских ученых-кандидатов наук (МК-1163.2017.2) и Министерства образования и науки РФ (задание № 3.859.2017/ПЧ).

ЛИТЕРАТУРА

1. М. В. Кузелев, А. А. Рухадзе, П. С. Стрелков “Плазменная релятивистская СВЧ-электроника”. М.: МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2002. С 544.
2. J. Benford, J. Swegle A., E. Schamiloglu // High Power Microwaves. CRC Press, Taylor and Francis Group, 2016.

Линейная теория взаимодействия двух ленточных электронных потоков в продольном магнитном поле

Г.М. Вдовина, А.В. Титов

Саратовский национальный исследовательский
государственный университет имени Н.Г. Чернышевского
vdovinagm@gmail.com

Построена линейная теория взаимодействия двух бесконечно тонких ленточных электронных потоков в магнитном поле конечной амплитуды в гидродинамическом приближении. Для построения использована двумерная модель возмущенного ленточного бесконечно тонкого потока в продольном магнитном поле в пространстве дрейфа (рис.1). За счет влияния пространственного заряда и конечного фокусирующего магнитного поля рассматриваемая модель позволяет описать неустойчивость к высокочастотным (ВЧ) возмущениям исследуемой системы. При анализе использован метод дисперсионного уравнения.

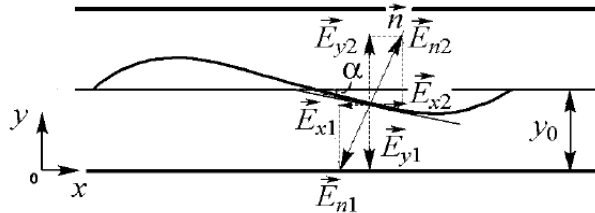


Рис.1. Двумерная модель возмущенного ленточного бесконечно тонкого электронного потока. Нормальные компоненты напряженности поля пространственного заряда $\vec{E}_{n1}, \vec{E}_{n2}$ ниже (индекс «1») и выше (индекс «2») электронного пучка.

Исследуемая модель представляет собой пространство дрейфа, ограниченное сверху и снизу проводящим плоскостями, между которыми движутся параллельно друг другу два бесконечно тонких ленточных электронных пучка. Пучки предполагаются предварительно промодулированными внешним сигналом. Вдоль направления движения пучков действует постоянное магнитное поле конечной величины B . На основе уравнений движения записана система из шести дифференциальных уравнений для высокочастотных компонент смещения электронов в каждом пучке (индекс «1» соответствует системе для первого электронного пучка, индекс «2» - системе для второго электронного пучка):

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d^2 \tilde{x}_{1,2}}{dt^2} = \eta E_{xSC} \\ \frac{d^2 \tilde{y}_{1,2}}{dt^2} = \omega_c \frac{d\tilde{z}_{1,2}}{dt} + \eta E_{ySC}, \\ \frac{d^2 \tilde{z}_{1,2}}{dt^2} = -\omega_c \frac{d\tilde{z}_{1,2}}{dt} \end{array} \right. \quad (1)$$

где $\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}$ – ВЧ смещения электронов, $\eta = e/m$, e и m – заряд и нерелятивистская масса электрона, $E_{xSC} = E_{xSC1} + E_{xSC2}$, $E_{ySC} = E_{ySC1} + E_{ySC2}$ – компоненты суммарного поля пространственного заряда, $\omega_c = \eta B$ – циклотронная частота.

Путем некоторых преобразований исходная система (1) была упрощена до системы из четырех дифференциальных уравнений второго порядка:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d^2 \tilde{x}_1}{dt^2} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu_{01} \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 \tilde{x}_1 = \eta E_{xSC} \\ \frac{d^2 \tilde{y}_1}{dt^2} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu_{01} \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 \tilde{y}_1 = -\omega_c^2 \tilde{y}_1 + \eta E_{ySC} \\ \frac{d^2 \tilde{x}_2}{dt^2} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu_{02} \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 \tilde{x}_2 = \eta E_{xSC} \\ \frac{d^2 \tilde{y}_2}{dt^2} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu_{02} \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 \tilde{y}_2 = -\omega_c^2 \tilde{y}_2 + \eta E_{ySC} \end{array} \right. \quad (2)$$

где $\nu_{01,02}$ – скорости электронных пучков.

Пучки взаимодействуют посредством полей пространственного заряда. Выражения для компонент полей пространственного заряда для случая одного ленточного пучка в магнитном поле получены и проанализированы в работе [1]. При этом компоненты суммарного поля пространственного заряда имеют вид:

$$E_{xSC} = -\omega_{p1}^2 \frac{\Delta_1}{2\eta} \frac{\partial \tilde{y}_1}{\partial x} g_1 - 2j\omega_{p1}^2 \frac{\Delta_1}{2\eta} \frac{\partial \tilde{x}_1}{\partial x} g_{1x} - \omega_{p2}^2 \frac{\Delta_2}{2\eta} \frac{\partial \tilde{y}_2}{\partial x} g_2 - 2j\omega_{p2}^2 \frac{\Delta_2}{2\eta} \frac{\partial \tilde{x}_2}{\partial x} g_{2x}, \quad (3)$$

$$E_{ySC} = \omega_{p1}^2 \frac{\Delta_1}{2\eta} \frac{\partial \tilde{x}_1}{\partial x} g_1 + 2j\omega_{p1}^2 \frac{\Delta_1}{2\eta} \frac{\partial \tilde{y}_1}{\partial x} g_{1y} + \omega_{p2}^2 \frac{\Delta_2}{2\eta} \frac{\partial \tilde{x}_2}{\partial x} g_2 + 2j\omega_{p2}^2 \frac{\Delta_2}{2\eta} \frac{\partial \tilde{y}_2}{\partial x} g_{2y}, \quad (4)$$

$$g_{1,2} = \frac{\text{th}[\beta_0(d - y_{01,02})] - \text{th}(\beta_0 y_{01,02})}{\text{th}[\beta_0(d - y_{01,02})] + \text{th}(\beta_0 y_{01,02})}, \quad (5)$$

$$g_{1x,2x} = \frac{\text{th}[\beta_0(d - y_{01,02})] \text{th}(\beta_0 y_{01,02})}{\text{th}[\beta_0(d - y_{01,02})] + \text{th}(\beta_0 y_{01,02})}, \quad (6)$$

$$g_{1y,2y} = \frac{1}{\text{th}[\beta_0(d - y_{01,02})] + \text{th}(\beta_0 y_{01,02})}, \quad (7)$$

где β_0 – постоянная распространения волны, которой вначале были промодулированы электронные пучки, d – расстояние между проводящими плоскостями, y_{01}, y_{02} – координаты положений ввода пучков, $\Delta_{1,2}$ – толщина пучка, $\omega_{p1,2}^2 = \frac{\eta\sigma_0}{\varepsilon_0\Delta_{1,2}}$ – квадрат плазменной частоты, σ_0 – поверхностная плотность заряда, ε_0 – электрическая постоянная.

В предположении, что все переменные величины пропорциональны $\exp(-j\beta x)$ и $\frac{\partial}{\partial t} = j\omega$, из условия совместности записан определитель исследуемой системы (2) с учетом выражений (3) – (7):

$$\begin{vmatrix} -[(\beta - \beta_{e1})^2 - \beta\beta_{p1}^2\Delta_1g_{1x}] & -j\beta\beta_{p1}^2\frac{\Delta_1}{2}g_1 & \beta S^2\beta_{p2}^2\Delta_2g_{2x} & -j\beta S^2\beta_{p2}^2\frac{\Delta_2}{2}g_2 \\ j\beta\beta_{p1}^2\frac{\Delta_1}{2}g_1 & -[(\beta - \beta_{e1})^2 + \beta\beta_{p1}^2\Delta_1g_{1y} - \beta_{c1}^2] & j\beta S^2\beta_{p2}^2\Delta_2g_2 & -\beta S^2\beta_{p2}^2\Delta_2g_{2y} \\ \beta\beta_{p1}^2\frac{\Delta_1}{S^2}g_{1x} & -j\beta\beta_{p1}^2\frac{\Delta_1}{2S^2}g_1 & -[(\beta - \beta_{e2})^2 - \beta\beta_{p2}^2\Delta_2g_{2x}] & j\beta\beta_{p2}^2\frac{\Delta_2}{2}g_2 \\ j\beta\beta_{p1}^2\frac{\Delta_1}{2S^2}g_1 & -\beta\beta_{p1}^2\frac{\Delta_1}{S^2}g_{1y} & j\beta\beta_{p2}^2\frac{\Delta_2}{2}g_2 & -[(\beta - \beta_{e2})^2 + \beta\beta_{p2}^2\Delta_2g_{2y} - \beta_{c2}^2] \end{vmatrix} = 0$$

где $\beta_{e1} = \frac{\omega}{\nu_{01}}$, $\beta_{e2} = \frac{\omega}{\nu_{02}}$, $\beta_{p1} = \frac{\omega_{p1}}{\nu_{01}}$, $\beta_{p2} = \frac{\omega_{p2}}{\nu_{02}}$, $\beta_{c1} = \frac{\omega_{c1}}{\nu_{01}}$, $\beta_{c2} = \frac{\omega_{c2}}{\nu_{02}}$, $S = \frac{\nu_{02}}{\nu_{01}}$.

В силу громоздкости полученное дисперсионное соотношение здесь не приводится. Оно представляет собой уравнение восьмого порядка. Решение данного уравнения иллюстрирует наличие в системе восьми волн (рис. 2). С точки зрения теории связанных волн каждому из пучков можно поставить в соответствие по четыре волны – быструю и медленную волны пространственного заряда, а также быструю и медленную циклотронные волны. Построение вспомогательных дисперсионных характеристик для случая невзаимодействующих пучков позволяет сделать вывод о том, что в исследуемой системе возможно взаимодействие различных типов волн. К аналогичным выводам пришел автор работы [2]. В ней рассматривалась подобная задача, но для случая цилиндрических пучков [2, 3].

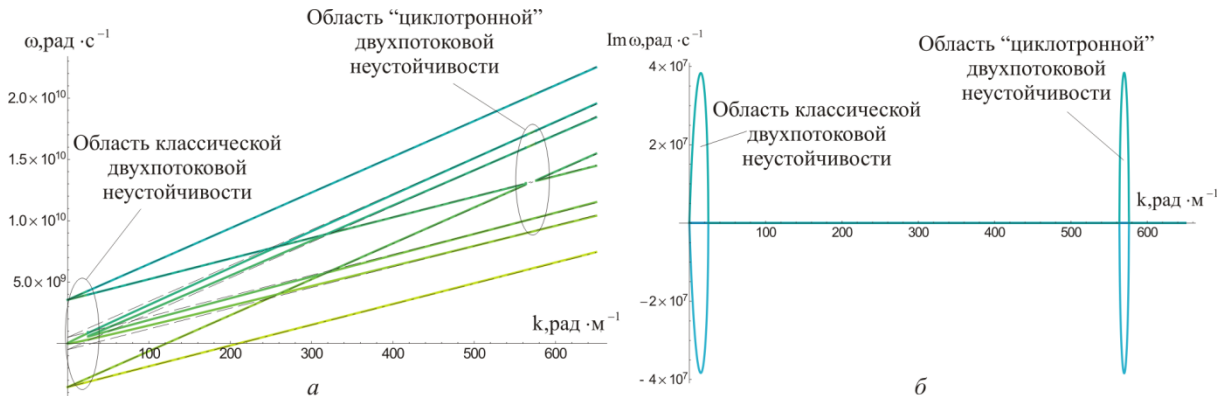


Рис. 2. Дисперсионная характеристика системы двух взаимодействующих ленточных электронных пучков, помещенных в магнитное поле конечной величины.

Из анализа дисперсионных характеристик можно сделать вывод, что наличие постоянного продольного магнитного поля приводит к появлению новых областей неустойчивости, что обусловлено взаимодействием не только волн пространственного заряда, но и циклотронных волн пучков. Причем с увеличением амплитуды магнитного поля области неустойчивости смещаются в сторону коротких длин волн. Следует отметить, что подобные результаты для случая ленточных пучков получены впервые.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 16-32-00468 мол_а.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Н. Шевчик “Аналитические методы расчета в электронике СВЧ” М.: Советское радио, 1970.
2. В. Vural // RCA Rev. 1961. V. 22. P. 753.
3. А.В. Титов // Изв.вузов “Прикладная нелинейная динамика”. 2016. V. 24, № 1.

Генерация периодической последовательности мощных ультракоротких импульсов в цепочке двух связанных винтовых giro-ЛБВ, работающих в режимах усиления и нелинейного поглощения

М.Н. Вилков, Н.С. Гинзбург, И.В. Зотова, А.С. Сергеев

ИПФ РАН

vilkovmn@ipfran.ru

В физике лазеров получил широкое применение механизм генерации ультракоротких импульсов (УКИ), основанный на эффекте пассивной синхронизации мод [1,2]. Указанный эффект реализуется при установке в резонатор лазера нелинейного элемента (амплитудного фильтра), поглощающего излучение малой амплитуды и прозрачного для излучения большой интенсивности. В результате возникает синхронизация мод резонатора, при которой излучение лазера представляет собой периодическую последовательность ультракоротких импульсов высокой мощности.

Как показано в [3], указанный метод генерации УКИ может быть перенесен в СВЧ электронику. Оказалось, что пиковая мощность генерируемых импульсов может превосходить мощность стационарной генерации, а в ряде случаев и мощность запитывающего электронного потока [4].

Основным требованием к усилительному модулю является широкая ширина полосы частот, которая необходима для эффективного усиления сверхкоротких СВЧ-импульсов. В миллиметровом диапазоне волн привлекательно использовать новый тип giro-ЛБВ со спирально-гофрированными волноводами, работающими на гармонике гирочастоты [5,6]. Такие giro-ЛБВ имеют ряд уникальных характеристик, включая чрезвычайно широкую частотную полосу до 20%.

Ключевой проблемой для создания электронных генераторов является реализация нелинейного поглотителя, работающего в СВЧ-диапазоне и пригодного для работы на высоком уровне мощности. Предлагается использовать для этой цели дополнительную секцию с независимым электронным пучком, где взаимодействие также происходит в спирально-гофрированном волноводе на гармонике гирочастоты. В такой системе нелинейное поглощение реализуется для магнитного поля, несколько превышающего резонансное. Фактически эта область соответствует так называемому режиму компфнеровского подавления (Kompfber dip), который был первоначально изучен для черенковских ЛБВ [7]. Показано, что после правильного сопоставления параметров режим компфнеровского подавления с насыщением поглощения может быть реализован также в giro-ЛБВ со спирально-гофрированным волноводом.

Для практической реализации импульсного генератора планируется использовать в качестве усилителя и поглотителя две винтовые giro-ЛБВ [8] (Рис. 1).

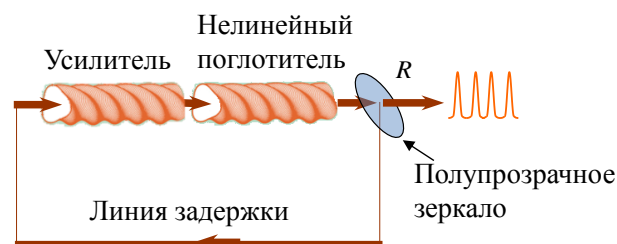


Рис. 1. Схема УКИ генератора микроволнового диапазона.

Одна ЛБВ работает в режиме широкополосного электронного усилителя, другая – в режиме нелинейного поглощения. Оценки показывают, в генераторе на основе двух винтовых giro-ЛБВ 8 мм диапазона (ускоряющее напряжение 68 кВ, ток пучка 10 А и ускоряющее напряжение 54 кВ, ток пучка 6 А соответственно) могут быть получены импульсы с длительность по полувысоте 0.2 нс, пиковой мощностью 400 кВт и частотой следования ~140 МГц (Рис 2).

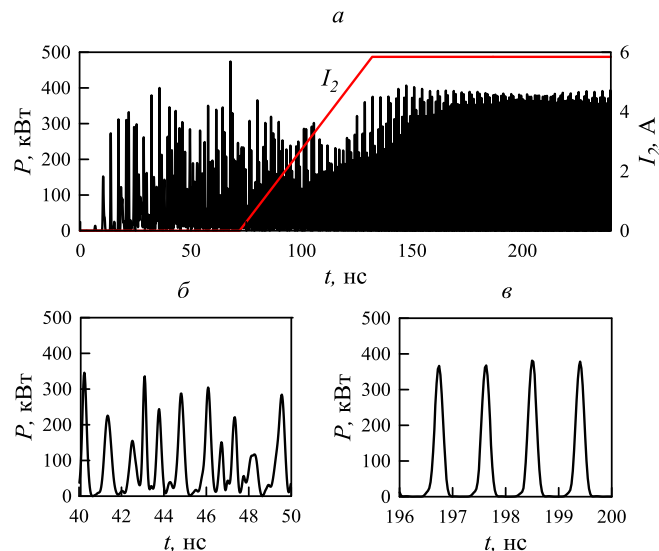


Рис. 2. Генерация УКИ на основе цепочки двух винтовых giro-ЛБВ. Выход на режим возбуждения УКИ импульсов за счет задержки времени включения секции поглощения относительно секции усиления. (а) зависимость амплитуды генерируемого сигнала и тока пучка в поглотителе от времени, (б) сигнал в увеличенном временном масштабе на стадии развития хаотической автомодуляции, (в) сигнал в увеличенном временном масштабе на стадии генерации периодической последовательности импульсов после включения поглотителя.

Представленная схема генератора обладает жёстким режимом включения, т.е. для запуска генерации требуется достаточно большой начальный импульс. В отсутствие источников внешних импульсов запуск режима генерации УКИ может быть реализован за счёт выбора сценария включения секции усиления и секции поглощения. Фактически сначала происходит включение секция усиления, в результате из малых шумов развивается хаотическая генерация (Рис. 2, б). Далее включается секция нелинейного поглощения и хаотический режим трансформируется в режим периодического следования импульсов (Рис. 2, в)

В зависимости от мощности и диапазона микроволновые УКИ могут быть использованы для различных приложений, включая локацию и ЯМР спектроскопию.

Работа поддержана грантом РФФИ-16-32-00816 мол_а.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Haus // IEEE J. of Select. Topics in Quant. Electron. 2000. V.6, No 6. P. 1173.
2. T. Brabec et al. // Rev. Mod. Phys. 2000. V. 72, No 2. P.545-591.
3. Н.С. Гинзбург и др. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. №17. С. 44-51.
4. N.S. Ginzburg et al. // Phys. of Plasmas. 2016. V. 23. 050702.
5. G.G. Denisov et al. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. No 25. P. 5680-5683.
6. S.V. Samsonov et al. // IEEE Trans. Electron Devices. 2014. V. 61. No 12. P. 4264.
7. R. Kompfner // J. Brit. IRE. 1950. V. 10. Nos 8-9. P. 283-289.
8. N.S. Ginzburg et al. // Phys. of Plasmas. 2017. V. 24. 023103.

Преобразование солнечной энергии в электрический ток решёткой ректенн

К.Т.Ч. Ву, Г.М. Казарян, В.Л. Саввин
Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова
kt.vu@physics.msu.ru

В современном мире значительное влияние уделяется вопросам экологии и поиску источников энергии, альтернативных ископаемому топливу. Одним из самых привлекательных источников возобновляемой энергии является Солнце. Поток солнечной энергии, достигающий атмосферу Земли составляет 1360,8 Вт/м² [1]. Очевидно, что эта энергия также доступна в космосе. Однако для её полезного применения необходимо преобразование высокочастотного электромагнитного излучения в постоянный ток.

Полупроводниковые фотоэлементы, используемые солнечными батареями, обладают существенной особенностью: их рабочая частота определяется материалами, из которых они изготовлены. Для некоторых диапазонов частот подходящих материалов может не быть вовсе. Однако для данных участков спектра вполне возможно сконструировать принимающее устройство в виде решётки ректенн, так как их рабочая частота определяется уже геометрическими параметрами.

Ректенна представляет собой устройство, способное принимать электромагнитное излучение с помощью антенны и преобразовывать его в постоянный ток, используя выпрямляющий элемент. В простейшем случае этим элементом является полупроводниковый диод.

Таким образом, вполне вероятно, что можно увеличить количество получаемой с солнечной батареи энергии, если дополнить её решёткой ректенн, настроенных на определённую частоту. Например, для того, чтобы преобразовывать инфракрасное излучение в электрический ток полупроводниковыми фотоэлементами, необходимы специальные устройства, которые переводят инфракрасное излучение в более высокочастотное [2]. В отличие от этого, ректенны, могут принимать инфракрасное излучение непосредственно, если они настроены должным образом.

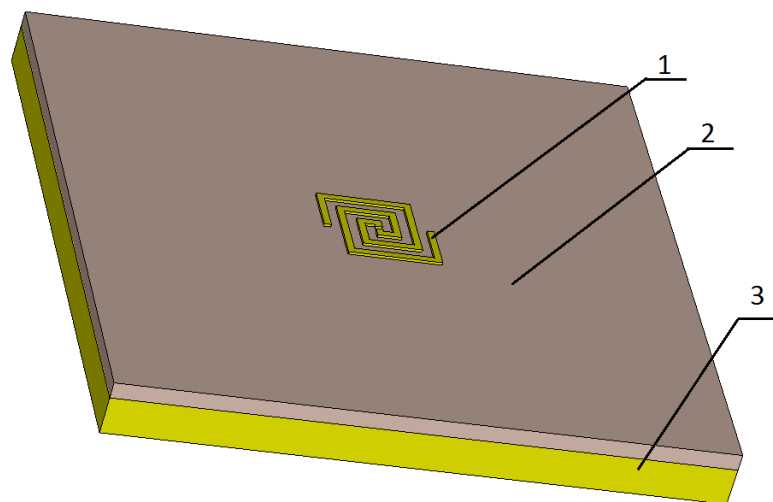


Рис. 1. Структура модели решётки ректенны. 1 – спиралеобразная антенна, 2 диэлектрический слой, 3 — металлический отражатель.

