ВСЕРОССИЙСКАЯ НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ

«Проблемы СВЧ Электроники»

ТРУДЫ КОНФЕРЕНЦИИ

24-25 октября 2013 года, г. Москва

МОСКВА - 2013

ПРЕДИСЛОВИЕ

Конференция «Проблемы СВЧ электроники» организована в связи с 40-летием постоянно действующего Всероссийского научного семинара «Проблемы электроники» по методам СВЧ электроники и совпадает с его 200-ым заседанием.

Сорок лет назад, в 1973 году, в Московском институте электронного машиностроения (ныне -Московский институт электроники и математики Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики» (МИЭМ НИУ ВШЭ)) начал свою работу Всесоюзный научный семинар «Проблемы электроники». Семинар был организован МИЭМ совместно с секцией электроники СВЧ и корпускулярной оптики Научного совета АН СССР по проблеме физической электроники и секцией электроники НТОРЭС им А.С. Попова.

Первое заседание состоялось 27 ноября 1973г. С тех пор, на протяжении многих лет, каждый год проводится по нескольку заседаний, на которых обсуждаются наиболее актуальные вопросы СВЧэлектроники, включая физику новых механизмов излучения и генерирования, новые методы теории, САПР приборов и устройств. Первоначально целью работы семинара был обмен информацией и координация теоретических исследований, позднее в тематику семинара были включены и экспериментальные исследования в области электроники СВЧ, методов генерирования и усиления СВЧ-колебаний.

Настоящая конференция посвящена проблемам вакуумной и твердотельной СВЧ электроники по направлениям:

- вакуумные электронные СВЧ генераторы и усилители,
- твердотельные приборы СВЧ,
- специализированные электродинамические структуры (замедляющие системы, метасреды, трансформаторы мод).

Большинство представленных докладов посвящено приборам элементам и методам вакуумной СВЧ электроники. В этой области отечественная наука имеет ряд признанных достижений мирового уровня, из них отметим следующее:

-разработка принципа и технологии создания ЛОВ с многорядными замедляющими системами, которые явились прообразом интенсивно исследуемых в настоящее время «фотонных кристаллов»; к настоящему времени на основе таких ЛОВ созданы источники излучения, непрерывно перекрывающие мм. и субмм. диапазоны волн вплоть до длины волны 0,2 мм.;

-создание первых гиротронов – мощных электронных приборов на циклотронном резонансе, которые разрабатываются сейчас во многих странах мира, в частности для нагрева плазмы мм. волнами в установках управляемого термоядерного синтеза;

-разработка многолучевых клистронов, позволивших существенно расширить возможности современных радиолокаторов и других радиосистем военного и гражданского применения;

- разработка нелинейной теории, средств моделирования и САПР вакуумных электронных приборов СВЧ, позволивших создать надежную базу для проектирования и разработок приборов.

К сожалению, многие из этих разработок и технологий были утрачены в России в 90-е годы прошлого века, тогда как за рубежом интерес к вакуумной электронике, особенно мм. и субмм. диапазонов значительно вырос. Об этом свидетельствует, например, организация с 2000г. крупных международных конференций по вакуумной электронике, проводимых ежегодно в США и других странах мира.

На этой конференции значительная часть докладов посвящена принципам создания, исследования и разработкам вакуумных электронных приборов мм. и субмм. диапазонов волн, которые остаются основными источниками когерентного излучения в этих диапазонах. В другой группе докладов исследуются возможности использования автоэмиссионных катодов в приборах,

и получения новых свойств генерации и усиления при модуляции эмиссии с катода. Твердотельным приборам СВЧ посвящены доклады о создании СВЧ транзисторов для антенных фазированных решеток. Отметим обзоры многочисленных результатов, полученных по генерации хаотических колебаний и возможностям создания линий связи на таких колебаниях. Материалы конференции включают также новые результаты по методам и программам численного решения задач электродинамики СВЧ, ряд аналитических и экспериментальных результатов по решению этих задач и по применению СВЧ-технологий.

В целом представленные на конференции будут полезны разработчикам и исследователям электронных приборов СВЧ, преподавателям, аспирантам и студентам старших курсов ВУЗов.

Председатель оргкомитета конференции «Проблемы СВЧ Электроники» Руководитель семинара «Проблемы электроники» проф. В.А. Солнцев

> ОБЗОРНЫЕ ДОКЛАДЫ

ТЕРАГЕРЦОВЫЕ ГИРОТРОНЫ: СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ

Братман В.Л., Глявин М.Ю, Гинзбург Н.С., Запевалов В.Е., Калынов Ю.К., Куфтин А.Н., Лучинин А.Г., Мануилов В.Н., Морозкин М.В., Седов А.С. Институт прикладной физики РАН (ИПФ РАН), Нижний Новгород

состояние разработок ТГц В докладе описывается современное гиротронов, востребованных целым рядом приложений: спектроскопией и диагностикой различных сред, физикой плазмы, медицинскими и биологическими исследованиями и т.д. В ИПФ РАН получены рекордные мощности 5 кВт на частоте 1 ТГц и 200 кВт на частоте 0.67 ТГц в режиме с длительностью импульса 30-40 микросекунд. В настоящий момент наиболее перспективными приложениями мощного импульсного ТГц излучения представляются дистанционное обнаружение источников ионизирующего излучения и инициация точечного разряда в газах для последующей генерации интенсивных пучков многозарядных ионов и литографии высокого разрешения. С использованием мощного гиротрона с частотой 0.67 ТГц реализован локализованный разряд (характерный масштаб порядка 2 мм) в среде аргона в широком диапазоне давлений (0.01-1500 Торр). Использование непрерывного гиротрона с рабочей частотой 0.26 ТГц позволило в 80 раз повысить чувствительность ЯМР спектрометра.

Ключевые слова: гиротрон, ТГц, импульсное магнитное поле, гармоники гирочастоты, селекция.

Терагерцевый диапазон частот (0,1–10 ТГц) обладает рядом специфических особенностей, делающих его весьма привлекательным для широкого круга фундаментальных и прикладных исследований в области физики, химии, биологии и медицины. Терагерцевые волны перспективны для диагностики и спектроскопии различных сред, включая развитие методов электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) и ядерного магнитного резонанса (ЯМР) высокого разрешения [1]. Мощное терагерцевое излучение может быть использовано для создания плотной плазмы и управления её параметрами (управляемый термоядерный синтез, "точечные" плазменные источники рентгеновского излучения, дистанционное обнаружение источников ионизирующего излучения) [2, 3].

Разработка терагерцовых гиротронов активно ведется в ряде зарубежных научных центров и промышленных компаний [4]. За последнее десятилетие достигнута частота в 1 ТГц на уровне мощности в десятки Ватт в режиме разовых импульсов длительностью до 1 мс (FIR FU, Japan), разработан гиротрон с импульсным магнитным полем, предназначенный для работы в режимах с частотой повторения импульсов (ССR, USA), создана серия непрерывных гиротронов мощностью около 100 Вт в частотном диапазоне 0.26-0.52 ТГц (МІТ, СРІ – USA; FIR FU, Japan; EPFL, Switzerland) [4].

Для освоения терагерцевого диапазона методами вакуумной электроники в ИПФ РАН наряду с традиционными гироприборами, работающими при очень сильных магнитных полях на основном циклотронном резонансе и второй циклотронной гармонике, разрабатываются также гироприборы на более высоких циклотронных гармониках (гиротроны с большой орбитой и гироумножители), а также оротроны (генераторы, действие которых основано на стимулированном излучении Смита–Парселла прямолинейных электронных пучков в открытом резонаторе). Продолжается исследование новых электронно-оптических систем, например, с эффективным отбором отраженных от магнитной пробки электронов [5] и многолучевых [6,7]. Предложены оригинальные электродинамические системы планарного типа [8].

