

МИКРОВОЛНОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Влияние мощных электромагнитных импульсов наносекундной длительности на опухолевые клетки в системе <i>in vitro</i> <i>В.А. Вдовин, А.А. Панкратов, А.Д. Плютинская, С.А. Сапецкий, В.А. Черепенин</i>	3
Установление колебаний в генераторе обратной волны в рамках двумерной модели <i>Г.М. Вдовина, А.А. Фунтов</i>	5
Детектирование терагерцового излучения при помощи ректенн <i>К.Т.Ч. Ву, Г.М. Казарян, В.Л. Саввин</i>	8
Теоретическое исследование воздействия микроволновых импульсов на работу генераторов тактовой частоты <i>П.С. Глазунов, Е.А. Воробьева, В.А. Вдовин, А.И. Слепков</i>	10
Экспериментальное наблюдение солитонов в вакуумной электронике - новые результаты исследования нелинейной динамики «шумотронов» <i>С.В. Гришин, Б.С. Дмитриев, В.Н. Скороходов</i>	12
Возможности создания широкополосных хаотических генераторов на основе семейства импульсных ЛБВ W-диапазона <i>А.А. Иванов, М.С. Нагорнюк, А.Е. Смирнов, М.Н. Вилков, Н.С. Гинзбург, Р.М. Розенталь</i>	13
Узкополосная генерация в плазменном релятивистском СВЧ генераторе <i>И.Е. Иванов</i>	17
Перспективы применения ректенн в качестве приемно-преобразующего устройства в системе беспроводной передачи информации и энергии <i>К.Т.Ч. Ву, Г.М. Казарян, В.Л. Саввин</i>	19
Влияние малой неоднородности ведущего магнитного поля на эффективность генерации многоволнового черенковского генератора <i>Р.П. Быстров, В.Н. Корниенко, В.А. Черепенин</i>	22
Возможности увеличения мощности излучения сильноточных релятивистских гиротронов при использовании мод ТМ-типа <i>А.Н. Леонтьев, Э.Б. Абубакиров, А.Н. Денисенко, Р.М. Розенталь, А.Э. Федотов, В.П. Тараканов</i>	24
Генерация волн-убийц в гиротронах с сильноточными релятивистскими пучками <i>Р.М. Розенталь, А.Н. Леонтьев, А.С. Сергеев, В.П. Тараканов</i>	28
Мощные клистроны для суперколлайдеров <i>Р.В. Егоров, В.Л. Саввин</i>	30

Ограничение тока при транспортировке кольцевого электронного пучка в пролетном канале электровакуумного устройства миллиметрового диапазона	
<i>В.Е. Родякин, В.М. Пикунов, В.Н. Аксенов, Н.Е. Овсянников.....</i>	<i>32</i>
Ограничение тока при транспортировке сплошного аксиально-симметричного электронного пучка в пролетном канале электровакуумного устройства миллиметрового диапазона	
<i>В.Е. Родякин, В.М. Пикунов, В.Н. Аксенов, Н.Е. Овсянников.....</i>	<i>36</i>
Ускорение электронного пучка в условиях циклотронного авторезонанса	
<i>В.Л. Саввин, Г.М. Казарян, А.В. Петрова.....</i>	<i>40</i>
К теории лампы бегущей волны терагерцового диапазона частот	
<i>Г.М. Вдовина, А.В. Титов, П.Н. Аркатов.....</i>	<i>43</i>

Влияние мощных электромагнитных импульсов наносекундной длительности на опухолевые клетки в системе *in vitro*

В.А. Вдовин¹, А.А. Панкратов², А.Д. Плютинская², С.А. Сапецкий¹, В.А. Черепенин¹

¹ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

²МНИОИ им. П.А. Герцена

vdv@cplire.ru

В настоящее время для исследований по повышению эффективности лечения злокачественных новообразований используются различные типы физических воздействий – СВЧ-излучение, лазерное излучение, как индивидуально, так и в сочетании с лекарственными средствами различной химической природы на моделях *in vitro* и *in vivo*. Отметим, что физическая природа такого воздействия неясна до сих пор. В данной работе для повышения эффективности лечения предлагается использовать нетепловое воздействие мощными электромагнитными импульсами. Определение условий нетеплового воздействия мощных импульсов дано в работе [1].

Первые исследования по нетепловому воздействию мощных электромагнитных импульсов на биологические среды начались в ИРЭ АН СССР в конце восьмидесятых годов прошлого столетия под руководством академика Н.Д. Девяткова с помощью использования релятивистских сильноточных СВЧ-генераторов. В этой связи можно привести работы [2-3], связанные с биомедицинскими приложениями, где делались попытки использовать высокие значения напряженностей электрического поля в микроволновых импульсах для воздействия на живые организмы и, в частности, для лечения злокачественных образований [3]. Однако, эти пионерские работы по разным причинам не были завершены.

Целью настоящей работы является исследование влияния мощных электрических импульсов (ЭИ) наносекундной длительности на опухолевые клетки в системе *in vitro*. Такой метод успешно применяется для декапсуляции активных веществ при адресной доставке лекарств [4].

Изучение воздействия ЭИ проводили на клетках мышины карциномы легкого Льюис (LLC), полученных из коллекции клеточных культур банка CLS (Германия). Для проведения экспериментов клетки рассеивали в 96-луночные микропланшеты в количестве 15×10^4 кл/мл. Инкубировали 20 - 24 часа в стандартных условиях и проводили электромагнитное воздействие с выбранными параметрами поля. Для этого микропланшеты помещали между двумя электродами, являющиеся выходами высоковольтного генератора.

Оценку выживаемости клеток проводили как визуально, оценивая с помощью световой микроскопии морфологические изменения клеток, так и колориметрическим методом с использованием МТТ – теста.

В экспериментальной работе использовали следующие параметры электромагнитного поля: напряженность электрического поля - 40 кВ/см; частота следования импульсов: 1, 5, 10, 25, 50, 100 и 200 Гц; суммарное количество импульсов: 100, 500, 10 000, 25 000, 50 000. Данные, иллюстрирующие режимы, приводящие к полному и частичному повреждению опухолевых клеток в культуре, показаны в таблице 1.

Цитотоксическая активность ЭИ повышалась при увеличении частоты следования импульсов и суммарного количества импульсов за процедуру. Наибольшую гибель опухолевых клеток воздействие вызывало при частоте 50 импульсов в секунду и суммарном числе импульсов 50 000 (ингибирование пролиферации опухолевых клеток

(ИП) в культуре составило 85 %), следует отметить, что снижение числа импульсов (до 10 000) приводило к снижению повреждающего эффекта ЭМИ (ИП составило 34%).

Таблица 1

Частота импульсов, имп/сек	Суммарное кол-во импульсов				
	100	500	10 000	25 000	50 000
	Ингибирование пролиферации, %				
1	0	-	-	-	-
5	-	0	-	-	-
10	-	-	0	-	-
25	-	-	-	24	-
50	-	-	34±6	-	85±2
200	-	-	-	-	90

Были определены цитотоксический режим воздействия ЭМИ на опухолевые клетки в системе *in vitro*, приводящий к значимому ИП на 85 % и субцитотоксические режимы воздействия ЭМИ, при которых ИП составило 15% - 24% и 29% - 42% (25 имп/сек при суммарном количестве импульсов 25 000 и 50 имп/сек и суммарном числе импульсов 10 000, соответственно).

В пилотных исследованиях по изучению влияния ЭИ на цитотоксическую активность противоопухолевого препарата Цисплатин было установлено, что превентивная обработка опухолевых клеток ЭИ в субцитотоксическом режиме повышала чувствительность опухолевых клеток LLC к препарату Цисплатин. Так, применение препарата Цисплатин в нецитотоксической концентрации 40 мкг/мл (ИП – 10%) после предварительного воздействия на клетки ЭМИ в субцитотоксическом режиме (25 имп/сек при суммарном количестве импульсов 25 000; ИП – 15%), наблюдали ИП LLC на 62%.

Таким образом, в системе *in vitro* на опухолевых клетках мыши LLC, установлено, что воздействие ЭИ при использовании определенных режимов оказывает цитотоксическое действие и увеличивает цитотоксическую активность традиционного противоопухолевого препарата Цисплатин. Данные режимы планируется использовать в экспериментальной работе по изучению противоопухолевого эффекта физического воздействия и традиционной химиотерапии на биологические объекты в тест-системе *in vivo*, на животных с перевиваемыми опухолями.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-29-02094.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А. Вдовин, Ю.В. Гуляев, В.А. Чантурия, В.А. Черепенин. // Радиотехника и электроника. 2005. Т. 50. № 9. С.1129-1133.
2. Н.Д. Девятков, З.С. Чернов, О.В. Бецкий и др. // Биофизика. 1982. Т. 28. В.3. С. 558.
3. Н.Д. Девятков, С.Д. Плетнев, З.С. Чернов и др. // Докл. РАН. 1994. Т.336. № 6. С. 826.
4. Yu. V. Gulyaev, V. A. Cherepenin, I. V. Taranov etc. // Journal of Communications Technology and Electronics. 2016. V. 61. No 1. P. 56.

Установление колебаний в генераторе обратной волны в рамках двумерной модели

Г.М. Вдовина, А.А. Фунтов

Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени
Н.Г. Чернышевского

vdovinagm@gmail.com, aafuntov@mail.ru, annetekoval@gmail.com

В рамках линейной двумерной теории рассматривается процесс установления колебаний в генераторе обратной волны в сверхрегенеративном режиме, т.е. когда ток электронного потока превышает его пусковое значение. Время, в течение которого происходит установление собственных колебаний в системе, определяет переходный процесс. Рассмотрение проводится с учетом влияния продольного фокусирующего магнитного поля конечной величины. Учет последнего приводит к появлению ВЧ смещений электронов в пучке в поперечном направлении.

Качественное описание процесса установления колебаний в генераторах обратной волны было приведено еще в середине прошлого столетия (см., например, [1, 2]), однако двумерная модель так и не была рассмотрена.

При анализе собственных колебаний вводится комплексная частота $\omega_1 = \omega - j\alpha$, аналогично тому, как это описано в [3]. В целом прием достаточно искусственный, однако помогает избежать применения специального математического аппарата. Замена частоты в уравнениях для монохроматических колебаний на комплексную позволяет ввести параметр α , который характеризует нарастание ($\alpha > 0$) или затухание ($\alpha < 0$) колебаний во времени. Идея подобной замены заключается в том, что в каждый момент времени колебания являются «почти монохроматическими», и амплитуда колебаний за период изменяется на пренебрежимо малую величину.

Перейдем к количественному анализу установления колебаний. Пусть имеется электронный поток, движущийся в направлении x со средней скоростью V_0 . Вектор индукции фокусирующего магнитного поля B также направлен по оси x . В качестве исходных соотношений используются выражения для высокочастотных продольных \tilde{x} и поперечных \tilde{y} смещений и уравнение возбуждения продольной составляющей электрического поля E_x :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + V_0 \frac{\partial}{\partial x}\right)^2 \tilde{x} = \eta E_x, \quad (1)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + V_0 \frac{\partial}{\partial x}\right)^2 \tilde{y} = j\eta E_y \operatorname{cth}(\beta_0 y_0) - \omega_c^2 \tilde{y}, \quad (2)$$

$$E_x(x) = \frac{\beta_e \beta_0^2 K_0 I_0}{2 \operatorname{sh}(\beta_0 d)} \exp(-j\beta_0 x) \int_0^x (j\tilde{x} \operatorname{sh}(\beta_0 y_0) + \tilde{y} \operatorname{ch}(\beta_0 y_0)) \exp(j\beta_0 \xi) d\xi, \quad (3)$$

где η – удельный заряд электрона, $\omega_c = \eta B$ – циклотронная частота, I_0 – ток электронного потока, β_0 – постоянная распространения волны в линии без электронного потока, β_e – постоянная распространения волны в присутствии

электронного потока, d – ширина пространства взаимодействия, y_0 – координата влета пучка в пространство взаимодействия, K_0 – сопротивление связи.

Уравнения (1) - (3) выведены из уравнения движения аналогично тому, как это сделано в [2] в том случае, если речь идет об обратной волне.

Если на входе в пространство взаимодействия пучок немодулированный и при $x=l$ входной сигнал отсутствует, то определение параметров режима установления колебаний аналогично поиску пусковых условий генератора $E_x(l)=0$. В данном случае, применяя преобразования Лапласа и проводя некоторые преобразования, можно от системы (1) – (3) перейти к системе уравнений вида:

$$0 = 1 + (2\pi CN_{st})^3 \frac{I_0}{I_{st}} \operatorname{Re}[F(\Phi_0, \phi_c, Y)], \quad (4)$$

$$0 = \operatorname{Im}[F(\Phi_0, \phi_c, Y)], \quad (5)$$

$$F(\Phi_0, \phi_c, Y) = \operatorname{sh}(\beta_0 y_0) \frac{2 - j(\Phi_0 - jY) \exp(-j(\Phi_0 - jY)) - 2 \exp(-j(\Phi_0 - jY)) - j(\Phi_0 - jY)}{(\Phi_0 - jY)^3} + \\ + \operatorname{ch}^2(\beta_0 y_0) \operatorname{sh}^{-1}(\beta_0 y_0) \left(\frac{j(\Phi_0 - jY + \phi_c) + \exp(-j(\Phi_0 - jY + \phi_c)) - 1}{2\phi_c (\Phi_0 - jY + \phi_c)^2} - \right. \\ \left. - \frac{j(\Phi_0 - jY - \phi_c) + \exp(-j(\Phi_0 - jY - \phi_c)) - 1}{2\phi_c (\Phi_0 - jY - \phi_c)^2} \right) \quad (6)$$

Система (4) – (6) позволяет определить зависимость введенного параметра α и непосредственно времени установления колебаний от различных параметров системы таких, как ток электронного пучка I_0 и циклотронный угол пролета $\phi_c = \frac{\omega_c}{V_0} l$, где l – длина пространства взаимодействия. В уравнениях (4) – (6) введены параметры $\Phi_0 = (\beta_e - \beta_0) l$ – относительный невозмущенный угол пролета, $Y = \frac{\alpha l}{V_0} \left(1 + \left| \frac{V_0}{U} \right| \right)$, U – скорость переноса энергии вдоль замедляющей системы, CN_{st} – безразмерная «пусковая» длина, C – параметр усиления Пирса, I_{st} – «пусковое» значение тока пучка.

На рисунке 1 приведены зависимости параметра $\chi = \frac{\alpha}{\omega C}$ от отношения $\frac{I_0}{I_{st}}$ при различных значениях циклотронного угла ϕ_c . Видно, в рассматриваемой области $\chi > 0$ и колебания нарастают во времени по закону $\exp(\alpha t)$. С ростом ϕ_c и, соответственно, с ростом магнитного поля B , значения параметра χ снижаются. При $\phi_c > 4\pi$ (соответствует значениям магнитного поля, когда поперечные высокочастотные смещения электронов не учитываются) построенные кривые стремятся к кривой, полученной в одномерном случае.

На рисунке 2 приведены необходимые для решения системы уравнений (4) – (5) вспомогательные зависимости безразмерной «пусковой» длины CN_{st} и «пускового» значения Φ_0 от циклотронного угла пролета ϕ_c . Известно, что в одномерном случае они, соответственно, равны $CN_{st} = 0,315$ и $\Phi_0 = -\pi$.

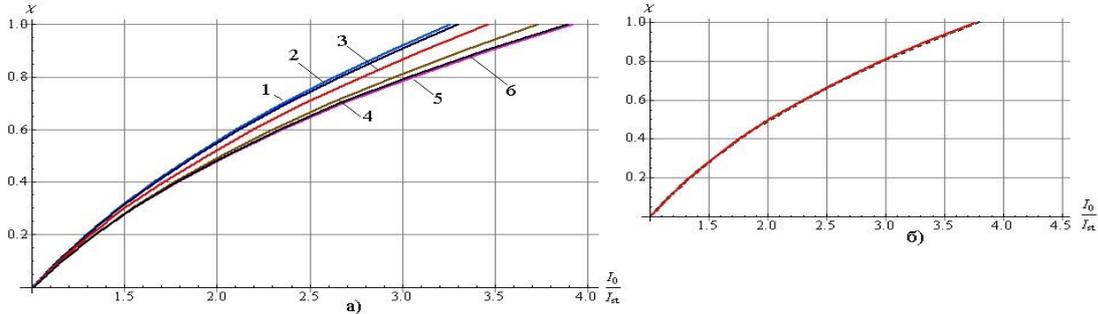


Рис. 1. Зависимости параметра χ от отношения I_0/I_{st} (а) 1 – $\phi_c = \pi$, 2 – $1,5\pi$, 3 – 2π , 4 – $2,5\pi$, 5 – 3π , 6 – 5π ; (б) красная линия – результаты одномерной теории, пунктирная – результаты двумерной теории при циклотронном угле 10π .

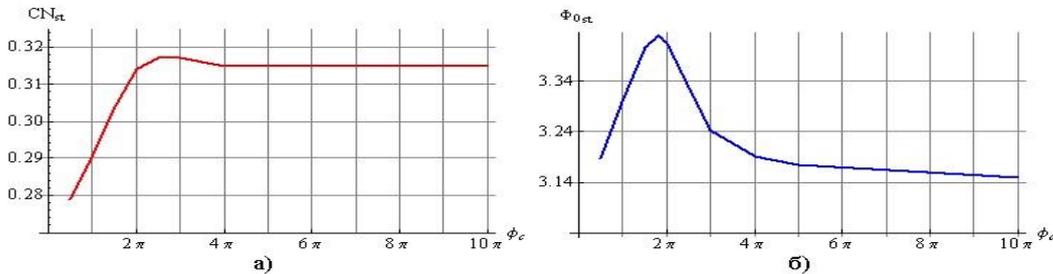


Рис. 2. Зависимости безразмерной «пусковой» длины CN_{st} (а) и «пускового» значения $|\Phi_{0st}|$ (б) от циклотронного угла пролета ϕ_c .