В данной работе рассматривается модель решётки ректенн, изучаются её характеристики и обсуждаются возможности её изготовления и применения. Исследование проводится при помощи численного моделирования.

Модель решётки ректенн состоит из 16 антенных элементов. Под антенными элементами находится диэлектрический слой, а под ним — металлический, который играет роль отражателя. Был рассмотрен случай независимой работы элементов, а также случай вывода токов различных элементов на одну нагрузку.

В ходе исследований выяснилось, что модель обладает хорошими резонансными характеристиками, а диаграмма направленности на резонансной частоте является в достаточной степени круговой.

Круговая диаграмма направленности, возможно, окажется полезной для предполагаемого применения ректенной решётки для преобразования солнечного излучения в электрический ток. В частности, это свойство может быть использовано для упрощения конструкции всей батареи, так как от системы наведения уже не будет требоваться очень большая точность.

Далее было рассмотрено поведение токов на выходе элементов при падении на решётку плоской электромагнитной волны. Эти токи были впоследствии использованы при моделировании выпрямителя электрического тока. В виду того, что при работе на столь высоких частотах обычные полупроводниковые диоды неприменимы, были предприняты попытки использования в этой модели геометрических диодов [3] и МДМ-диодов [4].

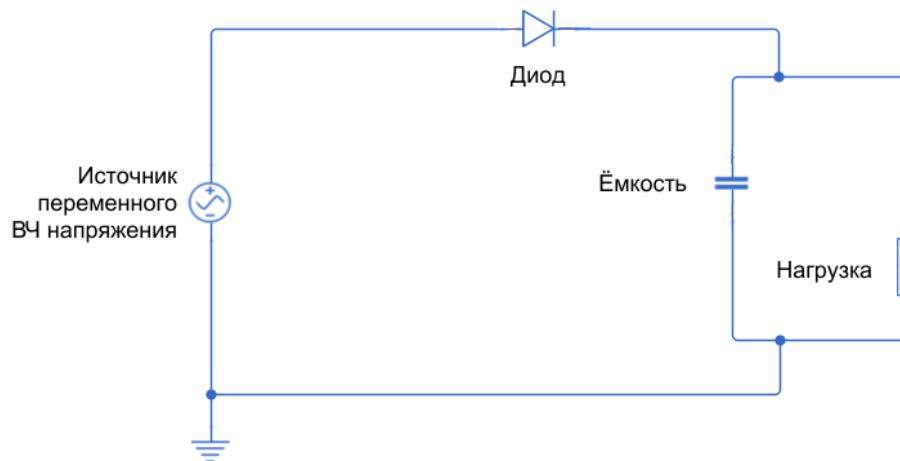


Рис. 2. Схема выпрямителя электрического тока. Здесь диод задаётся произвольной вольт-амперной характеристикой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Greg Kopp, Judith L. Lean // Geophysical Research Letters 2011, V. 38.
2. Z. Huang et al. // Nano Letters 2015. V. 15 No. 8 P. 5552–5557.
3. G. Moddel et al. // Solid State Communications 2012. V. 152 No. 19 P. 1842-1845
4. G. Moddel, S. Grover. Rectenna Solar Cells. New York : Springer, 2013.

Обобщение мультипольного разложения поля излучающей системы в слабо проводящих средах

П.С. Глазунов¹, В.А. Вдовин², А.И. Слепков¹
¹Кафедра общей физики Физического факультета МГУ
²Институт Радиотехники и электроники РАН
ps.glazunov@physics.msu.ru

В ряде классических работ по электродинамике изложена теория дифракции электромагнитных волн [1,2], их возбуждения источниками сторонних токов в волноводах, резонаторах и открытых пространствах [3]. Подробно рассмотрены явления затухания электромагнитных волн в проводящих средах и отражения от проводников с использованием импедансных граничных условий [4-6]. При этом недостаточно глубоко изучен случай, когда сам источник возбуждения волн расположен в проводящей среде [7]. Данной задаче посвящена настоящая работа.

Предложен подход, в котором производится разложение поля источника возбуждения, расположенного в проводящей среде, в мультипольный ряд. При этом возникают некоторые отличия от классического случая распространения электромагнитных волн в вакууме (которые не учитываются в [7]), например, такие, как экранирование сторонних зарядов (находящихся в излучателе) зарядами проводимости среды и появление некоторых коэффициентов в уравнении.

Рассмотрим уравнения Максвелла в самом общем виде, но с чётким разделением сторонних зарядов и токов $\rho_{ст}$, $\mathbf{j}_{ст}$, которые будем считать известными, и зарядов и токов проводимости ρ , \mathbf{j} , которые индицируются в проводящей среде и заранее не известны.

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t \quad (1)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = \rho + \rho_{ст} \quad (2)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \partial \mathbf{D} / \partial t + \mathbf{j} + \mathbf{j}_{ст} \quad (3)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0 \quad (4)$$

Будем считать зависимость всех величин от времени гармонической. Тогда производная по времени заменится умножением на $-i\omega$, а вместо физических величин будут фигурировать их комплексные амплитуды, которые в дальнейшем будут обозначены символом « $\hat{}$ ». Далее сделаем несколько допущений. Во-первых, предположим, что в проводящей среде выполняется закон Ома в дифференциальной форме ($\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$), где $\sigma = \text{const}$ - проводимость среды. Во-вторых, материальные уравнения в среде имеют вид: $\mathbf{D} = \varepsilon_r \varepsilon_0 \mathbf{E} = \varepsilon \mathbf{E}$, $\mathbf{B} = \mu_r \mu_0 \mathbf{H} = \mu \mathbf{H}$, $\varepsilon = \text{const}$, $\mu = \text{const}$ (вышперечисленные условия справедливы при достаточно малых частотах). В-третьих, как для сторонних, так и для свободных токов и зарядов справедливо уравнение непрерывности $\partial \rho / \partial t = -\operatorname{div} \mathbf{j}$, $\partial \rho_{ст} / \partial t = -\operatorname{div} \mathbf{j}_{ст}$. Это условие означает, что сторонние заряды и токи не могут переходить в заряды и токи проводимости среды и наоборот. С технической точки зрения это подразумевает, что антенна излучателя покрыта изоляционной оболочкой. С учётом вышеизложенных предположений, уравнения Максвелла преобразуются к следующему виду:

$$\operatorname{rot} \hat{\mathbf{E}} = ik_h \hat{\mathbf{H}} \quad (5)$$

$$\operatorname{div} \hat{\mathbf{E}} = \hat{\rho}_{\text{ст}}/\epsilon \quad (6)$$

$$\operatorname{rot} \hat{\mathbf{H}} = -ik_e \hat{\mathbf{E}} + \hat{\mathbf{j}}_{\text{ст}} \quad (7)$$

$$\operatorname{div} \mu \hat{\mathbf{H}} = 0 \quad (8)$$

где $k_h = \mu\omega$, $k_e = \omega\epsilon + i\sigma$, $\epsilon = k_e/\omega$.

Основные отличия системы полученных уравнений (5)-(8) от их классического аналога (при распространении гармонических электромагнитных волн в вакууме) заключается в появлении коэффициентов k_h , k_e , ϵ . Например, коэффициент ϵ описывает экранирование сторонних зарядов зарядами проводимости среды. При $\omega \rightarrow 0$, $\epsilon \rightarrow \infty$, $\hat{\rho}_{\text{ст}}/\epsilon \rightarrow 0$, т.е. происходит полное экранирование. При $\omega \rightarrow \infty$, $\epsilon \rightarrow \epsilon$, $\hat{\rho}_{\text{ст}}/\epsilon \rightarrow \hat{\rho}_{\text{ст}}/\epsilon$, т.е. при достаточно высоких частотах заряды проводимости не успевают экранировать сторонние заряды, и в этом случае проводимостью среды можно пренебречь.

Далее, по аналогии со случаем распространения электромагнитных волн в вакууме, можно ввести скалярный и векторный потенциалы.

$$\mu \hat{\mathbf{H}} = \operatorname{rot} \hat{\mathbf{A}} \quad (9)$$

$$\hat{\mathbf{E}} = -\operatorname{grad} \hat{\varphi} + i\omega \hat{\mathbf{A}} \quad (10)$$

При этом уравнения для потенциалов будут иметь следующий вид:

$$\Delta \hat{\mathbf{A}} + k^2 \hat{\mathbf{A}} = -\mu \hat{\mathbf{j}}_{\text{ст}} \quad (11)$$

$$\Delta \hat{\varphi} + k^2 \hat{\varphi} = -\hat{\rho}_{\text{ст}}/\epsilon \quad (12)$$

где $k^2 = k_h k_e$. При этом $k = k_1 + ik_2$, где:

$$k_1 = \sqrt{\frac{\mu\epsilon\omega^2}{2} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega\epsilon}\right)^2} + 1 \right]} \quad (13)$$

$$k_2 = \sqrt{\frac{\mu\epsilon\omega^2}{2} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega\epsilon}\right)^2} - 1 \right]} \quad (14)$$

Условие калибровки Лоренца трансформируется в следующее выражение:

$$\operatorname{div} \hat{\mathbf{A}} - i\omega\epsilon \hat{\varphi} = 0 \quad (15)$$

Уравнения (11)-(12) с математической точки зрения представляют собой уравнения Гельмгольца, решения которых известно [1,3]. Поэтому для комплексных амплитуд электромагнитных потенциалов можно записать:

$$\hat{\varphi}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon} \int \hat{\rho}_{\text{ст}}(\mathbf{r}') \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} dV' \quad (16)$$

$$\hat{\mathbf{A}}(\mathbf{r}) = \frac{\mu}{4\pi} \int \hat{\mathbf{j}}_{\text{ст}}(\mathbf{r}') \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} dV' \quad (17)$$

Здесь \mathbf{r} - радиус вектор, проведённый из начала системы координат в точку наблюдения, \mathbf{r}' - радиус вектор, проведённый из начала системы координат в точку расположения сторонних зарядов или токов.

Разложим полученные выражения для потенциалов по мультипольным моментам. Следуя [2], считаем, что размеры излучателя много меньше расстояния от излучателя до приёмника $r \ll r'$, а также что $|k|r' \ll 1$. Далее разложим в ряды $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$, $\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$,

$e^{-ik\frac{(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{r}}$ в выражениях для потенциалов (16), (17). Для этого достаточно положить $\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \cong \frac{1}{r}$, $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| \cong r - \frac{(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{r}$, $e^{-ik\frac{(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{r}} \cong 1 - ik\frac{(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{r} - k^2\frac{(\mathbf{r}, \mathbf{r}')^2}{r^2}$.

Тогда комплексную амплитуду электромагнитных потенциалов можно записать в следующем виде.

1) Для электрического дипольного приближения:

$$\hat{\varphi}_1(\mathbf{r}) = \frac{-ike^{ikr}}{4\pi\epsilon r} (\mathbf{n}, \hat{\mathbf{d}}) \quad (18)$$

$$\hat{\mathbf{A}}_1(\mathbf{r}) = \frac{-i\omega\mu e^{ikr}}{4\pi r} \hat{\mathbf{d}} \quad (19)$$

$$\hat{\mathbf{d}} = \int \mathbf{r}' \hat{\rho}_{\text{ст}}(\mathbf{r}') dV' \quad (20)$$

здесь $\mathbf{n} = \frac{\mathbf{r}}{r}$ – единичный вектор, направленный из начала системы координат в точку наблюдения.

2) Для магнитного дипольного приближения:

$$\hat{\varphi}_2(\mathbf{r}) = 0 \quad (21)$$

$$\hat{\mathbf{A}}_2(\mathbf{r}) = \frac{-ik\mu e^{ikr}}{4\pi r} [\hat{\mathbf{m}}, \mathbf{n}] \quad (22)$$

$$\hat{\mathbf{m}} = \frac{1}{2} \int [\mathbf{r}', \hat{\mathbf{j}}_{\text{ст}}(\mathbf{r}')] dV' \quad (23)$$

3) Для электрического квадрупольного приближения:

$$\hat{\varphi}_3(\mathbf{r}) = \frac{-k^2 e^{ikr}}{24\pi\epsilon r} n_\alpha n_\beta Q_{\alpha\beta} \quad (24)$$

$$\hat{\mathbf{A}}_3(\mathbf{r}) = \frac{-\omega\mu k e^{ikr}}{24\pi r} n_\beta Q_{\alpha\beta} \mathbf{e}_\alpha \quad (25)$$

$$Q_{\alpha\beta} = 3 \int x'_\alpha x'_\beta \hat{\rho}_{\text{ст}}(\mathbf{r}') dV' \quad (26)$$

здесь $n_\alpha = \frac{x_\alpha}{r}$, \mathbf{e}_α – единичный орг.

Тогда можно найти комплексные амплитуды полей по формулам (9)-(10). Например, для дипольных приближений:

$$\hat{\mathbf{E}}_1 = \frac{k^2 e^{ikr}}{4\pi\epsilon r} [\mathbf{n}, [\hat{\mathbf{d}}, \mathbf{n}]] + \frac{ike^{ikr}}{4\pi\epsilon r^2} (\hat{\mathbf{d}} - 2\mathbf{n}(\hat{\mathbf{d}}, \mathbf{n})) \quad (27)$$

$$\hat{\mathbf{H}}_1 = \frac{\omega k e^{ikr}}{4\pi r} [\mathbf{n}, \hat{\mathbf{d}}] + \frac{i\omega e^{ikr}}{4\pi r^2} [\mathbf{n}, \hat{\mathbf{d}}] \quad (28)$$

$$\hat{\mathbf{E}}_2 = \frac{k\omega\mu e^{ikr}}{4\pi r} [\hat{\mathbf{m}}, \mathbf{n}] \quad (29)$$

$$\hat{\mathbf{H}}_2 = \frac{k^2 e^{ikr}}{4\pi r} [\mathbf{n}, [\hat{\mathbf{m}}, \mathbf{n}]] - \frac{ike^{ikr}}{2\pi r^2} \mathbf{n}(\hat{\mathbf{m}}, \mathbf{n}) \quad (30)$$

В формулах (27)-(30) слагаемые пропорциональные $1/r^2$ описывают ближнее поле. Если наложить дополнительное условие дальней волновой зоны $|k|r \gg 1$, то этими слагаемыми можно пренебречь.

Для дальней волновой зоны легко вычисляется усреднённый по периоду своих колебаний вектор Умова-Пойтинга:

$$\langle \mathbf{S}_1 \rangle = \mathbf{n} \frac{\mu\omega^3 k_1 \{(\hat{\mathbf{d}}, \hat{\mathbf{d}}^*) - (\mathbf{n}, \hat{\mathbf{d}})(\mathbf{n}, \hat{\mathbf{d}}^*)\}}{2(4\pi)^2 r^2} \exp(-2k_2 r) \quad (31)$$

$$\langle \mathbf{S}_2 \rangle = \mathbf{n} \frac{k_1 |k|^2 \mu\omega \{(\hat{\mathbf{m}}, \hat{\mathbf{m}}^*) - (\mathbf{n}, \hat{\mathbf{m}})(\mathbf{n}, \hat{\mathbf{m}}^*)\}}{2(4\pi)^2 r^2} \exp(-2k_2 r) \quad (32)$$

Для интенсивностей излучения получаются формулы аналогичные формулам (31)-(32), но без единичного вектора \mathbf{n} , который исчезает при взятии модуля от выражений (31)-(32). Отметим характерные отличия от классического случая. В классике интенсивность излучения $I \sim \omega^4$. Из выражений (31)-(32) следует, что для дипольного электрического приближения $I \sim \omega^3 k_1$, а для дипольного магнитного приближения $I \sim k_1 |k|^2 \omega$, где коэффициенты k_1, k определяются из формул (13)-(14). Кроме того, наблюдается экспоненциальное затухание излучения при распространении волны.

Вышеизложенная теория может использоваться в радиофизике для оценок затухания электромагнитных волн на поверхности земли, а также для оценки возможности установления связи и передачи данных в слабо проводящих средах.

ЛИТЕРАТУРА

1. И.Н. Топтыгин “Современная электродинамика, часть 2. Теория электромагнитных явлений в веществе”: Учебное пособие. – Москва-Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2005.- 848 с.
2. В.И. Денисов “Лекции по электродинамике”. Учебное пособие. – 2-изд., испр. – М.: Издательство УНЦ ДО, 2007. -272 с.
3. В.В. Никольский, Т.И. Никольская “Электродинамика и распространение радиоволн” Учебн. пособие для вузов. – 3-е изд., перераб. и доп. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1989.- 544 с.
5. Л.А. Вайнштейн “Электромагнитные волны” М.: Радио и связь, 1988. - 440 с.
6. А.С. Ильинский, Г.Я. Слепян Колебания и волны в электродинамических системах с потерями. – М.: Изд-во МГУ, 1983.-232 с.
7. А. Зоммерфельд “Электродинамика”; перевод с немецкого под редакцией С.А. Элькинда. – Издательство иностранной литературы, Москва 1958 г.-505 с.

Динамика пространственно-временной структуры электронного пучка при развитии генерации в многоволновых черенковских устройствах

В.Н. Корниенко, В.А. Черепенин

ИРЭ им.В.А. Котельникова РАН

korn1@cplire.ru

Одним из наиболее интересных приборов релятивистской высокочастотной электроники [1,2] с точки зрения сложности протекающих процессов является многоволновой черенковский генератор (МВЧГ), созданный в середине 80-х годов в ИСЭ СО РАН при непосредственном участии сотрудников ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН и физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова. Этот генератор имеет рекордные параметры по мощности излучаемого импульса: ~15 ГВт в трехсантиметровом диапазоне длин волн [3]. Теоретические и экспериментальные исследования МВЧГ, а также аналогичных ему приборов, продолжаются по настоящее время [4].

Целью данной работы было исследование методами численного моделирования особенностей динамики релятивистского электронного потока, транспортируемого через электродинамическую структуру (ЭС), геометрическая форма которой близка к ЭС МВЧГ, реализованной экспериментально.

Структура представляет собой отрезки гладкого круглого волновода диаметром 14 см, между которыми располагаются секции с периодически расположенными неоднородностями в виде полуторов, радиус которых равен 3 мм, а расстояние между ними 1.5 см. Первая секция содержит 26 неоднородностей, вторая - 9. Секции разделены трубой дрейфа, длина которой равна 5.5 см. Кольцевой электронный поток, соосный с ЭС, имеет средний радиус 5.55 см и общий ток 16 кА. Начальная энергия электронов пучка 1.8 МэВ. Величина внешнего однородного статического магнитного поля, обеспечивающего транспортировку потока заряженных частиц вдоль ЭС, равна 18 кГс.

На рис.1 и 2 приведены результаты моделирования. Ноль оси времени соответствует моменту влета пучка в пространство взаимодействия. Как следует из рис.1а, в рассматриваемой системе возникает электромагнитное излучение, усредненная по характерному периоду мощность которого в стационарном режиме ~7.5 ГВт. Интенсивный рост амплитуды колебаний поля начинается через ~23 нс, а выход на стационарный режим работы - через 40 нс. На рис.1б показана плотность распределения электронов по продольной координате z в моменты времени 23 нс, 40 нс и 67 нс (кривые 1, 2 и 3 соответственно). Вертикальными штрих-пунктирными линиями отмечены границы секций ЭС. Из рисунка следует, что существенная модуляция потока по плотности (возникновение сгустков электронов) начинается в первой трети первой секции ЭС, причем на начальном этапе глубина модуляции растет практически линейно к выходу второй секции. На рис.2 показаны распределения заряженных частиц по продольному импульсу (рис.2а) и координате (рис.2б) в сгустке на выходе второй секции ЭС. Номера кривых соответствуют тем же моментам времени, что и на рис.1б. Уже в начале процесса генерации в формируемом сгустке можно выделить две фракции электронов - замедленных и ускоренных (рис.2а, кривая 1). При достижении максимального значения мощности излучения, частицы замедленной фракции имеют импульс, приближенно равный 0.4 от начального, в то время как ускоренные частицы, относительная доля которых существенно меньше - 1.1. С течением времени возникшая в результате взаимодействия разность продольных скоростей электронов приводит к

расслоению сгустка, его уширению и образованию в распределении плотности частиц двух максимумов (рис.2б).