В пионерских работах сотрудников ИПФ [9, 10] еще в 1970–1980-х годах была показана принципиальная возможность получения в гиротронах мощного непрерывного и импульсного излучения диапазона субмиллиметровых волн (частоты от 0,33 до 0,65 ТГц). В недавних экспериментах использование оригинального импульсного соленоида с магнитным полем до 50 Тл позволило получить генерацию на основном циклотронном резонансе в одиночных импульсах длительностью 50 мкс на рекордных частотах 1-1,3 ТГц с мощностью 5-0.5 кВт [11, 12]. В ИПФ развивается также технология, которая, согласно расчётам, обеспечит создание достаточно простых импульсных соленоидов с индукцией магнитного поля до 30 Тл и частотой повторения импульсов до 0,1 Гц. Это позволит реализовать традиционные гиротроны на основном циклотронном резонансе и второй гармонике с частотой

Всероссийская научная конференция «Проблемы СВЧ Электроники»

генерации до 0,8—1,6 ТГц при пиковой мощности в несколько сотен киловатт и средней мощности порядка 1 Вт. В качестве одного из перспективных приложений подобных гиротронов рассматривается дистанционное обнаружение источников ионизирующего излучения. Принцип регистрации источников ионизирующего излучения основан на возникновении терагерцевого разряда в сфокусированном на размер порядка 1-2 мм волновом пучке от гиротрона в условиях, когда число свободных электронов слабо превышает естественный фон [13]. Для этого метода разработан гиротрон с рабочей частотой 0.67 ТГц и мощностью 200-300 кВт, который может быть использован для расстояний в несколько десятков метров.



Гиротрон с импульсным магнитным полем до 50 Тл и рекордными частотами до 1,3 ТГц.



Гиротрон с частотой 0,67 ТГц на базе импульсного соленоида, рассчитанный на пиковую мощность 200-300 кВт.

Для получения высоких частот излучения в ИПФ наряду с традиционными гиротронами разрабатываются также гиротроны с большой орбитой (ГБО), в которых использование электронных пучков с ларморовскими траекториями частиц, охватывающими ось цилиндрической электродинамической системы, обеспечивает повышенный уровень электронной селекции мод при работе на высоких циклотронных гармониках. При энергии частиц 250-350 кэВ в ГБО получена генерация на высоких (вплоть до пятой) циклотронных гармониках; наибольшая частота генерации, полученная в этих экспериментах, 0,41 ТГц при мощности 10-20 кВт в 10-мкс импульсах. В системе с более низким напряжением 50-80 кВ благодаря развитию оригинальной электронно-оптической системы с каспом магнитного поля в прикатодной области, реализованы наиболее коротковолновые ГБО. При генерации на второй и третьей циклотронных гармониках на четырех модах резонатора получено одночастотное излучение в диапазоне 0,55–1,0 ТГц с мощностью 0,3-1,8 кВт в импульсах длительностью 10 мкс [14]. В работах, направленных на создание точечного источника экстремального ультрафиолетового излучения, эти генераторы успешно используются для получения ТГц разряда в газах [2]. ГБО на постоянном магните с полем 1.07 Тл, созданный ИПФ с зарубежными партнерами, позволил реализовать генерацию на 3-5 гармониках вплоть до частоты 0.14 ТГц [15].



Импульсный гиротрон с большой орбитой, обеспечивающий селективную генерацию на второй и третьей циклотронных гармониках с частотой излучения 0,55-1,0 ТГц и мощностью 0,3-1,8 кВт.



ТГц разряд в аргоне при давлении 0,01 Торр под действием ТГц излучения.



Гиротрон с большой орбитой в постоянном магните

Для задач спектроскопии и диагностики различных сред в ИПФ разрабатываются непрерывные терагерцовые гиротроны. Совместно с ЗАО НПП ГИКОМ для Центра исследований дальнего инфракрасного диапазона Университета г.Фукуи (Япония) был разработан гиротрон с частотой 0,3 ТГц и мощностью 2,7 кВт [16] с сухим 12-Тл криомагнитом фирмы Sumitomo HI (Япония). Комплекс на основе этого гиротрона успешно используется для технологических, биологических и медицинских исследований.

Для получения высокого разрешения в высокополевой ЯМР спектроскопии за счет динамической поляризации ядер (ДПЯ/ЯМР спектроскопия) в ИПФ создан гиротронный комплекс на основе высокостабильного непрерывного гиротрона, работающего, на второй циклотронной гармонике с частотой 0.26 ТГц и мощностью до 100 Вт при стабильности частоты и мощности генерации за 12 часов работы не хуже 3*10⁻⁶ и 10⁻², соответственно [17]. Эксперименты с использованием этого генератора в Институте биофизической химии Университета им И.В. Гете (Франкфурт-на-Майне, Германия) позволили в 80 раз повысить чувствительность и разрешающую способность ЯМР спектрометра [18].





Спектроскопический комплекс на базе непрерывного гиротрона с частотой 0,26 ТГц и технологический стенд на базе непрерывного гиротрона киловаттного уровня мощности с частотой 0.3 ТГц

Заключение

- 1. О многих мировых научных центрах (США, Япония, Китай, Европейский союз, Россия) ведется активная разработка электровакуумных источников ТГц излучения, а также поиск и освоение приложений для этих источников.
- Несмотря на сложности получения интенсивных магнитных полей в объемах, достаточных для размещения электродинамических систем, сложность селективного возбуждения рабочей моды, высокий уровень омических потерь, есть все основания рассчитывать на создание в ближайшем будущем относительно мощных, компактных и удобных в эксплуатации гиротронов ТГц диапазона.

Список используемой литературы.

- 1. Booske J. H., Dobbs R. J., Joye C. D. et al. Vacuum Electronic High Power Terahertz Sources // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. (2011) **1**, 54-75.
- 2. Idehara T., Sabchevski S. Development and Applications of High—Frequency Gyrotrons in FIR FU Covering the sub-THz to THz Range // J Infrared MM&THz Waves (2012) **33**,667–694.
- 3. Sidorov A.V., Bratman V.L., Glyavin M.Yu. et al. Low pressure gas discharge in the quasioptical beams of the powerful terahertz radiation // ICOPS 2013, 1331.
- 4. M. Thumm, State-of-the-Art of High Power Gyro-Devices and Free Electron Masers Update 2012 // Laboratory Report FZKA7641, Karlsruhe, 2013, digbib.ubka.uni-karlsruhe.de/volltexte/documents/2539876
- 5. Вилков М.В., Глявин М.Ю., Гольденберг А.Л., Петелин М.И. Магнетронно-инжекторная пушка с экстракцией отраженных электронов // Письма в ЖТФ (2012) **38**, 14, 80-85
- V.E. Zapevalov, Sh.E. Tsimring Multibeam gyrotrons // Radiophysics and Quantum Electronics, 1990, 33, 11, 954-960
- 7. Glyavin M., Manuilov V., Idehara T. A third-harmonic CW 1-THz gyrotron with a double-beam magnetron-injection gun for high selectivity of cavity mode. Physics of Plasmas (2013), submitted
- Ginzburg N., Zotova I., Sergeev A. et al. High-Power Terahertz-Range Planar Gyrotrons with Transverse Energy Extraction // Phys. Rev. Lett. (2012) 108, 105101
- 9. Zaytsev N.I., Pankratova T.B., Petelin M.I. and Flyagin V.A. Millimeter- and Submillimeter-Wave Gyrotrons // Radio Eng. Electron Phys., (1974) **19**, 103-107
- 10. Flyagin V., Luchinin A., Nusinovich G. Submillimeter-wave gyrotrons: Theory and experiments // Int. J. Infrared and Millimeter Waves, (1983) 4, 4, 629-637
- 11. Glyavin M. Yu., Luchinin A. G., Golubiatnikov G. Yu. Generation of 1.5-kW 1-THz coherent radiation from a gyrotron with a pulsed magnetic field // Phys. Rev. Lett. (2008) **100**, 1, 015101

Москва, 24-25 октября, 2013г.