В рамках данной работы рассмотрены процессы установления колебаний в генераторе обратной волны в сверхрегенеративном режиме с учетом влияния фокусирующего магнитного поля. С ростом ϕ_c параметр, отвечающий за нарастание колебаний в системе со временем, снижается (за исключением значений от 3π до 4π - см. рис. 1а (кривые 5, 6) и рис. 2а). При значениях $\phi_c > 4\pi$ полученные результаты двумерной теории согласуются с известными результатами одномерной теории.

В дальнейшем полученные результаты могут быть использованы при построении двумерной теории с учетом пространственного заряда. Интерес представляет обратиться к модели ленточного электронного потока и рассмотреть совместное влияние и циклотронного угла пролета, и параметра пространственного заряда. Подобные пучки, как и полые трубчатые электронные потоки, являются неустойчивыми при определенном соотношении указанных величин.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 18-02-00666).

ЛИТЕРАТУРА

1. Тагер А.С. и др. // Радиотехника и электроника. 1966. Т. 11. № 1. С. 51.
2. В.Н. Шевчик, Д.И. Трубецков. «Аналитические методы расчета в электронике СВЧ» М.: Советское радио, 1970.
3. Викулов И.К., Тагер А.С. // Радиотехника и электроника. 1967. Т. 12. № 12. С.2146.

Детектирование терагерцового излучения при помощи ректенн

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

Терагерцовый диапазон электромагнитных волн, обычно, определяется границами частоты от 0.1 до 10 ТГц. Он отделяет инфракрасное излучение от микроволнового и имеет множество потенциальных применений, например, в медицине, неразрушающем контроле и беспроводной передаче энергии [1].

Его исследование затруднено несколькими факторами. Энергия квантов света на этих частотах сравнима с тепловой энергией, поэтому фотоэлементы без охлаждения в них обладают низкой эффективностью преобразования [2].

Методы, работающие в микроволновом диапазоне, включают в себя использование так называемых ректенн, которые представляют собой антенну, соединённую с выпрямляющим элементом.

Обычно, в качестве такого элемента в различных работах применяли полупроводниковые диоды с барьером Шоттки или диоды с р-п переходом [3,4]. В терагерцовом диапазоне они работают намного хуже в силу особенностей механизма переноса зарядов, который реализуется в таких диодах. Характерное время переноса заряда становится слишком большим для работы на таких частотах [5,6].

Ряд современных исследований посвящён изучению свойств относительно новых типов диодов, например, диодов типа металл-диэлектрик-металл (МДМ-диоды), баллистических графеновых диодов. [7-9]

Принцип работы МДМ-диодов основан на использовании туннельного эффекта. Благодаря этому, время переноса зарядов в таких диодах имеет порядок фемтосекунд [6, 9].

Баллистические графеновые диоды, которые также называют геометрическими диодами, имеют характерное время переноса зарядов примерно того же порядка [10, 11].

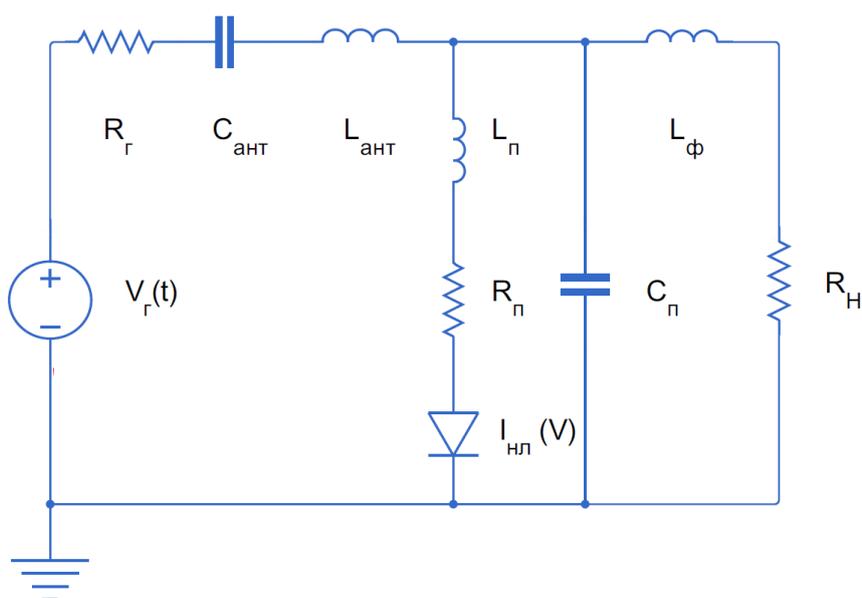


Рис. 1. Схема диодного выпрямителя.

В данной работе рассматривались процессы, которые происходят при прохождении сигнала через выпрямляющую схему. В качестве модели диода используется цепочка из резистора R_p , нелинейного сопротивления, соответствующего вольт-амперной характеристике $I_{нл}(V)$, и включенной параллельно им ёмкостью C_p . Индуктивность L_p представляет собой индуктивность проводов схемы. Нелинейное сопротивление $I_{нл}(V)$ получается отдельно.

Источником напряжения являлась антенна. На схеме она представлена в виде LC-контура, состоящего из индуктивности $L_{ант}$ и ёмкости $C_{ант}$, и источника напряжения $V_r(t)$. Напряжение сигнала и параметры антенны рассчитываются отдельно в рамках задач об излучении некоторой антенны, настроенной на нужную частоту, и падении плоской электромагнитной волны на эту антенну [12, 13]. Выпрямленный сигнал проходит через сглаживающий фильтр L_ϕ на нагрузку R_H .

Эффективность преобразования как оценочную характеристику можно рассчитать по формуле

$$КПД = \frac{P_{вых}}{P_{вх}} = \frac{\frac{1}{T} \int_{\tau}^{T+\tau} I_H^2 R_H dt}{\frac{1}{T} \int_{\tau}^{T+\tau} I_{вх} V_{вх} dt} \quad (1)$$

Время начала интегрирования τ выбирается как можно дальше от начала расчёта, чтобы обеспечить затухание переходных процессов, возможных в данной системе.

Согласно работе [13] длина когерентности излучения чёрного тела может составлять десятки длин волн. Поэтому модель можно расширить, подключив к одному диоду несколько антенн или даже подключить к одной нагрузке несколько разных диодов со своими антеннами, чтобы наблюдать интерференцию сигналов и то, как она влияет на эффективность преобразования.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Auton et. al. // Nano Letters 17 (11), 7015-7020, 2017
2. J. Shank et. al. // Phys. Rev. Applied 9, 054040-054048, 2018
3. W.C. Brown // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 9, V. 32, pp. 1230 - 1242, 1984
4. M. Shanawani, D. Masotti, A. Costanzo // Electronics 6, 99, 2017
5. S. Piltan, D. Sievenpiper // Journal of Applied Physics, 122, 18, 2017
6. M. Celestin et al. // Nano Res. 7, 589, 2014
7. S. Grover, G. Moddel, "Rectenna solar cells", New York: Springer, 2013
8. D. Dragoman, M. Dragoman, R. Plana // Journal of Applied Physics 108, 8, 2010
9. R. Citroni et al. // Advanced Electromagnetics, 6(2), 1-13 2017
10. И.В. Капаев, Г.М. Казарян, В.Л. Саввин // Известия Российской академии наук. Серия физическая, Т. 83, № 1, С. 24–27, 2019
11. К.Т.Ч. Ву, Г.М. Казарян, В.Л. Саввин // Известия Российской академии наук. Серия физическая, Т. 83, № 1, С. 46–49, 2019
12. К.Т.Ч. Ву и др. // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та, № 5. С. 165503–1–165503–2, 2016
13. P.V. Lerner, P.H. Cutler, N.M. Miskovsky // J. Nanophoton., 9(1), 093044, 2015

Теоретическое исследование воздействия микроволновых импульсов на работу генераторов тактовой частоты

П.С. Глазунов¹, Е.А. Воробьева¹, В.А. Вдовин², А.И. Слепков¹

¹Кафедра общей физики Физического факультета МГУ

²ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

ps.glazunov@physics.msu.ru

Проведено теоретическое исследование влияния электромагнитных импульсов на устойчивость работы генераторов тактовой частоты. Особое внимание уделено изучению импульсов микроволнового диапазона частот, поскольку большинство процессоров современных электронных приборов используют в качестве рабочей частоты 0.1–4 ГГц.

Согласно [1], механизмы воздействия электромагнитных импульсов на электронные приборы можно разделить на три группы. К первой группе относятся воздействия, связанные с нагревом (тепловые воздействия). Ко второй группе – процессы, вызванные электрическими разрядами и пробоями. К третьей группе – сбои и помехи, возникающие за счёт наведённых импульсами добавочной разности потенциалов между различными элементами электронных приборов. Механизмы воздействия, принадлежащие к первым двум группам, обычно приводят к поломке функциональных деталей приборов (диодов, транзисторов и т.п.). Механизмы, относящиеся к третьей группе, не связаны с необратимыми повреждениями каких-либо цифровых элементов, однако они способны приводить к временной неработоспособности приборов. Порог мощности электромагнитных импульсов, необходимый для возникновения механизмов третьей группы значительно ниже, чем для механизмов двух первых групп, поэтому в настоящей работе изучалась третья группа механизмов воздействия.

В качестве моделей генераторов тактовой частоты использовались осциллятор Ван-дер-Поля и кольцевой генератор, построенный на трёх инвертирующих элементах, выполненных на основе КМОП транзисторов. Основной характеристикой, показывающей величину воздействия электромагнитного импульса на работу генератора, была выбрана вероятность P сбоя бита (под битом понимается одно колебание генератора), следующего непосредственно после воздействия. Для расчёта этой вероятности была использована формула, приведённая в работе [2]:

$$P(z) = 0.5 \cdot (1 - \operatorname{erf}(z / \sqrt{2})), \quad z = \frac{U_{\text{bit}}}{U_{\text{int}}} \sqrt{\frac{T_{\text{bit}}}{T_{\text{int}}}} \quad (1)$$

где erf – функция ошибок, U_{bit} , T_{bit} – амплитуда и длительность бита, U_{int} , T_{int} – амплитуда и длительность возмущения, вносимого импульсной помехой (подробнее см. [2]).

Для моделирования осциллятора Ван-дер-Поля использовалось классическое безразмерное уравнение Ван-дер-Поля с внешней силой $f(t)$ (вывод уравнения Ван-дер-Поля и обзор его модификаций можно посмотреть в [3]):

$$\ddot{x} + \mu(x^2 - 1)\dot{x} + x = f(t) \quad (2)$$

Для численного решения уравнения (2) использовалась быстрая схема Верле. Рассматривался случай сильной нелинейности ($\mu=20$), поскольку в таком случае колебания осциллятора Ван-дер-Поля по форме больше всего напоминают прямоугольные импульсы. При этом безразмерная амплитуда колебаний осциллятора

$x_0=2$, а период колебаний осциллятора $T=34$ безразмерных единиц. Переход от реальных физических единиц к их безразмерным аналогам также можно посмотреть в [3]. Далее рассматривались одиночные импульсные помехи. Форма импульсных помех задавалась либо в виде функции Гаусса без заполнения либо в виде функции Гаусса с высокочастотным заполнением. Продолжительность помехи считалась равной дисперсии функции Гаусса. Однако вероятность сбоя бита в общем случае зависит от момента времени, в который происходит воздействие. Поэтому расчёт производился путём усреднения вероятности сбоя бита в ста численных экспериментах со случайно выбранными моментами времени воздействия помехи.

В процессе моделирования были получены следующие результаты. Было установлено, что в случае функции Гаусса без наполнения при достаточно малой амплитуде внешней силы $A=0.1$, зависимость вероятности сбоя бита от продолжительности импульса имеет один максимум (рис.1а). В случае функции Гаусса с заполнением для амплитуды внешней силы $A=5$, зависимость вероятности сбоя бита от частоты заполнения имеет несколько максимумов, что можно наблюдать на контурном графике (рис.1б)

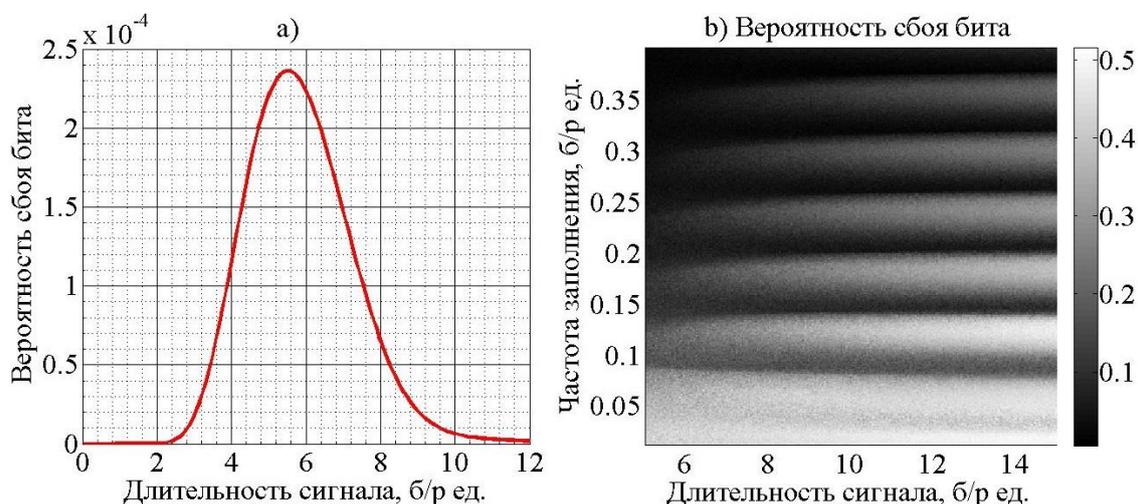


Рис. 1. а) Зависимость вероятности сбоя бита от продолжительности импульса при $A=0.1$; б) Контурный график зависимости вероятности сбоя бита от длительности помехи и её частоты при $A=5$.

Для описания работы транзисторов кольцевого генератора использовалась универсальная математическая модель полевого транзистора Шихмана-Ходжеса [4]. К числу интересных эффектов, наблюдавшихся при проведении численных экспериментов в рамках данной модели, можно отнести эффект временного приостановления генерации тактовой частоты под воздействием импульсной помехи, а также эффект переключения инвертирующего элемента из одного состояния в другое непосредственно после воздействия импульса.

Работа выполнена при поддержке РФФИ грант № 16-29-09581.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А. Вдовин, В.В. Кулагин, В.А. Черепенин // Физические основы приборостроения. 2003. Т.8. № 1.С. 64
2. Л.Н. Здухов и др. // Журнал радиоэлектроники. 2011. № 5.
3. А.П. Кузнецов и др.// Изв. вузов «ПНД». 2014. т. 22. № 4. С. 3
4. О. Дворников, Ю. Шульгевич // Современ. электроника. 2009. № 5. С. 48

Экспериментальное наблюдение солитонов в вакуумной электронике - новые результаты исследования нелинейной динамики «шумотронов»

С.В. Гришин, Б.С. Дмитриев, В.Н. Скороходов

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

sergrsh@yandex.ru

В докладе приводятся результаты экспериментального исследования автономных режимов генерации импульсных сигналов в различных схемах «шумотрона», в которых в качестве активных элементов используются многорезонаторные пролетные клистроны и ЛБВ-усилители. Известно, что зависимости выходной мощности от мощности сигнала на входе многорезонаторного пролетного клистрона и ЛБВ-усилителя имеют ярко выраженный падающий участок, обусловленный перегруппировкой электронов в пучке [1, 2]. Говорят, что в этом случае вакуумные усилители являются нелинейными элементами, обладающими кубической нелинейностью. Однако в отличие от многорезонаторного пролетного клистрона, ЛБВ-усилитель, выполненный на основе спиральной замедляющей системы, можно рассматривать и как некую распределенную среду с нормальной положительной дисперсией. В нелинейной оптике и в спин-волновой электронике среды с нормальной дисперсией и кубической нелинейностью используются в активных кольцевых резонаторах для генерации периодических последовательностей темных солитонов огибающей [3, 4]. Для получения указанных последовательностей необходимо осуществлять частотную селекцию кольцевых мод. В нашем случае для этих целей используется многорезонаторный пролетный клистрон. Таким образом, в схемах «шумотрона» имеется потенциальная возможность реализовать режимы генерации темных солитонов огибающей, если одновременно с ЛБВ-усилителем использовать пролетный клистрон. Кроме того, проведенные нами экспериментальные исследования показали, что в сильно нелинейном режиме на мощностных характеристиках ЛБВ-усилителя и пролетного клистрона образуются несколько N-образных участков, что свидетельствует о наличии у вакуумных усилителей мультистабильности. Присутствие в «шумотроне» мультистабильности приводит к генерации во временной области связанных состояний, напоминающих по виду связанные состояния темных и антитемных солитонов огибающей, которые были теоретически предсказаны для бистабильных нелинейных систем с дисперсией, описываемых нелинейным уравнением Шредингера третьей-пятой степени [5].

Исследование выполнено за счет гранта Российского фонда фундаментальных исследований (проект № [18-02-00666](#)).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.В. Анисимова и др. // Радиотехника. 2000. № 2. С. 19.
2. Б.С. Дмитриев и др. // Радиотехника и электроника. 2001. Т. 46. № 5. С. 604.
3. Ю.С. Кившарь, Г.П. Агравал “Оптические солитоны. От волоконных световодов к фотонным кристаллам” М.: Физматлит, 2005.
4. В.А. Kalinikos, М.М. Scott, С.Е. Patton // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. No 20. P. 4697.
5. М. Crosta, А. Fratolocchi, S. Trillo // Phys. Rev. A. 2011. V. 84. P. 063809.