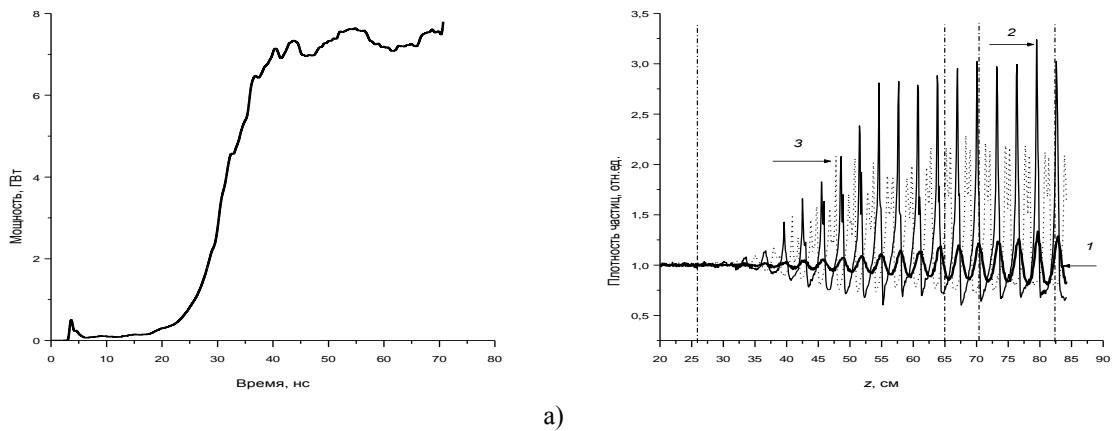


Рис. 1. Зависимость выходной мощности излучения от времени (а) и характерные распределения электронов по продольной координате (б).

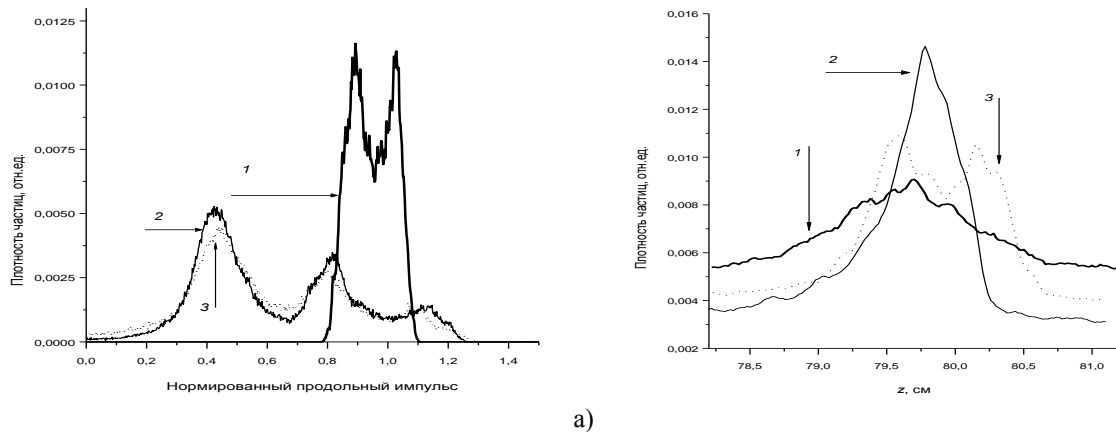


Рис. 2. Распределение электронов сгустка по продольному импульсу (а) и координате (б).

Следует отметить, что аналогичное поведение электронов в сгустке наблюдается в стационарном режиме генерации и на выходе первой секции. Указанное изменение формы сгустка приводит к ограничению выходной мощности МВЧГ (существенно нелинейный режим работы).

Моделирование было проведено на вычислительных ресурсах Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.Ф. Ковалев, М.И. Петелин, М.Д.Райзер и др. //Письма в ЖЭТФ. 1973. Т.18. Вып.4. С.232.
2. А.В. Гапонов-Грехов, М.И. Петелин // Вестник АН СССР. 1979. №4. С. 11.
3. С.П. Бугаев, В.И. Канавец, В.И. Кошелев, В.А. Черепенин "Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы" Новосибирск: Наука, 1991.
4. М.П. Дейчули, В.И.Кошелев // Радиотехника и электроника. 2013. Т. 58 № 8. С. 829.

Физические аспекты группировки электронного потока с циклотронным вращением в многорезонаторном клистроне

Д.А. Михеев, В.Л. Саввин

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет
mikheev.dimitry@yandex.ru

В современных клистронах для формирования электронных сгущений используются многолучевые системы и сложные многорезонаторные группирователи, позволяющие реализовать высокие значения коэффициентов усиления и полезного действия (КУ и КПД) [1, 2]. Однако при их разработке приходится учитывать фундаментальные ограничения, связанные с нарастающим действием расталкивающих сил пространственного заряда при образовании более плотных электронных сгустков. Возможно, что ослабить эти ограничения позволит использование нового принципа пространственного (3D) группирования электронного потока в неоднородном магнитном поле в отсутствие модуляции продольной скорости электронов.

Проиллюстрируем принцип 3D группировки электронов. Пусть до влёта в область группирования (при $z < 0$) электронный поток, представляющий собой последовательность электронов, не связанных между собой полем пространственного заряда, распространяется в однородном магнитном поле $B_0 = const$. Предположим, что при этом все электроны будут иметь одинаковые продольные скорости v_{z0} и циклотронное вращение с одинаковым циклотронным радиусом R_c и круговой частотой ω_c (Рис. 1).

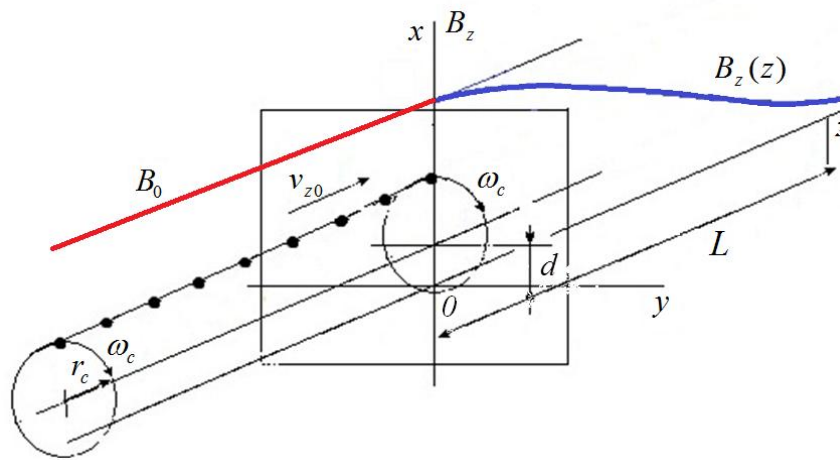


Рис. 1. Последовательность электронов, влетающая в область расширяющегося магнитного поля.

В области группирования $z > 0$ магнитное поле $B(x, y, z)$ будем считать неоднородным расширяющимся аксиально- или плоско-симметричным (АСП или ПСП) с длиной изменения L [3].

Введём несоосность между осью симметрии магнитного поля и осью циклотронного вращения электронов. Обозначим несоосность через параметр d . Для случая АСП при соосном влёте потока ($d = 0$) в область группирования сгустков тока не образуется (Рис. 2а). Однако в случае $d \neq 0$ электроны под воздействием неоднородной радиальной компоненты магнитного поля ускоряются по-разному и движутся по различным траекториям. В итоге в потоке образуются периодические

сгущения тока электронов, пересекающих сечения $z = const$ (Рис. 2б). На один период влёта электронного пучка приходится один сгусток тока.

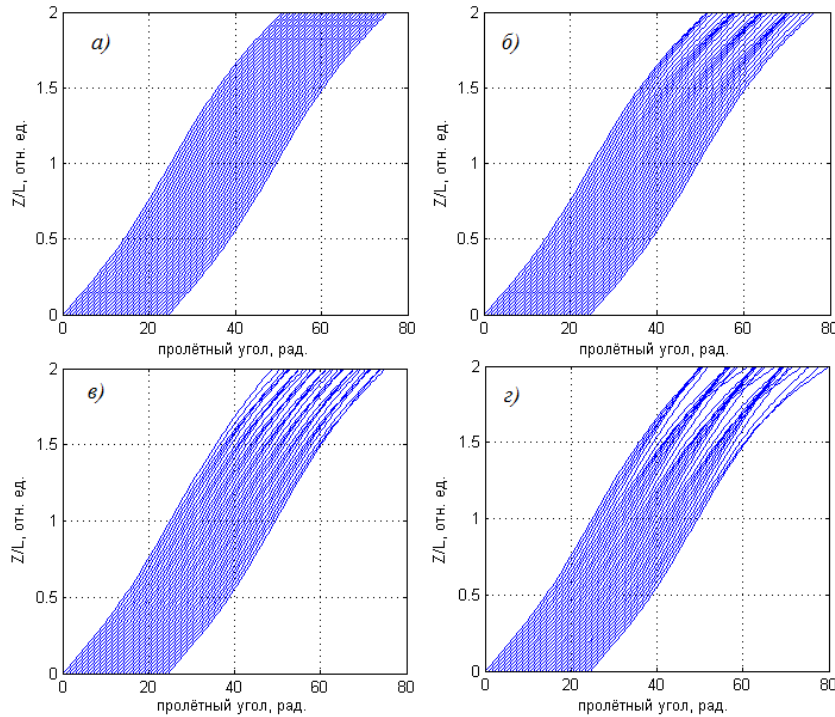


Рис. 2. Траектории $z(\omega t)$ для последовательности электронов в расходящемся магнитном поле: а) $d=0$ (АСП), б) $d=R_c/8$ (АСП), в) $d=0$ (ПСП), г) $d=R_c/8$ (ПСП). Число периодов влёта $n=4$.

В отличие от АСП, в случае ПСП эффект группирования электронов наблюдается и при соосном влёте электронов в область группирования (Рис. 2в). Отметим, что при этом на один период влёта потока приходится два электронных сгущения. При $d \neq 0$ ситуация схожа со случаем АСП: два сгустка сливаются в один, и на один период влёта пучка вновь приходится один сгусток тока (Рис. 2г).

Анализ спектрального состава тока электронного пучка показал, что интенсивность группировки в неоднородных расширяющихся магнитных полях может быть близка к классическому случаю одномерной группировки электронов в клистронах. Например, для случая АСП максимальное значение отношения тока первой гармоники к начальному току пучка может достигать $I/I_0 = 1,07$ (Рис. 3). При классической группировке электронов в пролётном клистроне максимальное отношение составляет $I/I_0 = 1,16$.

Отметим принципиальные отличия рассмотренной 3D группировки электронного потока от группировки при одномерном движении электронов.

Во-первых, 3D группировка возможна в отсутствии модуляции продольной скорости электронов. В случае АСП задача является многофакторной, но определяющим фактором является наличие сдвига между осью симметрии магнитного поля и осью циклотронного вращения электронов. При совпадении осей группировка электронов не наблюдается. В случае ПСП группировка электронов присутствует как при совпадении осей, так и при их сдвиге относительно друг друга. При этом в случае совпадения оси симметрии магнитного поля с осью циклотронного вращения на один период влёта электронного потока приходится два электронных сгущения.

Во-вторых, сгущения электронов при 3D группировке могут не сопровождаться увеличением плотности пространственного заряда в отличие от группировки при

одномерном движении электронов. Сгущение электронов при 3D группировке представляет собой увеличение числа электронов, пересекающих сечения $z = const$ в единицу времени. Однако из-за того, что траектории электронов трёхмерны и не совпадают с осью группирователя, точки их пересечения с плоскостью $z = const$ распределены по площади этого сечения, а не сосредоточены вблизи оси, как при классической одномерной группировке. В результате силы пространственного заряда могут существенно слабее влиять на процесс пространственной группировки электронов и выходные характеристики микроволновых устройств.

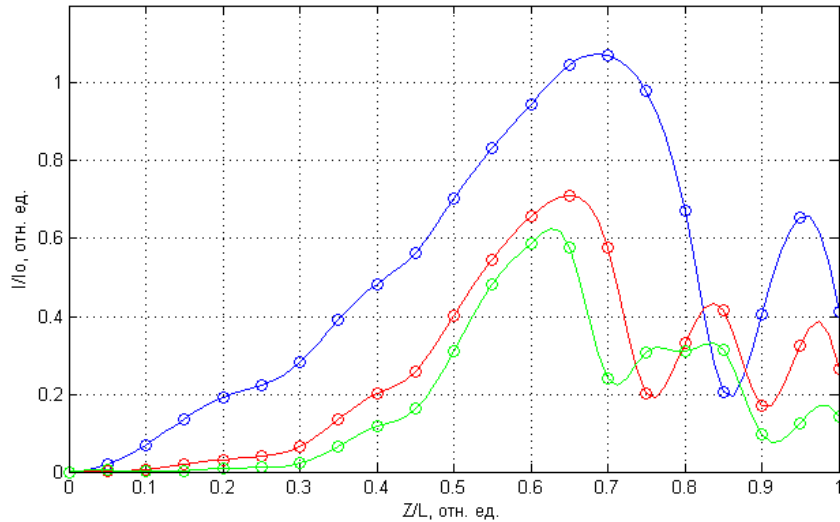


Рис. 3. Изменение значений гармоник тока вдоль области группирования в АСП, $d = R_c$: первая гармоника тока $f = 3$ ГГц (синяя кривая), вторая гармоника тока $2f = 6$ ГГц (красная кривая), третья гармоника тока $3f = 9$ ГГц (зелёная кривая).

Эффект пространственной группировки может быть применён при конструировании нового типа клистронов с пучками с циклотронным вращением. Предлагается следующая схема клистронного усилителя (Рис. 4а). Пучку, сформированному электронной пушкой, сообщается циклотронное вращение посредством резонатора типа Каччия [4]. В случае АСП для возникновения процесса 3D группировки электронная пушка и цилиндрический резонатор должны быть смещены относительно оси симметрии сопровождающего магнитного поля (Рис. 4б), создаваемого внешней магнитной системой клистрона. В случае ПСП смещение узлов клистрона производить необязательно.

Для повышения КУ и КПД клистрона целесообразно использовать дополнительный группирователь. В точке на оси устройства, где первая (для случая АСП) или вторая (для случая ПСП) гармоника тока принимает максимальное значение, необходимо установить выходной резонатор, применяемый в классических клистронных усилителях. Тем самым из пучка будет отобрана энергия, подведённая во входном резонаторе с поперечным электрическим полем. Отработанный пучок осядет на коллектор клистрона.

Проведён расчёт КУ клистронного усилителя с вращающимся электронным потоком со следующими параметрами: входная мощность $P_0 = 5$ кВт, ускоряющий потенциал $U_0 = 25$ кВ, ток пучка $I_0 = 200$ мА, радиус пучка $R_b = R_c = 0,5$ мм, циклотронная частота $f_c = 3$ ГГц, $B_0 = 0,107$ Тл. Расчётное КПД клистрона – $\eta = 50\%$.

При таких параметрах электронный пучок остаётся слаборелятивистским $v_{z0} \approx 0,3c$, где c – скорость света в вакууме. Значение бриуллиновского магнитного поля, при котором электронный пучок движется без пульсаций после области группирования, составило $B_{br} = 0,059$ Тл.

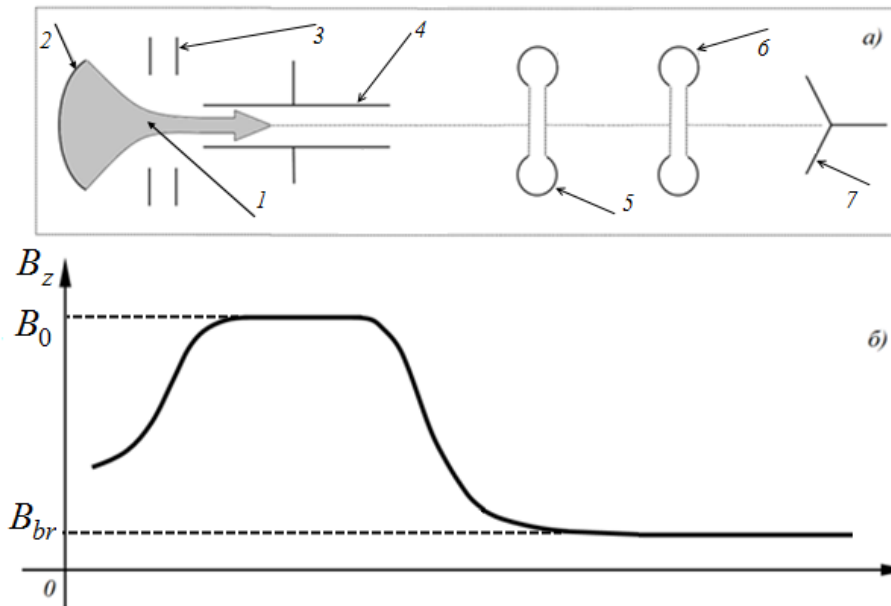


Рис. 4. Схема клистрона с поперечной модуляцией электронного потока (а) и профиль расширяющегося магнитного поля (б): 1 – сфокусированный электронный пучок, 2 – катод, 3 – анод, 4 – входной резонатор типа Каччия, 5 – дополнительный группирователь, 6 – выходной резонатор, 7 – коллектор.

По результатам расчётов входная мощность СВЧ оказалась равной $P_{in} = 25$ Вт при выходной мощности $P_{out} = 2500$ Вт. В итоге рассчитанный КУ составил $K \approx 40$ дБ, что близко к значению КУ классического трёхрезонаторного клистрона (34-35 дБ).

Таким образом, эффект пространственной группировки электронов можно применить при конструировании клистронных усилителей с пучками с циклотронным вращением. Несомненным плюсом данного типа клистронов является ослабление действия сил пространственного заряда на процесс группировки. Кроме того, группировка электронов будет происходить без предварительной модуляции электронов по скорости. К отрицательным моментам следует отнести необходимость высоких значений ускоряющего потенциала (десятки кВ) и импеданса (сотни кОм) потока для достижения приемлемых значений коэффициента усиления (30-50 дБ).

Данная работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках выполнения работ по научному проекту № 16-32-00826 мол_а.

ЛИТЕРАТУРА

1. П.И. Акимов и др. // Сборник статей V Всероссийской конференции «Электроника и микроэлектроника СВЧ». 2016. Т.1. С. 205-208.
2. Р.В. Егоров, И.А. Гузилов, О.Ю. Масленников // Труды XV Всероссийской школы-семинара «Волновые явления в неоднородных средах». 2016. секция 6. С. 30-32.
3. А.В. Пеклевский, В.Л. Саввин, А.П. Сухоруков // Изв. РАН. Сер. физ. 2008. Т. 72. №12. С. 1785-1788.
4. В.М. Лопухин, А.С. Рошаль // УФН. 1965. Т. 85. №2. С. 297-334.

Расчеты возбуждения релятивистского сильноточного гиротрона с открытым резонатором

И.В. Ошарин, А.В. Савилов, Р.М. Розенталь, А.Э. Федотов
Институт прикладной физики РАН
osharin@appl.sci-nnov.ru

Источники мощного СВЧ излучения миллиметрового диапазона с высокими уровнями выходной мощности (от десятки-сотни мегаватт) представляют интерес с точки зрения их использования в ряде важных физических приложений. Тут следует упомянуть как использование таких мазеров в установках управляемого термоядерного синтеза [1], так и их применение в качестве источников электромагнитного излучения для коротковолновых СВЧ ондуляторов компактных рентгеновских лазеров на свободных электронах (ЛСЭ) [2,3]. Следует отметить, что в сантиметровом диапазоне длин волн с середины 1970-х годов активно развиваются сильноточные релятивистские источники СВЧ-излучения. В сантиметровом диапазоне в настоящий момент максимальный уровень СВЧ-мощности продемонстрирован источниками черенковского типа (ЛОВ, генераторы поверхностной волны и т.п.) Так, на длине волны около 3 см несколькими группами достигнута мощность 3-6 ГВт в импульсах длительностью в десятки нс. В длинноволновой части миллиметрового диапазона недавно получено излучение в системе четырех синхронизированных ЛОВ, работающих в режиме сверхизлучения, с уровнем мощности 600 МВт в каждой, что соответствует эквивалентной мощности около 10 ГВт [4]. В системах с длительностью в десятки наносекунд в генераторах черенковского типа в этой части диапазона достигнуты уровни мощности свыше 500 МВт [5,6].

Продвижение мощных черенковских приборов в области миллиметрового и субмиллиметрового излучения в значительной степени сдерживается необходимостью создания электродинамических систем с гофрировкой стенок волновода с характерным периодом порядка длины волны. Приборы, основанные на циклотронном резонансе, лишены этого недостатка. При этом современные технологии формирования сильных магнитных полей позволяют обеспечивать работу мощных СВЧ-источников на частотах вплоть до сотен ГГц. Кроме того, присущая гиротронам модовая селективность позволяет использовать электродинамические системы с поперечным сечением, заметно превышающим длину волны излучения. Таким образом, сильно уступая сильноточным черенковским приборам по мощности в сантиметровом и дециметровом диапазоне, гиротроны могут оказаться конкурентоспособными в длинноволновой части мм диапазона и обеспечить более высокую мощность на коротких миллиметрах.

Слаборелятивистские гиротроны на сегодняшний день являются самыми мощными непрерывными электронными приборами миллиметрового диапазона длин волн. Они обеспечивают мощность излучения вплоть до 1 МВт в квазинепрерывном режиме на частотах до 0.17 ТГц и порядка 1 кВт в длинных импульсах на частотах до 1.3 ТГц. Одним из главных факторов ограничения мощности этих генераторов является использование в них слаборелятивистских электронных пучков, мощность которых ограничена несколькими мегаваттами. Соответственно, даже при относительно высоком электронном КПД прибора (свыше 30%) выходная мощность имеет ограничение порядка 1 МВт. Для перехода к мультимегаваттным уровням мощности естественно выглядит переход от слаборелятивистских (десятки кэВ) к умеренно-релятивистским (сотни кэВ) энергиям частиц рабочих пучков циклотронных мазеров.