- 12. Glyavin M., Luchinin A. Powerful terahertz gyrotrons based on pulsed magnets // Int. J. of Terahertz Science and Technology (2009) **2**, 150-155
- Granatstein V.L. and Nusinovich G.S. Detecting excess ionizing radiation by electromagnetic breakdown of air // J. Appl. Phys. (2010) 108, 063304
- Bratman V.L., Kalynov Yu.K., Manuilov V.N. Large-Orbit Gyrotron Operation in the Terahertz Frequency Range // Phys. Rev. Lett. (2009) 102, 24, 245101
- 15. Idehara T., Ogawa I., Mitsudo S., et al. A High Harmonic Gyrotron With an Axis-Encircling Electron Beam and a Permanent Magnet // IEEE Trans. on Plasma Science, (2004) **32**, 903- 909
- В.Е. Запевалов, В.К. Лыгин, О.В. Малыгин, М.А. Моисеев, В.И. Хижняк, В.П. Карпов, Е.М. Тай, Т. Идехара, С. Мицудо. И. Огава, Т. Сайто. Мощный генератор непрерывного электромагнитного излучения частотой 300 ГГц. Изв. Вузов. Радиофизика, 2007, 50, 6, 461-470.
- Venediktov N.P., Dubrov V.V., Zapevalov V.E. et al. Experimental study of a continuous-wave high-stability secondharmonic gyrotron for spectroscopy of dynamically polarized nuclei // Radiophysics and Quantum Electronics, (2010) 53, 237-243
- Denysenkov V., Prandolini M.J., Gafurov M. et al. Liquid state DNP using a 260 GHz high power gyrotron // Phys.Chem. Chem. Phys., (2010) 12, 5786

ВАКУУМНЫЕ ИСТОЧНИКИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Галдецкий А.В.

ФГУП "НПП "Исток",

В докладе рассмотрено состояние дел с разработкой и применением вакуумных источников субмиллиметрового излучения: ламп обратной волны, клистронам распределенного взаимодействия, гироприборам, лазерам на свободных электронах. Обсуждаются принципы работы, конструкции, достигнутые частоты и мощности, применения.

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОГРАММНЫЕ СРЕДСТВА. МОДЕЛИРОВАНИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Григорьев А. Д.

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»

В докладе рассмотрены современные программы моделирования электромагнитных полей и описаны численные методы, на которых они основаны. Приведены примеры расчета различных СВЧ устройств, приводится оценка эффективности, точности и универсальности программ

Ключевые слова: вычислительная электродинамика, численные методы, резонаторы, волноводные устройства, антенны.

Разработка современных СВЧ устройств невозможна без использования средств компьютерного моделирования высокочастотных электромагнитных полей в этих устройствах. В настоящее время существует целый ряд программых продуктов, позволяющих осуществлять такое моделирование. Эти программы базируются на различных численных методах, имеют разные области применимости и предъявляют различные требования к вычислительным ресурсам. Учитывая высокую стоимость лицензий на программы электродинамического моделирования, выбор программы для решения определенного класса проблем является непростой задачей. В данной работе приводится описание наиболее распространенных программа электродинамического моделирования, которые в этих программах используются, а также примеры расчетов. Более подробное описание численных методов, используемых в современных программных средствах, содержится, например, в [1].

Основные характеристики программных средств

В настоящее время не существует универсальный численный метод решения уравнений Максвелла, пригодный для эффективного решения произвольных начально-краевых задач классической электродинамики. По мере развития вычислительной электродинамики, вычислительной математики и вычислительной техники программные средства

становятся более универсальными, появляется возможность использовать в одной программе несколько численных методов, а также решать «мультифизические» задачи. Под ними понимается самосогласованное решение, например, уравнений электродинамики и движения заряженных частиц, уравнений электродинамики и термодинамики и т. п.

При анализе CBЧ устройств рассматриваются либо нестационарные процессы, когда электромагнитное поле изменяется во времени по произвольному закону, либо стационарные процессы, в которых поле зависит от времени по гармоническому закону. В первом случае говорят, что решение ищется во временной области, во втором – в частотной (спектральной) области. В линейных средах решения в указанных областях связаны преобразованием Фурье, поэтому выбор области решения – вопрос удобства и эффективности. Однако, при наличии нелинейных элементов проведение расчетов в частотной области связано со значительными трудностями, и поэтому методы, работающие во временной области, выглядят предпочтительнее. Как правило, методы, работающие в частотной области, требуют меньше вычислительных ресурсов при решении аналогичных задач, поэтому им следует отдавать предпочтение при прочих равных условиях.

Большинство численных методов допускают реализацию как во временной, так и в частотной областях. Однако, каждый метод имеет предпочтительную область реализации, в которой он работает наиболее эффективно. Некоторые программы включают реализацию используемого метода как во временной, так и в частотной областях.

Численные методы электродинамики можно условно разделить на объемные и поверхностные. Первая группа основана на решении уравнения относительно вектора напряженности электрического или магнитного полей, либо электродинамических потенциалов в расчетном объеме. При решении внешних задач электродинамики при этом расчетную область приходится искусственно ограничивать. К объемным относятся метод конечных разностей (МКР), метод конечных элементов (МКЭ), разрывный метод Галеркина (РМГ), метод матрицы линий передачи (ММЛП).

Вторая группа использует уравнение относительно плотности электрического тока на поверхностях металлических деталей анализируемой системы. При этом размерность задачи по сравнению с первой группой снижается на единицу, а искусственное ограничение расчетной области не требуется. В то же время алгоритмы решения в этой группе отличаются большой сложностью, и они требуют использования больших вычислительных ресурсов. К этой группе относится метод моментов (ММ) и его разновидности. Кроме того, существует ряд приближенных методов, использующих предположение о малости длины волны по сравнению с размерами объекта. Это методы частичных областей (МЧО), физической оптики (ФО), геометрической оптики (ГО), однородной теории дифракции (ОТД) и некоторые другие.

В табл. 1 приведены наиболее распространенные вычислительные программы и численные методы, которые в них используются для моделирования высокочастотных электромагнитных полей. Как видно, в программах используются различные численные методы, причем многие программы предоставляют на выбор несколько методов (гибридные программы).

N⁰	Наименован	Разработчик	Метод	Область	Требуемые	Примечание
пр.	ие				ресурсы	
1	XFDTD	Remcom	МКР	Временная	ПК	Конформная сетка
2	SEMCAD	SPEAG	МКР	Временная	ПК, графический	Конформная сетка
			МКЭ		ускоритель	Мультифизика
			МЧО			
3	QuickWave3	QWAVE	МКР	Временная	ПК	Конформная сетка.
	D					Мультифизика
4	Microwave	CST	МКО	Временная		Нелинейность,
	Studio Suite		МКЭ	Частотная		Дисперсия,
			MM			Мультифизика
5	HFSS	Ansis-Ansoft	МКЭ.	Частотная	ПК, Удаленный	Мультифизика
			РМГ	Временная	кластер	
6	RFS	Russian R&D	МКЭ	Частотная	ПК, Удаленный	
		Lab LG			кластер	
		Electronics				
7	FECO	EMSS-SA	ММ, МКЭ,	Частотная	ПК	
			ФО, ГО, ОТД			

Москва, 24-25 октября, 2013г.

Особенности программных продуктов

a)

XFDTD – одна из первых программ, в которых был реализован метод конечных разностей во временной области (КРВО). В настоящее время распространяется 7-я версия программы (XF7). Программа имеет развитый графический интерфейс для создания, импорта и редактирования геометрической модели, генератор сетки, обеспечивающий построение объемной сетки. Расчет электромагнитного поля ведется явным методом с использованием графического ускорителя. Возможен расчет на удаленной рабочей станции. Для возбуждения используются волноводные порты и плоская электромагнитная волна, падающая на структуру под заданным углом.



Рис. 1. распределение поля в волноводном преобразователе мод (а) и сравнение результатов моделирования и эксперимента (б).

Форма возбуждающего поля – гауссов импульс, прямоугольный импульс, гармоническая зависимость от времени..

На рис. 1,а показано рассчитанное стационарное распределение электрического поля в волноводном преобразователе типов волн, а на рис 2,б – распределение поля вдоль широкой стенки второго порта. Точками отмечены данные эксперимента. Как видно, погрешность расчета достаточно мала.