Возможности создания широкополосных хаотических генераторов на основе семейства импульсных ЛБВ W-диапазона

А.А. Иванов¹, М.С. Нагорнюк¹, А.Е. Смирнов¹, М.Н. Вилков², Н.С. Гинзбург²,
Р.М. Розенталь²

¹НПП "Салют", Нижний Новгород

²Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

antiva@mail.ru

В рамках нестационарной распределенной модели ЛБВ впервые выполнено моделирование т.н. "шумотрона" – генератора хаотических колебаний со сплошным спектром на основе двух связанных ламп бегущей волны, одна из которых является усилителем, а вторая играет роль нелинейного элемента [1-3]. Полученные результаты предполагается использовать для создания шумового генератора W-диапазона на основе импульсных ЛБВ с уровнем выходной мощности в десятки ватт.

Рассмотрим работу секции усиления и секции нелинейного элемента шумотрона на основе распределенных уравнений ЛБВ [4]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial a_1}{\partial \zeta} + \frac{\partial a_1}{\partial \tau} &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta_1} d\theta_0, & \frac{\partial a_2}{\partial \zeta} &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta_2} d\theta_0, \\ \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial \zeta^2} &= \left(1 + \nu_1 \frac{\partial \theta_1}{\partial \zeta}\right)^{\frac{3}{2}} \operatorname{Re}\left(a_1 e^{i\theta_1}\right), & \frac{\partial^2 \theta_2}{\partial \zeta^2} &= \left(1 + \nu_2 \frac{\partial \theta_2}{\partial \zeta}\right)^{\frac{3}{2}} \operatorname{Re}\left(a_2 e^{i\theta_2}\right) \end{aligned} \quad (1)$$

где $\theta_{1,2}$ – фаза электронов относительно синхронной волны, ζ, τ – безразмерные координата и время, a_1, a_2 – нормированная амплитуда действующего поля, $\nu_{1,2} = C_{1,2} \gamma_0^2$, где $C_{1,2}$ – параметр усиления (параметр Пирса). Индексы "1" и "2" относятся, соответственно, к первой и второй секциям генератора. В предположении, что на входе в пространства взаимодействия электронный поток не имеет начальной модуляции по плотности и скорости частиц, граничные условия для уравнений движения в (1) имеют вид

$$\theta_{1,2} \Big|_{\zeta=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi), \quad \frac{\partial \theta_{1,2}}{\partial \zeta} \Big|_{\zeta=0} = \Delta_{1,2}, \quad (2)$$

Будем считать, что сигнал с выхода усилителя полностью поступает на вход нелинейного элемента, что соответствует граничному условию:

$$a_2(\zeta = 0, \tau) = a_1(\zeta = L_1, \tau), \quad (3)$$

В свою очередь, цепь обратной связи замыкается путем подачи части сигнала с выхода нелинейного элемента с коэффициентом передачи S и временем запаздывания T на вход усилителя, так что

$$a_1(\zeta = 0, \tau) = S \cdot a_2(\zeta = L_2, \tau - T). \quad (4)$$

Проанализируем динамику генератора, состоящего из усилительной секции с параметрами $\nu_1 = 1$, $L_1 = 5$, при которых коэффициент усиления в линейном режиме составляет ~ 28 дБ, а в режиме насыщения – ~ 25 дБ, и секции нелинейного элемента с

$\nu_2 = \nu_1$, $L_2 = L_1$. Нормированное время запаздывания примем равным нормированной длине секций $T = 5$. На рис.1 представлены амплитудные и фазовые характеристики нелинейного элемента при изменении значения расстройки синхронизма Δ_2 . Последние представляют собой величину набега фазы $\Delta\varphi$ волны в зависимости от ее амплитуды на входе пространства взаимодействия a_{20} .

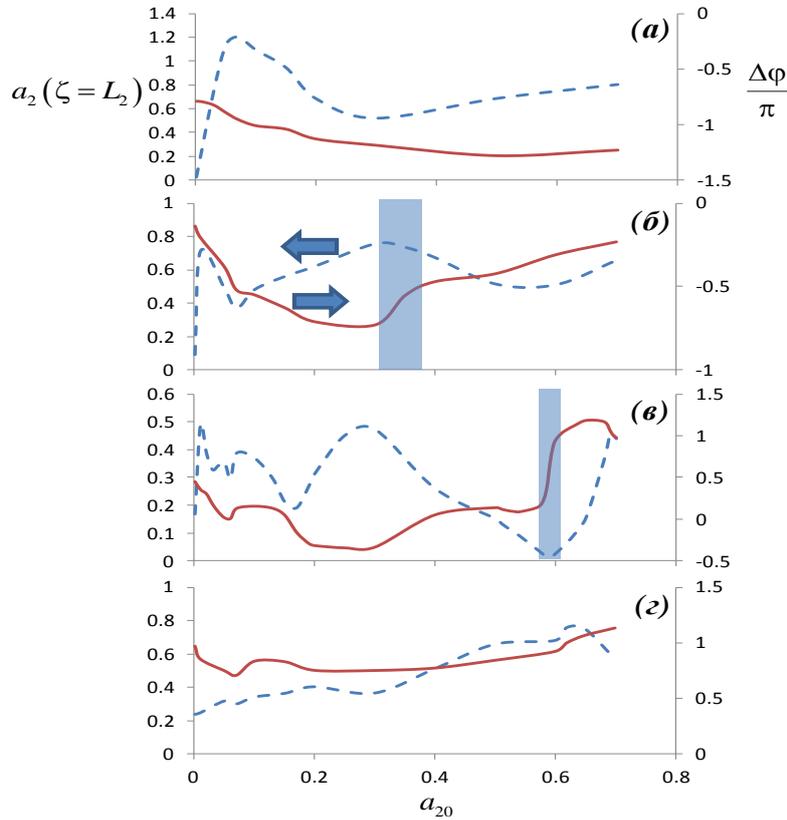


Рис.1. Фазово-амплитудные (сплошные линии) и амплитудные (пунктир) характеристики нелинейного элемента: (а) – $\Delta_2 = 0$, (б) – $\Delta_2 = 1.0$, (в) – $\Delta_2 = 2.0$, (г) – $\Delta_2 = 3.0$. Затемнением выделены области быстрого нарастания набега фазы.

При $\Delta_2 = 0$ набег фазы медленно спадает по мере роста амплитуды, достигает минимума вблизи $a_{20} \approx 0.5$, после чего незначительно возрастает (Рис.1а). По мере увеличения расстройки синхронизма на фазово-амплитудной зависимости появляется участок быстрого изменения набега фазы (Рис.1б). Максимальная перестройка фазы реализуется при $\Delta_2 = 2$ и достигает $\sim \pi$ вблизи значений амплитуды входного сигнала $a_{20} \approx 0.6$ (Рис.1в). В свою очередь, перестройка собственных частот продольных мод, определяемых выражением

$$\Omega_n = \frac{2\pi n + \Delta\varphi}{T}, \quad (5)$$

в области амплитуд $a_{20} \approx 0.6$ будет составлять величину порядка $\delta\Omega \sim \pi/T$, что и приводит к перекрытию спектров генерации продольных мод и формированию сплошного спектра.

Моделирование систем уравнений (1) с начальными и граничными условиями (2-4) подтвердило возможность генерации сплошных спектров в рассматриваемой системе. Изменение амплитуды a_{20} на входе нелинейного элемента достигается путем варьирования коэффициента передачи S . При оптимальном значении $S = 0.1$ спектр выходного излучения характеризуется высокой степенью заполнения (Рис.2б). В свою очередь, уменьшение или увеличение коэффициента передачи приводит к сильной изрезанности спектра (Рис.2а,в).

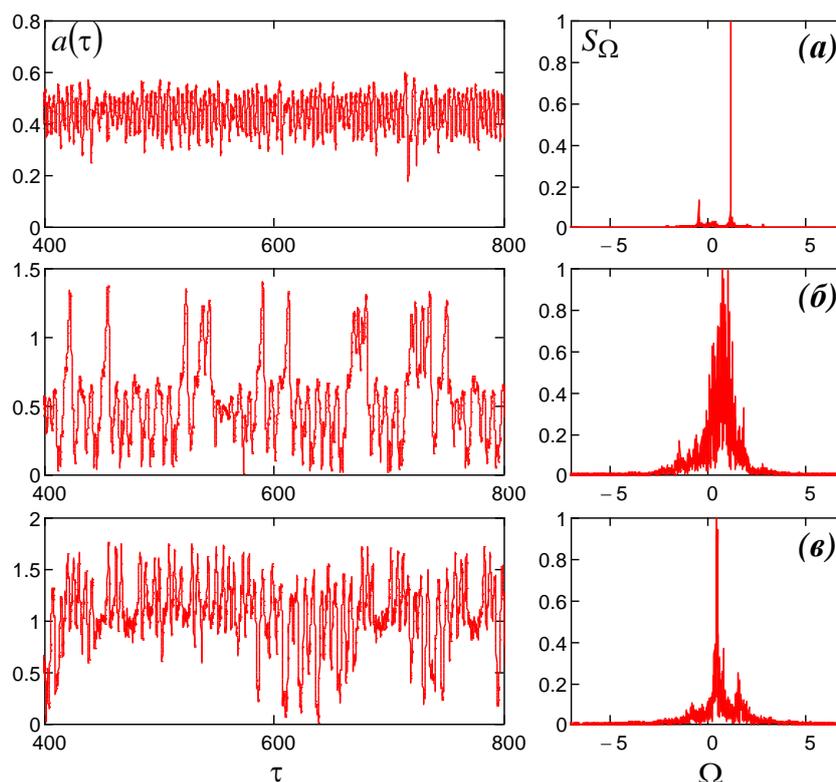


Рис.2. Временная зависимость амплитуды генерации и спектр выходного излучения в системе с нелинейным элементом в цепи обратной связи при $\Delta_2 = 2.0$: (а) – $S = 0.085$, (б) – $S = 0.1$, (в) – $S = 0.2$.

Режимы генерации со сплошным спектром предполагается в дальнейшем экспериментально реализовать на основе импульсных ЛБВ W-диапазона [5]. В этих приборах используется замедляющая система типа «петляющий волновод», как наиболее полно отвечающая требованиям по величине ускоряющего напряжения, сопротивления связи и широкополосности. Одновременно такая цельнометаллическая замедляющая системы обладает высокой теплостойкостью и механической прочностью. В настоящее время изготовлена серия усилителей малой и большой мощности (Рис.3), основные параметры которых представлены в следующей таблице.

	ЛБВ малой мощности	ЛБВ большой мощности
Коэффициент усиления, дБ	26	32.2
Выходная мощность, Вт	5	50
Ширина полосы, %	2	6
Ускоряющее напряжение, В	9300	11800
Потенциал анода, В	----	7300

Ток пучка, мА	50	110
Токопрохождение, %	90	85-95
Напряжение коллектора, В	4000	3600
КПД электронный / технический, %	1.1 / 2.5	3.8 / 12.6
КСВН по входу и выходу	1.5	

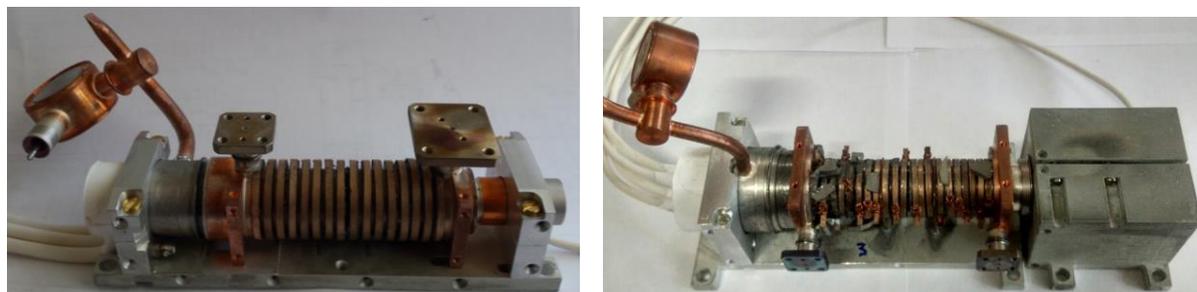


Рис.3. Внешний вид ЛБВ со снятым защитным кожухом: слева - малой мощности, справа - большой мощности.

Очевидно, значительный практический интерес представляет повышение выходной мощности усилителей, прежде всего за счет повышения эффективности электронного-волнового взаимодействия. Достичь этого позволяет введение выходной секции замедляющей системы с измененной фазовой скоростью замедленной волны. Предварительные расчеты показывают, что наличие такой секции, составляющей 15% от общей длины, со скачком замедления в 6% увеличивает электронный КПД до 8% и, соответственно, выходную мощность до 100 Вт.

Одновременно рассматривается возможность увеличения тока пучка или уменьшение диаметра пролетного канала, требующие соответствующего увеличения фокусирующего магнитного поля. Это позволит транспортировать в пролетном канале диаметром 0.45 мм электронный пучок с током до 200 мА с неизменным заполнением канала. Вместе с тем это приведет к увеличению тепловой нагрузки на коллектор, который при напряжении рекуперации около 5000 В должен будет рассеивать до 1000 Вт мощности, что потребует жидкостного охлаждения и существенно ограничит область применения прибора. Лучшим вариантом, с точки зрения энергетики, будет уменьшение диаметра пролетного канала с неизменным током пучка. Как показывают расчеты, амплитуда периодического фокусирующего магнитного поля порядка 5000 Гс позволит достичь 100% токопрохождения пучка с током 110 мА с коэффициентом заполнения 0.6 в канале диаметром не менее 0.35 мм. При этом сопротивление связи поднимется на 25%, что приведет к уменьшению длины замедляющей системы, а выходная мощность при этом вырастет на 50%.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 19-08-00955.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] В.Я. Кислов, Е.А. Мясин, Н.Н. Залогин // Радиотехника и электроника. 1980. Т.25. №10. С. 2160-2168.
- [2] Э.В. Кальянов // Радиотехника и электроника. 1996. Т.41. №9. С.1120-1124.
- [3] Ю.В. Анисимова и др. // Радиотехника. 2000. №2. С.19-25.
- [4] N.S. Ginzburg et al // Phys. Plasmas. 2016. V.23. No.5. Art.no.050702.
- [5] А.А. Иванов // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2016. Т. 59. №8-9. С. 721-728.

Узкополосная генерация в плазменном релятивистском СВЧ генераторе

И.Е. Иванов

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

iei@fpl.gpi.ru

Плазменные релятивистские СВЧ генераторы (ПРГ) являются источниками мощного микроволнового излучения, частота которого может перестраиваться в зависимости от плотности плазмы в системе. Выходное излучение создаётся за счёт передачи энергии релятивистского электронного пучка (РЭП) в электромагнитную волну в плазменном волноводе при фазовом синхронизме. ПРГ работают в импульсном режиме: длительность импульса СВЧ составляет 200 – 500 нс, а средняя частота определяется плотностью плазмы, участвующей в создании плазменного волновода. За счёт изменения плотности плазмы может происходить перестройка выходного излучения на 1.5 - 2 ГГц. В зависимости от конструкции плазменные релятивистские СВЧ излучатели могут работать в трёх режимах: режим свободной генерации [1], режим широкополосной генерации [2] и режим усиления внешнего сигнала [3].

В данной работе рассматривается режим свободной генерации, когда резонатор образован с одной стороны перпендикулярной отражающей поверхностью, а со стороны выходного рупора торцом коллектора коаксиального выходного волновода. Выходное излучение представлено узкими пиками на шумовом фоновом пьедестале. На длине резонатора L должно укладываться целое число полуволн N . Зная длину резонатора L и скорость электронов релятивистского пучка u можно вычислить положение резонансных частот и сравнить с экспериментальными данными. Чем меньше длина резонатора L , тем более простой спектр мы получаем. В данной работе $L = 0.39$ м. Эквидистантное расстояние между разрешёнными продольными модами есть

$$\nu_N = \frac{u}{2L} N = \Delta \nu N$$

Но возникает вопрос, что подразумевать под длиной резонатора L ? Длины волн в такой системе соизмеримы с размерами отражающих поверхностей, при отражении происходит частичный выход волны за пределы отражающей поверхности.

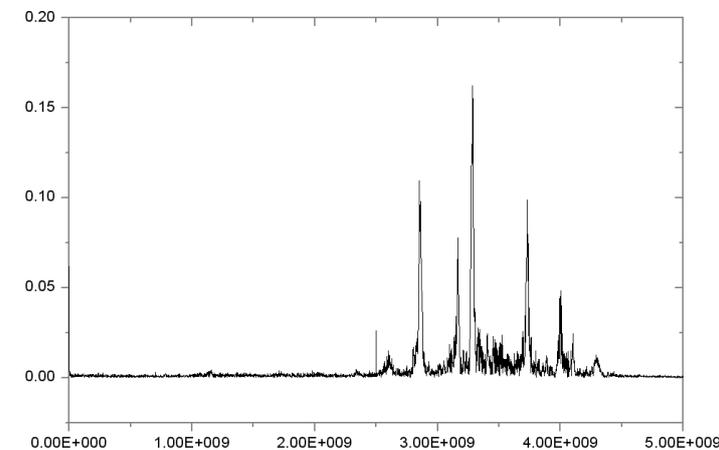


Рис. 1. Спектр СВЧ излучения за всю длительность импульса.