Однако прямой перенос уже разработанных для слабoreлятивистских устройств методов и подходов сталкивается с рядом трудностей. Прежде всего, традиционный для гиротронов метод формирования винтового электронного пучка с помощью магнетронно-инжекторной пушки, по-видимому, невозможен в случае взрывоэмиссионных инжекторов, используемых для генерации сильноточных потоков, из-за невозможности локализации на катоде области эмиссии электронов. В связи с этим сильноточный пучок вращающихся электронов приходится формировать, раскачивая прямолинейный пучок в неоднородном магнитном поле. При этом сформированный таким образом пучок имеет не очень высокий пичч-фактор и большой скоростной разброс (Рис. 1).

Естественный путь решения такой проблемы – реализация генератора с предельно низкой чувствительностью к скоростному разбросу. Очевидно, такой генератор должен обладать очень коротким пространством электронно-волнового взаимодействия (резонатором) при высоком рабочем токе. При этом, однако, в случае использования традиционного гиротронного резонатора с закритическим входным сужением возникает проблема токопрохождения через область закритического сужения. В данной работе исследуются возможности использования альтернативной схемы электродинамической системы гиротрона, в котором запираение волны на катодном конце резонатора обеспечивается не закритическим сужением, а одним или несколькими расширениями, обеспечивающими «правильный» набег фазы для рабочей квазикритической волны, а именно – такой, что в месте каждого из расширений обеспечивается нуль поля волны.

В работе представлены результаты оптимизации резонатора релятивистского гиротрона на основе самосогласованной нестационарной системы уравнений с нефиксированной структурой поля. Моделирование пространственно-временной динамики гиротрона проводилось на основе нестационарного уравнения для медленной комплексной амплитуды $a(t, z)$ поля TE_{mp} в резонаторе:

$$2ik \frac{\partial a}{\partial t} = \frac{\partial^2 a}{\partial z^2} + \left(k^2 \left(1 - \frac{i}{Q_{ohm}} \right) - k_{\perp}^2 \right) a + J(t, z), \quad 0 < z < L \quad (1)$$

где $k = \omega/c$, ω – циклическая частота рабочего колебания, $k_{\perp}(z) = \mu_p/R(z)$, – поперечное волновое рабочей моды, $J'_m(\mu_p) = 0$, $R(z)$ – радиус резонатора, Q_{ohm} – омическая добротность собственной моды.

Возбуждающий ток $J(t, z)$ в правой части (1) находился путем решения усредненных по циклотронному периоду уравнения движения электронов в высокочастотном поле:

$$\begin{aligned} J &= \langle G \frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}} J'_N(\xi) e^{i\theta} \rangle \\ \frac{\partial \gamma}{\partial z} &= K \frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}} \text{Im}(a e^{-i\theta}) J'_N(\xi), \\ \frac{\partial p_{\perp}}{\partial z} &= K \left[\frac{\gamma}{p_{\parallel}} \text{Im}(a e^{-i\theta}) - \frac{1}{k} \text{Re} \left(\frac{\partial a}{\partial z} e^{-i\theta} \right) \right] J'_N(\xi) + \frac{p_{\perp}}{2b} \frac{\partial b}{\partial z}, \\ \frac{\partial \theta}{\partial z} &= \frac{Nb - k\gamma}{p_{\parallel}} + K \frac{N\gamma}{p_{\parallel} p_{\perp}} \left[\left(k_{\perp} \frac{p_{\perp}}{\gamma} - \frac{N}{\xi p_{\perp}} \right) \text{Re}(a e^{-i\theta}) - \frac{N p_{\parallel}}{k \xi \gamma p_{\perp}} \text{Im} \left(\frac{\partial a}{\partial z} e^{-i\theta} \right) \right] J_N(\xi). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $G = 4(eI/mc^3)kK/N_{\perp}$, I – ток пучка, $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по всему электронному ансамблю, γ – релятивистский масс-фактор электрона, p_{\perp} и p_{\parallel} – его нормированные на Mc поперечный и продольный импульсы, θ – медленная относительная фаза вращающегося в магнитном поле электрона относительно волны, n – номер рабочей циклотронной гармоники, $K = k k_{\perp} J_{m-N}(k_{\perp} R_e)$ – коэффициент связи

электронов с полем, R_e – радиус электронного пучка, $b = eV/Mc^2$ – нормированное продольное магнитное поле, $\xi = k_{\perp}p_{\perp}/b$. Начальные и граничные условия для уравнений (1),(2) соответствовали использованным в работе [7].

Мощность, отдаваемая пучком электромагнитному полю при пролете через резонатор характеризуется значением электронного КПД

$$\eta_{el}(t) = \frac{\gamma_0 - \langle \gamma(L) \rangle}{\gamma_0 - 1}, \quad P_{el}(t) = UI\eta_{el}(t),$$

где U – ускоряющее напряжение пучка.

В моделировании были использованы следующие параметры: энергия электронов – 500 кэВ, ток пучка – 1 кА, питч-фактор – 1.0, рабочая мода – TE_{32} с обратным вращением, рабочая частота – 30 ГГц. Исследовались три типа рабочих резонаторов с характерной длиной пространства волнового взаимодействия 20 мм (рис. 1). Во всех случаях выходной КПД прибора превышал 20% при экстремально низкой критичности к скоростному разбросу (рис.2). При этом характерное время возбуждения гиротрона составляет 5 нс, что делает возможным достижение высокоэффективного нелинейного режима электронно-волнового взаимодействия при использовании рабочего электронного импульса тока длительностью 20 нс.

Наиболее важным в данной работе было сравнение традиционного гиротронного резонатора с закритическим сужением на катодном конце (рис. 1, а) и резонаторов, в которых отражение квазикритической рабочей волны от входного конца обеспечивается одним (рис. 1, б) и двумя (рис. 1, с) расширениями. Параметры расширений оптимизированы таким образом, чтобы минимизировать выходную мощность, выводимую из рабочего резонатора через нерабочий катодный конец.

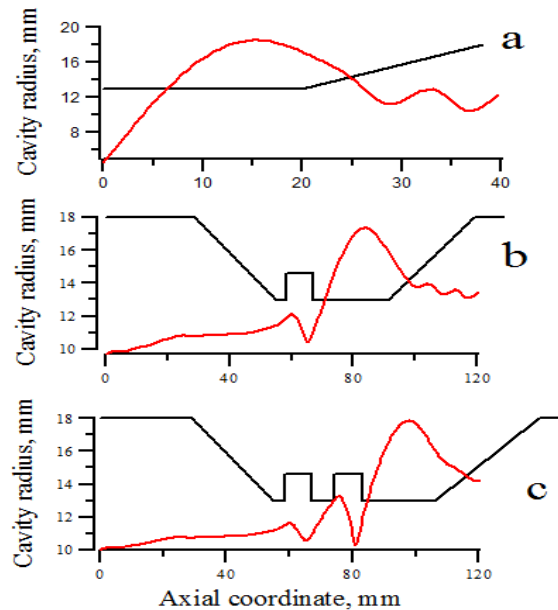


Рис. 1.: Профили резонатора с закритическим сужением (а), с одним (б) и двумя (с) расширениями. Показана продольная структура поля в резонаторе.

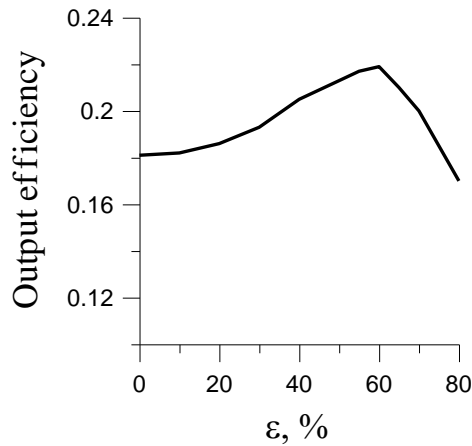


Рис. 2.: Зависимость волнового КПД гиротрона от скоростного разброса электронов.

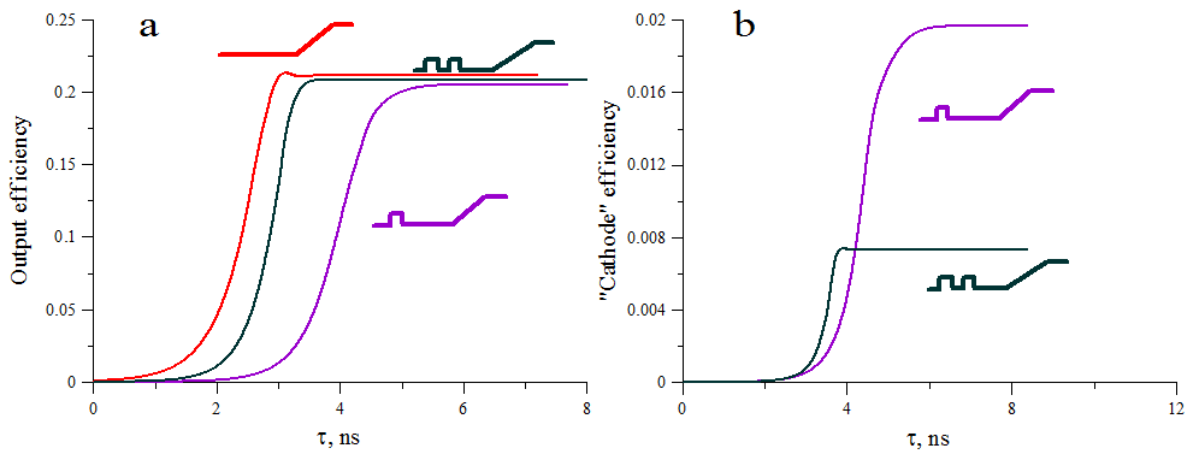


Рис. 3.: Выходной КПД для гиротрона с закритическим сужением на сходном конце резонатора, а также одним и двумя расширениями.

Во всех трех случаях выходная мощность гиротрона была приблизительно одинакова (около 210 МВт, рис. 3, а). Некоторое уменьшение мощности выходного излучения в резонаторе с одним расширением (по сравнению с традиционным резонатором с закритическим сужением) объясняется тем, что некоторая доля излучаемой мощности (19 МВт, рис. 3 б) теряется за счет ее высвечивания назад. Использование резонатора с двумя расширениями на входе снижает эти потери до (7 МВт, рис. 3, б).

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты № 16-08-01001 и 15-42-02260.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.G. Litvak et al. // The 35-th Int. Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, 2010, Sept.5- Sept.10 Roma, Italy, Conference Digest, p.Tu.-E1.1.
2. S. Tantawi et al. // Phys. Rev. Lett. 112, 164802 (2014).
3. S.V. Kuzikov et al. // Appl. Phys. Lett..105, P. 033504 (2014).
4. N.S. Ginzburg et al. // Phys. Rev. Lett. 115, 114802 (2015)
5. В.Л. Братман и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т.14, №1. С.9-13.
6. Wu Dapeng et al. // Review of Scientific Instruments 86, 084706 (2015)
7. И.В. Бандуркин и др. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2016. Т.59. №8-9. С.729.

Релятивистский гиротрон на второй циклотронной гармонике с квазирегулярным резонатором

И.В. Ошарин, А.В. Савилов, Ю.К. Калынов, И.С. Кулагин, Е.В. Иляков
Институт прикладной физики РАН
osharin@appl.sci-nnov.ru

Гиротрон [1-4] представляет собой наиболее распространенную разновидность электронных циклотронных мазеров, основанную на селективном возбуждении квазикритических мод открытых резонаторов умеренно релятивистскими винтовыми электронными пучками. Поскольку выходная частота гиротрона близка к электронной циклотронной частоте или её гармоникам, очевидным способом уменьшения рабочего магнитного поля является переход к работе на гармониках гирочастоты. При фиксированной рабочей частоте увеличение энергии электронов приводит к увеличению рабочего магнитного поля из-за релятивистской зависимости электронной циклотронной частоты от энергии. Этот эффект может быть скомпенсирован переходом к работе на гармониках циклотронной частоты, однако при этом возникает ряд известных проблем. Если с увеличением номера циклотронной гармоники интенсивность электронно-волнового взаимодействия уменьшается достаточно медленно, то заметно возрастает конкуренция со стороны мод синхронных с электронным пучком на более низких циклотронных гармониках и особенно на основном циклотронном резонансе.

В настоящей работе предлагается достаточно простой и технологичный способ модификации гиротронного резонатора, направленный на решение проблемы получения селективной генерации на второй гармонике циклотронной частоты. Предлагаемый метод значительного повышения селективности гиротронов, работающих на второй циклотронной гармонике, основан на использовании резонаторов с короткими нерегулярностями (Рис. 1).

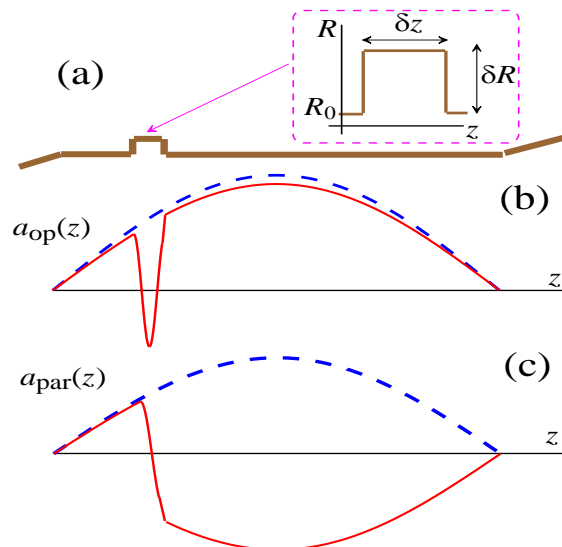


Рис. 1. (a): Схема квазирегулярного резонатора гиротрона с двумя короткими нерегулярностями. (b) и (c): Изменение продольной структуры рабочей волны, возбуждающейся на второй циклотронной гармонике, и паразитной волны на первой гармонике соответственно. Пунктирные/сплошные линии соответствуют регулярному/квазирегулярному резонатору.

Параметры каждой нерегулярности подобраны так, чтобы набег фазы рабочей возбуждаемой на второй циклотронной гармонике волны был близок к 2π , что в первом

приближении соответствует отсутствию влияния таких неоднородностей на взаимодействие электронов с волной. Для паразитных волн, возбуждаемых на основном циклотронном резонансе, такие фазовые корректоры обеспечивают вдвое меньший набег фазы. Такой фазовый сдвиг на π обеспечивает резкий переход электронного сгустка, сформированному резонансным полем возбуждаемой электромагнитной волны, из тормозящей фазы в ускоряющую, что приводит к «смене знака» электронно-волнового взаимодействия, то есть переходу от излучения волны к ее поглощению и соответственно росту её стартовых токов. В соответствии с теорией, изложенной в [5], использование одного фазового корректора повышает стартовый ток паразитной волны в 4-8 раз, тогда как использование двух таких нерегулярностей даёт разницу в стартовых токах в 20-30 раз. Эти показатели получены в ходе проведённого детального моделирования, направленного на селективное возбуждение мод на второй циклотронной гармонике в разных гиротронах.

В данной работе исследовалась возможность применения описанного метода повышения селективности в конкретной системе – релятивистском гиротроне на второй циклотронной гармонике, работающем в длинноволновой части миллиметрового диапазона длин волн. В гиротроне использовался трубчатый релятивистский электронный пучок (напряжение – 280 кВ, ток – до 80 А, средний питч-фактор электронов – 1,5). В эксперименте [6] на основе этого пучка был успешно реализован гиротрон, возбуждающий моду TE_{5,3} на основном циклотронном резонансе на частоте около 30 ГГц в относительно коротком (75 мм) регулярном резонаторе при рабочем магнитном поле около 1,6 Тл. Перспективы повышения частоты гиротрона до 60 ГГц за счет перехода на вторую гармонику затрудняются конкуренцией со стороны мод, возбуждающихся на основном циклотронном резонансе. Так, в области рабочих полей около 1,6 Тл стартовые токи моды TE_{13,4} (вторая циклотронная гармоника) и TE_{5,3} (первая гармоника) практически совпадают (рис. 2,а). Проблема решается заменой регулярного резонатора на квазирегулярный резонатор той же длины (75 мм) с расположенным на расстоянии 22.5 мм от входного конца одним корректором длиной 10 мм. Как показало численное моделирование [7], наличие селективирующего элемента приводит к увеличению стартового тока паразитной низкочастотной моды TE_{5,3} с 2-5 А (рис. 2,а) до 20-30 А (рис. 2,б). При этом сильного изменения стартового тока рабочей волны TE_{13,4} не происходит.

Похожая ситуация имеет место при работе на более низких (~1.4 Тл) магнитных полях. При использовании регулярного резонатора селективное возбуждение рабочей моды TE_{3,7} на второй гармонике может быть достигнуто в очень узкой области магнитных полей при рабочих токах 2-7 А (рис. 2 с). Такой диапазон токов обусловлен конкуренцией со стороны паразитных мод TE_{4,3} и TE_{6,2}, возбуждаемых на первой гармонике. Использование резонатора с одним фазовым корректором делает возможным селективное возбуждение рабочей моды TE_{3,7} на второй гармонике при токах 10-20 А (Рис. 2 d). Таким образом, в гиротроне на второй циклотронной гармонике в одном резонаторе может быть достигнуто селективное возбуждение рабочих мод в двух разных диапазонах магнитных полей.

Проведенные эксперименты с гиротроном с гладким резонатором показали, что при расчетных параметрах пучка и величине магнитного поля для моды TE_{13,4}, начиная со стартового тока 5 А и до 40 А, селективно возбуждается только мода TE_{5,3} на первой гармонике. При токах свыше 40 А имеет место совместная генерация моды TE_{5,3} на основном циклотронном резонансе и моды TE_{13,4} на второй гармонике. Исследования, проведенные при магнитном поле, соответствующем возбуждению моды TE_{3,7} на второй циклотронной гармонике с частотой 51 ГГц, показали, что селективная генерация этой моды имеет место при небольших токах (до 10 А). В ходе

первых экспериментов с нерегулярным резонатором (с фазовым корректором) было продемонстрировано, что возбуждение волн на основном циклотронном резонансе уверенно подавляется при токах как минимум до 40 А. При таких токах получено селективное возбуждение второй циклотронной гармоники на частоте около 50 ГГц. При рабочем токе 40 А и ускоряющем напряжении 230 кВ мощность излучения составила около 1 МВ, что соответствует КПД свыше 10% и хорошо согласуется с предварительными расчетами.

Работа поддержана Российским научным фондом, проект 17-19-01605.

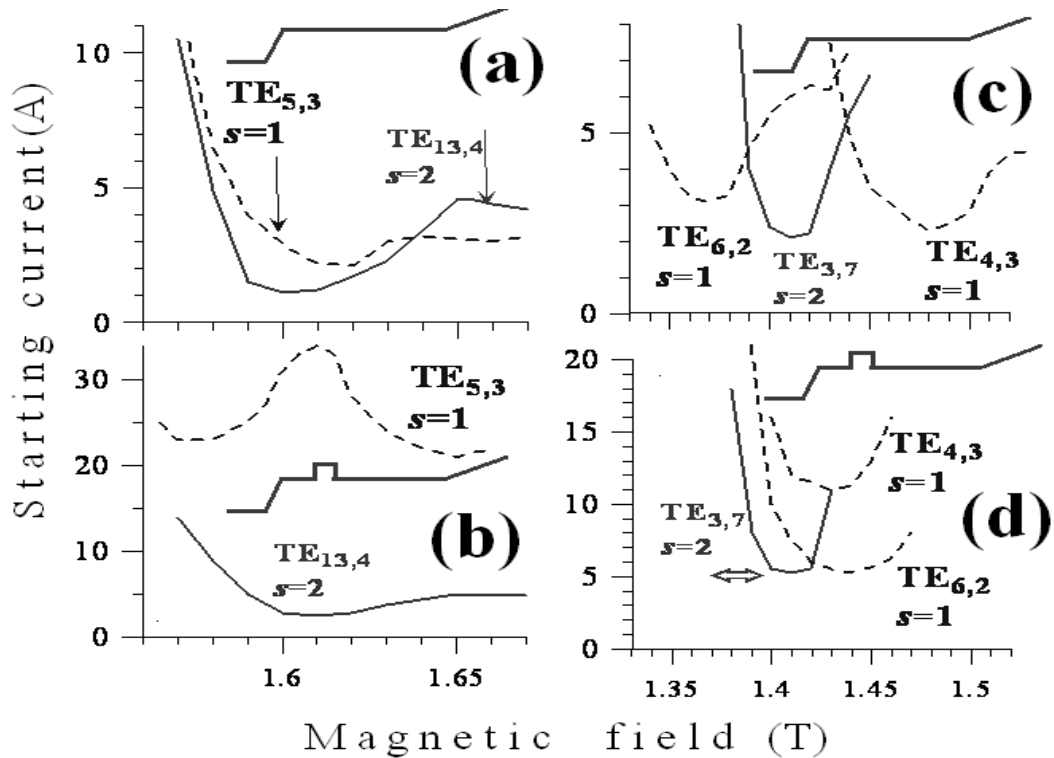


Рис. 2. Релятивистский гиротрон на второй циклотронной гармонике. Показана зависимость стартовых токов рабочих волн на второй гармонике ($s=2$, сплошные кривые) и паразитных волн на основном циклотронном резонансе ($s=1$, пунктирные кривые) от рабочего магнитного поля. (a) и (b): Рабочее магнитное поле, близкое к 1.6 Тл и зона генерации моды $TE_{13,4}$, в случае регулярного резонатора (a) и резонатора с одним фазовым корректором (b). (c) и (d): Рабочее магнитное поле порядка 1.4 Тл, мода $TE_{3,7}$, регулярный резонатор (c) и резонатор с одним фазовым корректором (d).