Программа **SEMCAD** основана также на методе КРВО. В настоящее время распространяется версия SEMCAD X. Для работы она требует графический ускоритель и объем оперативной памяти не менее 8 ГБ. Может использоваться удаленная рабочая станция. Программа может решать электродинамические и термодинамические задачи, как по-отдельности, так и в самосогласованном режиме. Имеется общирная библиотека материалов, включающая диэлектрики и магнетики с потерями, материалы с дисперсией типа Дебая, Лоренца, Друде-Лоренца, метаматериалы, нелинейные материалы (эффекты Керра и Рамана), биологические среды. Допускается также встраивание SPICE моделей.



Рис. 2. Модель человека в МРТ (а), распределение УПМ (б).

Возможности программы иллюстрируются на рис. 2, где показана магнитная система (а) магниторезонансного томографа (а) и распределение удельной поглощаемой мощности в теле человека (б), помещенного в томограф. Частота поля 64 МГц, амплитуда – 1,5 Тл. Модель тела человека содержит более 100 различных тканей. Максимальный размер ячейки сетки в данной задаче – 3 мм. Сетка содержит 88 миллионов <u>ячеек. Время решения на кластере CiB 1000 – около 6 час [3].</u>

Программа **QuickWave3D** разработана группой ученых Варшавского технологического университета. Это первая программа, использующая конформную сетку, а также встроенный термодинамический решатель. Программа

обладает широким набором геометрических примитивов. Пользователь может также использовать простой язык UDO для создания собственных примитивов. Программа хорошо работает на обычном ПК, не требуя больших вычислительных ресурсов. В качестве примера на рис. 3 показано температурное поле в сечении яйца, нагреваемого в микроволновой печи.

Комплекс программ CST Studio Suite включает программы моделирования радио-, СВЧ и оптических



Рис. 3. Распределение температуры в яйце, нагреваемом в микроволновой печи. устройств, движения заряженных частиц, низкочастотных устройств, проблем электромагнитной совместимости, целостности сигналов и мощности, тепловых и механических проблем. Ядро этого комплекса программ образует пакет **Microwave Studio** (CST MS). В этом пакете используется метод конечного интегрирования во временной области. Имеется библиотека материалов, включающая диэлектрики с произвольной временной дисперсией, анизотропные и нелинейные материалы. Генератор сетки создает конформную гексаэдральную сетку для МКО и ММЛП и тетраэдральную сетку для МКЭ.

На рис. 4. показано распределение поля в самолете и его окружении на частоте 70 МГц (а) и 1000 МГц (б) под воздействием интенсивного электромагнитного излучения в виде плоской волны, приходящей с земли.

Как видно, во втором случае размеры самолета много больше длины волны, однако это не помешало получить



Рис. 4. Распределение магнитного поля вокруг самолета, облучаемого снизу плоской электромагнитной волной. a) – частота волны 70 МГц, δ) – 1000 МГц.

решение задачи.



В HFSS программе используется наиболее мощный И универсальный численный метод. - метод векторных конечных элементов, г ботающий в частотной области. В настоящее время распространяется 15-я версия программы. Наряду с МКЭ в ней используется разрывный метод Галеркина во временной области. Программа обладает развитым графическим интерфейсом, адаптивным решателем системы уравнений, возможностью задавать различные типы граничных условий. Особенностью программы, начиная с 13-й версии, является использование гибридного метода конечных элементов и интегральных уравнений (FE-BI) для аппроксимации внешней границы области в задачах излучения. Рис. 5. демонстрирует полученную этим методом диаграмму направленности параболической антенны с обтекателем. Программа позволяет производить параллельные вычисления на персональных компьютерах и кластерах. Обладая высокой эффективностью и точностью,

программа HFSS позиционируется как стандартный инструмент разработчика СВЧ и оптических устройств.

Программа **RFS** также основана на векторном методе конечных элементов. Она создавалась как замена HFSS при разработке антенн сотовых телефонов. Программа обладает дружественным графическим интерфейсом с большим количеством примитивов. Задачи решаются на адаптивной сетке, максимальный размер которой определяется объемом оперативной памяти компьютера и может достигать нескольких миллионов тетраэдров. Возможно использование удаленных кластеров. Для построения амплитудно-частотной характеристики модели применяется эффективный метод быстрого частотного сканирования. Детализированная модель сотового телефона показана на рис. 6,*а* (задняя крышка не показана). Телефон имеет основную антенну (слева в торце) и боковую

Москва, 24-25 октября, 2013г.

антенну (выделена красным цветом). Диаграмма направленности этой антенны на частоте 950 МГц изображена на рис. 6, б. При моделировании использовалась сетка, содержащая 1,4 миллиона тетраэдров.

Программа **FEKO**, разработанная группой ученых из ЮАР, основана на методе моментов в сочетании с быстрым методом мультиполей (БММ). В качестве вспомогательного используется МКЭ. Программа позволяет



Рис. 6. Модель сотового телефона (а), диаграмма направленности боковой антенны (б).

решать «электрически большие» задачи, когда размеры анализируемой системы многго больше длины волны. Примеры таких задач показаны на рис. 7, где изображены картины поверхностных токов, возбуждаемых в металлических поверхностях падающей плоской волной. Имея такую картину, можно сравнительно легко вычислить



Рис. 7. Распределение поверхностных токов, возбуждаемых плоской волной, в различных объектах

эффективную площадь радиолокационного рассеяния.

Заключение

В настоящее время существует целый ряд программных средств, при правильном выборе которых можно решить большинство современных задач электродинамики. Для правильного выбора программы необходимо понимать лежащие в ее основе численные методы. Отметим, что большиство программ, кроме анализа, позволяют проводить параметрическую оптимизацию системы.

Список используемой литературы.

- 1. Григорьев А.Д. «Методы вычислительной электродинамики». М.: Физматлит, 2012 г.
- 2. http://www.remcom.com/
- 3. http://www.speag.com/products/semcad/solutions/
- 4. <u>http://www.cst.com/</u>
- 5. <u>http://www.ansys.com/Products/Simulation+Technology/Electromagnetics/Signal+Integrity+&+Power+Integrity/AN</u> <u>SYS+HFSS</u>
- 6. <u>http://www.feko.info/</u>

МИКРОЭЛЕКТРОННЫЕ ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ ХАОСА И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ В СИСТЕМАХ БЕСПРОВОДНОЙ СВЯЗИ.

Дмитриев А.С., Ефремова Е.В., Лазарев В.А., Рыжков А.И.

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, г.Москва

В докладе рассмотрено состояние проблемы разработки генераторов хаоса радио и СВЧ диапазона, содержится обзор существующих транзисторных генераторов, выполненных на сосредоточенных элементах, описываются разработки по генераторам на монолитных интегральных микросхемах и использование твердотельных генераторов хаоса в системах беспроводной связи.

Ключевые слова: хаотические колебания, твердотельный генератор хаоса, беспроводная связь, сверхширокополосная система связи.

Введение

Динамический (детерминированный) хаос, часто называемый просто хаосом, - непериодические колебания в нелинейных детерминированных системах, демонстрирующие высокую чувствительность к начальным условиям. Эти колебания имеют ряд общих черт со случайными процессами, в частности, непредсказуемость на длительные периоды времени и сплошной спектр мощности, но их природа связана не со случайностью, а с нелинейными свойствами, порождающих эти колебания динамических систем.

Открытие и исследование динамического хаоса явилось настоящей научной революцией последней трети 20 века. Оно привлекло пристальное внимание исследователей из разных областей знаний своей красотой, широкой распространенностью, как в естественных, так и в искусственных системах, простотой математических моделей на которых его можно исследовать, универсальностью бифуркационных механизмов и путей возникновения хаоса из регулярной динамики. Изучение динамического хаоса и связанных с ним явлений потребовало, по существу, создания нового раздела математики – математика нелинейных динамических систем со сложным поведением.