Можно предположить, что для разных частот разные эффективные длины резонатора. Кроме того, согласно положению резонансных частот также зависит от скорости релятивистских электронов u . Это значение можно также определить с некоторой точностью, используя формулы предельных токов в такой системе. Для $L = 0.39$ м и $u = 2,33 \cdot 10^8$ м/с межмодовое расстояние $\Delta\nu = 0.3$ ГГц.

На рис. 1 показан спектр СВЧ импульса, полученный преобразованием Фурье за весь временной интервал (800 нс). На рис. 2 приведён график мгновенной частоты для того же импульса, отражающий изменение частоты генерации в течение импульса. Такие же графики характерны и для других плотностей плазмы. Однако положение частот не может быть корректно описано формулой.

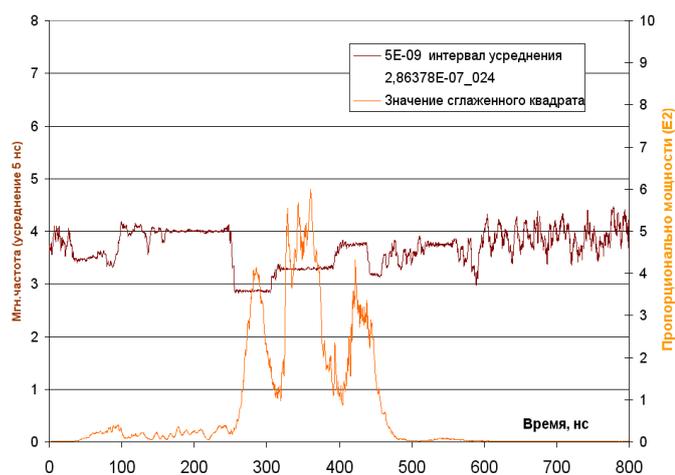


Рис. 2. График мгновенной частоты того же СВЧ импульса. Внизу приведён график квадрата амплитуды осциллограммы импульса, пропорциональный изменению мощности сигнала во времени.

Основные выводы заключаются в следующем:

1. Все спектры структурны.
2. В каждый момент времени происходит генерация на одной частоте.
3. Шумовой пьедестал незначительный.
4. Время перескока на соседнюю моду не превышает 10 нс. Таким образом, можно считать, что суммарная генерация на линиях занимает более 90% от всего времени импульса.
5. Перескок на соседнюю моду (по времени) может происходить как с понижением частоты, так и с повышением.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. Богданкевич И. Л. и др. // Физика плазмы, 2002, Т. 28, №8, С. 748.
2. Богданкевич И. Л., Иванов И. Е., Стрелков П.С., // Физика плазмы, 2010, Т. 36, № 9, С. 815.
3. Стрелков П. С., Иванов И. Е., Шумейко Д. В. // Физика плазмы, 2016, Т. 42, № 7, С. 644.

Перспективы применения ректенн в качестве приемно-преобразующего устройства в системе беспроводной передачи информации и энергии

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

Последние годы тема беспроводной передачи энергии испытывает интенсивное развитие не только в научных исследованиях, но и в промышленности, так как является важнейшей частью для реализации в частности в области Интернета вещей и небольших сотовых сетей.

Интегрированные системы беспроводной передачи энергии с системой передачи информации развились в новую область, которая называется системой беспроводной передачей информации и мощности (СБПИМ или SWIPT). Для этих систем предполагается использование метод комбинирование мощности, который чаще используется в приборах миллиметрового диапазона длин волн для достижения средней или высокой мощности. Компоненты и приборы миллиметрового диапазона, такие как усилители мощности, имеют небольшие размеры и не высокие уровни мощности, поэтому трудно достичь высоких уровней мощности с помощью одной компоненты, поэтому прибегают к методу объединения мощности. Традиционный подход состоит в разделении входного сигнала на ветви, усилив их по отдельности и объединяя их снова, чтобы получить усиленный входного сигнала. Данный подход обладает не высокой эффективностью. Чтобы преодолеть этот недостаток был предложен путь пассивного объединения компонент сигнала в свободном

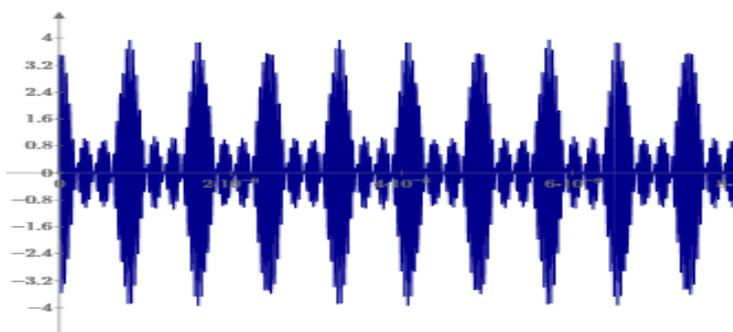


Рис.1 форма мульти-синусоидального сигнала с нулевой фазой. пространство[1,2].

Пространственно-комбинированный мульти-синусоидальный (рис.1) передатчик может быть реализован в виде матрицы генераторов, внешне синхронизированных общим опорным генератором, который устанавливает опорную фазу для системы, или с использованием связанных генераторов с синхронизацией мод, где связь между соседними элементами допускает частотную блокировку и в то же время устанавливает эталон фазы системы.

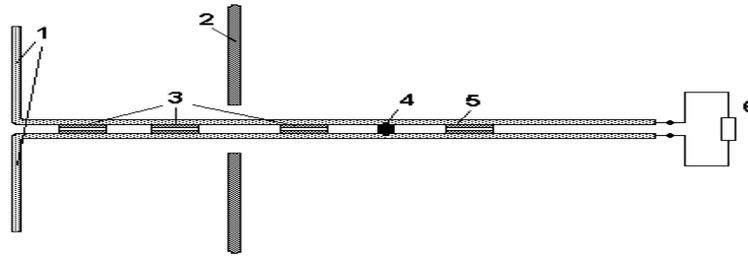


Рис.2 Ректенный элемент с однополупериодным выпрямителем на диоде с барьером Шоттки, 1- полуволновой диполь, 2- отражающая поверхность, 3- встроенный фильтр нижних частот, 4- диод Шоттки, 5- выходной фильтр, 6- нагрузка в цепи постоянного тока.

Приемник-преобразователь состоит из множества ректенн. Приемный элемент ректенны расположен на расстоянии $\lambda/4$ от отражающей поверхности, что увеличивает концентрацию электрического поля около него (рис.2). Несколько ректенн могут быть соединены последовательно и/или параллельно, чтобы усиливать напряжение и/или ток соответственно.

Было показано, что приемная решетка, состоящая из независимо нагруженных вибраторов, при определенных условиях может практически полностью перехватить падающую на нее СВЧ мощность. Таким образом, эффективность ректенной системы в целом будет определяться эффективностью процесса преобразования СВЧ мощности в мощность постоянного тока в активном элементе ректенной системы.

Элемент ректенной системы состоит из приемного антенного элемента, нагруженного на систему из согласующегося фильтра НЧ, диода с барьером Шоттки (ДБШ), фильтра и нагрузки по постоянному току. Процессы, протекающие в фильтрах и линиях СВЧ, достаточно полно изучены. Основные потери СВЧ мощности в процессе преобразования ее в постоянный ток в элементе ректенной системе имеют место в ДБШ. Поэтому модели электрических эквивалентных схем элемента ректенны построены таким образом, чтобы выделить и независимо исследовать задачу, связанную с потерями возникающими непосредственно на ДБШ. Для этого реальные фильтры в элементе ректенной системы заменены фильтрами без потерь, с идеальными фильтрационными характеристиками.

Ключевыми параметрами для ректенн являются коэффициенты направленности и усиления, а также эффективность.

Проведем Фурье анализ полученных результатов. Для этого воспользуемся алгоритмом быстрого прямого преобразования Фурье:

$$X(k) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} x(n) e^{\frac{-i2\pi \cdot n \cdot k}{N}}, \quad (1)$$

где $X(k)$ – частотная область, $x(n)$ – временная область, N – число значений функции.

Зависимость между номером k и соответствующей ему частотой f_k (номером гармоники) выражается формулой:

$$f_k = \frac{k}{N * d\tau}, \quad (2)$$

где $d\tau$ - временной интервал между значениями функции.

Так как функция вещественная, то

$$x(n) = \sum_{k=0}^{N-1} X(k) e^{\frac{2\pi i k n}{N}} = \sum_{k=0}^{N-1} \left[\text{Re}(X(k)) \cos\left(\frac{2\pi \cdot n \cdot k}{N}\right) + \text{Im}(X(k)) \sin\left(\frac{2\pi \cdot n \cdot k}{N}\right) \right]. \quad (3)$$

На рисунке 3 показаны амплитуды пяти первых гармоник из него видно, что амплитуда второй гармоники равна примерно половине амплитуды первой гармоники.

Следовательно, мощность второй гармоники составляет примерно четверть мощности первой гармоники.

КПД системы в целом, т.е. КПД преобразованной энергии микроволн в энергию электрического тока составляет $\approx 55\%$.

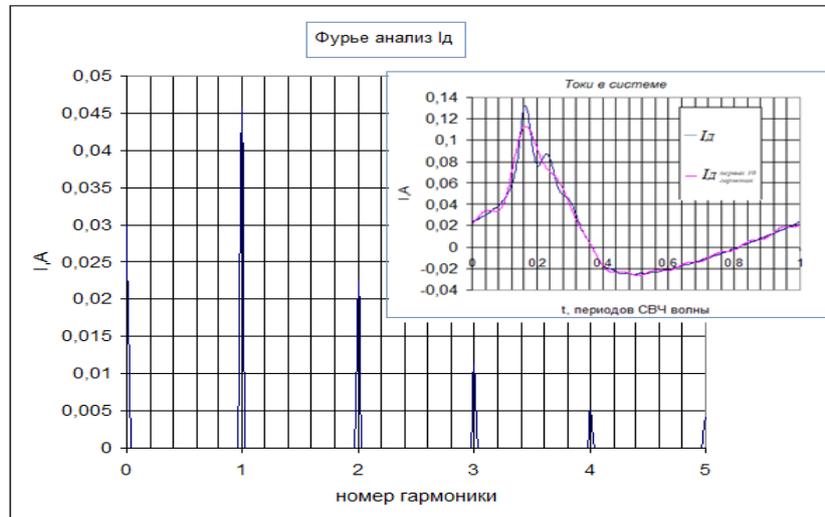


Рис.3 Амплитуды пяти первых гармоник диода, а на вставке временная зависимость тока через диод I_d и сумма десяти первых гармоник I_d .

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Georgiadis, A. Collado, K. Niaki // IEICE TRANS. ELECTRON., JULY 2015, Vol.E98–C, no.7.

2. M. M. Azari, H. Sallouha, A. Chiumento, S. Rajendran, E. Vinogradov, and S. Pollin // IEEE Communications Magazine, 2018, vol. 56, no. 1, pp. 51–57.

Влияние малой неоднородности ведущего магнитного поля на эффективность генерации многоволнового черенковского генератора

Р.П. Быстров, В.Н. Корниенко, В.А. Черепенин

ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН

korn@cplire.ru

Проблема повышения эффективности взаимодействия электронных пучков большой мощности с электромагнитным полем является актуальной для генераторов и усилителей релятивистской СВЧ электроники вот уже на протяжении многих лет [1-3]. Среди предложенных способов ее решения для устройств черенковского типа обратим внимание на возможность использования постоянного однородного внешнего магнитного поля B_0 , служащего для транспортировки пучка через электродинамическую структуру прибора. Как было показано в [4], существует диапазон значений B_0 , при которых длина области большого КПД устройства значительно возрастает. Данный эффект объясняется особенностью динамики в поле B_0 электронов, продольная скорость движения которых в процессе взаимодействия с замедленной волной сильно уменьшилась.

Целью данной работы было исследование динамики электронов в системе, аналогичной рассмотренной в [4], в случае, если ведущее магнитное поле неоднородно.

Рассмотрим задачу, в которой движение частиц - трехмерно, а электромагнитное поле соответствует двумерному случаю. Такое приближение допустимо, если диаметр электродинамической структуры рассматриваемого прибора и кольцевого пучка много больше характерной длины волны. Для моделирования энергообмена между пучком заряженных частиц и замедленной волной воспользуемся приближением заданного поля. Влиянием пространственного заряда пренебрежем. Статическое магнитное поле в пространстве взаимодействия представим в виде суперпозиции однородного ведущего поля B_{0z} и поля $\vec{B}_s(x, z) = \{B_{sx}(x, z), B_{sz}(x, z)\}$ набора стержней с током, расположенных перпендикулярно направлению движения пучка и силовым линиям B_{0z} . Высокочастотное поле соответствует полю замедленной волны и имеет три отличные от нуля компоненты: E_x , E_z , и B_y . Ее частоту и коэффициент замедления выбирали по дисперсионной характеристике, которая была получена из решения нестационарной трехмерной задачи [5].

Исследование динамики частиц проводили численными методами. Для решения системы обыкновенных дифференциальных уравнений, соответствующих уравнениям движения электронов с заданными начальными условиями, был использован метод «с перешагиванием» (второго порядка точности).

Моделирование динамики было выполнено для различных конфигураций $\vec{B}_s(x, z)$, но во всех случаях изменение продольного статического поля за счет неоднородности не превышало 10%, т.е. $B_{sz}/B_{0z} \leq 0.1$. Отметим, что изменение продольной составляющей автоматически приводит к возникновению поперечной компоненты магнитного поля (рис.1.). Эффективность взаимодействия для данной конфигурации статических полей приведена на рис.2. Механизм увеличения положительной области значений КПД в этом случае оказался отличным от описанного в [4]. А именно, даже незначительная по величине неоднородность поперечной компоненты статического поля приводит к значительному поперечному смещению пучка. Причем направление смещения зависит от фазы СВЧ волны, в которой находится частица. В результате, можно создать такую конфигурацию неоднородности ведущего поля, при которой частицы, отдавшие свою энергию замедленной волне,

удаляются от поверхности электродинамической структуры и попадают в область малых значений амплитуд СВЧ поля, т.е. в область малой связи с волной. Это, в свою очередь, приводит к увеличению пространственной области положительных значений КПД.

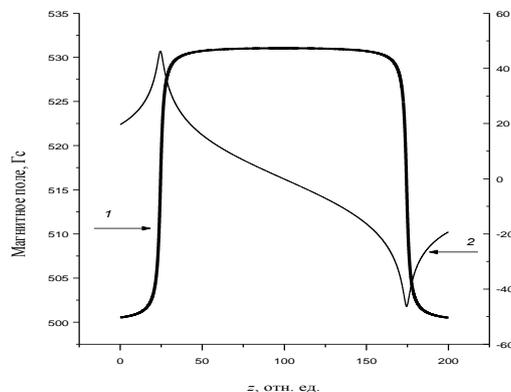


Рис. 1. Зависимость от продольной координаты компонент суммарного статического магнитного поля: B_z (кривая 1, левая шкала) и B_x (кривая 2, правая шкала).

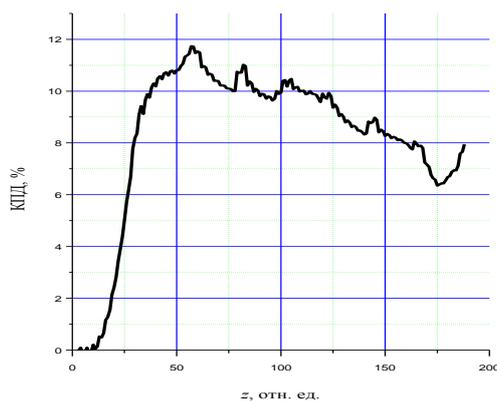


Рис. 2. Зависимость КПД взаимодействия от продольной координаты.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.П. Бугаев, В.И. Канавец, В.И. Кошелев, В.А. Черепенин "Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы" Новосибирск: Наука, 1991.
2. М.П. Дейчули, В.И. Кошелев, В.А. Чазов // Изв. ВУЗов. Физика. Т.60. № 8. С.103.
3. V.A. Cherepenin, V.N. Kornienko, V.I. Koshelev // Proc. 20th Inter. Symposium on High-Current Electronics, Tomsk, Russia, September 16-22, 2018, p. 89-93.
4. А.Н.Власов, В.Н.Корниенко, В.А.Черепенин // Радиотехника и электроника. 1995. Т.40. № 3. С.481.
5. V.A. Cherepenin, V.N. Kornienko // 6-й Международный конгресс «Потоки энергии и радиационные эффекты», Тезисы. Томск, 16-22 сентября 2018. С.91.

Возможности увеличения мощности излучения сильноточных релятивистских гиротронов при использовании мод ТМ-типа

А.Н. Леонтьев¹, Э.Б. Абубакиров¹, А.Н. Денисенко¹, Р.М. Розенталь¹, А.Э. Федотов¹,
В.П. Тараканов^{2,3}

¹Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

²Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

³Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва
leontiev@ipfran.ru

Увеличение мощности излучения сильноточных релятивистских гиротронов миллиметрового диапазона при использовании мод ТЕ-типа ограничивается избыточным коэффициентом связи пучка с рабочей волной. Одним из путей решения является использование мод ТМ-типа, для которых коэффициент связи при энергиях пучка 500 кэВ и питч-факторах порядка 1 снижается в несколько раз, что дает возможность заметного увеличения КПД [1]. Ниже представлены результаты расчетов релятивистского гиротрона Ка-диапазона с рабочим током до 3 кА и выходной мощностью более 300 МВт. Также представлены результаты экспериментальных исследований электронно-оптической системы, рассчитанной на формирование винтового электронного пучка с током 1.5-2 кА.