ЛИТЕРАТУРА

1. A.V. Gaponov et al // Radiophys. Quantum Electron. 10, 794 (1967).
2. G.S. Nusinovich et al. // Baltimore: John Hopkins University Press, 2004. 352 p.
3. N.I. Zaytsev et al. // Radio Eng. Electron. Phys. 19, 103 (1974)
4. V.L. Bratman et al. // J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves 32, 371 (2011).
5. Yu.K. Kalynov et al // Physics of Plasmas, vol. 23, p. 053116.
6. Н.И. Зайцев и др. // Известия вузов. Радиофизика, 2003. Т.46, №10, с.914-918.
7. Yu.K. Kalynov et al // IEEE Transactions on Electron Devices, V. 64, No. 1, 2017.

Моделирование динамики пучка и механизмов генерации в вирпертлоне

А.Г. Петрик¹, С.А. Куркин^{2,1}, А.Е. Храмов^{1,2}, А.Е. Дубинов^{3,4}

¹Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.

²Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского

³Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики

⁴Саровский физико-технический институт – филиал Национального исследовательского ядерного университета МИФИ
a.g.petrik@gmail.com

В данной работе мы предлагаем новый подход в разработке генератора с виртуальным катодом (ВК). В предложенной концепции система состоит из кольцевого релятивистского пучка, проходящего через пространство дрейфа с диэлектрической вставкой. ВК образуется на стыке между диэлектрической вставкой и вакуумом, в соответствии с механизмом формирования прибор был назван вирпертрон (сокращенно от «viricator» + «permittivity»). Было проведено детальное численное исследование особенностей формирования виртуального катода с помощью трехмерного электромагнитного моделирования в CST Particle Studio и кроме того, были изучены спектральные свойства излучений, генерируемого вирпертроном.

Генераторы на виртуальном катоде представляют особый класс микроволновых генераторов, который представлен виркатером, отражательным триодом, редитроном и виртодом. Схемы, принципы их работы и основные достижения представлены в работах [1-7].

Типичная схема осциллятора с ВК представляет собой последовательность из двух вакуумных камер, вдоль продольной оси которых проходит электронный пучок. В первой камере (область пушки) пучок ускоряется, а во второй камере (область дрейфа) пучок замедляется и на границе камер образуется ВК. Для образования ВК во второй камере пропускная способность электронного пучка во второй камере должна быть меньше пропускной способности пучка в первой камере. Таким образом, необходимо, чтобы предельный вакуумный ток во второй трубе был меньше чем в первой ($I_{lim2} < I_{lim1}$) [7-10].

Обычно данный результат достигается за счет того, что площадь поперечного сечения второй камеры больше, чем площадь сечения первой (такой подход используется в виркатере, редитроне и виртоде) или путем введения замедляющего электрического поля во второй камере (как в отражательном триоде и низковольтном виркатере). В настоящей работе представлен новый СВЧ-генератор с принципиально другим подходом в достижении условия $I_{lim2} < I_{lim1}$.

Известно, что если камера заполнена диэлектриком с диэлектрической проницаемостью ε , то предельный ток в камере будет в ε раз больше, чем в вакууме. Это легко объясняется тем, что в правой части уравнения Пуассона, которое используется для получения предельных значений тока, плотность пространственного заряда в присутствии диэлектрика делится на ε :

$$\Delta\varphi = 4\pi\rho / \varepsilon$$

Таким образом, диэлектрическая среда уменьшает силу отталкивания пространственного заряда в ε раз. Поэтому, если первая и вторая камеры имеют равные сечения и заполнены диэлектриками с диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_2 , соответственно, и, если условие $\varepsilon_1 > \varepsilon_2$ выполнено, можно создать условия для образования ВК во второй камере. Виртуальный катод образуется на стыке между

диэлектрической вставкой и вакуумом, в соответствии с механизмом формирования прибор был назван вирпертрон (сокращенно от «*vir*cator» + «*per*mittivity»).

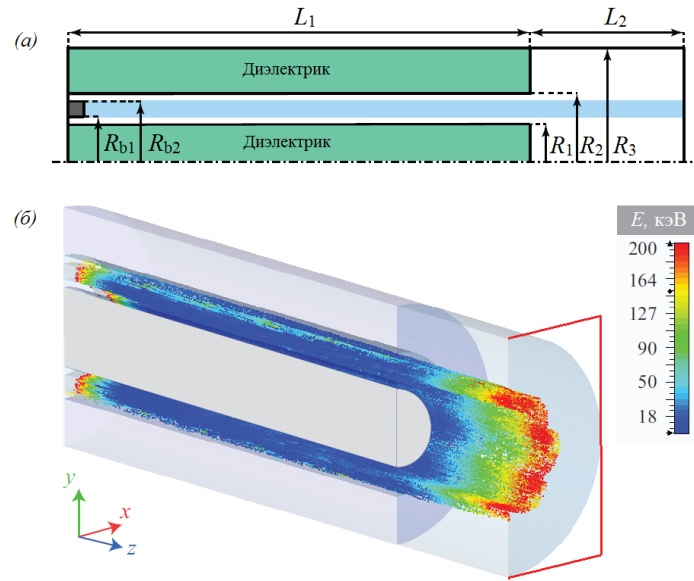


Рис. 1. (а) Схематическое изображение вирпертрона, размеры представлены в тексте. (б) Трехмерная модель вирпертрона в CST PS, заряженные частицы окрашены в соответствии со значением их энергии.

Можно предсказать преимущества нового способа образования ВК в вирпертроне. Данный осциллятор геометрически более компактен по сравнению с классическими виркаторами. Динамика образования ВК в диэлектрической среде была рассмотрена ранее в [11-13], а специальные аспекты формирования сильноточного пучка в двухслойном диэлектрике исследованы в [14].

Геометрия вирпертрона, включая размеры, показана на рис. 1. Предполагается, что первая камера заполнена диэлектриком с диэлектрической проницаемостью ϵ_1 , а вторая камера заполнена вакуумом, характеризующимся диэлектрической проницаемостью $\epsilon_2 = 1$. В первой области системы в диэлектрике создается тонкий цилиндрический канал, вдоль которого может проходить кольцевой электронный пучок. Предполагается, что к вирпертрону приложено однородное магнитное поле величиной 3 Тл, которое необходимо для распространения кольцевого электронного пучка через узкий дрейфовый канал. Принцип работы предлагаемого вирпертрона аналогичен виркаторам с магнитной изоляцией. В канал вводится цилиндрический релятивистский электронный пучок с постоянным током $I = 2.5$ кА и энергией электронов $E = 200$ кэВ, используются следующие геометрические параметры: $L_1 = 60$ мм, $L_2 = 20$ мм, $R_1 = 5$ мм, $R_2 = 9$ мм, $R_3 = 15$ мм, $R_{b1} = 6$ мм, $R_{b2} = 8$ мм.

Прежде всего, рассмотрим особенности динамики электронного пучка в предложенной схеме вирпертрона. Продольная динамика электронов показана на рис. 2, на нем изображена эволюция фазовых портретов пучка для случая, когда диэлектрическая проницаемость $\epsilon_1 = 5$. Первоначально ВК формируется во второй камере, затем так называемое сжатое состояние пучка (ССП) начинает распространяться от ВК в направлении противоположном введению электронного пучка. Сжатое состояние является распределенным ВК по длине устройства и представляет собой плотную высокотемпературную электронную плазму.

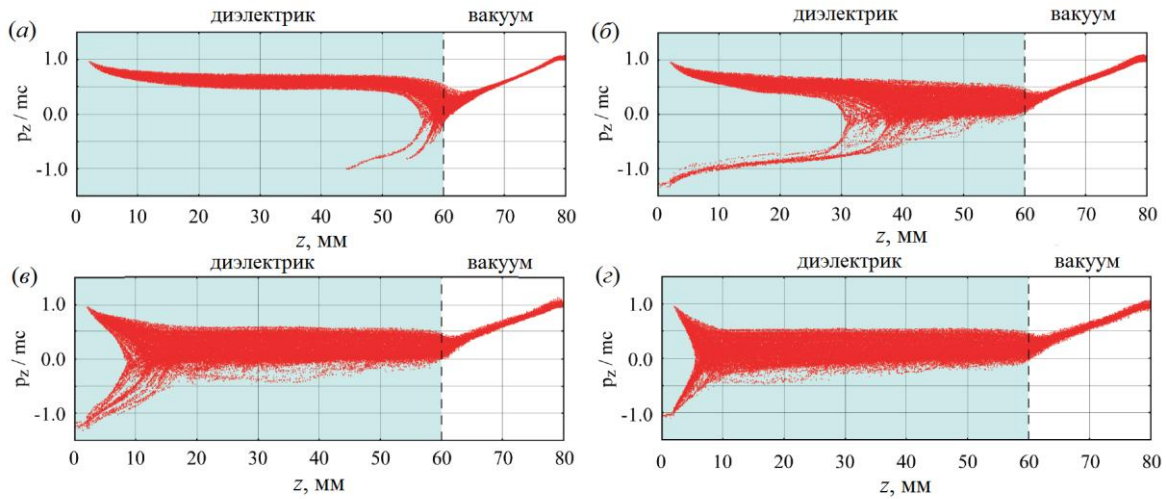


Рис. 2. Фазовые портреты электронного пучка в вирпертроне в системе координат «нормированный продольный импульс p_z - продольная координата z ». Релятивистский импульс частиц нормирован на mc , где m - масса электрона, c - скорость света.

Электромагнитные процессы в вирпертроне отличаются от процессов, происходящих в традиционных магнитоизолированных виркаторах. Известно, что в последних регистрируются две характерные частоты СВЧ-генерации: коротковолновая f_1 , за которую отвечают колебания ВК, как целого, и длинноволновая f_2 , связанная с баунс-колебаниями электронов в потенциальной яме. В вирпертроне также наблюдается двухчастотный режим СВЧ-генерации (Рис. 3а).

Рассмотрим эволюцию спектров колебаний электрического поля (E_z -компоненты) в середине 1-ой полости с увеличением диэлектрической проницаемости ϵ_1 (см. рис. 3). Данные спектры хорошо отражают спектральный состав происходящих в электронном потоке процессов и сигнала, который можно вывести из системы. При малых $\epsilon_1 < 3.5$ (Рис. 3а) спектр имеет характерный двухчастотный вид с максимальной по амплитуде частотой f_1 при практически полном отсутствии шумового пьедестала. Когда диэлектрическая проницаемость принимает средние значения ($\sim 3.5-6$), в спектре на частотах вплоть до 20 ГГц начинает появляться заметный шумовой пьедестал, мощность которого увеличивается с ростом ϵ_1 (Рис. 3б). При этом две основные частоты, которые наблюдались при меньших ϵ_1 , в спектре ещё различимы, однако, амплитуды данных спектральных составляющих существенно уменьшаются. В особенности это касается 1-ой частоты, которая по амплитуде становится меньше частоты f_2 . Наконец, при $\epsilon_1 > 6$ спектр сильно зашумляется, и частоты f_1 и f_2 становятся практически неразличимы на фоне шумового пьедестала (Рис. 3в).

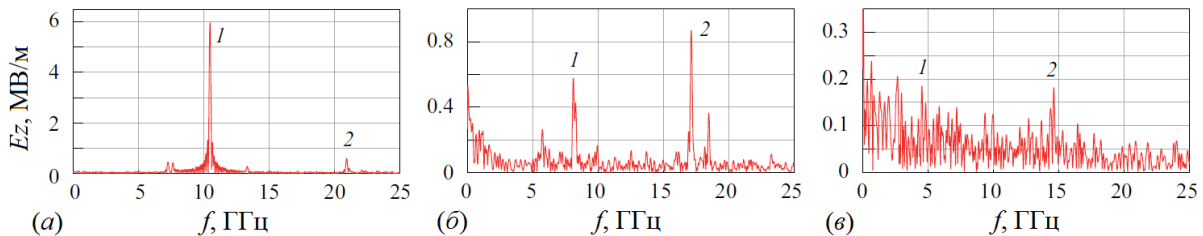


Рис. 3. Типичные фурье-спектры колебаний E_z -поля, полученные зондом в первой камере вирпертрона. Фурье-спектры рассчитаны для различных значений ϵ_1 : (а) - $\epsilon_1 = 2$, (б) - $\epsilon_1 = 4$, (в) - $\epsilon_1 = 6$.

Одно из отличий вирпертрона от виркатора заключается в том, что значения обеих частот можно регулировать, варьируя величину ϵ_1 . С ростом диэлектрической

проницаемости значения частот монотонно уменьшаются, что связано с ослаблением электрического поля пучка диэлектрическими вставками. Последнее также объясняет и уменьшение амплитуд данных частот в спектре.

Кроме того, было проведено изучение модового состава СВЧ-колебаний в вирпертроне. Обнаружено, что наиболее эффективно в выходном волноводном порту, моделирующем вакуумный круглый волновод, возбуждаются две низшие ТМ-моды. При этом, когда диэлектрическая проницаемость вставок в первой полости мала ($\varepsilon_1 < 3$), в спектре первой моды существенно преобладает частота f_1 , а во второй – f_2 . В случае $\varepsilon_1 > 3$ спектры обеих мод содержат соизмеримые по амплитудам составляющие на частотах f_1 и f_2 . Отметим, что при больших $\varepsilon_1 > 5$ заметно сильнее зашумляется спектр 1-ой моды.

Таким образом, моделирование продемонстрировало работоспособность вирпертрона и заложенные в его концепцию новые функциональные возможности – управление частотами и шумовыми характеристиками генерации.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (задание № 3.859.2017/ПЧ).

ЛИТЕРАТУРА

1. R.F. Hoerberling, M.V. Fazio // IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility. 1992, V. 34, P. 252-258.
2. A.E. Dubinov, V.D. Selemir // Journal of Communications Technology and Electronics. 2002, V. 47, P. 575.
3. S.A. Kurkin, A.E. Hramov // Technical Physics Letters. 2009, V. 35, P. 23-25.
4. A.S. Shlapakovski et al. // IEEE Transactions on Plasma Sciences. 2012, V. 40, P. 1607-1617.
5. N.S. Phrolov et al. // Phys. Lett. A. 2014, V. 378, P. 2423-2428.
6. S.A. Kurkin et al. // Applied Physics Letters. 2015, V. 106, P. 1-5.
7. J. Benford, J.A. Swegle, E. Schamiloglu // “High Power Microwaves”, third edition ed., Series in Plasma Physics (CRC Press, Taylor and Francis Group, 2016).
8. D.J. Sullivan, J.E. Walsh, E.A. Coutsias // “Virtual cathode oscillator (vircator) theory”, granstein, v.l. and alexeff, i. ed., High Power Microwave Sources, Vol. 13 (Artech House Microwave Library, 1987).
9. L.S. Bogdankevich, A.A. Rukhadze // Sov. Phys. Uspekhi. 1971, V. 14, P. 163.
10. A.E. Hramov et al. // Physics of Plasmas. 2012, V. 19, P. 112101.
11. E.D. Poezd, A.D. Poezd, V. Fiala // Czechoslovak Journal of Physics. 1988, V. 38, P. 1005-1014.
12. A.E. Dubinov, Yu.I. Kornilova // Russian Physic Journal. 2001, V. 44, P. 646-650.
13. S.V. Dergunov et al. // Plasma Physics Reports. 2006, V. 32, P. 9-24.
14. A.E. Dubinov, I.N. Kitayev // IEEE Transactions on Plasma Sciences. 2016, V. 44, P. 2376-2381.

Генерация ультракоротких импульсов субтерагерцового и терагерцового диапазонов на основе циклотронного сверхизлучения электронных сгустков

Р.М. Розенталь¹, Н.С. Гинзбург¹, И.В. Зотова¹, А.С. Сергеев¹, В.П. Тараканов^{2,3}

¹Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

²Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Москва

³Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

rrz@appl.sci-nnov.ru.ru

Циклотронное сверхизлучение (СИ) реализуется в протяженных электронных сгустках, вращающихся в однородном магнитном поле. Впервые этот эффект был экспериментально реализован в диапазоне 38 GHz при значениях ведущего магнитного поля 1.2 Т [1,2]. В соответствии с расчетами максимальная мощность импульсов СИ достигалась в режиме группового синхронизма, когда групповая скорость волны была близка к поступательной скорости движения электронов [3]. В сопровождающей системе отсчета данный режим соответствует излучению на квазикритической частоте, что позволяет значительно снизить чувствительность электронно-волнового взаимодействия к разбросу электронов по поперечным скоростям. В данной работе показано, что описываемый эффект может быть использован для генерации субтерагерцовых импульсов СИ при значениях магнитных полей 8-10 Т.

Будем полагать, что пространство взаимодействия представляет собой секцию цилиндрического волновода, в котором мода TE_{mp} возбуждается в режиме группового синхронизма. Запишем уравнения электронно-волнового взаимодействия в виде:

$$i \frac{\partial^2 a}{\partial Z^2} + \frac{\partial a}{\partial \tau} = \frac{iGF(\tau)}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\hat{p}_\perp}{\hat{p}_\parallel} d\theta_0,$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{g^2}{4} \frac{\partial}{\partial \tau} \right] p_\perp + i \frac{p_\perp}{p_\parallel} \left(\Delta - 1 + |p_\perp|^2 + \frac{p_\parallel^2 - 1}{g^2} \right) = i \frac{a}{\hat{p}_\parallel} + \frac{\beta_{\perp 0}^2}{2} \frac{\partial a}{\partial Z} \quad (1)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{g^2}{4} \frac{\partial}{\partial \tau} \right] p_\parallel = -g^2 \frac{\beta_{\perp 0}^2}{2} \operatorname{Re} \left(\frac{\partial a}{\partial Z} \frac{p_\perp^*}{p_\parallel} \right)$$

где использованы следующие нормированные величины: $a(Z, \tau)$ – амплитуда поля, Z, τ – продольная координата и время, p_\perp, p_\parallel – поперечный и продольный импульсы, $\beta_{\perp 0} = v_{\perp 0}/c$ – начальная поперечная скорость, G – ток пучка, $F(\tau)$ – функция, описывающая профиль электронного сгустка, Δ – расстройка между критической частотой рабочей моды и невозмущенным значением гирочастоты, g – питч-фактор электронов. Отметим, что данная система уравнений описывает процессы циклотронного СИ в лабораторной системе отсчета, в отличие от ранее использованных моделей [4,5]. Также в данной системе учтены эффекты "проскальзывания" пучка относительно волны [6], определяемые слагаемыми $\hat{p}/\partial \tau$ в уравнениях движения.

В моделировании были использованы следующие параметры электронного сгустка: энергия – 250 keV, ток – 0.2 kA, длительность – 300 ps, питч-фактор – 0.3. Предполагалось что сгусток, двигаясь в волноводе радиусом 5 mm, возбуждает моду TE_{52} на частоте вблизи 300 GHz при значении ведущего магнитного поля 8 Т. Расчеты

показывают, что мощность импульсов циклотронного СИ при этом может достигать 2 MW при длительности порядка 100 ps (рис.1).

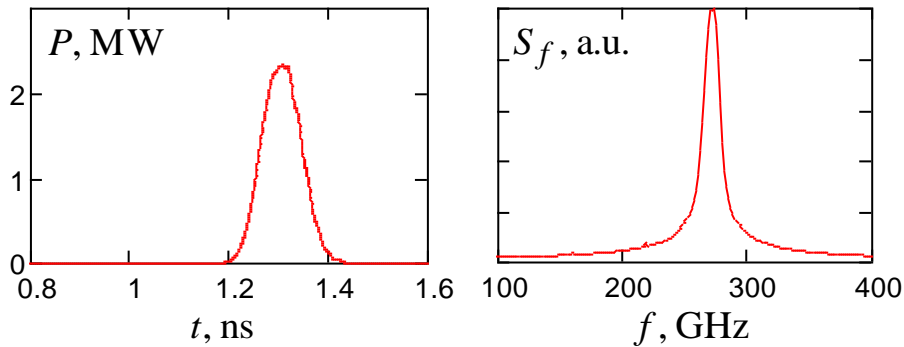


Рис.1. Результаты моделирования на основе усредненных уравнений: форма импульса СИ (слева) и спектр излучения (справа) в режиме группового синхронизма.

Результаты расчетов уравнений (1) были подтверждены моделированием на основе трехмерной версии PIC-кода KARAT. Для создания поперечных осцилляций со средним питч-фактором 0.3 использовалась сильная неоднородность магнитного поля, создаваемая кикером в виде короткой катушки.

Максимальная мощность импульсов СИ в режиме группового синхронизма с модой TE₅₂ составила 1.7 MW при значении магнитного поля 7.95 Т. Характерная длительность СВЧ-импульсов составляла 50 ps с центральной частотой излучения около 250 GHz (рис.2). При этом отстройка от режима группового синхронизма приводила к существенному снижению мощности генерации.