Не менее важными явились и мировоззренческие следствия этого открытия. Еще в начальный период исследований в области детерминированной сложной динамики и хаоса Р. Мэй, обнаружив удивительное многообразие типов поведения логистического отображения, пришел к выводу: «...Вероятно, для всех нас было бы гораздо лучше, если бы не только при обучении или в научной работе, но и в повседневной, политической или экономической жизни как можно больше число людей поняло, что простые динамические системы не обязательно приводят к простому динамическому поведению...» [1]. И значительное число людей уже осознало, что малые изменения условий в начальный момент могут приводить не только к малым, но и к большим изменениям в результате через некоторое время («Эффект бабочки»), а это означает, что системы, в том числе социальные, политические и другие, обладая собственным сложным поведением, могут эффективно управляться с помощью малых воздействий. Термины «хаос», «теория хаоса», «управляемый хаос» и стоящее за ними содержание постепенно становятся элементом общей культуры и часто используются как метафора.

Кроме общенаучного и мировоззренческого интереса, динамический хаос представляет большой интерес и обладает большими потенциальными возможностями в сфере прикладных исследований и разработок, прежде всего в радиофизике, электронике, системах передачи и защиты информации.

Усилиями многих коллективов у нас в стране и за рубежом был пройден гигантский путь от экспериментального открытия этого явления, его осознания, первого этапа исследований, через пришедшее понимание того, что динамический хаос явление вселенское, в прямом смысле этого слова: оно присутствует и наблюдается всюду в природе, человеческом обществе в искусственных объектах и системах, к целенаправленной и снова исследованиям приборов и устройств, генерирующих хаос, изучение свойств этих процессов и поиск путей их применения.

Сегодня динамическому хаосу посвящены сотни книг и тысячи статей. В эти книги вошли основополагающие теоретические и экспериментальные результаты, описание исследований этого явления в разных областях науки, техники и технологий. Почетное место в этом списке занимают книги математиков, ибо именно математика является цементирующим раствором, позволившим идентифицировать, систематизировать и дать прочное методологическое обоснование для исследования хаоса во всех остальных областях знания.

Среди областей знаний, где наблюдаются и исследуются хаотические колебания, нелинейные электрические и электронные системы занимают особое место [2-4].

Во-первых, простые нелинейные устройства, состоящие из хорошо знакомых со школы, резисторов, емкостей и индуктивностей, дополненных нелинейными элементами, оказались прекрасным экспериментальным полигоном для изучения бифуркационных явления и хаоса.

Во-вторых, эти устройства являются моделями с достаточно хорошо контролируемыми параметрами и для них можно добиться хорошего совпадения (не только качественного, но и количественного) между экспериментальными результатами и моделированием.

И, наконец, в-третьих, радиотехника, электроника, информационные и телекоммуникационные технологии в целом, являются очень привлекательными областями применения хаоса (хаотических колебаний).

Однако для практического применения хаоса в указанных областях недостаточно просто фиксации явления и его исследования в тех или иных объектах. Нужно научиться создавать простые системы с контролируемыми параметрами, способных генерировать хаос в нужных для решения той или иной задачи диапазонах частот, и много чего другого.

Генерации хаоса в электронных устройствах посвящена недавно вышедшая книга "Генерация хаоса" [5]. Предлагаемый доклад подготовлен по ее материалам с дополнениями, касающимися применения генераторов хаотических колебаний в средствах беспроводной связи.

Первая часть доклада, посвящена теории генерации хаоса в радиофизических системах.

В качестве модельных систем для построения теории вводятся и исследуются кольцевые автоколебательные системы, которые включают в себя системы с числом степеней свободы от одной до бесконечности, демонстрируют богатый арсенал бифуркационных явлений, переходов к хаосу и хаотических режимов. И, что существенно, близки по своей структуре к классическим генераторам электромагнитных колебаний радио и СВЧ диапазонов.

Принципиальным вопросом для практического использования генераторов хаоса является вопрос о воспроизводимости этих устройств от образца к образцу и чувствительность хаотических режимов в этих устройствах к изменению внешних и внутренних параметров. Разобраться с этим вопросом можно только создав серию экспериментальных устройств и исследовав вариабельность их свойств для каждого из образцов. Естественно при этом нужно сконструировать и реализовать генераторы хаоса с контролируемыми параметрами – «прецизионные генераторы хаоса», в частности, должны, достаточно точно, воспроизводиться нелинейные характеристики входящих в устройство компонентов. Для решения этой задачи был предложен и исследован вариант кольцевого генератора с кусочно-линейной характеристикой усилителя и установлены условия на точность значений компонентов, при которых достигается приемлемая точность воспроизведения характеристик генераторов. Было показано как теоретических, так и экспериментально, что это вполне реализуемая задача при использовании имеющихся на рынке электронных компонентов.

Вторая часть доклада посвящена созданию твердотельных источников хаоса микроволнового диапазона на основе автоколебательных систем с сосредоточенными параметрами.

Прежде всего, формулируется и обсуждается задача построения микроволновых источников хаоса. В теоретической части она в значительной степени опирается на результаты первой части доклада, но вместе с тем имеет ряд принципиальных отличий;

- практические схемы генераторов микроволнового хаоса должны использовать в качестве активных элементов стандартные активные элементы электроники и микроэлектроники. Предпочтительнее всего биполярные и полевые транзисторы, но они не имеют падающего участка.

- в таких устройствах не всегда можно реализовать развязывающие элементы.

- на высоких частотах как активные, так и пассивные элементы имеют достаточно сложные эквивалентные модели, которые должны быть учтены при моделировании. Это, в частности, означает, что возможности математического моделирования, с помощью прямого описания модели на основе законов Кирхгофа, весьма ограничены и требуется переход к моделированию в специальных пакетах для разработки нелинейных электронных устройств.

Далее рассматривается класс автоколебательных систем с активными элементами, вольт-амперная характеристика которых не имеет падающего участка (полевые и биполярные транзисторы, усилители).

Базовая структура автоколебательных систем состоит из единственного нелинейного элемента и цепочки последовательно соединенных RLC-цепей (контуров) между которыми отсутствуют буферные элементы. На примере емкостной трехточечной схемы показано, что в генераторах с такой структурой можно получить спектр мощности, близкий к АЧХ петли обратной связи. Далее вводится модель генератора хаоса с 2.5 степенями свободы. Этот генератор получен из исходной трехточечной схемы путем добавления в цепь обратной связи дополнительного *RLC*-звена, являющегося фильтром нижних частот второго порядка.

С увеличением числа степеней свободы, также как в модельных кольцевых автоколебательных системах в первой части книги, увеличивается многообразие форм АЧХ и, соответственно, спектров сигналов реализуемых в системе. Так, становится возможным получение спектров мощности, близких к полосовым. При этом возрастает степень соответствия огибающей спектра форме АЧХ, а также увеличиваются размеры зон хаотических режимов в пространстве параметров.

Кроме того, повышение размерности системы приводит к обогащению динамики системы и возникновению новых сценариев перехода к хаосу. В частности в системе с 2.5 степенями свободы наряду с переходом к хаосу от одночастотных колебаний через каскад бифуркаций удвоения периода, возможно возникновение двухчастотных колебаний и переход к хаосу на основе разрушения двумерного тора.

Существенной характеристикой хаотических колебаний является степень их изрезанности в полосе частот генерации. Показано, что в рассмотренных случаях она может регулироваться путем подбора параметров системы, на

Москва, 24-25 октября, 2013г.

основе анализа двухпараметрической диаграммы показателей Ляпунова.

На основании полученных результатов в [5] сформулированы принципы построения транзисторных генераторов хаоса с заданными спектральными характеристиками:

Использование для исследования радиотехнических схем математических моделей, позволяет проанализировать основные особенности динамики системы. Однако при переходе от таких упрощенных математических моделей к реальным радиотехническим устройствам возникает ряд проблем, связанных с несоответствием параметров при которых реализуются аналогичные режимы в реальном устройстве и его математической модели. Это несоответствие затрудняет реализацию систем со сложной динамикой в виде электронных устройств. Ведь в этом случае помимо разработки и исследования упрощенной математической модели, которую можно провести на компьютере, и разработки электрической схемы устройства необходимо провести экспериментальное исследование динамики и подстройку параметров системы, для того, чтобы получить характеристики, удовлетворяющие требованиям конкретной задачи. Для того чтобы решить задачу перехода от математической модели генератора к радиотехническому устройству, допускающему серийное производство без дополнительной настройки необходимо было создать методику компьютерной разработки генераторов хаоса.