Излучение миллиметрового диапазона с субгигаваттным уровнем мощности представляет интерес для задач формирования микроволновых ондуляторов для перспективных схем лазеров на свободных электронах [2], разрушения фреонов и образования озона с помощью СВЧ-разряда [3], генерации плазмы с плотностью, превышающей критическую, и создание на этой основе источников экстремального ультрафиолетового излучения [4].

Вместе с тем, расчеты показывают, что в гиротронах с рабочей модой ТЕ-типа практически исчерпан потенциал дальнейшего увеличения мощности генерации. Для заданной энергии электронов увеличение мощности электронного потока ограничивается значениями предельного тока транспортировки. Увеличение эффективности взаимодействия может быть достигнуто путем снижения коэффициента связи пучка с волной при одновременном увеличении длины резонатора. Это, в свою очередь, может быть достигнуто увеличением нормы волны при переходе на взаимодействие с модами с более высокими индексами. Однако при этом усугубляется проблема селекции мод, что может приводить к одновременному возбуждению нескольких мод с разными частотами.

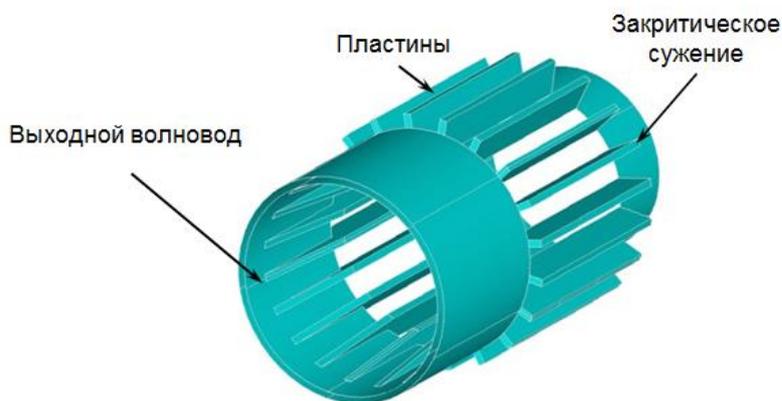


Рис.1. Схема продольно-щелевого резонатора сильноточного гиротрона.

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. Для пучка с энергией 500 кэВ и питч-фактором $g = 1$ это означает что при одинаковой сверхразмерности резонатора коэффициент связи с модами ТМ-типа может быть примерно в 3 раза ниже, по сравнению с ТЕ-модами. Для дискриминации ТЕ-мод может быть использован резонатор, набранный из продольных пластин (типа «беличье колесо») (Рис.1). Путем численного моделирования [6], было показано, что при величине зазоров между пластинами много меньше рабочей длины волны такая структура для поперечно-магнитных волн будет мало отличаться от резонатора со сплошной металлической стенкой. В то же время поперечно-электрические волны будут эффективно излучаться во внешнее пространство аналогично тому, как это происходит в задаче о распространении волн в круглом волноводе с большим числом продольных щелей [7]. В результате добротность мод ТЕ-типа может быть снижена в десятки раз при сохранении добротности рабочей моды ТМ-типа.

Расчеты гиротрона выполнялись с использованием трехмерной версии PIC кода KARAT [8]. Резонатор гиротрона возбуждался винтовым электронным пучком с энергией 500 кэВ, током 3 кА, питч-фактором 1.0 и начальным разбросом по поперечным скоростям около 40%. Электронный импульс задавался в форме трапеции с длительностью фронтов и "полочки" 5 нс и 10 нс, соответственно (Рис.2а). Моделирование показало, что в системе можно возбудить одночастотные колебания на частоте 40 ГГц (Рис.2б), соответствующие селективному возбуждению моды ТМ₇₁ (Рис.2в). Максимальная мощность генерации при этом достигает 330 МВт, что соответствует КПД 23 %.

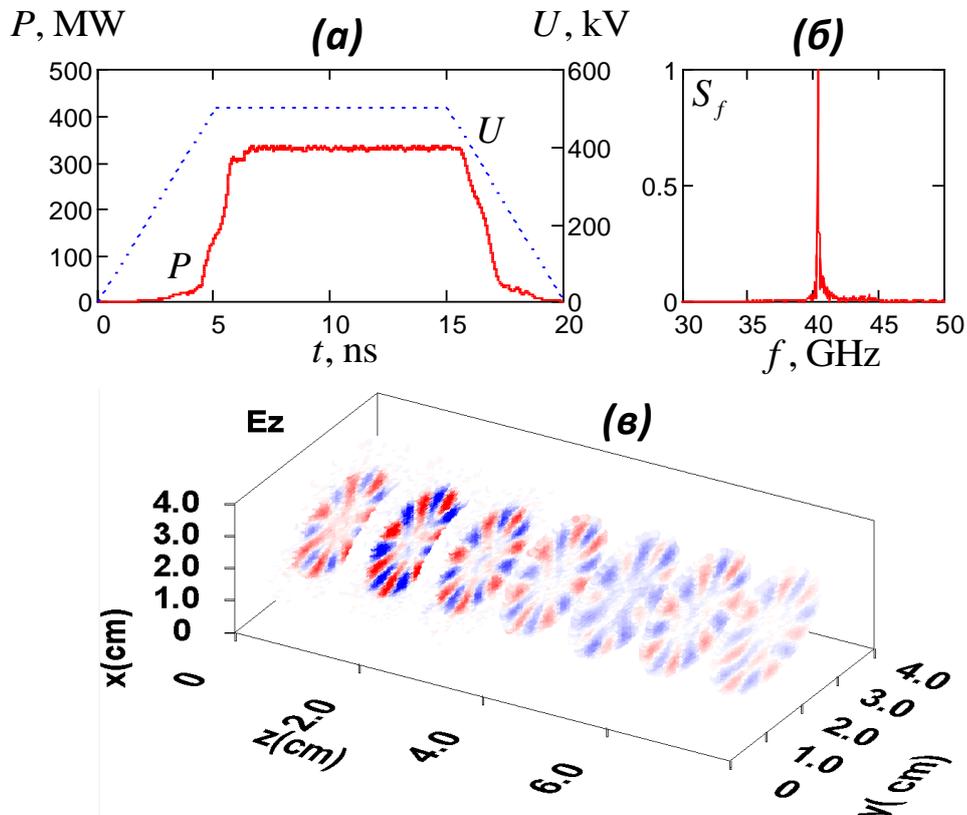


Рис.2. Результаты 3D PIC моделирования: (а) – форма импульса ускоряющего напряжения и выходной мощности, (б) - спектр излучения, (в) – распределение продольной компоненты высокочастотного электрического поля.

Одна из основных трудностей при создании сильноточного гиротрона состоит в том, что традиционный метод формирования винтового электронного пучка магнетронно-инжекторной пушкой неприемлем в случае взрывоэмиссионных инжекторов, используемых для генерации сильноточных потоков, из-за невозможности локализации на катоде области эмиссии электронов. Таким образом, для получения сильноточного винтового пучка необходимо сначала сформировать прямолинейный пучок в коаксиальном диоде с магнитной изоляцией, а затем осуществить раскочку поперечных скоростей электронов с помощью кикера – системы, состоящей из одной или двух коротких катушек, расположенных предельно близко к пучку и создающих поперечное магнитное поле.

Начальный анализ электронно-оптической был проведен на основе моделирования пролета одиночного электрона через область неоднородного магнитного поля, создаваемого азимутальным круговым током, направленным в противоположную сторону относительно тока основного соленоида. В результате пролета через такой участок электрон приобретает поперечную скорость, соответствующую питч-фактору порядка единицы (рис. 3). Для подтверждения результатов одночастичного моделирования электронно-оптическая система была также рассчитана с применением двумерной версии PIC-кода KARAT. Кикер при этом задавался в виде катушки прямоугольного сечения 3*2 мм. Результаты PIC-моделирования (см. рис. 3) достаточно хорошо согласуются с результатами расчета по одночастичной модели. Разброс по поперечным скоростям частиц составил около 50%, что удовлетворяет условиям селективного возбуждения рабочей моды

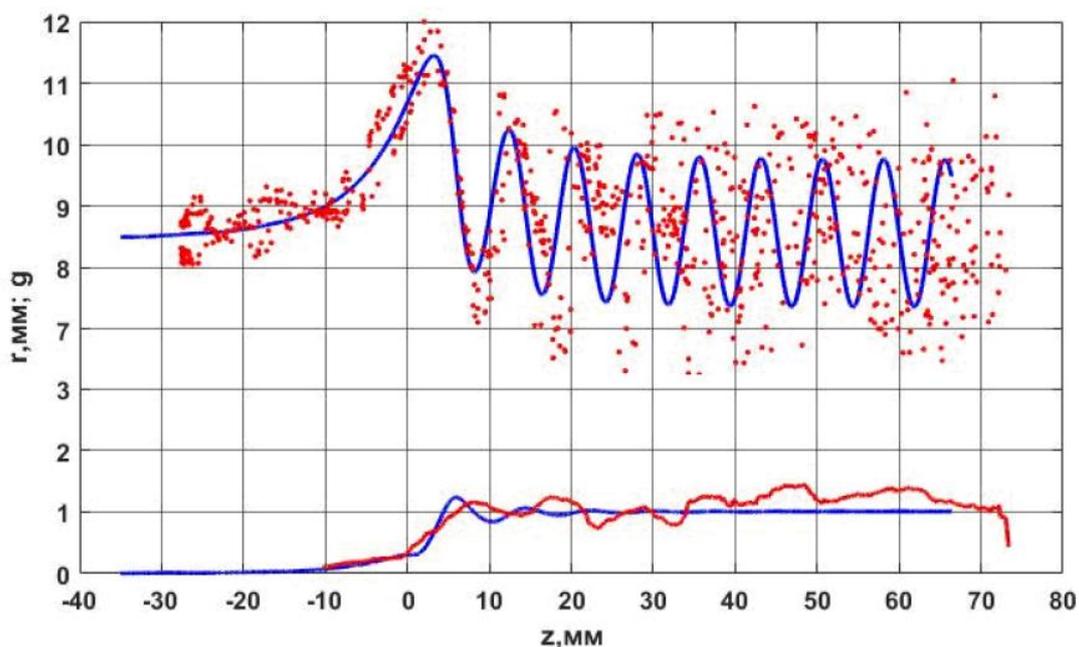


Рис.3. Радиальная координата и питч-фактор электрона при прохождении системы раскочки. Синим цветом обозначены результаты одночастичного моделирования, красным – KARAT-моделирования..

Кикер рассчитанной конфигурации был изготовлен и экспериментально испытан с применением отдельного источника питания, соответствующим образом синхронизированного с источником питания основного соленоида. Система питания обеспечивала возможность независимого изменения поля кикера и основного соленоида. Для экспериментальной оценки питч-фактора пучка проводилось снятие его отпечатков на мишени, расположенной на значительном удалении от кикера, где

траектории электронов сильно перемешаны за счет скоростного разброса. Хорошее совпадение расчетных и экспериментальных значений границ пучка позволяет сделать вывод, что полученные в результате моделирования значения среднего питч-фактора соответствуют характеристикам реального электронного пучка. Фактором, ограничивающим раскачку пучка, является осаждение части электронов (токоперехват) на стенку канала транспортировки в области, где ведущее магнитное поле «просаживается» полем кикера. Максимальное значение питч-фактора пучка без заметного токоперехвата, составило 0,9-1.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 18-38-00725.

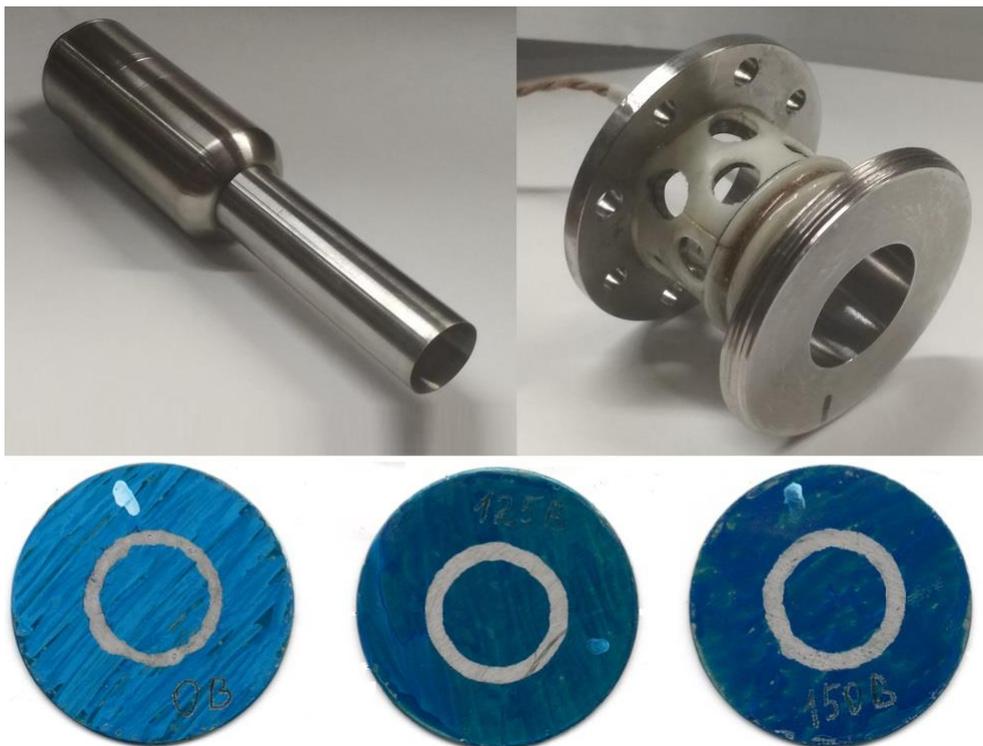


Рис.4. (сверху) Элементы электронно-оптической системы: кромочный взрывозмиссионный катод и катушка кикера. (снизу) Отпечатки пучка на металлической мишени при различных токах кикера

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. Б. Абубакиров и др. // Изв. РАН. Сер. Физическая, 2018, Т. 82, № 1, С.56.
2. Э.Б. Абубакиров и др. // Изв. ВУЗов, Радиофизика. 2015, Т. 58, №10. С.841.
3. С. З. Беккер, А. П. Доронин, С. И. Козлов // Геомагнетизм и аэрономия. 2017. Т.57, №5 С.676.
4. A.G. Shalashov et al // Appl. Phys. Lett. 2018. 113, 153502.
5. Гойхман М.Б. и др. // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. Вып. 2. С. 75.
6. М. Н. Вилков и др. // Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2019. № 2.
7. И.П. Котик и др. // Радиотехника и электроника. 1965, Т.10, №7, С. 1226.
8. V. P. Tarakanov // EPJ Web of Conferences. 2017. V. 149. Art.no. 04024.

Генерация волн-убийц в гиротронах с сильноточными релятивистскими пучками

Р.М. Розенталь¹, А.Н. Леонтьев¹, А.С. Сергеев¹, В.П. Тараканов^{2,3}

¹Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

²Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

³Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

rrz@appl.sci-nnov.ru

В работах [1,2] была продемонстрирована возможность генерации в гиротронах "волн-убийц" – ультракоротких импульсов с пиковой мощностью в десятки и сотни раз превосходящей среднюю мощность излучения. В данной работе определены оптимальные параметры для генерации таких импульсов. Также продемонстрирована возможность создания на основе данного эффекта сверхширокополосных источников хаотического излучения миллиметрового диапазона на основе гиротронов с сильноточными релятивистскими пучками.

Для описания работы гиротрона в условиях большой надкритичности использовалась нестационарная самосогласованная система уравнений, учитывающая изменение продольного импульса электронов в пространстве взаимодействия:

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

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

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

где $a(Z, \tau)$ – нормированная амплитуда поля, Z, τ – продольная координата и время, p_\perp, p_\parallel – поперечный и продольный импульсы, I_0 – ток пучка, Δ – расстройка между критической частотой рабочей моды и невозмущенным значением гирочастоты, g – питч-фактор.

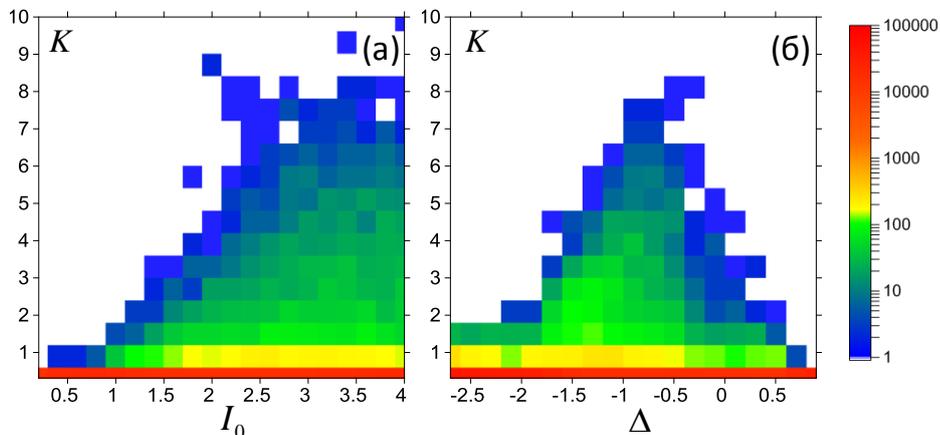


Рис.1. Распределение числа гигантских импульсов: (а) – при росте параметра тока I_0 ($\Delta=-0.7$); (б) – при изменении расстройки Δ ($I_0=3.0$).