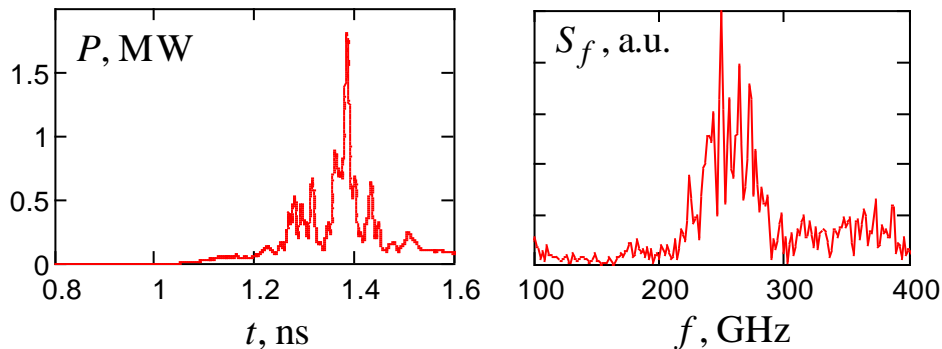


Рис.2. Результаты трехмерного PIC-моделирования: форма импульса СИ (слева) и спектр излучения (справа) в режиме группового синхронизма.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 17-08-01077.

ЛИТЕРАТУРА

1. N.S. Ginzburg et al // JETP Lett. 1996. V.63. P. 331.
2. N.S. Ginzburg et al // Phys.Rev.Lett. 1997. V.78. No.12. P.2365.
3. N.S. Ginzburg, I.V. Zotova, A.S. Sergeev // JETP Lett. 1994. V.60. P. 513.
4. N.S. Ginzburg et al. // Physics of Plasmas. 2003. V.10. P.4494.
5. N.S. Ginzburg, G.S. Nusinovich, N.A. Zavolsky // Int.J.Electron. 1986. V.61. P.881.
6. N.S. Ginzburg et al // Phys. Plasmas. 2015. V.22. P. 013112.

Разработка сильноточного релятивистского гиротрона миллиметрового диапазона

Э.Б. Абубакиров, А.Н. Денисенко, А.П. Конюшков,
И.В. Ошарин, Р.М. Розенталь, А.Э. Федотов
Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород
rrz@appl.sci-nnov.ru

Источники мощного СВЧ излучения миллиметрового диапазона с уровнем выходной мощности в сотни мегаватт представляют интерес с точки зрения создания перспективных схем лазеров на свободных электронах [1,2]. Возможными кандидатами на получение излучения такой мощности являются релятивистские гирорезонансные приборы с сильноточными электронными потоками [3,4]. В докладе представлены результаты численного моделирования разрабатываемого в ИПФ РАН релятивистского гиротрона, запитываемого электронным винтовым потоком с энергией 500 кэВ и током 2 кА. Моделирование проводилось как на основе самосогласованной системы нестационарных уравнений с нефиксированной структурой поля, так и с помощью трехмерной версии PIC-кода KARAT. Оба подхода демонстрируют возможность достижения уровня мощности более 200 МВт на рабочей моде TE_{32} . Также выполнено PIC-моделирование резонатора гиротрона на моду TM_{51} , что позволяет, за счет снижения избыточного коэффициента связи пучка с рабочей волной, повысить эффективность взаимодействия и увеличить уровень выходной мощности до 250 МВт.

Исследование пространственно-временной динамики гиротрона проводилось на основе нестационарного уравнения для медленной комплексной амплитуды $a(t, z)$ поля моды TE_{mp} в резонаторе:

$$\frac{2ik}{c} \frac{\partial a}{\partial t} - \frac{\partial^2 a}{\partial z^2} - \left[k^2 \left(1 - \frac{i}{Q_{ohm}} \right) - k_{\perp}^2(z) \right] a = F(t, z), 0 < z < L \quad (1)$$

где $k = \omega/c$, ω – циклическая частота рабочего колебания, $k_{\perp}(z) = \mu_p/R(z)$ – поперечное волновое рабочей моды, $J'_m(\mu_p) = 0$, $R(z)$ – радиус резонатора, Q_{ohm} – омическая добротность собственной моды.

Возбуждающий ток $F(t, z)$ в правой части (1) находился путем решения усредненных по циклотронному периоду уравнения движения электронов в высокочастотном поле:

$$F(t, z) = G \left\langle \frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}} J'_N(\xi) \exp(i\theta) \right\rangle$$

$$\frac{\partial \gamma}{\partial z} = K \frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}} J'_N(\xi) \operatorname{Im}(ae^{-i\theta})$$

$$\frac{\partial p_{\perp}}{\partial z} = K J'_N(\xi) \left[\frac{\gamma}{p_{\parallel}} \operatorname{Im}(ae^{-i\theta}) - \frac{1}{k} \operatorname{Re} \left(\frac{\partial a}{\partial z} e^{-i\theta} \right) \right] + \frac{p_{\perp}}{2b} \frac{\partial b}{\partial z}$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{Nb - k\gamma}{p_{\parallel}} + K J_N(\xi) \frac{N\gamma}{p_{\parallel} p_{\perp}} \left[\left(k_{\perp} \frac{p_{\perp}}{\gamma} - \frac{N}{\xi p_{\perp}} \right) \operatorname{Re}(ae^{-i\theta}) - \frac{N p_{\parallel}}{k \xi \gamma p_{\perp}} \operatorname{Im} \left(\frac{\partial a}{\partial z} e^{-i\theta} \right) \right]$$

Здесь $G = 4(eI/mc^3)kK/N_{\perp}$, I – ток пучка, $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по начальным фазам электронов относительно волны, γ – релятивистский масс-фактор электрона, p_{\perp}, p_{\parallel} – его нормированные на mc поперечный и продольный импульсы, θ – медленная фаза вращения электрона в магнитном поле относительно волны, n – номер рабочей циклотронной гармоники, $K = k k_{\perp} J_{m-N}(k_{\perp} R_b)$ – коэффициент связи электронов с полем, R_b – радиус электронного пучка, $b = eB/mc^2$ – нормированное продольное магнитное поле, $\xi = k_{\perp} p_{\perp} / b$. Начальные и граничные условия для уравнений (1),(2) соответствовали использованным в работе [5].

Мощность, отдаваемая пучком электромагнитному полю при пролете через резонатор, характеризуется значением электронного КПД

$$\eta_{el} = \frac{\gamma_0 - \langle \gamma |_{z=L} \rangle}{\gamma_0 - 1}, P = IU\eta_{el},$$

где U – ускоряющее напряжение пучка.

В моделировании были использованы следующие параметры: энергия электронов 500 кэВ, ток пучка 2 кА, питч-фактор 1.0, рабочая мода TE_{32} с обратным по отношению к электронам направлением вращения, рабочая частота 30 ГГц. Оптимизация длины однородного участка резонатора и угла раскрытия выходного конуса позволила найти режимы с выходной мощностью более 240 МВт (рис.1). Расчеты в трехмерной версии PIC-кода KARAT, учитывающие конечную проводимость стенок, ненулевую толщину пучка и начальный разброс электронов по поперечным скоростям, продемонстрировали максимальную мощность в пределах 220 МВт (рис.1b).

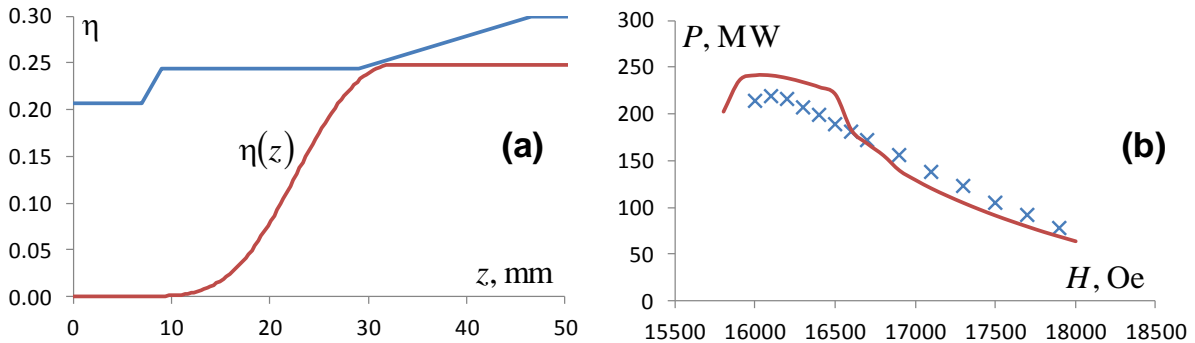


Рис.1. Результаты расчетов гиротрона на моде TE_{32} : (а) оптимизированный профиль резонатора и зависимость электронного КПД от продольной координаты; (б) зависимость мощности генерации от магнитного поля (сплошная линия – моделирование системы уравнений (1), (2), точки – трехмерное PIC-моделирование).

Расчеты показывают, что в данной конфигурации практически исчерпан потенциал дальнейшего увеличения мощности генерации. С одной стороны, повышение тока пучка ограничено значениями предельного тока транспортировки. С другой стороны, известно, что предельный КПД гиротрона снижается при увеличении параметра тока G [6]. Снижение значения данного параметра может быть достигнуто увеличением нормы волны N_{\perp} , то есть переходом на более высокие рабочие моды. Однако при этом усугубляется проблема селекции мод, что на практике приводит к одновременному возбуждению нескольких мод с разными частотами.

Одним из вариантов улучшения данной ситуации может быть использование для работы мод ТМ-типа, для которых коэффициент связи пучка с волной в $\sim \beta_{\parallel}^2$ раз ниже, чем для ТЕ-мод [7,8], что дает возможность повышения КПД при неизменной сверхразмерности системы. Задача исключения при этом из взаимодействия мод ТЕ-типа может быть решена за счет электродинамической селекции мод путем выполнения электродинамической системы в виде набора продольных пластин, равномерно распределенных по азимутальной координате. Работоспособность такой системы была экспериментально продемонстрирована в работе [9] применительно к релятивистской лампе обратной волны.

Для проведения расчетов в PIC-коде KARAT была создана трехмерная модель резонатора, однородный участок которого был составлен из нескольких десятков продольных пластин (рис.2). Моделирование показало, что соответствующим подбором параметров в таком резонаторе можно эффективно возбудить моду ТМ₅₁. Максимальная мощность генерации при этом достигает 250 МВт, что соответствует КПД 25 %.

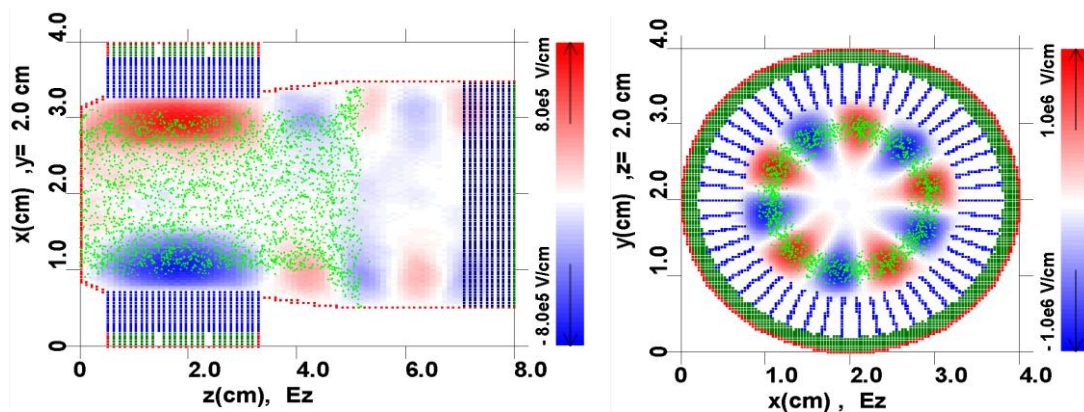


Рис.2. Результаты трехмерного PIC-моделирования: продольная и поперечная структура рабочей волны в сильноточном гиротроне на моде ТМ₅₁.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 16-08-01001.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Tantawi et al. // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 112. No. 16. Art. 164802.
2. Э.Б. Абубакиров и др. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2015. Т. 58. № 10. С. 841.
3. V.L. Bratman et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1987. V. 15. No. 1. P. 2.
4. V.L. Bratman et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1999. V. 27. No. 2. P. 456.
5. И.В. Бандуркин и др. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2016. Т. 59. № 8-9. С. 729.
6. В.Л. Братман, М.И. Петелин // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1975. Т. 18. № 10. С. 1538.
7. V.L. Bratman et al. // Int. J. Electron. 1981. V. 51. No. 4. P. 541.
8. Э.Б. Абубакиров // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1983. Т. 26. № 4. С. 492.
9. М.Б. Гойхман и др. // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. Вып. 2. С. 75

Режимы развитого хаоса в гиротронах и гидроусилителях с запаздывающей обратной связью

Р.М. Розенталь¹, Н.С. Гинзбург¹, И.В. Зотова¹, О.Б. Исаева^{2,3},
А.Г. Рожнев^{2,3}, А.С. Сергеев¹

¹Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

²Саратовский национальный исследовательский государственный университет
имени Н.Г. Чернышевского, Саратов

³Саратовский филиал Института радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН, Саратов

rrz@appl.sci-nnov.ru

Для ряда практических задач, например, для нагрева плазмы [1], тестирования электропрочности многочастотных волноведущих трактов [2], специальных локационных приложений [3] представляет интерес генерация широкополосного хаотического СВЧ излучения. В данной работе показано, что в миллиметровом диапазоне длин волн для решения этой задачи могут быть использованы разновидности схем мазеров на циклотронном резонансе. В частности, рассмотрены характеристики излучения гидроусилителей (гироклистрона и гидро-ЛБВ на основе винтового гофрированного волновода) с запаздывающей обратной связью (ЗОС) и гиротрона, работающего в режиме большой надкритичности (превышения рабочего тока над стартовым значением). Все исследованные приборы при выбранных значениях параметров генерируют хаотические колебания, относящиеся к категории "гиперхаоса". Отметим, что впервые режимы гиперхаоса в гидроприборах были обнаружены и исследованы в работах [4,5] с помощью численного моделирования нестационарных процессов в гиротронах.

В настоящем докладе предполагалось, все приборы работают в 3-мм диапазоне длин волн и запитываются винтовым электронным пучком с энергией 70 кэВ, током 10-15 А и питч-фактором 1.2-1.3. При этом гироклистрон и гиротрон работают на первой гармонике гирочастоты на модах TE_{02} и TE_{31} , соответственно, а гидро-ЛБВ работает на третьей гармонике гирочастоты на связке мод TE_{31} - TE_{21} . Для моделирования использовались самосогласованные нестационарные системы уравнений с нефиксированной структурой поля, представленные ранее в работах [6-8].

На рис.1 представлены спектры выходного излучения исследованных приборов в режимах хаотической генерации. Хорошо видно, что наиболее широкополосная генерация наблюдается в гиротроне (рис.1а), что связано с перекрытием полос генерации на высокочастотном и низкочастотном циклотронном резонансах [8]. Относительная ширина спектра, измеряемой по принятому в теории сигналов (см. [9,10]) уровню -10 дВ, достигает при этом 25%.

В гидро-ЛБВ (рис.1с) ширина полосы определяется полосой усиления, которая составляет порядка 6% на уровне -3 дБ [11]. В свою очередь, полоса хаотической генерации достигает 10%. Вместе с тем, в спектре излучения четко идентифицируются компоненты "холодных" мод системы с относительно низким шумовым пьедесталом. Гироклистрон с запаздывающей обратной связью генерирует наиболее узкополосный сигнал (рис.1б), что связано с относительно высокой добротностью выходного резонатора.

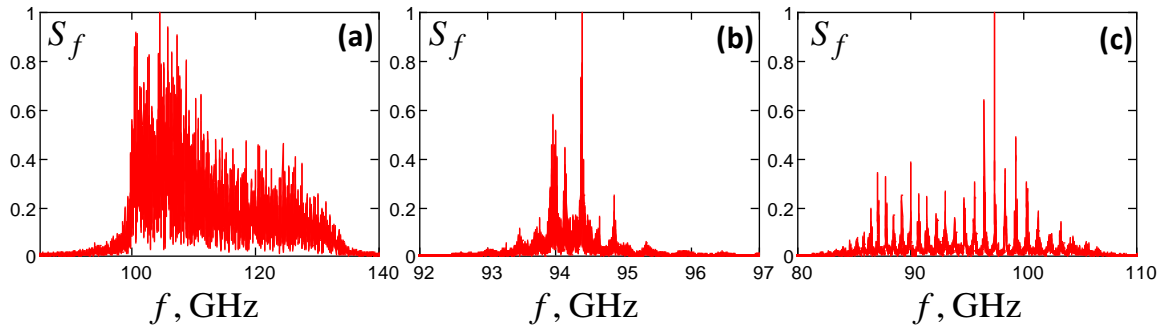


Рис.1. Спектры генерации гиротрона (а), гироклистрона с ЗОС (b) и гиро-ЛБВ с ЗОС (c) в режиме широкополосной хаотической генерации.

На основе вычисленных временных реализаций выходного сигнала на основе алгоритма [12,13] были проведены вычисления показателей Ляпунова, имеющих смысл скорости экспоненциального роста возмущения в единицу времени. В системах с хаотической динамикой за такую единицу времени можно брать время τ спада до нуля автокорреляционной функции. Соответственно, данный временной масштаб у гиротрона более чем в 2 раза меньше чем у гироклистрона, а у гиро-ЛБВ практически в 7 раз меньше. Спектр трех старших ляпуновских показателей (табл.1) демонстрирует, что быстрее всего (относительно собственного временного масштаба) неустойчивость развивается в гиротроне, медленней всего – в гиро-ЛБВ. Вместе с тем, во всех исследованных приборах выходной сигнал отвечает критериям гиперхаотических режимов генерации. Об этом свидетельствуют два положительных старших показателя Ляпунова. Кроме того, косвенным признаком является размытый, неструктурированный вид восстановленных методом запаздывания аттракторов (рис.2) и их сечений Пуанкаре (рис.3).

Таблица 1. Сравнительные характеристики хаотического излучения.

	Гиротрон	Гироклистрон с ЗОС	Гиро-ЛБВ с ЗОС
Относительная ширина спектра	~25%	~0.5%	~10%
Средняя мощность сигнала	~ 15 кВт	~ 65 кВт	~ 70 кВт
Значения показателей Ляпунова	$\lambda_1\tau \approx 0.63$	$\lambda_1\tau \approx 0.43$	$\lambda_1\tau \approx 0.24$
	$\lambda_2\tau \approx 0.21$	$\lambda_2\tau \approx 0.18$	$\lambda_2\tau \approx 0.06$
	$\lambda_3\tau \approx 0.00$	$\lambda_3\tau \approx 0.00$	$\lambda_3\tau \approx 0.00$

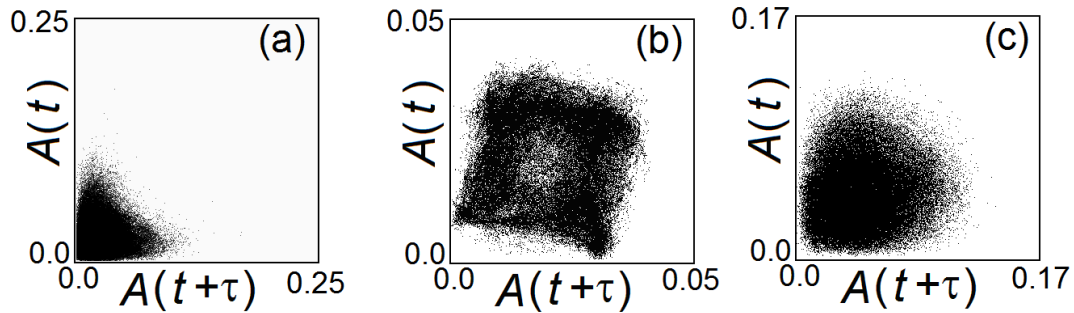


Рис.2. Восстановленные методом запаздывания проекции фазовых портретов для реализаций амплитуды сигналов, генерируемых гиротроном (а), гироклистроном (b) и гиро-ЛБВ (с).

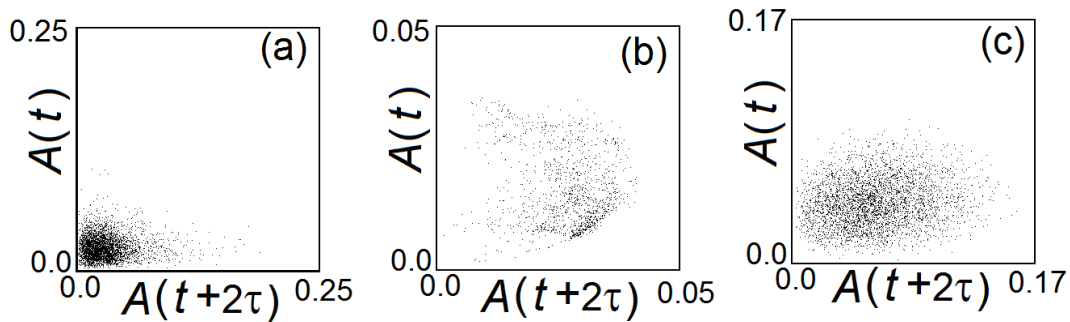


Рис.3. Сечение Пуанкаре плоскостью $A(t) = A(t + \tau)$ аттрактора в восстановленном фазовом пространстве для гиротрона (а), гироклистрона (b) и гиро-ЛБВ (с)

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 16-02-00745 (в части моделирования нестационарных систем уравнений) и грант № 16-02-00135 (в части расчета характеристик хаотического излучения).