И такая методика была создана. Она включает в себя этапы включает в себя следующие этапы разработки.

Первый этап – это выбор структуры генератора, включая выбор типа транзистора (например бтполярного), выбор структуры, размерности и параметров пассивного четырехполюсника, так, чтобы обеспечить требуемую амплитудночастотную характеристику (АЧХ) петли обратной связи. Также, возможно, выбор конфигурации цепи отвода сигнала.

Далее – создание математической модели устройства, поиск хаотических режимов, получение требуемых спектральных характеристик, регулировка изрезанности спектра мощности.

Следующий этап – переход от математической модели к схемотехнической. Здесь важнейший пункт – это выбор транзистора, пригодного для использования в предполагаемом частотном диапазоне.

Затем разрабатывается схемотехническая модель, собранная из идеальных элементов, но с реальной моделью транзистора. Поскольку математические модели на основе кусочно-линейных или экспоненциальных характеристик транзистора являются низкочастотными, то целесообразно вначале создать низкочастотную схемотехническую модель, отладить ее, т.е. получить подходящий режим генерации, путем анализа бифуркационных диаграмм, после чего поднимать рабочую частоту системы, пересчитывая ее параметры и, при необходимости внося коррекцию, чтобы получить нужный режим. При повышении частоты до требуемого диапазона проводится коррекция спектральных характеристик.

После этого идеальные элементы заменяются моделями реальных элементов и проводится настройка характеристик и компенсация паразитных эффектов, возникающих из-за неидеальности элементов схемы.

Далее необходимо учесть влияние топологии площадок платы и материала подложки. Для этого разрабатывается топология будущей платы, учитываются характеристики материала подложки, элементы составляющие генератор переносятся на этот проект платы и проводятся расчеты с учетом влияния платы. По результатам моделирования делается коррекция топологии платы или параметров генератора для достижения режима генерации хаоса с требуемыми спектральными характеристиками.

На конечном этапе изготовляется плата, создается макет генератора и проводится его экспериментальное исследование. Неизбежные расхождения характеристик могут быть скомпенсированы внесением соответствующих поправок в модель генератора.

Описано применение разработанной методики при создании генератора микроволнового хаоса с биполярным транзистором в качестве активного элемента и ряда других систем. Во всех системах имеет место хорошее совпадение расчетных и экспериментальных результатов.

Разработанные: теория, методики моделирования в специальных пакетах и методы экспериментальной отработки изготовленных устройств, применяются к решению следующих задач, имеющих принципиальное значение в системах связи и локации, использующих хаотические сигналы.

1. Формирования потока сверхширокополосных хаотических радиоимпульсов с заданной частотой повторения и скважностью за счет внутренней модуляции хаотической автоколебательной системы.

2. Создание генератора полосового микроволнового хаоса на основе автоколебательной системы с 2.5 степенями свободы с единственным источником питания и его исследование.

3. Разработка автоколебательной системы с полевым транзистором в качестве активного элемента. Полевые транзисторы имеют некоторые преимущества перед биполярными. Прежде всего, они являются типичными элементами, применяемыми в технологии, основанной на комплементарной структуре металл–оксид–полупроводник (КМОП). В настоящее время это наиболее активно развивающаяся твердотельная технология, а так же наиболее дешевая, как с точки зрения разработки, так массового производства устройств.

4. Создание источников хаоса микроволнового диапазона на основе автоколебательных систем с сосредоточенными параметрами в виде интегральных микросхем. Рассмотрена задача разработки источников хаоса микроволнового диапазона с биполярным транзистором в качестве активного элемента на основе кремнийгерманиевой технологии 0.25 мкм

До этого момента в докладе рассматриваются кольцевые автоколебательные системы с единственным активным элементом. Однако исторически первыми микроволновыми генераторами хаоса были шумотроны – системы с распределенными параметрами, выполненные на двух лампах бегущей волны, включенных в цепь обратной связи.

Москва, 24-25 октября, 2013г.

Уже в начале 2000 годов в результате экспериментальных исследований были созданы и твердотельные источники хаотических колебаний, с распределенными элементами – фрагментами полосковых линий в цепи обратной связи. Переход к системам на сосредоточенных параметрах дает новое качество: во-первых, резко уменьшаются размеры системы и технологически становится осуществимой ее реализация в виде микросхемы и, во-вторых, становится возможным применение развитых для систем с сосредоточенными параметрами в предыдущих частях методов и подходов для моделирования и проектирования микросхем генераторов хаоса. Таким образом, исследование возможности создания хаотических кольцевых автоколебательных систем с несколькими активными твердотельными элементами и генераторов хаоса на их основе представляет несомненный интерес.

Третья часть доклада посвящена генерации хаоса в кольцевых автоколебательных системах с несколькими активными элементами.

Представлены результаты теоретического анализа и моделирования экспериментальной хаотической автоколебательной системы с тремя активными элементами, в результате которых были определены условия возбуждения в системе автоколебаний на разных частотах и высказана идея, что условия возбуждения на нескольких частотах могут быть реализованы и в системе с сосредоточенными параметрами, за счет запаздываний, вносимых активными элементами и пассивными цепями на сосредоточенных параметрах. Предложена структура автоколебательной системы, удовлетворяющая условия возбуждения двух и более частот, и проведено ее математическое и схемотехническое моделирование, которое показало возможность генерации хаотических микроволновых колебаний с требуемыми параметрами. Разработан и исследован макет генератора, генерирующий хаос с характеристиками близкими к расчетным.

Полученные результаты позволили перейти к созданию микросхем - генераторов хаоса с несколькими активными элементами на основе КМОП технологии. Рассмотрены основные этапы разработки, изготовления и исследования таких устройств.

Одно из основных направлений использования хаотических колебаний связано с их применением в качестве носителя информации в беспроводных средствах связи. В последней части доклада обсуждаются сверхширокополосные средства беспроводной связи, использующие в качестве носителя информации хаотические сигналы [6].

Список используемой литературы

- 1. May R.M. "Simple mathematical models with very complicated dynamics" // Nature, 1976, V. 261, No 6, P. 459-467.
- 2. *Мясин Е. А., Кислов В. Я., Богданов Е. В.* "Способ генерирования электромагнитных шумовых колебаний" // Авт. свид. СССР, 1125735, 1967.
- 3. *Кислов, В.Я., Залогин, Н.Н., Мясин, Е.А.* "Исследование стохастических автоколебаний в генераторе с задержкой" // Радиотехника и электроника, 1979. Т. 24(6), с. 118-127.
- 4. Безручко, Б.П., Кузнецов, С.П., Трубецков, Д.И. "Экспериментальное изучение стохастических колебаний в динамической системе «электронный пучок обратная электромагнитная волна»" // Письма в ЖТФ, 1979, Т. 29(3), С. 180-184.
- 5. Дмитриев А.С., Ефремова Е.В., Максимов Н.А., Панас А.И. "Генерация Хаоса" // М., Техносфера. 2012, 423 с.
- 6. Дмитриев А.С., Ефремова Е.В., Клецов А.В., и др. "Сверхширокополосная беспроводная связь и сенсорные сети" // Радиотехника и электроника, 2008. Т. 53, №10, с. 1278-1289.

КВАЗИОПТИЧЕСКАЯ ГИРОТРОНИКА

Петелин М. И.

Институт Прикладной Физики РАН, Нижний Новгород

Гиротроны достигли высоких мощностей в коротковолновой части диапазона СВЧ благодаря использованию электродинамических структур, где при размерах, намного превышающих длину волны, когерентность излучения обеспечивается комбинацией электронных и квазиоптических методов селекции мод. Управление волновыми потоками на выходах (а в усилителях – и на входах) гиротронов осуществляется также квазиоптическими методами. Эти методы были заимствованы, главным образом, из основополагающих работ Л. А. Вайнштейна, Б. 3. Каценеленбаума и В. И. Таланова.