Моделирование уравнений (1) показывает, что возникновение гигантских импульсов с коэффициентом конверсии $K = P/P_{beam} > 1$, где P – мощность импульса, P_{beam} – мощность невозмущенного электронного потока, имеет место уже при значениях параметра тока $I_0 \approx 0.5$ (Рис.1а). По мере роста параметра коэффициент конверсии растет практически линейно вплоть до значений $I_0 \approx 2.5$, после чего остается на уровне $K \approx 8 \div 10$. В свою очередь, зависимость максимального коэффициента конверсии от расстройки синхронизма (величины магнитного поля) носит резонансный характер (Рис.1б).

Формирование "волн-убийц" в гиротронах связано с одновременным взаимодействием винтового электронного пучка как с обратной, так и с попутной волнами [1,2]. В силу этого ширина спектра излучения близка к разности соответствующих частот синхронизма [3], что в случае релятивистских энергий электронов может быть использовано для генерации сверхширокополосного хаотического излучения. Рассмотрим далее гиротрон диапазона 35 ГГц с рабочей модой TE₁₁, возбуждаемый винтовым электронным пучком с энергией 500 кэВ, током 500 А и питч-фактором 1.0, что соответствует параметру тока $I_0 \approx 2.6$. Расчеты на основе уравнений (1) показывают, что в оптимальных условиях ширина спектра может превышать 40 ГГц (Рис.2б). Данные результаты подтверждаются прямым численным 3D PIC-моделированием на основе кода KARAT [4], демонстрирующим возможность достижения ширины спектра излучения порядка 34 ГГц (Рис.2б).

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

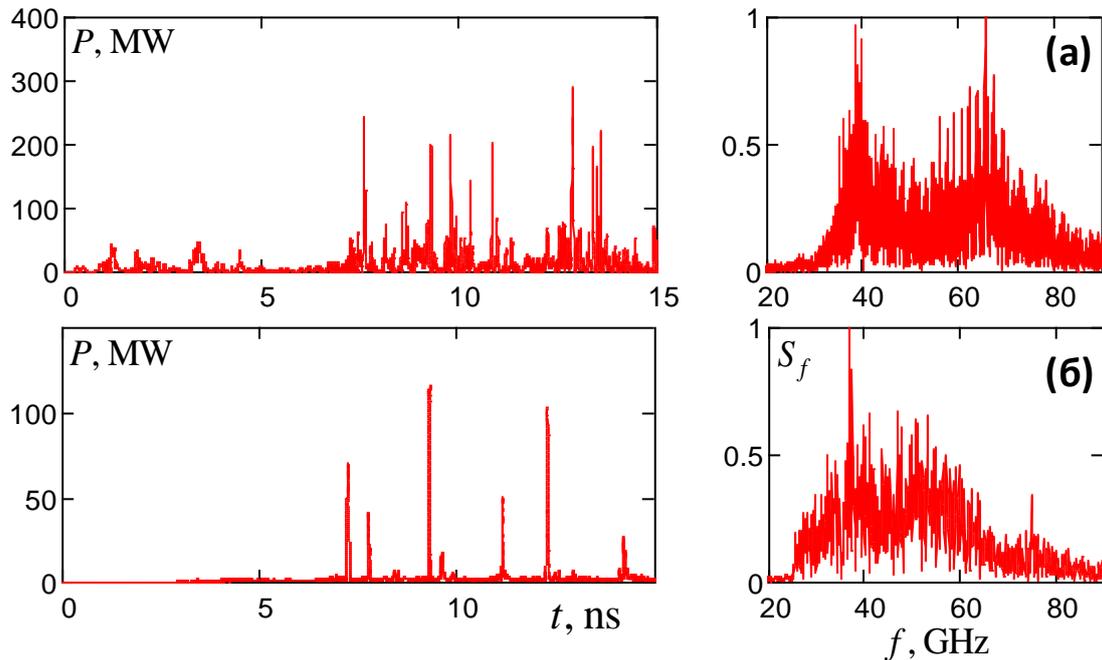


Рис.2. Зависимость выходной мощности от времени (слева) и спектр излучения (справа): (а) – моделирование на основе усредненных уравнений (1), (б) – трехмерное PIC-моделирование.

ЛИТЕРАТУРА

1. R.M. Rozental et al // J Infrared Milli Terahz Waves. 2019. V. 40. No. 2. P. 150.
2. Ginzburg N.S. et al // Phys. Rev. Lett. 2017. V.119. Art.no. 034801.
3. Р.М. Розенталь и др. // ЖТФ. 2017. Т.87. Вып.10. С. 1555.
4. V. P. Tarakanov // EPJ Web of Conferences. 2017. V. 149. Art.no. 04024.

Мощные клистроны для суперколлайдеров

Р.В. Егоров, В.Л. Саввин

Московский Государственный университет имени М.В. Ломоносова
vl.savvin@physics.msu.ru

В мире сейчас работают семь комплексов со встречными пучками, самый крупный в мире ускорительный комплекс расположен в ЦЕРНе (Швейцария). В его состав входят восемь ускорителей различного типа. В четырех из них частицы ускоряются до энергий выше 1 ТэВ, а в кольце Большого адронного коллайдера сталкиваются пучки протонов, которые разогнаны до энергии 7 ТэВ.

Для разрабатываемых в настоящее время перспективных сверхмощных коллайдеров, таких как Future Circular Collider (FCC) и Compact Linear Collider (CLIC), в качестве основных источников СВЧ – мощности предполагается использовать клистроны. Например, для коллайдера FCC с длиной туннеля около 100 км в качестве основных СВЧ-источников рассматриваются клистроны непрерывного режима с частотой 800 МГц и с выходной мощностью около 1,5 МВт. В коллайдере CLIC (с проектной энергией 3ТэВ) предполагается использовать более тысячи клистронов с частотой 1ГГц и с выходной мощностью около 20 МВт. Мощные клистроны с эффективностью выше 80% - ключевые устройства для будущего поколения крупных ускорителей. Вопрос о КПД таких клистронов является крайне важным.

Многочувствительные клистроны обладают очевидными преимуществами по сравнению с однолучевыми клистроном с цилиндрическими электронными пучками. Совместно с высокой эффективностью, усилением, выходной мощностью значительный интерес представляет низкое действующее напряжение. Низкие напряжения существенно уменьшают длину и вес клистронов, устраняют необходимость использования масляных баков для трансформатора, питающего модулятор.

Разработка мощных усилительных клистронов требует решения ряда сложных технологических проблем: формирование мощного прямолинейного электронного пучка, обеспечение электрической прочности междуэлектродных промежутков и изоляторов при весьма высоких ускоряющих напряжениях, рассеяние высокой средней мощности на коллекторе, вывод большой мощности из последнего резонатора клистроны, создание полых резонаторов с механизмом настройки.

Среди задач теоретического исследования процессов в клистронных усилителях следует выделить задачи группирования электронного пучка в усилительной части клистроны, задачи на собственные значения для резонаторов клистроны для определения собственных частот, добротности, характеристического сопротивления, распределения электрических и магнитных полей, задачи электронной оптики и формирования электронного пучка в электрическом и магнитном полях, задачи энергообмена в выходной системе прибора, задачи вывода «отработанного» после выходной системы пучка в коллекторную систему и задачи равномерного осаждения пучка на её поверхности.

В предлагаемой лекции изложены результаты исследований физических процессов взаимодействия электронного потока с полями электродинамических и электронно-оптических систем клистроны большой мощности, проведенных методами компьютерного моделирования с использованием новой методики группирования электронного потока, приведены результаты практической разработки опытных образцов клистронов и экспериментальные результаты их тестирования, изучена возможность увеличения выходной мощности на базе разработанной конструкции.

Среди различных предложенных методов группировки электронов следует выделить БАК – метод, происходящий от слов «bunching» (группировка), «alignment» (выравнивание), «collecting» (сбор), предложенный И. А. Гузиловым в 2014 году [1].

Теоретические и экспериментальные работы, результаты которых изложены в предлагаемой лекции, продемонстрировали возможность и перспективность применения этого метода для увеличения эффективности, выходной мощности применительно к мощным приборам СВЧ, таких как клистроны [2]. В результате проделанной работы, можно утверждать, что теоретически и экспериментально подтверждена перспективность нового метода группировки электронного потока для разработки широкого класса клистронных усилителей в L, S, C, X, K – диапазонах частот. Изученный как методами компьютерного моделирования, так и экспериментально, БАК – метод группировки электронного потока в клистронных усилителях большой мощности позволяет увеличить плотность конечного сгустка с помощью его частичной разгруппировки и сбора периферийных электронов электрическими полями дополнительных резонаторов как первой, так и второй гармоники.

Результаты теоретических исследований и практических испытаний, разработанных образцов клистрона большой мощности доказывают, что новая технология группировки электронного потока может значительно повысить КПД клистронных усилителей (на 15-20% по сравнению с зарубежными аналогами) на относительно небольшой длине пространства взаимодействия. При этом энергопотребление может быть снижено в 1,5 раза, рабочее напряжение в 2,5 раза, в 2 раза масса и габариты по сравнению с зарубежными однолучевыми аналогами, а также снижен уровень рентгеновского излучения со стороны коллектора.

Проведенные теоретические исследования с применением трехмерного анализа группировки электронов в многолучевых клистромах указывает на необходимость учета многомодовости полей в резонаторах клистрона, вызванных увеличением их поперечных размеров.

Подводя итоги проделанной работы, что впервые в мире проверена в расчётах и подтверждена в экспериментах возможность повышения эффективности мощного многолучевого клистрона за счет применения нового метода группирования.

ЛИТЕРАТУРА

1. I.A.Guzilov. L and S-band high-efficiency multi beam klystron development. ВАС – method of increasing efficiency. *CLIC workshop*, Geneva, CERN, 3-7 February, 2014.
2. Егоров Р. В., Гузилов И.А., Масленников О.Ю., Саввин В.Л. БАК – клистроны – новое поколение клистронов в вакуумной электронике. // Вестник МГУ, серия 3. Физика. Астрономия. 2019. № 1. С. 36-39.

Ограничение тока при транспортировке кольцевого электронного пучка в пролетном канале электровакуумного устройства миллиметрового диапазона.

В.Е. Родякин¹, В.М. Пикунов¹, В.Н. Аксенов², Н.Е. Овсянников².

¹Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН - филиал Федерального государственного учреждения «Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук», Святоозерская д.1, 140700, г. Шатура, Московская область, Россия

²Физический факультет и Международный лазерный центр, Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва 119992 Россия

vrodyakin@mail.ru

В настоящее время происходит интенсивное освоение миллиметрового диапазона (с частотами $f_0 = 0,03-0,3$ ТГц и длинами волн $\lambda_0 = 10-1$ мм). Поэтому повышение мощности компактных электровакуумных усилителей и генераторов в этом диапазоне является актуальной задачей.[1]. Перспективными в этом направлении являются устройства клистронного типа: клистроны, лампы бегущей волны (ЛБВ) на цепочках связанных резонаторах, клистроны с распределенным взаимодействием, клистроды, твистроны и др. Для эффективного взаимодействия электронного потока с электромагнитными полями многоззорных резонаторов электровакуумных приборов клистронного типа радиус пролетного канала R_T должен быть меньше четверти рабочей длины волны λ . Из-за малых размеров сечения пролетного канала в миллиметровом диапазоне при увеличении силы тока, определяющей мощность прибора, приходится переходить к использованию электронных потоков с высокими значениями плотности тока в пучке (более 1000 А/см²), а также применять такие распределенные потоки, как кольцевые, коаксиальные, многолучевые и ленточные. [2].

Сильные электростатические поля, возникающие в плотных электронных потоках, могут приводить к разбросу электронов пучка по энергиям, оседанию электронов на стенки устройства, к диокотронной неустойчивости, разрушению пучка и т.п. Нахождение и обеспечение условий, исключающих эти явления при транспортировке таких плотных электронных потоков в пролетных каналах электровакуумных устройств, является одной из важнейших задач, возникающих перед разработчиками при создании подобных устройств миллиметрового диапазона.

В работе приводятся результаты численных исследований зависимости предельных токов от различных параметров кольцевых электронных пучков с учетом диокотронной неустойчивости. Численные расчеты выполнены, в том числе и с использованием квазитрехмерной программы «Арсенал-МГУ» [3].

Высокие значения плотности пространственного заряда вызывают существенное изменение потенциала по радиусу пролетного канала (так называемое “провисание” потенциала), приводящее к торможению электронов в продольном направлении и уменьшению скорости пучка, вплоть до образования виртуального катода и прекращения транспортировки электронного потока. Аналитическое решение задачи нахождения предельного вакуумного тока I_{limV} , вызванного провисанием потенциала, возможно в приближении бесконечно тонкого кольцевого пучка. Для вычисления I_{limV} кольцевого электронного пучка конечной толщиной в литературе получили распространение приближенные формулы. Однако полученные с их помощью значения предельных токов для кольцевых пучков конечной толщины могут в несколько раз отличаться от значений, рассчитанных с помощью двумерных компьютерных кодов [4].

Поэтому для расчета предельного вакуумного тока $I_{\text{lim}V}$, использовался численный алгоритм, который был разработан авторами и успешно применен для определения $I_{\text{lim}V}$ сплошных цилиндрических пучков[5].

При транспортировке плотных кольцевых электронных потоков в пролетных каналах из-за наличия шира азимутальных скоростей $v_{\varphi 0}$ существует также опасность возникновения диокотронной неустойчивости [6,7], которая может ограничивать длину транспортировки пучка. Для оценки линейных инкрементов мод диокотронной неустойчивости, в случае малых длинноволновых возмущений параметров кольцевого электронного пучка в аксиально-симметричном пролетном канале, использовались результаты работ [6-8]:

$$\omega_i = \frac{\omega_D}{2} (4c - b^2)^{1/2} = \frac{\omega_D}{2} \sqrt{D(l)}. \quad (1)$$

Здесь $\omega_D = \omega_{p0}^2 / (2\gamma_0^2 \Omega_e)$, $\omega_{p0}^2 = \frac{e\rho_0}{m\epsilon_0}$, $\Omega_e = \frac{e}{m} B_\Phi$, $\gamma_0 = \left(1 - \left(\frac{v_0}{c}\right)^2\right)^{-1/2}$,

$b = l \left(1 - \frac{R_{b0}^2}{R_b^2}\right) + \left(\frac{R_b^{2l}}{R_T^{2l}} - \frac{R_{b0}^{2l}}{R_T^{2l}}\right)$, $c = l \left(1 - \frac{R_{b0}^2}{R_b^2}\right) \left(1 - \frac{R_{b0}^{2l}}{R_T^{2l}}\right) - \left(1 - \frac{R_{b0}^{2l}}{R_b^{2l}}\right) \left(1 - \frac{R_b^{2l}}{R_T^{2l}}\right)$, l - номер моды диокотронной неустойчивости.

В работе [9] численное исследование показало, что неустойчивость появляется при $l \geq 2$, и инкремент колебаний сначала увеличивается. Затем по мере роста l , зависимость инкремента от номера l проходит через максимальное значение $l = l_0$, потом уменьшается и стремится к нулю. Значению инкремента неустойчивости можно сопоставить длину развития диокотронной неустойчивости L^* , равную [7, 9]:

$L^* = \frac{v_{z0}}{\omega_i}$, где: $v_{z0} = c \sqrt{\frac{\gamma_0^2 - 1}{\gamma_0^2}}$ - средняя скорость электронов кольцевого пучка.

$$L^* \approx \frac{v_{z0}}{\omega_i} \approx 8\pi\epsilon_0 c^2 \frac{(\gamma_0^2 - 1) R_b \Delta R_b B_\Phi}{I_b \sqrt{D(l_0)}} \sim 20 \times 10^6 \frac{(\gamma_0^2 - 1) R_b \Delta R_b B_\Phi}{I_b \sqrt{D(l_0)}} [\mu], \quad (2)$$

Здесь: $R_b, \Delta R_b$ - в метрах, B_Φ - в теслах, I_b - в амперах,

Из (2) следует, что диокотронная неустойчивость представляет, весьма серьезную опасность для тонкостенных трубчатых пучков $\Delta R_b / R_b \ll 1$. Для устойчивой транспортировки кольцевого пучка необходимо увеличивать фокусирующее магнитного поля, радиус и толщину пучка, либо, уменьшать тока пучка, что ведет к уменьшению выходной мощности устройства.

Для проверки точности расчета предельных вакуумных токов кольцевых электронных потоков с помощью алгоритма, разработанного авторами [5], был выбран кольцевой электронный поток с коэффициентом заполнения трубы, равным 0.8, и ускоряющим напряжением 10кВ. На рис.1а приведены зависимости предельного микроперванса от толщины пучка, полученные с помощью разработанного алгоритма, программы «Арсенал-МГУ» и аналитической формулы (3) [10]:

$$I_{\text{lim}V} = 17 \frac{(\gamma^{2/3} - 1)^{3/2}}{1 + 2 \ln(R_T / R_b) - [2R_{b0}^2 / (R_b^2 - R_{b0}^2)] \ln(R_b / R_{b0})} [\mu A] \quad (3)$$

Сравнение результатов показывает, что значения предельного микропереванса, полученные с помощью разработанного алгоритма, хорошо совпадают с результатами расчетов по программе «Арсенал-МГУ». Данные же, полученные по формуле (3), имеют значительную погрешность от 5 до 20% по сравнению со значениями, рассчитанными с помощью разработанного алгоритма и программы «Арсенал-МГУ».