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Puri // Plasma Physics. 1974. V. 16. P. 517.
2. S. Anza et al. // IEEE T-MTT. 2012. V. 60. No. 7. P. 2093.
3. K. Kulpa "Signal Processing in Noise Waveform Radar", Boston, London: Artech House, 2013.
4. Е.В. Блохина, С.П. Кузнецов, А.Г. Рожнев // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 8. С. 83.
5. E.V. Blokhina, S.P. Kuznetsov, A.G. Rozhnev // IEEE T-ED. 2007. V.54. No.2. P. 188.
6. N.S. Ginzburg et al. // Phys. Plasmas. 2016. V.23. P.033108.
7. N.S. Ginzburg et al. // Phys. Plasmas. 2016. V.23. P.103106.
8. Р.М. Розенталь и др. // ЖТФ. 2017 (принято в печать).
9. Рекомендации МСЭ-R SM.1755 (05/06).
10. IEEE Std 1672-2006. 4 May 2007.
11. S.V. Mishakin, S.V. Samsonov, G.G. Denisov // IEEE T-ED. 2015. V. 62. No.10. P. 3387.
12. M. Sano, Y. Sawada // Phys.Rev.Lett. 1965. V. 55. P.1082.
13. X. Zeng, R. Eykholt, R.A. Pielke // Phys.Rev.Lett. 1991. V. 66. P. P.3229.

Формирование гигантских импульсов в условиях развитой турбулентности в пространстве взаимодействия гиротронов

Р.М. Розенталь, Н.С. Гинзбург, И.В. Зотова, А.С. Сергеев
 Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород
rrz@appl.sci-nnov.ru

В гиротронах, работающих в режиме развитой турбулентности при значительном превышении рабочих токов над стартовыми значениями, возможна генерация случайной последовательности гигантских импульсов, пиковая мощность которых в 100 и более раз превосходит среднюю мощность излучения. Одновременно мощность этих импульсов в несколько раз превосходит мощность запитывающей систему электронного потока. С учетом формы функции распределения таких импульсов данное явление можно интерпретировать как возникновение в гиротроне "волн-убийц" – редких событий с экстремально большой амплитудой, впервые описанных в гидродинамике [1] и в настоящее время теоретически и экспериментально наблюдаемых в целом ряде физических систем [2].

Теоретическое описание данного явления базируется на хорошо известной нестационарной самосогласованной системе уравнений в гиротронах с нефиксированной структурой поля [3], в которой учтены конечность времени пролета электронов через пространство взаимодействия (эффект "проскальзывания") [4] и изменение продольного импульса электронов. Первый фактор позволяет учесть наклон дисперсионной характеристики и корректно описывать режимы одновременного взаимодействия пучка с обратной и попутной волнами. Учет второго фактора дает возможность моделировать короткие импульсы излучения, на фронтах которых возникают значительные перепады электрического поля. В свою очередь, они инициируют сильные поперечные магнитные поля, которые приводят к значительному изменению продольного импульса частиц.

Предположим, что пространство взаимодействия гиротрона представляет собой отрезок цилиндрического волновода, в котором мода TE_{mn} возбуждается на квазикритической частоте. Тогда уравнения электронно-волнового взаимодействия можно записать в виде:

$$i \frac{\partial^2 a}{\partial Z^2} + \frac{\partial a}{\partial \tau} = \frac{i I_0}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\hat{p}_\perp}{\hat{p}_\parallel} d\theta_0,$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{g^2}{4} \frac{\partial}{\partial \tau} \right] p_\perp + i \frac{p_\perp}{p_\parallel} \left(\Delta - 1 + |p_\perp|^2 + \frac{p_\parallel^2 - 1}{g^2} \right) = i \frac{a}{\hat{p}_\parallel} + \frac{\beta_{\perp 0}^2}{2} \frac{\partial a}{\partial Z} \quad (1)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{g^2}{4} \frac{\partial}{\partial \tau} \right] p_\parallel = -g^2 \frac{\beta_{\perp 0}^2}{2} \operatorname{Re} \left(\frac{\partial a}{\partial Z} \frac{p_\perp^*}{p_\parallel} \right)$$

где использованы следующие нормированные величины: $a(Z, \tau)$ – амплитуда поля, Z, τ – продольная координата и время, p_\perp, p_\parallel – поперечный и продольный импульсы, $\beta_{\perp 0} = v_{\perp 0}/c$ – начальная поперечная скорость, I_0 – ток пучка, Δ – расстройка между критической частотой рабочей моды и невозмущенным значением гирочастоты, g – питч-фактор электронов.

В моделировании были использованы параметры электронного пучка, соответствующие типичным характеристикам технологических гиротронов [5]: энергия – 20 keV, ток – 2 А, питч-фактор – 1.3. Предполагалось что электронный пучок, двигаясь в магнитном поле величиной 1.3 Т в резонаторе радиусом 2.5 мм и длиной 15 см, взаимодействует на первой циклотронной гармонике с модой TE_{11} , критическая частота которой составляет 35.1 GHz. Нормированные значения параметров при этом составляют $I_0 = 3$, $L = 15$, $\beta_{\perp 0} = 0.2$, $\Delta = -0.7$.

В области отрицательных расстроек $\Delta = -0.7$ стартовое значение параметра тока $I_{start} = 0.004$. При дальнейшем росте тока происходит переход к режимам периодической ($I_0 = 0.016$) и стохастической ($I_0 \approx 0.1$) автомодуляции. При этом на границе стохастического режима генерации отношение максимальной мощности сигнала к среднему значению составляет $\sim 6\div 7$. Однако при дальнейшем увеличении параметра тока в выходном сигнале появляются изолированные импульсы, пиковая мощность которых в $50\div 100$ раз превосходит среднюю при токах $I_0 \approx 1$ и достигает значений $150\div 200$ от средней при токах $I_0 \approx 3$ (рис.1). Важно отметить, что в абсолютных значениях это соответствует превышению мощности импульсов над мощностью электронного потока в $6\div 7$ раз.

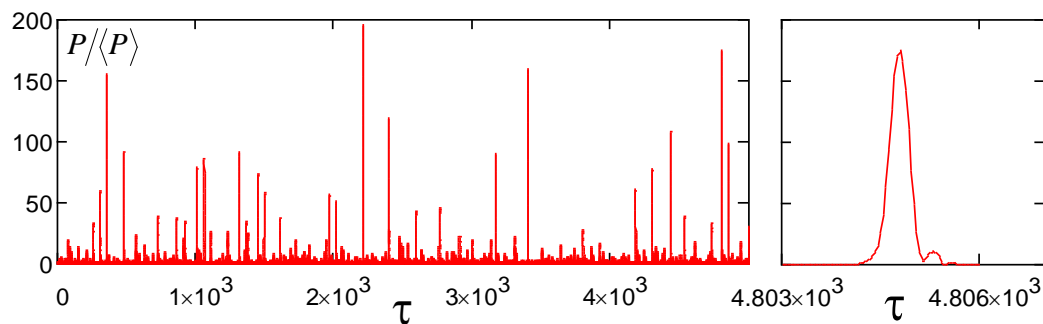


Рис.1. Зависимость от времени отношения мгновенной мощности выходного сигнала к среднему значению (слева) и профиль единичного гигантского импульса (справа).

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 17-08-01077.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Pelinovsky, C. Kharif “Extreme Ocean Waves” // Springer Science+Business Media B.V.: 2008.
2. M. Onorato et al. // Phys.Reports. 2013. V. 528. P. 47–89.
3. N.S Ginzburg, G.S. Nusinovich, N.A. Zavolsky // Int.J.Electron. 1986. V.61. P.881
4. N.S. Ginzburg, A.S. Sergeev, I.V. Zotova // Phys. Plasmas. 2015. V.22. P. 033101.
5. Yu. Vykov et al. // IEEE Trans. Plasma. Sci. 2004. V.32. P. 67.

Приближенная нелинейная теория двухлучевой лампы бегущей волны

А.В. Титов

Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского

titovav88@gmail.com

В последнее время в связи с интересом исследователей к вопросам генерации и усиления сигналов в терагерцовом диапазоне частот был опубликован ряд работ, посвященных двухлучевым модификациям известных вакуумных приборов СВЧ диапазона. В этих приборах вместо одного электронного пучка применяются два взаимодействующих электронных пучка со слегка отличающимися скоростями. Как известно, при взаимодействии двух электронных потоков возможно развитие так называемой двухпотоковой неустойчивости. Согласно результатам расчетов, приведенных в недавних работах, двухпотоковая неустойчивость позволяет добиться увеличения степени группировки электронов во взаимодействующих пучках, что приводит к увеличению переменной составляющей тока.

В частности, в работах научной группы из Китая (см., например, [1]) представлены результаты по расчету выходных характеристик двухлучевой лампы обратной волны. В работе [2] представлены результаты расчета дисперсионных характеристик замедляющей системы типа «петляющий волновод» для двухлучевой лампы бегущей волны. Также ведутся исследования в области двухлучевых генераторов дифракционного излучения, в иностранной литературе именуемых «двухпотоковые лазеры на свободных электронах Смита-Парселла» [3]. Следует отметить, что подобные исследования проводились и в конце XX века. К примеру, в США активно велись исследования двухлучевых релятивистских клистронов [4], двухпотоковых лазеров на свободных электронах [5] и двухпотоковых мазеров на циклотронном резонансе [6]. Однако в какой-то момент эти исследования прекратились. В настоящее время интерес к подобным приборам возвращается [7].

В данной работе приведена приближенная нелинейная теория двухпотоковой лампы бегущей волны, основанная на нелинейной теории группировки электронных потоков В.А. Солнцева (Волновой метод Солнцева) [8].

Введем время в системе координат Лагранжа. Времена $t_{1,2}(x, t_0)$ – это моменты времени, в которые электроны первого и второго потока, влетевшие в пространство взаимодействия в момент t_0 , окажутся в точке с координатой x .

$$\omega t_{1,2}(x, t_0) = \omega t_0 + \frac{\omega x}{v_{01,02}} + \theta_{1,2}(x, t_0) = \omega t_0 + \beta_{e1,e2} x + \theta_{1,2}(x, t_0), \quad (1)$$

здесь $v_{01,02}$ – скорости электронных потоков, $\theta_{1,2}(x, t_0)$ – возмущение фазы электронов под действием поля.

Уравнения движения для потоков имеют примет вид:

$$\frac{dv_{1,2}}{dt_{1,2}} = \eta E_{\text{полн}}, \quad (2)$$

где $E_{\text{полн}}$ – суммарное поле, действующее на электроны $E_{\text{полн}} = E + E_{\text{нз}}$, причем $E_{\text{нз}} = E_{\text{нз1}} + E_{\text{нз2}}$ – суммарное поле пространственного заряда.

$$E_{\text{нз1,нз2}} = \text{Re} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{jP_{1n,2n}^2}{\omega n \epsilon_0 s_{1,2}} I_{1n,2n}(x) e^{jn\omega t_{1,2}} \right\} \quad (3)$$

здесь $P_{1n,2n}^2 = \frac{n^2}{n^2 + k_{1,2}^2}$, где $k_{1,2}$ – величины обратно пропорциональные радиусам первого и второго потоков (в случае бесконечно широких потоков $P_{n1,n2}^2 = I$), $s_{1,2}$ – площади поперечного сечения первого и второго потока, I_{1n} и I_{2n} – n-ые пространственные гармоники токов первого и второго потока соответственно, определяемые выражениями

$$I_{1n,2n}(x) = \frac{I}{\pi} \int_0^{2\pi} I_{1,2}(x, t_{1,2}) e^{-jn\omega t_{1,2}} d(\omega t_{1,2}) \quad (4)$$

Поле волны в замедляющей системе может быть представлено в виде:

$$E(x, t) = \text{Re} \sum_{n=1}^{\infty} E_n(x) e^{jn\omega t}, \quad (5)$$

где E_n – амплитуда n-ой гармоники. В свою очередь, E_n определяются из уравнений возбуждения для каждой гармоники вида:

$$\frac{dE_n}{dx} + j\beta_n E_n = -\frac{I}{2} \beta_n^2 K_n (I_{1n}(x) + I_{2n}(x)), \quad (6)$$

здесь β_n – постоянная распространения n-ой гармоники, K_n – сопротивление связи для n-ой гармоники, I_{1n} и I_{2n} – пространственные гармоники высокочастотных компонент токов пучков, определяемые выражениями.

После перехода к координатам Лагранжа уравнения движения были преобразованы к уравнениям относительно функций возмущения фаз электронов $\theta_{1,2}(x)$. Далее согласно методу Солнцева, проводилось разложение этих функций в ряд Фурье с последующим отбрасыванием слагаемых с номерами выше единицы. В итоге на основании волнового метода Солнцева при рассмотрении только первых гармоник (n=1) легко получить следующую самосогласованную систему уравнений, в которую входят два уравнения для возмущения фаз электронов и уравнение возбуждения:

$$\frac{\partial^2 B_1}{\partial x^2} = - \left\{ \frac{\beta_e \eta}{v_{01}^2} \left[E e^{j\beta_e x} J_0(|B_1|) - E^* e^{-j\beta_e x} e^{2j\text{Arg}(B_1)} J_2(|B_1|) \right] + \right. \\ \left. + 2\beta_{p1}^2 e^{j\text{Arg}(B_1)} J_1(|B_1|) \left[J_0(|B_1|) - J_2(|B_1|) \right] + 2\beta_{p2}^2 S^3 e^{j\text{Arg}(B_2)} J_1(|B_2|) \left[J_0(|B_2|) - J_2(|B_2|) \right] \right\}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial^2 B_2}{\partial x^2} = - \left\{ \frac{\beta_{e2} \eta}{v_{02}^2} \left[E e^{j\beta_{e2}x} J_0(|B_2|) - E^* e^{-j\beta_{e1}x} e^{2j\text{Arg}(B_2)} J_2(|B_2|) \right] + \right. \\ \left. + 2 \frac{\beta_{p1}^2}{S^3} e^{j\text{Arg}(B_1)} J_1(|B_1|) [J_0(|B_1|) - J_2(|B_1|)] + 2\beta_{p2}^2 e^{j\text{Arg}(B_2)} J_1(|B_2|) [J_0(|B_2|) - J_2(|B_2|)] \right\}, \quad (8)$$

$$\frac{dE}{dx} + j\beta_0 E = -\frac{I}{2} \beta_0^2 K_0 \left(I_{01} I'_{11} e^{-j\beta_{e1}x} + I_{02} I'_{21} e^{-j\beta_{e2}x} \right), \quad (9)$$

где $B_{1,2}$ – комплексные амплитуды функций $\theta_{1,2}(x)$, β_0 – постоянная распространения волны в замедляющей системе, K_0 – сопротивление связи на первой гармонике. Ниже приведены два выражения, связывающие функции первых гармоник токов с функциями возмущений фазы электронов в потоках:

$$I'_{11} = 2J_1(|B_1|) e^{j\left(\text{Arg}(B_1) - \frac{\pi}{2}\right)}, \quad (10)$$

$$I'_{21} = 2J_1(|B_2|) e^{j\left(\text{Arg}(B_2) - \frac{\pi}{2}\right)}, \quad (11)$$

Таким образом, получена самосогласованная система уравнений приближенной нелинейной теории двухпотоковой лампы бегущей волны с учетом влияния пространственного заряда.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Liu et al. // IEEE Trans. on Plasma Science, vol. 40, 3, 2012.
2. K. Li et al. // IEEE Transactions on electron Devices, vol. 60, 12, Dec. 2013.
3. W. Liu et al. // Proceedings of FEL 2006, Bessy, Germany.
4. C. Chen, P. Catravas, G. Bekefi // Appl. Phys. Lett. 62, 1579 (1993)
5. G. Bekefi, K.D. Jacobs // Journal of Applied Physics (1982, Volume:53, Issue: 6), p. 4113 – 4121.
6. G. Bekefi // Appl. Phys. 71, 4128 (1992).
7. А.В. Титов // Изв. вузов «ПНД», т. 24, №2, 2016.
8. В.А. Солнцев. // «Известия ВУЗов», «Радиофизика». 1974, Т. 17, №4

Исследование характеристик генерации в электронном пучке в сжатом состоянии

Н.С. Фролов^{1,2}, С.А. Куркин^{1,2}, А.А. Короновский^{1,2}, А.Е. Храмов^{2,1}

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А.

phrolovns@gmail.com

В настоящее время задачи по исследованию и разработке мощных источников микроволнового излучения являются важной частью современной СВЧ электроники. Источники мощного СВЧ излучения используются в широком классе фундаментальных задач, таких как ускорение частиц в линейных коллайдерах, нагрев и удержание плазмы и т.д. [1,2]. Эти устройства также представляют большой интерес для ряда прикладных технологий (спектроскопия, космическая отрасль, широкополосная связь и т.д.).

Интересным классом источников мощного СВЧ излучения являются генераторы на виртуальном катоде (ВК) или виркаторы – генераторы тормозного излучения, которые излучают микроволны за счет образования и колебаний ВК в электронном пучке со сверхкритическим током [1-3]. Этот СВЧ источник имеет ряд преимуществ, помимо высокого уровня выходной мощности, а именно простота конструкции и низкие требования к качеству пучка, возможность работы в отсутствие внешнего магнитного поля, возможность управления частотой и режимом колебаний за счет настройки параметров пучка или геометрии волновода или резонатора [1-3]. Несмотря на обозначенные преимущества, виркаторы также имеют слабые места. В частности, многие экспериментальные и теоретические работы посвящены вопросу повышения КПД виркатора с помощью различных методов контроля генерации или улучшения конструкции виркатора [4,5]. Другим существенным недостатком является низкая рабочая частота, связанная с частотой плазменной плазмы и, следовательно, с плотностью пространственного заряда в области образования ВК. Одним из способов улучшения частоты работы виркатора является увеличение плотности пространственного заряда электронного пучка для повышения плазменной частоты пучка. С этой точки зрения представляется перспективным разработать схему виркатора, в которой формируется такое экстремальное состояние пучка, как сжатое состояние, обладающее повышенной плотностью заряда.

В этой работе рассматриваются нелинейные эффекты, происходящие в сжатом состоянии электронного пучка и приводящее к генерации СВЧ-излучения, в рамках трехмерного электромагнитного моделирования методом частиц в ячейке. Кроме того, проводится исследование характеристик выходного микроволнового излучения, разных режимов генерации виркатора в режиме сжатого состояния и обсуждаются дальнейшие пути улучшения свойств предложенной схемы виркатора.

В качестве базовой модели для численного исследования выбрана релятивистская схема виркатора, предложенная Игнатовым А.М. и Тараканов В.П. в их теоретической работе [6], где они впервые обнаружили сжатое состояние электронного пучка (Рис. 1 (а,б)).

В рамках численного моделирования нами были обнаружены два общих механизма, приводящих к генерации СВЧ колебаний в наблюдаемой модели сжатого состояния пучка в широком диапазоне величин внешнего магнитного поля и значений начального тока пучка. Первый из них связан с образованием вращающихся электронных структур из-за быстро развивающейся диокотронной неустойчивости в сжатом состоянии электронного пучка. Колебания электромагнитного поля,

индуцированные вращением электронных сгустков, возбуждают моду TE_{11} выходного коаксиального волновода (Рис.1, в) с характерной частотой около 13 ГГц. Вторым механизмом обусловлен распространением волн пространственного заряда вдоль плотного сжатого состояния пучка, вызванное колебаниями ВК в первой секции пространства дрейфа. В этом случае колебания электромагнитного поля возбуждают основную моду выходного волновода (Рис.1, г) на частоте около 9 ГГц.

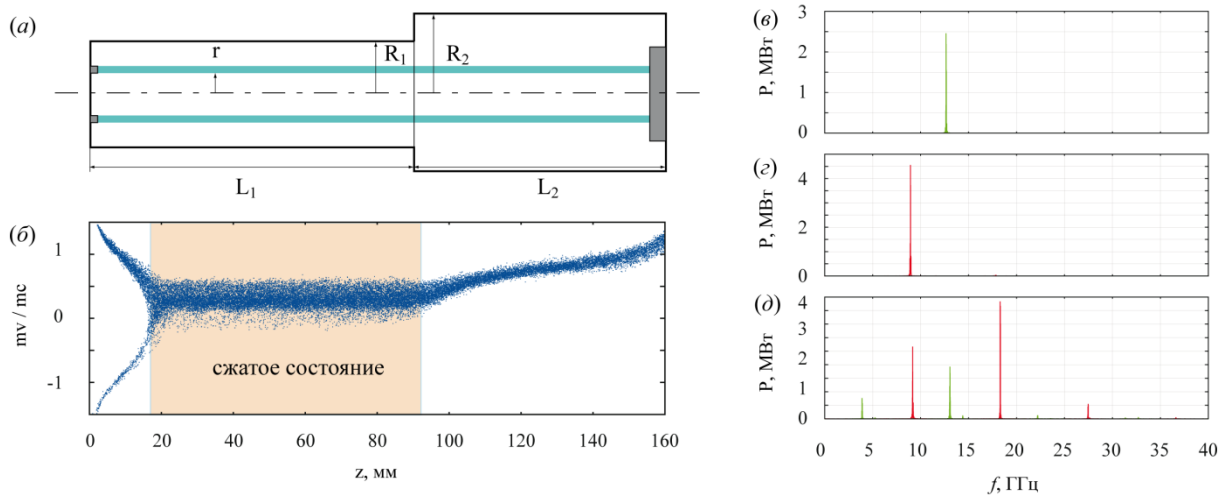


Рис. 1. Виркатор в режиме сжатого состояния пучка (а,б) и спектры генерации СВЧ сигнала (в-д).