Всероссийская научная конференция «Проблемы СВЧ Электроники»

Стимулированное излучение в неравновесных стационарных ансамблях электронов, вращающихся в однородном магнитном поле, исследуется с начала 1920-ых годов [1] – начиная с реализованных Zacek'ом и Yagi циклотронно-резонансных мазеров, основанных на отборе «неправильно-фазных» электронов стенками электродинамической структуры. В дальнейшем семейство циклотронно-резонансных мазеров (CRM) многократно разветвилось [1], но лишь наиболее грубые из них избежали печальной участи попасть на свалку истории. Одним из счастливцев оказался гиротрон, принадлежащий к такому подсемейству CRM, где релятивистская зависимость гирочастоты электрона от его энергии отделяет полосу стимулированного излучения от полосы поглощения. Этот эффект [1] объяснил работу ряда исследованных в 1950-е годы экспериментальных CRM и послужил основой для последующих экспериментов. Однако до середины 1960-ых годов мощности, КПД и частоты CRM генераторов и CRM усилителей оставались относительно скромными.

Благотворными для прогресса CRM оказались заразительный пример лазеров и интерференция двух теоретических работ 1963 года [2, 3]: 1) из работы [2] следовало, что волна, распространяющаяся в моноэнергетическом релятивистском электронном потоке поперек магнитного поля, не подвержена допплеровскому уширению линии циклотронного резонанса даже при больших разбросах электронных питч-углов; 2) из работы [3] следовал простой аналитический рецепт расчета открытых селективных квазиоптических резонаторов с диффракционным выводом излучения. На основе комбинации результатов [2, 3] в НИРФИ был рассчитан, изготовлен и испытан простейший CRM-автогенератор, в котором электронный поток, сформированный магнетронно-инжекторной пушкой, возбуждал «квази-критическую» моду TE101 резонатора прямоугольного сечения. Хотя выходная мощность этого 10 GHz CRM составляла всего 6 W, Л. А. Вайнштейн на Всесоюзной Электронной Конференции 1964 года в Москве предсказал потомству нашего заморыша светлое будущее – при условии, что мы будем осваивать все более высокие рабочие моды. Вдохновленные оптимизмом Л. А., мы стали расширять относительные поперечные размеры наших CRM, обеспечивая когерентность выходного излучения комбинацией электронных и квазиоптических методов селекции мод. В 1966 году наши CRM на частотах до 30 GHz генерировали мультикиловаттные непрерывные мощности при КПД до 50%. По совету В. Т. Овчарова, для этого нового подварианта CRM был введен отдельный термин - «гиротрон».

Чтобы сопрячь генерируемые гиротронами моды высоких типов с внешними электродинамическими системами, работающими, как правило, на (квази)-Гауссовых волновых пучках, потребовались специальные модовые трансформаторы [1]. Концепции таких трансформаторов были основаны на идеях и методах [1], заимствованных нами у группы Б. З. Каценеленбаума.

В 1967 году стартовала поддержанная Министерством электронной промышленности СССР программа «О-Мега» - с целью получить один мегаватт в импульсном гиротроне на любой частоте. В 1973 году эта цель была достигнута [1], а сегодня 170 GHz гиротрон, разработанный для ITER группой Keishi Sakamoto, генерирует 1 MW в течение часа [1].

^{1.} G. Nusinovich, M. Thumm and M. Petelin, The Gyrotron: Historical Overview, submitted to Journal of Infrared and Millimeter Waves.

^{2.} А. А. Андронов, В. В. Железняков, М. И. Петелин, Радиофиика, О кинетической неустойчивости однородной магнитоактивной плазмы, 7, No.2, 251-261, 1964.

^{3.} Л. А. Вайнштейн, Открытые резонаторы для квантовых генераторов света, ЖЭТФ, 44, № 3, 1050-1067, 1963.

НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА И ХАОС В ПРИБОРАХ И УСТРОЙСТВАХ ВАКУУМНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

Трубецков Д.И., Дмитриев Б.С., Жарков Ю.Д., Калинин Ю.А., Храмов А.Е.

Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского

В докладе дан краткий обзор исследований нестационарных нелинейных процессов и хаотической динамики в электронике и радиофизике сверхвысоких частот. Обсуждается связь основных идей СВЧ электроники с нелинейной динамикой и теорией хаоса. Рассмотрены как уже ставшие классическими исследования хаоса в вакуумных приборах СВЧ на примере шумотронов и лампы обратной волны, так и новые способы генерации хаотических широкополосных сигналов в приборах с электронной обратной связью, хаос в приборах электроники больших мощностей, синхронизация хаоса в вакуумных устройствах СВЧ.

Ключевые слова: нелинейная динамика, хаос, шумотрон, лампа обратной волны, турбулентный электронный поток, виркатор, синхронизация, клистронный генератор хаоса.

Современная радиофизика и электроника СВЧ являются нелинейными науками, причем, нелинейность является тут понятием первичным. Поэтому электроника и нелинейная динамика (или синергетика, которую, по нашему мнению, можно также назвать современной наукой о колебаниях и волнах) тесно связаны между собой [1,2].

Что же связывает между собой нелинейную динамику и СВЧ электронику, в чем проявляется эта связь, какие общие физические процессы и явления они изучают? Их много: самовозбуждение колебаний в неравновесной среде, возникновение и эволюция динамического хаоса, излучение в неоднородной среде - усиление и параметрические явления, нелинейные волны, образование паттернов, процессы синхронизации.

Нелинейная динамика изменила СВЧ электронику в первую очередь благодаря решению нестационарных задач. Хокни и Банеман эмоционально писали применительно к магнетрону: "... вместо того, чтобы искать этот вечно ускользающий стационарный режим, можно следить за пространственно--временной эволюцией системы...". И, конечно, новый толчок исследованиям, дало открытие сложной динамики в нелинейных системах и особенно, динамического хаоса, а также фрактальной геометрии.

Здесь следует отметить, что первые автогенераторы хаотических СВЧ-колебаний появились в «достохастический» период, когда еще никто не осмеливался говорить о хаотических колебаниях в динамических системах. К ним, в первую очередь, следует отнести шумовые генераторы, в которых электронный поток движется в скрещенных статических электрическом и магнитном полях (генераторы магнетронного типа). Попытки понять аномально высокий уровень шумов в таких приборах и устройствах привели к гипотезе об их турбулентном происхождении (это во многом способствовала известная аналогия между диокотронной неустойчивостью и неустойчивостью Гельмгольца в гидродинамических течениях).

Практически в то же время В.Я.Кисловым и его сотрудниками был предложен так называемый шумотрон - ЛБВ-генератор с запаздывающей обратной связью. Роль шумотрона как экспериментальной модели, на которой проверялись все теоретические результаты, полученные при изучении хаоса в динамических систем, трудно переоценить. Можно смело утверждать, что ЛБВ-генератор с запаздывающей обратной связью стал в нелинейной динамике наряду с карсинотроном эталонной моделью распределенной автоколебательной системы.

Рассмотрим далее разные электронные системы, демонстрирующие сложные нелинейные явления и хаос.

1. ЛБВ-генераторы с обратной связью (шумотроны)

ЛБВ-генератор с внешней запаздывающей обратной связью (шумотрон) занимает важное место среди систем с хаотическим поведением. Интерес к изучению хаотической динамики ЛБВ-генератора с запаздывающей обратной

21

связью обусловлен прежде всего тем, что в подобной системе наиболее просто реализуются режимы, в которых генератор ведет себя подобно динамической системе как с большим, так и с малым числом степеней свободы. С одной стороны, рассматривая ЛБВ-генератор как наглядную и технически реализуемую модель сплошной среды, можно попытаться ответить на ряд вопросов, связанных с проблемой турбулентности, и провести некоторые аналогии с хаотической динамикой в гидродинамических течениях. С другой стороны, введение фильтра в цепь обратной связи генератора делает число степеней свободы конечным и зависящим от полосы пропускания, что позволяет исследовать режимы с различным известным числом возбуждаемых собственных мод. Последнее дает возможность изучить особенности процесса перехода к хаотической генерации и свойства хаотического сигнала в зависимости от числа степеней свободы рассматриваемой распределенной активной среды.