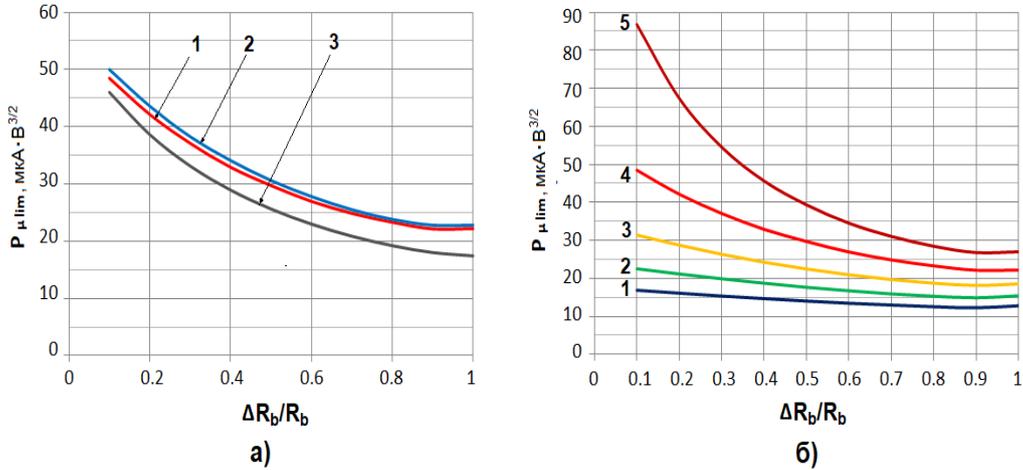


Рис. 1. Зависимость предельного микропереванса от толщины кольцевого пучка: а) для коэффициента заполнения 0,8, полученная с помощью разработанного алгоритма (1), программы «Арсенал-МГУ» (2) и аналитической формулы 3 (3); б) для коэффициентов заполнения 0,5 (1), 0,6 (2), 0,7 (3), 0,8 (4), 0,9 (5), полученные с помощью разработанного алгоритма.

На рис.1б представлены результаты исследования зависимости предельного микропереванса от толщины кольцевого электронного пучка для различных значений коэффициента заполнения пучком пролетного канала.

Проведенные с помощью программы «Арсенал-МГУ» численные исследования показали, что выполнение условия $V_\phi > 2B_{бр}$ является приемлемым условием для обеспечения устойчивой к пульсациям поперечной фокусировки даже для электронного пучка с током, близкому к предельному. На рисунке 2 приведены результаты численных расчетов стационарного состояния кольцевого электронного пучка с током, близким к предельному значению вакуумного тока I_{limV} , фокусируемого магнитным полем $B_\phi = 2B_{бр}$.

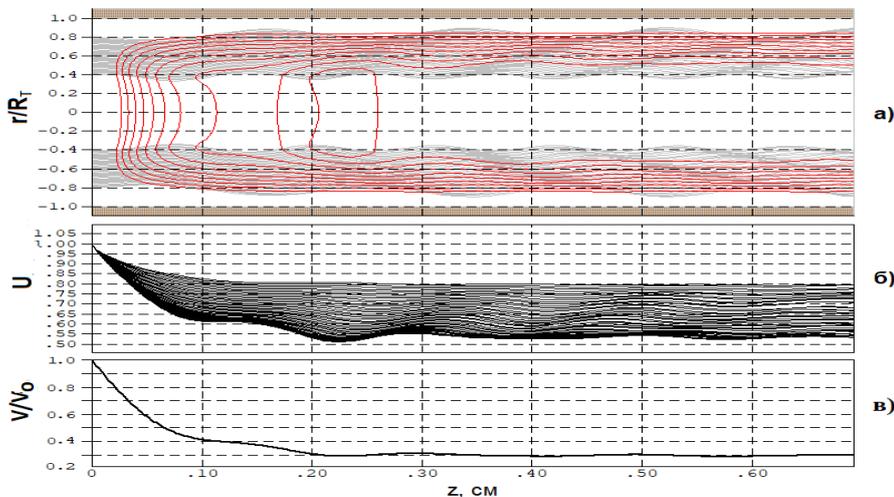


Рис. 2. Траектории электронов и эквипотенциали (а), скорости электронов (б) и распределение потенциала на оси (в) в кольцевом электронном потоке с током, близкому к предельному вакуумному, рассчитанные по программе «Арсенал-МГУ» при $B_\phi = 2B_{бр}$.

Результаты исследований с помощью разработанного алгоритма зависимости предельных токов кольцевого электронного пучка $I_{lim} = \min(I_{limV}, I_{limB})$ от рабочей частоты f_0 представлены на рис.3.

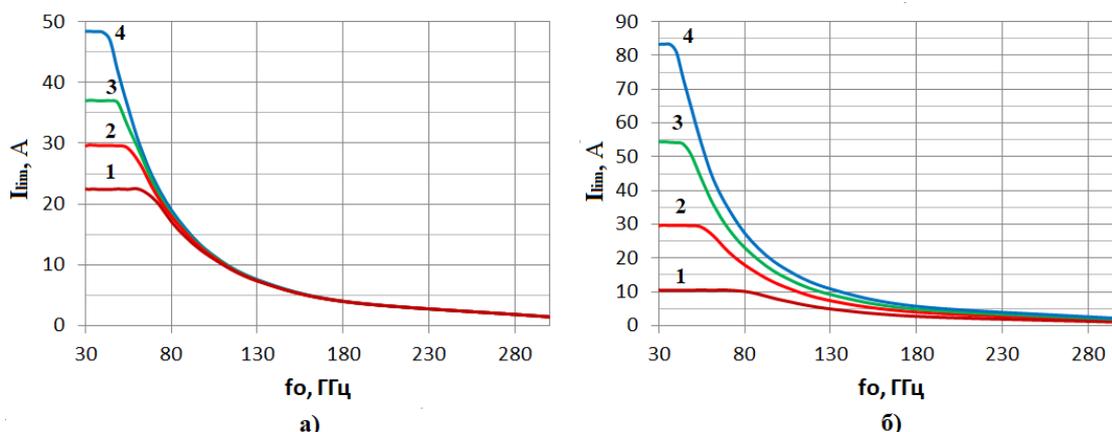


Рис. 3. Зависимости предельных токов кольцевого электронного пучка $I_{lim} = \min(I_{limV}, I_{limB})$ от рабочей частоты: а) для ускоряющего напряжения 10 кВ при относительной толщине пучка 1,0(1), 0,5(2), 0,3(3), 0,1(4); б) для относительной толщины пучка 0,5 при ускоряющем напряжении 5 кВ (1), 10 кВ (2), 15 кВ (3), 20 кВ (4).

Как и для случая сплошного электронного потока с увеличением ускоряющего напряжения правая граница зоны ограничения тока за счет продольных тормозящих сил пространственного заряда смещается к длинноволновой части миллиметрового диапазона. Для ускоряющего напряжения 5 кВ (кривая 1 рис.3б) граничная частота равна 95 ГГц, а для ускоряющего напряжения 20 кВ (кривая 4 рис.3б) – 45 ГГц.

Оценки характеристических длин диокотронной неустойчивости показали, что диокотронная неустойчивость становится ограничивающим фактором для транспортировки кольцевых электронных пучков в пролетных каналах приборов клистронного типа, когда толщина потока $\Delta R_b / R_b < 0.05$. Для таких тонких пучков характеристической длиной L^* самой неустойчивой моды становится соизмеримой с плазменной длиной волны.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. Anurag Srivastava. European Journal of Advances in Engineering and Technology, 2015, 2(8): 54-64.
2. John H Booskee, , Physics of Plasma, 2008, 15, 055502-1 to 055502-16.
3. А.Н. Сандалов, В.М. Пикунов, В.Е. Родякин. В сб. «Вакуумная СВЧ электроника». НН, Изд.
- 4.Thode L.E., Godfrey V.B., Shanahan W.R. // Phys. Fluids.1979 Vol. 22 N 4, p. 747-763.
5. В.Е. Родякин, В. М. Пикунов, В.Н.Аксенов, Н.Е. Овсянников. Ограничение тока при транспортировке сплошного аксиально-симметричного электронного пучка в пролетном канале электровакуумного устройства миллиметрового диапазона. Настоящий сборник. 2019.
6. Р.Девидсон. Теория заряженной плазмы. пер с англ. М Мир 1978 г. 216с.
7. Р.Миллер. Введение в физику сильноточных пучков заряженных частиц. М.Мир 1984 г. 432 с.
8. Еремеев А.И., Кабанов В.С., Стрелков П.С и др.//Физика плазмы. 1988, Т. 14, вып.8. С. 958-964.
9. Нечаев В.Е. // Известия вузов.Радиофизика. 1982 Т. 25, № 9. С. 1067-1075.
10. ДиденкоА.Н., Григорьев В.П. Усов Ю.П. Мощные электронные пучки и их применения. М.: Атомиздат, 1977.-277с.

Ограничение тока при транспортировке сплошного аксиально-симметричного электронного пучка в пролетном канале электровакуумного устройства миллиметрового диапазона.

В.Е. Родякин¹, В. М. Пикунов¹, В.Н.Аксенов², Н.Е. Овсянников².

¹Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН - филиал Федерального государственного учреждения «Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук», Святоозерская д.1, 140700, г. Шатура, Московская область, Россия

²Физический факультет и Международный лазерный центр, Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва 119992 Россия

vrodyakin@mail.ru

В настоящее время происходит интенсивное освоение миллиметрового диапазона (с частотами $f_0 = 0,03-0,3$ ТГц и длинами волн $\lambda = 10-1$ мм). Поэтому повышение мощности компактных электровакуумных усилителей и генераторов в этом диапазоне является актуальной задачей.[1]. Перспективными в этом направлении являются устройства клистронного типа: клистроны, лампы бегущей волны (ЛБВ) на цепочках связанных резонаторах, клистроны с распределенным взаимодействием, клистроды, твистроны и др. Для эффективного взаимодействия электронного потока с электромагнитными полями многозазорных резонаторов электровакуумных приборов клистронного типа радиус пролетного канала R_T должен быть меньше четверти рабочей длины волны λ . Из-за малых размеров сечения пролетного канала в миллиметровом диапазоне при увеличении силы тока, определяющей мощность прибора, приходится переходить к использованию электронных потоков с высокими значениями плотности тока в пучке (более 1000 А/см²) [2]. Высокие значения плотности тока и сильные электростатические поля могут приводить к разбросу электронов пучка по энергиям, оседанию электронов на стенки устройства и разрушению электронного пучка.

В работе исследуются условия обеспечения равновесного стационарного состояния сплошных электронных потоков большой плотности, транспортируемых в цилиндрических пролетных каналах и фокусируемых магнитным полем. Предлагается эффективная численная модель, позволяющая определить распределения электростатического потенциала, плотности заряда, скоростей электронов в стационарном состоянии таких потоков, а также определить их предельные токи.

Для транспортировки мощных электронных потоков в пролетных каналах используется сильные фокусирующие однородные магнитные поля B_ϕ , которые позволяют скомпенсировать действующие на электроны поперечные расталкивающие силы пространственного заряда и провести электронный поток через пролетный канал без токооседания

В рамках параксиального приближения, используя закон сохранения углового момента импульса относительно оси [3], можно записать выражение, соответствующее бриллюэновскому магнитному полю:

$$B_{bp} = B_{bp}^{cr} \left(\frac{2}{1 + \gamma_0} \right)^{1/4} \sqrt{\gamma_0 \gamma_b F_\rho - \sqrt{\gamma_0^2 - 1} \sqrt{\gamma_b^2 - 1}} \quad (1)$$

где: $B_{Бр}^{кл} = \sqrt{\frac{\sqrt{2}}{\pi \epsilon_0 \eta_e^{3/2}} \frac{\sqrt{I_b}}{R_b V_0^{1/4}}}$, $I_b = \int_{S_b} j_b(r) ds$ - ток инжекции, создаваемый электронной

пушкой, $F_\rho = \frac{1}{S_b} \int_{S_b} \frac{J_b(r)}{U(r)} ds$ F_ρ - форм-фактор плотности заряда в пучке,

нормализованные радиальные распределения скорости электронов - $U(r) = \frac{u(r)}{u_0}$ и

плотности тока в пучке - $J_b(r) = \frac{j(r)}{j_0}$, $u_0 = \frac{\sqrt{1+\gamma_0}}{\gamma_0} \sqrt{\eta_e V_0}$.

Предельный ток равновесного пучка, достигнутый при равновесной фокусировке пучка при фокусирующем магнитном поле $B_\phi \geq 2B_{Бр}$, обозначим, как I_{limB} . При токах больших I_{limB} возможны сильные пульсации границ, расширение и оседание электронного пучка на стенку пролетного канала. При определении I_{limB} будем предполагать, что фокусирующее магнитное поле ограничено величиной $B_\phi = 1$ Тл.

Помимо ограничения тока со стороны поперечного расширения электронного пучка при недостаточной величине фокусирующего магнитного поля, высокие значения плотности пространственного заряда приводят к существенному изменению потенциала по радиусу пролетного канала (так называемому “провисанию” потенциала). Провисание потенциала вызывает торможение электронов в продольном направлении и уменьшение скорости пучка, вплоть до образования виртуального катода и прекращения транспортировки электронного потока.

При выполнении условия равновесия сил, действующих на электроны пучка при достаточно большом фокусирующем магнитном поле B_ϕ , движение электронов можно считать одномерным вдоль продольной оси z . Тогда в области пролетного канала, отстоящей от плоскости инжекции на расстоянии диаметра канала, можно рассматривать задачу стационарной и использовать в качестве математической модели стационарную, нелинейную, одномерную смешанную краевую задачу в поперечном сечении пролетного канала для нелинейного уравнения Пуассона:

$$\begin{cases} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{\partial V}{\partial r} \right) = - \frac{\rho(r)}{\epsilon_0}, & r \in (0, R_T), \\ \left. \frac{dV}{dr} \right|_{r=0} = 0, \quad V|_{r=R_T} = V_0 \end{cases} \quad (2)$$

Здесь $\rho(r) = j_z(r)/u_z(r)$, плотность пространственного заряда пучка, $u_z(r) = c \sqrt{1 - 1/(1 + |e|V(r)/(m_0 c^2))^2}$ - скорость электронов в потоке, $r \in [R_{b0}, R_b]$.

При решении используется многослойная модель электронного пучка по радиусу и требуется сохранение непрерывности скалярного потенциала и его производной по радиусу, на границах слоев. Так как рассматриваемая задача нелинейная, то ее решение находится методом итераций [4].

Предлагаемый численный алгоритм позволяет, находить параметры - распределение скоростей электронов, плотности пространственного заряда и распределение (“провисание”) скалярного потенциала по радиусу равновесных, электронных пучков. В тоже время он может использоваться для нахождения предельных токов, I_{limV} , определяемых силами пространственного заряда пучков.

Для тестирования предложенных формул и алгоритмов был выбран сплошной электронный поток с коэффициентом заполнения пучком трубы, равным 0.8 в интервале ускоряющих напряжений от 1 кВ до 500 кВ. На рис.1а приведены зависимости предельного микроперванса $P_{\mu\text{lim}} = 10^{-6} I_{\text{lim}V} / V_0^{3/2}$ от ускоряющего напряжения, полученные с помощью разработанного алгоритма, программы «Арсенал-МГУ» [5] и аналитической формулы (6) [6]:

$$I_{\text{lim}V}^{GP} = I_{\text{lim}V}^{BR} \gamma_0^{2/3} \left\{ \left[\left(\gamma_0^{2/3} + G \right)^2 - \gamma_0^{2/3} \right]^{1/2} - G \right\}^{-1} \quad (3)$$

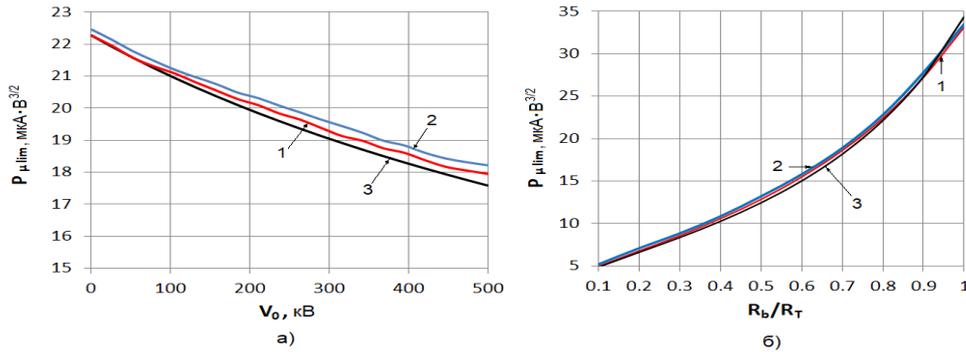


Рис. 1. Сравнение зависимостей предельного микроперванса сплошного электронного пучка от ускоряющего напряжения (а) и коэффициента заполнения пучка трубы, полученных с помощью разработанного алгоритма (1), программы «Арсенал-МГУ» (2) и (3) по аналитической формуле (3).

Различие в значениях предельного микроперванса, полученные разными методами, для $V_0 < 100$ кВ составляет менее 1% и постепенно увеличивается до 3% при приближении к $V_0 = 500$ кВ.

На рис.1б приведены результаты расчетов зависимости предельного микроперванса сплошного электронного потока от коэффициента заполнения. Сравнение результатов показывает, что все три метода дают очень близкие результаты с разбросом значений в пределах долей процента.

На рис.2 представлены оценочные зависимости предельных токов I_{lim} от рабочей частоты сплошного электронного пучка с различными ускоряющими напряжениями и коэффициентами заполнения.