Наиболее интересный режим работы виркатора на основе сжатого состояния пучка возбуждается при достаточно высоких значениях тока пучка $I_0 > 4.2$ кА (Рис.1, д). В этом случае упомянутые выше механизмы существуют одновременно. Кроме того, из-за высокого уровня нелинейности системы можно видеть возбуждение колебаний на второй гармонике основной частоты волн пространственного заряда. Этот режим с мощным спектральным компонентом на частоте 18 ГГц и менее выраженным на частоте 4 ГГц, 9 ГГц и 14 ГГц представляет особый интерес с точки зрения генерации мощного многочастотного СВЧ сигнала.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№16-32-60107).

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Benford, J.A. Swegle, E. Schamiloglu “High Power Microwaves” 3rd Edition CRC Press, Taylor and Francis Group, 2016.
2. А.Е. Дубинов, В.Д. Селемир // Радиотехника и электроника. 2002. Т. 47. №6. С. 575.
3. V.L. Granatstein, I. Alexeef “High Power Microwave Sources” Artech House Microwave Library, 1987.
4. N.S. Phrolov et al. // Phys. Lett. A. 2014. V. 378. No. 32-33. P. 2423–2428.
5. V. Baryshevsky et al. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2015. V. 43. No. 10. P. 3507-3511.
6. S. Champeaux et al. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2015. V. 43. No. 11, P. 3841-3855, 2015.
7. A.M. Ignatov, V.P. Tarakanov // Physics of Plasmas. 1994. V. 1. No. 3. P. 741-744.
8. А.Е. Дубинов et al. // Physics of Plasmas. 2016. V. 23. No. 4. 042105.
9. Н.С. Фролов и др. // Известия РАН. Серия физическая. 2017. Т. 81. С. 34-37.

Волновые процессы в электронном потоке в скрещенных статических электрических и магнитных полях при его движении в среде с комплексной проводимостью

А.А. Фунтов

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г.
Чернышевского»
aafuntov@mail.ru

Резистивный усилитель – вакуумный СВЧ прибор, не получивший распространения сразу после создания, но снова привлечший внимание в последнее время [1-5]. Основные особенности – отсутствие необходимости в замедляющей системе и почти полное отсутствие обратной связи между выходом и входом. Усиление происходит благодаря сдвигу фаз между электронным потоком и переменными составляющими поля, возникающего из-за присутствия поглощающих стенок.

Для классического варианта усилителя на поглощении существует последовательная теория, которая для прибора со скрещенными полями отсутствует. Есть лишь краткое упоминание о подобном приборе в книге [6]. Кроме того, последовательная теория волновых процессов для различных моделей электронного потока магнетронного типа при его движении в среде с комплексной проводимостью также отсутствует.

Приводится двумерная линейная теория устройства с электронным потоком конечной толщины, который движется в скрещенных статических электрическом и магнитном полях (поток магнетронного типа) между двумя плоскими поверхностями с комплексной проводимостью (см. рис. 1). Рассмотрены случаи, когда обе поверхности металлические, и когда одна из поверхностей металлическая, а другая имеет активную, емкостную или индуктивную проводимость. Исследованы случаи тонкого и толстого пучка.

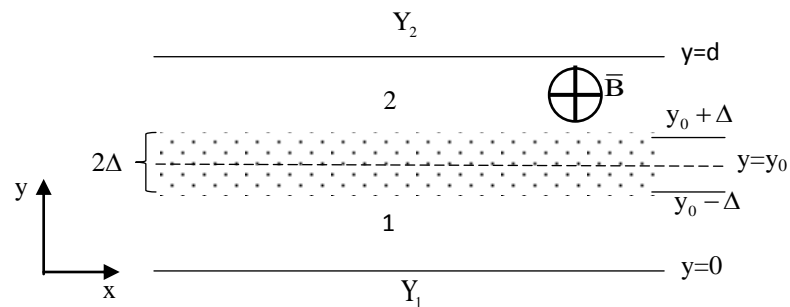


Рис. 1. Рассматриваемая модель. y_0 – координата оси пучка, 2Δ – толщина пучка, d – расстояние между поверхностями, $Y_{1,2}$ – проводимости поверхностей.

В случае $Y_{1,2} \rightarrow \infty$ в [7] показано, что зависимость мнимой части одного из корней дисперсионного уравнения от толщины пучка имеет максимум, а затем обращается в 0 с увеличением толщины. Если одна из поверхностей металлическая, а другая с емкостной проводимостью зависимость также имеет максимум и возможна неустойчивость для толстого пучка, невозможная только из-за диокотронной неустойчивости, когда обе поверхности металлические.

В случае, когда толстый пучок расположен посередине между поверхностями, одна из которых металлическая, максимум $\text{Im}\beta/\beta_e$ достигается при емкостной проводимости другой поверхности.

Отметим, что емкостная и индуктивная проводимости увеличивают область существования неустойчивости в первую очередь для толстых пучков. Для тонких пучков, по сравнению с одной только диокотронной неустойчивостью, появляется заметное изменение мнимой части корней дисперсионного уравнения у поверхности с конечной проводимостью.

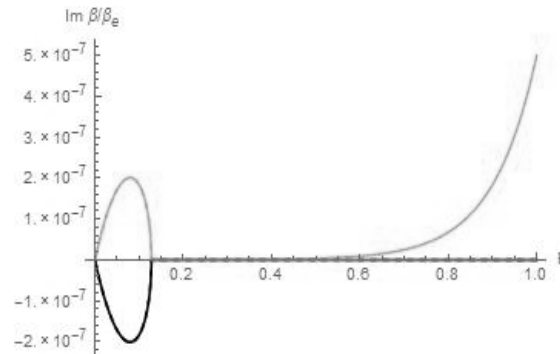


Рис. 2. Зависимость мнимой части корней дисперсионного уравнения от фактора заполнения в случае, когда одна из пластин имеет емкостную проводимость.

В данной работе рассчитан коэффициент усиления в случае, когда электронный пучок конечной толщины модулируется полями отрезка линии передачи во входной секции, проходит через секцию с комплексной проводимостью и наводит поле в отрезке линии передачи в выходной секции. Показано, что наибольшее усиление достигается при большом факторе заполнения.

Заключение

В данной работе изложена последовательная теория усилителя М-типа с комплексной проводимостью области дрейфа и пучком конечной толщины. Показано, что комплексная проводимость поверхностей увеличивает область неустойчивости. При емкостной проводимости возникает неустойчивость толстых пучков, невозможная только из-за диокотронной неустойчивости. Показано увеличение коэффициента усиления при приближении потока к плоским поверхностям с комплексной проводимостью.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Rowe, N. Behdad, J. Booske // IVEC-2015.
2. T. Rowe, N. Behdad, J. Booske // IEEE Transactions on Plasma Science, 2015, 43, №7, стр. 2123-2131.
3. T. Rowe, N. Behdad, J. Booske // IVEC-2016.
4. T. Rowe, N. Behdad, J. Booske // IEEE Transactions on Plasma Science, 2016, 44, №10, стр. 2476-2484.
5. А.А. Фунтов // Изв. вузов «ПНД». 2016, Т. 24, № 2, стр. 64-76.
6. Р. Варнеке // Сборник статей «Миллиметровые и субмиллиметровые волны», под ред. Мириманова Р. Г.. – М.: Издательство иностранной литературы, 1959 г.
7. Ж. Мурье // Сборник статей «Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями», т. 1 / Под. ред. М. М. Федорова. М.: Издательство иностранной литературы, 1961 г.

Обзор возможных теоретических подходов в линейной теории диэлектрической ЛБВ и приборах, содержащих метаматериалы. Расчет фактора шума резистивного усилителя

Н.В. Чижмотря, А.А. Фунтов

Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени
Н.Г. Чернышевского
chizhi-k@mail.ru

Современный этап развития СВЧ приборов, среди которых большое значение имеют устройства типа лампы бегущей волны, связан с необходимостью перехода в короткий диапазон длин волн (ТГц диапазон), в связи с этим, возникает вопрос о создании соответствующих замедляющих систем. Возможным вариантом является возвращение к моделям, содержащим диэлектрики, внимание к которым в литературе уделялось достаточно много.

Простейшая модель была рассмотрена в работе [1]. Исследуемая структура представляла собой неограниченный однородный диэлектрик, пронизываемый бесконечно широким плоскопараллельным пучком электронов. Как оказалось, если невозмущенная скорость пучка превосходит фазовую скорость распространения волны в бесконечном диэлектрике, то состояние пучка будет неустойчивым и возникающие в пучке флуктуации плотности и скорости будут распространяться в виде волн с растущей экспоненциально со временем амплитудой. При этом наряду с волнами плотности заряда будут распространяться электромагнитные волны также с нарастающей амплитудой. Рассмотренный случай неограниченного диэлектрика и бесконечно широкого потока электронов достаточно хорошо описывает взаимодействие пучка с диэлектриком, а выводы, полученные в ходе исследования данной модели, остаются в силе также для ограниченных пучков.

Исследование конкретной геометрии с ограниченным электронным пучком, которая представляла собой плоский диэлектрический мазер Черенкова (ДМЧ), было проведено в работе [2].

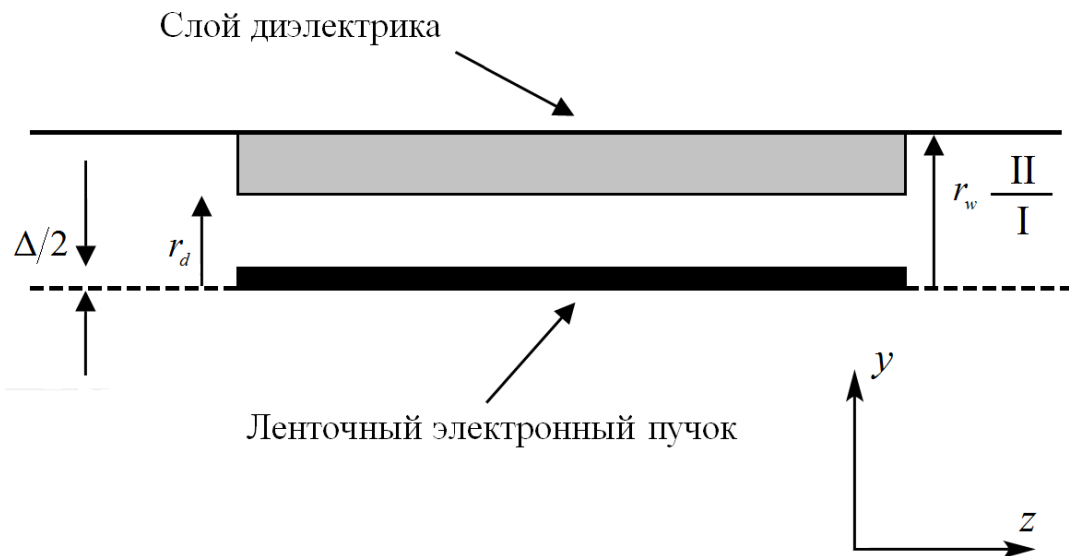


Рис. 1. Геометрия планарного диэлектрического мазера Черенкова. Δ – полная толщина электронного потока; r_w – полувысота волновода; $(r_w - r_d)$ – толщина диэлектрического слоя. Пунктирная линия определяет плоскость симметрии. Ось x направлена от нас.

Основной принцип действия таких устройств, использующих диэлектрик в качестве замедляющей системы, заключается в замедлении фазовой скорости моды волновода за счет введения подкладки из диэлектрика до тех пор, пока не произойдет синхронизм со скоростью электронного пучка, а дальнейший механизм взаимодействия в целом схож с обычной ЛБВ.

Анализ данной модели был ограничен рассмотрением ТМ мод, а получение дисперсионного уравнения для планарного ДМЧ заключалось в сшивании полей на границах раздела сред, с учетом того, что все переменные величины изменялись по закону $\text{Exp}[j(\omega t - kz)]$.

Среди основных результатов, которые были представлены автором [2], необходимо отметить чрезвычайно большую перестройку по частоте при малых изменениях ускоряющего напряжения, а также получение достаточно большого относительного усиления (1 дБ/м) для пучка с постоянной мощностью 75 кВт.

Возможность контролировать взаимодействие ограничивается диэлектрическими свойствами материалов, как частотными характеристиками, так и прочностью диэлектрика. В частности, присутствие электронов может приводить к пробое диэлектрика. Учитывая все вышесказанное, на первый план выходят попытки решения проблем, возникающих при использовании диэлектрических замедляющих систем. Многообещающим является применение в качестве замедляющих систем композиционных структур или так называемых метаматериалов, появление которых может привести к существенно новым достижениям в области электронного взаимодействия.

Таким образом, геометрию планарного ДМЧ можно расширить путем включения в данную структуру метаматериалов, что и было проделано авторами [3]. Рассматриваемая композиционная структура представляла собой массив кольцевых резонаторов и проволочек, диэлектрическая и магнитная проницаемости которого в некотором диапазоне частот принимали отрицательные значения.

Интересно упомянуть о таком устройстве, как резистивный волновой усилитель (РВУ) или усилитель на поглощении (УП) – вакуумный электронный прибор, в котором теоретически предсказано экстремально высокое усиление, поскольку появилась надежда снятия технологических трудностей его изготовления за счет использования метаматериалов [4,5,6]. Кроме того, усилитель характеризуется широкой полосой пропускания и практически полным отсутствием внутренней обратной связи, что делает невозможным внутреннюю паразитную генерацию. В связи со всем выше сказанным, представляется важным оценить фактор шума усилителя на поглощении, поскольку имеются лишь экспериментальные данные из ранних работ, в которых указано, что первые образцы усилителя на поглощении обладали довольно большим фактором шума (порядка 20 дБ). Традиционный РВУ изначально был упомянут в литературе, как Изитрон, который представлял собой лампу, использующую полуволновые проволочки в качестве резонансных элементов, а принцип действия устройства был описан в работе [7]. Элементарная теория усилителя на поглощении представлена в статьях [8,9].

Для оценки фактора шума УП в зависимости от его параметров будем использовать выражение [10]:

$$F = \frac{\overline{|E_{J,v}|^2} + \overline{|E_T|^2}}{\overline{|E_T|^2}}, \quad (1)$$

где $\overline{|E_{J,v}|^2}$ – среднеквадратичное значение амплитуды поля в начале пространства взаимодействия, создаваемого флуктуациями тока и скорости в электронном потоке;

$\overline{|E_T|^2}$ – среднеквадратичное значение амплитуды поля, возбуждаемого тепловыми флуктуациями в источнике сигнала, отнесенное к началу пространства взаимодействия.

Для расчета полей, возбуждаемых в усилителе предварительно модулированным по скорости и по плотности электронным потоком, рассмотрим для простоты модель с резонаторными входным и выходным устройствами. Пусть для простоты бесконечно широкий электронный поток движется в направлении оси x и пронизывает сетки входного резонатора. Предполагается, что условия для возникновения усиления на поглощении появляются в пространстве за модулирующими сетками.

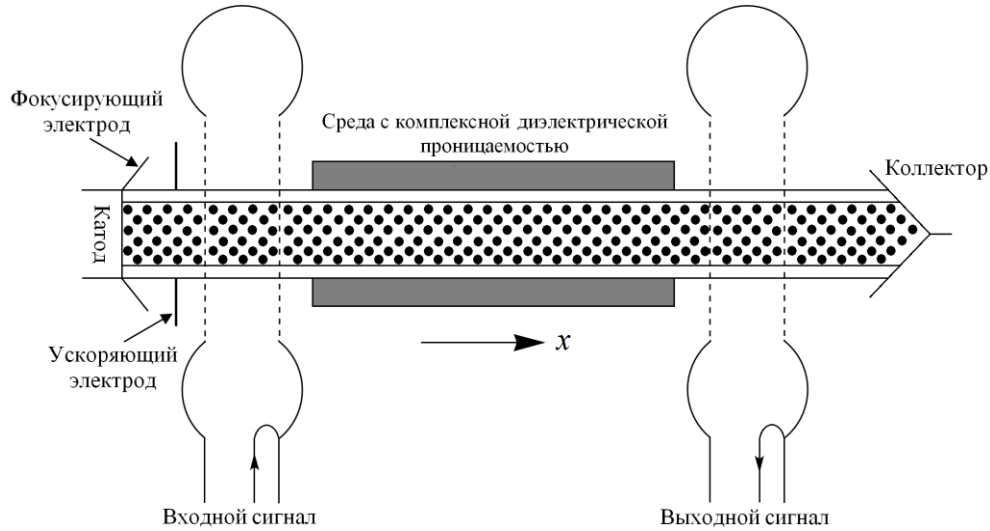


Рис. 2. Усилитель на поглощении с резонаторными входным и выходным устройствами.

Записывая уравнения движения, непрерывности и выражение для тока, а также используя уравнения Максвелла в одномерном приближении, получим дисперсионное уравнение рассматриваемой задачи:

$$1 = \frac{\omega_p^2}{\varepsilon' \left(1 + \frac{\sigma}{j\omega\varepsilon}\right) (\omega - \beta v_0)^2}, \quad (2)$$

где $\varepsilon' = \varepsilon/\varepsilon_0$; $\varepsilon_k = \varepsilon \left(1 + \frac{\sigma}{j\omega\varepsilon}\right)$ – комплексная проницаемость; σ – проводимость среды; ω_p – плазменная частота для бесконечно широкого потока.

Решение уравнения (2) примет вид:

$$\beta_{1,2} = \beta_e \pm \frac{\beta_p}{\sqrt{\varepsilon_k/\varepsilon_0}} = \beta_e \pm \beta_p \frac{p + jq}{\sqrt{\varepsilon'}} = \beta_e + \beta_p \xi_{1,2}, \quad (3)$$

где $\beta_e = \omega/v_0$; $\beta_p = \omega_p/v_0$; $\xi_1 = -\xi_2 = \pm(p + jq)/\sqrt{\varepsilon'}$.

Выражение для фактора шума с учетом только одной нарастающей волны имеет вид:

$$F_1 = 1 + (4 - \pi) \frac{T_K}{T} \frac{2V_0}{I_0 Z} + 4 \frac{e}{m} \frac{e I_0 V_0}{\omega_p^2 \omega^2 \varepsilon_0^2 S k T Z} \frac{1}{\varepsilon' \sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\right)^2}}, \quad (4)$$

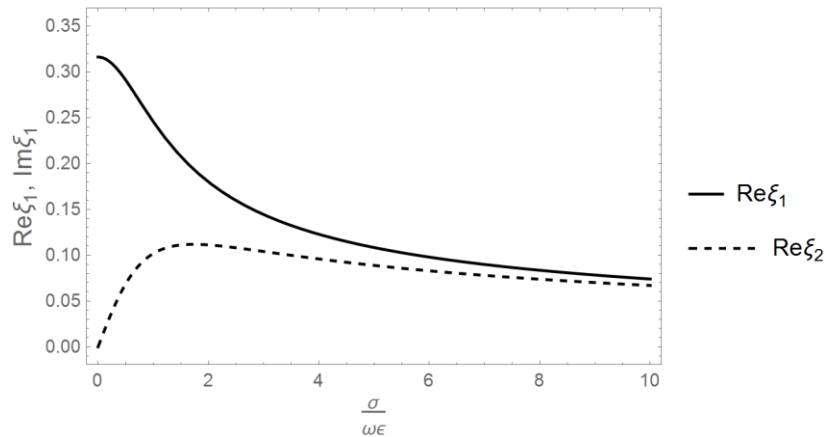


Рис. 3. Зависимости $\text{Re}\xi_1$ и $\text{Im}\xi_1$ от $\sigma/\omega\epsilon$ при $\epsilon' = 10$

где e/m – удельный заряд электрона; T_K – температура катода в градусах Кельвина; k – постоянная Больцмана; T – температура источника теплового сигнала в градусах Кельвина; Z – сопротивление источника теплового сигнала, согласованного с резонатором; V_0 – ускоряющее напряжение; I_0 – полный ток электронного пучка; S – площадь поперечного сечения потока.

В заключение отметим, что интерес к изучению материалов, для которых оба параметра диэлектрической и магнитной проницаемостей, или хотя бы один из них, могут быть меньше нуля в некотором диапазоне частот, даёт уникальную возможность для вакуумных микроволновых приборов, снизить или исключить электрический пробой и зарядку диэлектрика, присущие диэлектрически нагруженным структурам, при этом появляется необходимость исследования существенно новых явлений, связанных с применением различных композиционных структур. Кроме того, возникает потребность возвращения к старым идеям, в том числе, к исследованию УП, связанная, в частности, с изучением его шумовых характеристик.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.И. Ахиезер, Я.Б. Файнберг // УФН, т. XLIV, вып. 3, 1951.
2. В.Е. Carlsten // Phys. plasma, VOL. 9, № 5, 2002.
3. D.M. French, D. Shiffler, and K. Cartwright // Phys. Plasmas, vol. 20, no. 8, p. 083116, Aug. 2013.
4. T. Rowe, J.H. Booske, and N. Behdad // IEEE Transactions of plasma science, vol. 43, no. 7, July 2015.
5. T. Rowe, J.H. Booske, and N. Behdad // IVEC-2015.
6. T. Rowe, J.H. Booske, and N. Behdad // IVEC-2016.
7. J.R. Pierce // Bell Syst. Tech. J., vol. 33, no. 6, pp. 1343-1372, 1954.
8. С.К. Birdsall and J.R. Whinnery, Journ. Appl. Phys. 24, 314, 1953.
9. В.М. Лопухин, А.А. Веденов // УФН, т. LIII, вып. 1, 1954.
10. Дж. Пирс “Лампа с бегущей волной” Сов. радио, 1952.