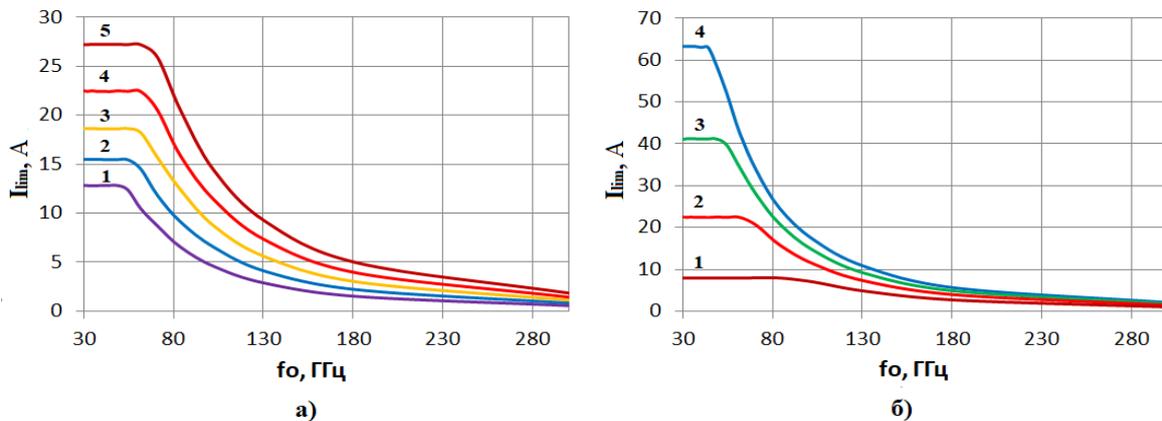


Рис. 2. Зависимости предельных токов $I_{\text{lim}} = \min(I_{\text{lim}V}, I_{\text{lim}B})$ сплошного электронного пучка от рабочей частоты: а) для ускоряющего напряжения 10 кВ при коэффициенте заполнения 0,5(1), 0,6(2), 0,7(3), 0,8(4), 0,9 (5); б) для коэффициента заполнения 0,8 при ускоряющем напряжении 5 кВ (1), 10 кВ (2), 15 кВ (3), 20 кВ (4).

Горизонтальные участки соответствуют областям ограничения тока за счет тормозящих сил пространственного заряда в продольном направлении, а быстро спадающие с увеличением частоты – условиями равновесной магнитной фокусировки в радиальном направлении. Для электронного пучка с ускоряющим напряжением 10 кВ в приборах с рабочей частотой ниже 70 ГГц основным ограничивающим фактором увеличения тока является тормозящие кулоновские силы, а в области выше этого значения частоты – определяются условиями равновесной фокусировки.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. Anurag Srivastava. European Journal of Advances in Engineering and Technology, 2015, 2(8): 54-64.
 2. John H Vooskee, , Physics of Plasma, 2008, 15, 055502-1 to 055502-16.
 3. И.В. Алямовский. Электронные пучки и электронные пушки. Сов.Радио М.1966, 454 С.
 4. В.М. Пикунов. Ученые записки физического факультета 4, 144358 (2014)
 5. А.Н. Сандалов, В.М. Пикунов, В.Е. Родякин. В сб. «Вакуумная СВЧ электроника». НН, Изд. ИПФ, 2002, стр. 97-102.
 6. Thode L.E., Godfrey B.B., Shanahan W.R. // Phys. Fluids.1979 Vol. 22 N 4, p. 747-763
- случае не ставятся. Ниже, прямым шрифтом, пишется адрес электронной почты автора.

Ускорение электронного пучка в условиях циклотронного авторезонанса

В.Л. Саввин, Г.М. Казарян, А.В. Петрова

Московский Государственный университет имени М. В. Ломоносова
vl.savvin@physics.msu.ru

Рентгеновское излучение традиционных источников, где электроны ускоряются электростатическим полем, использует диапазон энергий 50-150keV. Верхний предел энергии рентгеновских лучей определяют проблемы электрической изоляции. Однако, среди существующих методов получения рентгеновских лучей в этом диапазоне энергий значительный практический интерес вызывает метод, основанный на явлении электронного циклотронного резонанса. Ранее в качестве рентгеновского источника предлагались циклический ускоритель электронов и компактный рентгеновский источник на основе зеркальной ловушки, где «нагрев» электронов осуществляется на основной частоте электронного циклотронного резонанса. Следует отметить, что в этих условиях циклотронная частота электронов будет поддерживаться равной частоте микроволн в течение очень ограниченного числа циклотронных периодов, что сильно ограничивает максимальную энергию.

Теоретически, эту проблему в вышеупомянутых ускорителях можно обойти путем увеличения однородного магнитного поля во времени, т.е. создания условий для циклотронного авторезонанса. В процессе резонансного взаимодействия условие $\omega = \omega_c$, т.е. равенства между частотой стационарной электромагнитной волны ω и циклотронной частотой $\omega_c = eB/m_0\gamma$, может быть выполнено за счет увеличения уровня магнитного поля во времени со скоростью, необходимой для компенсации роста релятивистской массы электрона [1].

В случае пространственного авторезонанса магнитное поле является функцией координат, а не времени. Таким образом, циклотронная частота электронов задается, как:

$$\omega_c(\vec{r}) = eB(\vec{r})/m_0\gamma(\vec{r}) \quad (1)$$

где $\gamma(\vec{r}) = \{1 - [v^2(\vec{r})/c^2]\}^{-1/2}$, ось z совпадает с осью магнитного поля.

Пространственное авторезонансное ускорение отличается от других авторезонансных типов потому, что в неоднородном магнитном поле появляется диамагнитная сила, которая действует в направлении, противоположном градиенту магнитного поля и препятствует продвижению электронов в более сильное магнитное поле.

Возможность создания источника рентгеновского излучения, основанного на ускорении электронов в условиях авторезонанса, обсуждается в [2]. Методом численного моделирования исследуется взаимодействие между электронным пучком и микроволновой волной в прямоугольном резонаторе с модой TE₁₀₂. Показано, что исследуемая система может создать условия для ускорения пучка электронов до энергий порядка сотен кэВ в импульсном режиме.

Однако при анализе циклотронного авторезонанса в мощных устройствах необходимо учитывать влияние ряда факторов, которыми нельзя пренебречь. Это не только релятивистское увеличение массы электронов и действие радиальных компонент нарастающего магнитостатического поля, но и влияние переменных магнитных компонент высокочастотного электромагнитного поля [3]. В более сложных резонансных системах, например в резонаторах с ламелями и конденсаторным

зазором, интенсивность магнитных компонент высокочастотного поля в области распространения электронного пучка может быть ослаблена на порядок за счет концентрации магнитного поля вокруг ножек ламелей. При этом максимальное значение энергоемкости резонатора W (W – отношение высокочастотной мощности, вводимой в электронный пучок, в начальной мощности пучка) может достигать 15-20 при потенциале инжекции пучка 10-12 кВ в непрерывном режиме [4].

Целью данной работы является численный анализ взаимодействия электронного потока с ВЧ полем резонатора с ламелями в режиме циклотронного авторезонанса с учетом вышеприведенных факторов.

Отличительной особенностью процессов в вышеупомянутом резонаторе с ламелями является то факт, что в электронном пучке, инжектированном в полость резонатора с поперечным ВЧ полем, не происходит продольной модуляции по плотности, то есть пучок не группируется в сгустки. Поэтому действие сил пространственного заряда незначительно, и передача мощности сигнала в пучок несёт линейный характер. Следовательно, электровакуумные приборы, в которых используется данный вариант резонаторного устройства, лишены ограничений по КПД, связанных с действием сил пространственного заряда.

Численное моделирование проведено с применением метода «частица в ячейке» – одного из широкого спектра методов крупных частиц, используемых для трехмерного моделирования электронных потоков. В рамках этого метода электронный пучок представляется как совокупность достаточно большого количества модельных (крупных) частиц, движущихся в самосогласованном электромагнитном поле. Каждая модельная частица описывает движение многих электронов пучка и обладает своим набором характеристик: заряд, импульс, масса и т. д.

Поперечное высокочастотное поле возбуждается в пространстве взаимодействия двухзазорного резонатора (см. рис.1), вдоль оси которого распространяется электронный пучок.

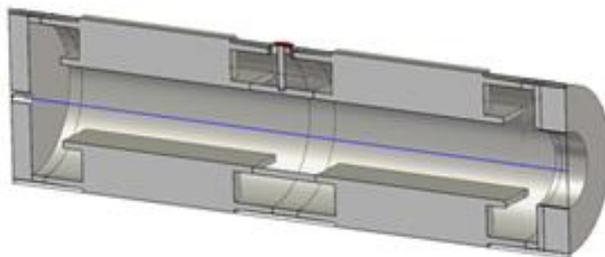


Рис. 1. Схема двухзазорного резонатора с поперечным высокочастотным электрическим полем

Модовый состав высокочастотных колебаний в резонаторе включает в себя как колебания с синфазным электрическим полем в зазорах резонатора, так и колебания с противофазным полем, аналогичным распределению поля моды TE_{102} в прямоугольном резонаторе ускорителя, промоделированного в [2]. Соответствующим выбором способа возбуждения резонатора удалось реализовать преимущественное возбуждение синфазной моды и, тем самым, избежать негативного влияния «перескока» фазы действующего электрического поля в центральной области резонатора в отличие от примера, рассмотренного в [2].

Распределение амплитуд поперечного электрического высокочастотного поля вдоль оси резонатора для различных мод представлено на рис.2. Распределение поля «синфазной» моды представляет собой суперпозицию электрических полей в обоих зазорах резонатора с небольшим «прогибом» в его центральной части.

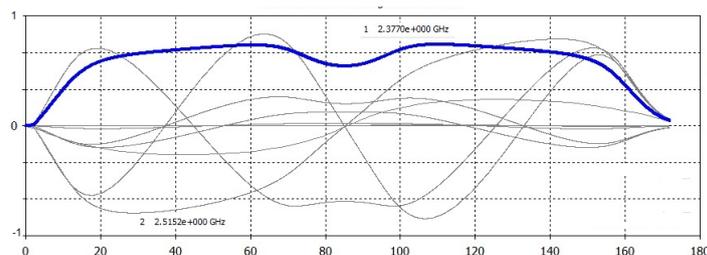


Рис.2. Распределение амплитуд поперечного электрического высокочастотного поля вдоль оси резонатора для различных мод (в отн. единицах), (1- синфазная мода, 2 – противофазная мода)

Частота противофазной моды (2,515 ГГц) заметно отстоит от частоты синфазной моды (2,377 ГГц), что дает дополнительные возможности избежать ее влияния на процесс ускорения электронов при циклотронном резонансе. В условиях циклотронного авторезонанса электронный пучок практически сохраняет свою прямолинейную форму (рис.3) и располагается по образующей конуса, реализуя оптимальный темп ускорения электронов.

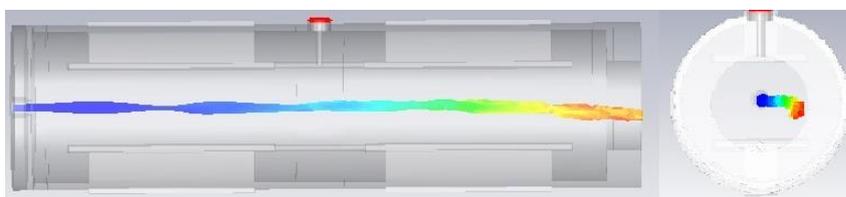


Рис.3. Электронный пучок в двухзазорном резонаторе (ток пучка 2А в непрерывном режиме, энергия электронов на выходе 110 КэВ)

Магнитное поле плавно увеличивалось вдоль оси резонатора и достигало величины $1,17 \cdot B$ в конце области взаимодействия, обеспечивая, тем самым, циклотронный резонанс с ВЧ полем, несмотря на рост релятивистской массы электронов. В этих условиях оказалось возможным сообщить электронному пучку с непрерывным током 2А ускорение до потенциала 110 КэВ при начальном потенциале электронов на входе в резонатор 15 КэВ.

Взаимодействие электронного пучка с синфазной модой двухзазорного резонатора дало возможность обеспечить непрерывный высокий темп ускорения электронов, значительно увеличить ток в непрерывном режиме и избежать необходимости в высоковольтной изоляции, присущей электростатическим ускорителям.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Geller, K. S. Golovanivsky // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 1999. Sect. B **68**. P.479.
2. Dugar-Zhabon V. at al.// J. Physics. Conf. Series. 2016. V. 687. N 012076. P.1.
3. V. L. Savvin at al.// Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2019. V. 83. No.1. P.44.
4. Саввин В.Л. и др.// Изв. РАН. Сер. физич., 2014. Т.78. N 2. С.249.

К теории лампы бегущей волны терагерцового диапазона частот.

Г.М. Вдовина, А.В. Титов, П.Н. Аркатов

Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени
Н.Г. Чернышевского

titovav88@gmail.com

На сегодняшний день одним из главных направлений развития СВЧ электроники является создание и разработка устройств и компонентов, рабочие частоты которых лежат в диапазоне примерно от 300 ГГц до 3 ТГц. Указанная область лежит на границе оптического и СВЧ диапазонов и открывает широкие перспективы для спектроскопии, радиовидения и передачи информации. Подавляющее число работ на данную тему содержит те или иные модели генераторов излучения терагерцового диапазона. В основном эти модели представляют собой различные варианты ламп обратной волны или генераторов дифракционного излучения (лазеров на свободных электронах Смита-Парселла). В то же время в качестве подходящего для этих частот усилителя упоминается только лампа бегущей волны. В рамках выполнения программы DARPA Terahertz Electronics компанией Northrop Grumman были созданы экспериментальные макеты ламп бегущей волны на частотах 670 ГГц, 850 ГГц и 1 ТГц [1-3]. Данные макеты представляют собой совокупность весьма сложных конструктивных и технологических решений. Достаточно заметить, что в основе макета на 850 ГГц лежит массив из пяти параллельных ЛБВ с ленточными пучками, а линейный размер шага замедляющей структуры составляет порядка 10 мкм. Таким образом, проектирование классического устройства ЛБВ на терагерцовый диапазон не обошлось без существенных конструктивных сложностей.

Подобные рассуждения приводят к выводу о целесообразности рассмотрения различных механизмов, позволяющих тем или иным способом повысить эффективность ЛБВ. В данной работе приведены результаты анализа ЛБВ с двумя электронными потоками, проведенного на основе двумерной линейной и приближенной нелинейной теорий.

В ходе решения самосогласованной линейной задачи возбуждения замедляющей системы двумя потоками (1) проведен анализ возможных режимов работы двухлучевой ЛБВ.

$$\begin{cases} \frac{d^2 i_1}{dx^2} + 2j\beta_{e1} \frac{di_1}{dx} - (\beta_{e1}^2 - \beta_{p1}^2) i_1 + \beta_{p1}^2 i_2 = j \frac{\beta_{e1} I_{01}}{2U_{01}} E \\ \frac{d^2 i_2}{dx^2} + 2j\beta_{e2} \frac{di_2}{dx} - (\beta_{e2}^2 - \beta_{p2}^2) i_2 + \beta_{p2}^2 i_1 = j \frac{\beta_{e2} I_{02}}{2U_{02}} E, \\ \frac{dE}{dx} + j\beta_0 E = -\frac{\beta_0^2 K_0}{2} (i_1 + i_2) \end{cases} \quad (1)$$

здесь $i_{1,2}(x)$ – амплитуды высокочастотных компонент токов, $\beta_{e1,2} = \omega/v_{01,02}$ – электронные постоянные распространения, ω – частота сигнала, $v_{01,02}$ –

невозмущенные скорости электронных потоков, $\beta_{p1,p2} = \omega_{p1,p2} / \nu_{01,02}$ – плазменные постоянные распространения потоков, $\omega_{p1,p2}$ – плазменные частоты потоков, $I_{01,02}$ – постоянные компоненты токов, $U_{01,02}$ – ускоряющие напряжения потоков, $E(x)$ – амплитуда электрического поля, β_0 – постоянная распространения волны в замедляющей системе, K_0 – сопротивление связи замедляющей системы.

Также в данной работе приведена линейная теория ЛБВ с двумя взаимодействующими ленточными электронными потоками, помещенными в продольное магнитное поле конечной амплитуды, основанная на ранее построенной теории взаимодействия двух ленточных электронных потоков. На основе модели получена система дифференциальных уравнений относительно высокочастотных смещений электронов в каждом пучке, взаимодействующих с полем замедляющей системы.

$$\begin{cases} \frac{d^2 \tilde{x}_{1,2}}{dt^2} = \eta (E_{xsc} + E_{xI,xII}) \\ \frac{d^2 \tilde{y}_{1,2}}{dt^2} = -\omega_c^2 \tilde{y}_{1,2} + \eta (E_{ysc} + E_{yI,yII}) \end{cases} \quad (2)$$

здесь $\tilde{x}_{1,2}, \tilde{y}_{1,2}$ – высокочастотные смещения электронов первого и второго пучков под действием высокочастотных полей, η – удельный заряд, ω_c – циклотронная частота, $E_{xI,xII}, E_{yI,yII}$ – компоненты электрического поля, действующие на электронные потоки, E_{xsc}, E_{ysc} – суммарные компоненты поля пространственного заряда.

На основе одномерной приближенной нелинейной теории двухлучевой ЛБВ проведен анализ выходных характеристик лампы бегущей волны с двумя электронными пучками.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. C. Tucek *et al.*, "A 100 mW, 0.670 THz power module," *IVEC 2012*, Monterey, CA, 2012, pp. 31-32.
2. J. C. Tucek, M. A. Basten, D. A. Gallagher and K. E. Kreischer, "0.850 THz vacuum electronic power amplifier," *IEEE International Vacuum Electronics Conference*, Monterey, CA, 2014, pp. 153-154.)
3. J. C. Tucek, M. A. Basten, D. A. Gallagher and K. E. Kreischer, "Operation of a compact 1.03 THz power amplifier," *2016 IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC)*, Monterey, CA, 2016, pp. 1-2.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты №№ 19-02-757, 18-02-00666) и РНФ (проект № 19-79-20121).