ЛБВ-генератор с внешней обратной связью по праву может считаться одним из самых ``старых" автогенераторов шума. Стохастические автоколебания в детерминированной модели генератора на ЛБВ экспериментально наблюдались Котыревым и Плиссом еще в 1960 г. [3]. Уровень нерегулярных сигналов был настолько низок, что их изучению не было уделено должного внимания. Действующий генератор шума на ЛБВ с петлей обратной связи был впервые предложен в США, его мощность составляла 200 Вт в полосе частот порядка 2 ГГц [4]. Группа сотрудников ИРЭ АН СССР под руководством В.Я. Кислова независимо создала СВЧ-генератор шума на ЛБВ (шумотрон) и детально изучила его режимы при изменении параметров внешней обратной связи [5].

Значение шумотрона как модели, на которой проверялись многие идеи теории детерминированного хаоса, трудно переоценить. Группа В.Я. Кислова экспериментально и теоретически исследовала генераторы, состоящие из ЛБВ с фильтром в цепи обратной связи, и двух ЛБВ, последовательно замкнутых в кольцо. В экспериментах было показано, что при изменении глубины обратной связи $k = 10lg(P_{\text{вх}})/P_{\text{вых}}$) ($P_{\text{вх}}$ и $P_{\text{вых}}$ – соответственно мощности на входе и выходе ЛБВ или каскада ЛБВ) на плоскости параметров генератора существуют зоны регулярных и хаотических режимов. Хаотические автоколебания при этом возникают в результате непериодической автомодуляции амплитуд собственных мод кольцевой системы на падающем участке амплитудной характеристики.

2. Хаотические колебания в системах «электронный поток - встречная (обратная) электромагнитная волна»

История исследований карсинотрона как распределенной автоколебательной системы начинается в Институте прикладной физики АН СССР (Горький) и Саратовском государственном университете, в которых в 70-х годах прошлого столетия был выполнен цикл работ по изучению последовательности бифуркаций, наблюдаемых в генераторе с обратной волной (карсинотроне) на пути к режиму хаотической автомодуляции (последний характеризуется СВЧ-излучением со сплошным спектром мощности) [6,7]. Было показано (теоретически и экспериментально), что характер переходов качественно не меняется в различных вариантах исследуемой системы и определяется одним и тем же единственным безразмерным параметром --- безразмерной длиной лампы --- аналогом числа Рейнольдса.

Важным и центральным моментом этих исследований стало создание нестационарной теории карсинотрона, и дальнейшее численное решение полученных уравнений в частных производных на ЭВМ. Как численные исследования, так и экспериментальные данные показали, что переход порядок – хаос в системе «электронный поток - -- обратная электромагнитная волна» соответствует возникновению неустойчивости по отношению к малым возмущениям начальных условий.

Предшественником нестационарной нелинейной теории лампы обратной волны (как нерелятивистской, так и с учетом релятивистских эффектов) стала нестационарная теория лампы обратной волны магнетронного типа, подробно изложенная в [8]. После построения простейшей нестационарной нелинейной теории ЛОВ М и О-типа были проведены исследования различных вариантов как нерелятивистских, так и релятивистских карсинотронов, в частности, карсинотронов с отражениями от концов замедляющих систем, были обнаружены тонкие эффекты нелинейной динамики нерелятивистской и релятивистской лампы обратной волны О-типа, ЛОВ со связанными волноведущими структурами, ЛОВ с поперечным полем, ЛОВ на аномальном эффекте Доплера.

Среди последних важных результатов исследования нелинейной динамики ЛОВ следует упомянуть проведенное в работе [9] детальный анализ статистических и динамических характеристик хаотических колебаний в ЛОВО. В частности, было обнаружено, что ``слабый'' хаос в ЛОВ, который возникает при малых длинах пространства

взаимодействия, характеризуется единственным положительным ляпуновским показателем. В случае развитого хаоса, который имеет место в «длинной» системе (либо в системе с большим превышением тока пучка над стартовым значением), положительных ляпуновских показателей два, т.е. развитый хаос в ЛОВ является режимом гиперхаоса. О значительных перестройках хаотической динамики по мере увеличения длины системы (тока пучка) также свидетельствует и функция распределения амплитуды выходного сигнала ЛОВ. Для слабого хаоса эта функция имеет характерный вид с рядом пиков, которые связаны с наиболее вероятными значениями минимумов и максимумов амплитуды выходного сигнала, реализующихся с определенной степенью регулярности. В режиме развитого хаоса функция распределения имеет сглаженный вид с одним выраженным максимумом, форма которого близка к релеевской, которая соответствует форме распределения комплексного случайного процесса, мнимая и действительная части которого представляют собой случайные процессы с гауссовым распределением.

3. Диод Пирса: эталонная модель электроники СВЧ с хаотической динамикой

Особую группу приборов с динамическим способом управления электронным потоком (скоростная модуляция с последующим группированием) составляют генераторы со сверхпредельными токами (виркаторы), работа которых основана на формировании в пространстве взаимодействия виртуального катода (ВК) -- области с потенциалом поля пространственного заряда, близким к потенциалу источника электронов. Одной из простейших моделей виркаторов на пролетном токе является модель диода Пирса [10], в которой поток электронов, статический пространственный заряд которого скомпенсирован фоном неподвижных ионов, поступает в эквипотенциальное дрейфовое пространство. Применение современных методов нелинейной динамики (расчет размерностей восстановленных аттракторов колебаний ВК, вычисление максимальных ляпуновских характеристических показателей, определение взаимных корреляций между колебаниями плотности заряда в различных сечениях потока) позволило обнаружить области хаотических колебаний ВК в пространстве управляющих параметров системы. В частности, было показано, что возникновение хаотических колебаний в электронном потоке с ВК связано с усилением связи между структурами (возникновением распределенной внутренней обратной связи по потоку) [11].

4. Релятивистские и низковольтные источники широкополосного шумоподобного излучения с виртуальным катодом

Генераторы на виртуальном катоде (или, как их еще называют, *виркаторы* (От английского vitrual cathode oscillator - VIRCATOR) - это новый класс приборов релятивистской электроники, использующий для генерации импульсов сверхмощного CBЧ излучения колебания виртуального катода в электронном пучке со сверхкритическим током [12]. Экспериментальное доказательство генерации CBЧ излучения за счет колебаний виртуального катода и дальнейший ``взрывной'' интерес к виркаторам обусловлен, в первую очередь, значительными успехами в развитии сильноточной электроники (высоковольтной техники, техники создания и транспортировки интенсивных электронных пучков). В мощной релятивистской электронике обычно имеют дело с пучками, формируемыми электронными пушками сильноточных ускорителей с холодными катодами со взрывной эмиссией и направляемыми сильными продольными магнитными полями. Токи таких электронных пучков достигают величин десятков килоампер, а ускоряющие напряжения - десятки мегавольт. Экспериментальные исследования и результаты численного моделирования свидетельствуют, что генераторы на виртуальном катоде являются источниками исключительно высокого уровня мощности.

.Предшественниками и наиболее близкими по идее виркаторам являются такие хорошо известные генераторы СВЧ излучения, как генератор Баркгаузена--Курца, отражательный клистрон, электронно-волновой генератор с тормозящим полем [12,13].

Электронные потоки с виртуальными катодами при определенных условиях являются источниками сверхмощных хаотических колебаний в сантиметровом и миллиметровом диапазоне длин волн. Хаотизация выходного излучения с ростом тока пучка определяется формированием нескольких электронных структур (ВК) в пространстве дрейфа. Каждый из ВК воздействует на другие структуры через отраженный от него электронный поток. Как следствие, в системе формируется несколько цепей обратной связи, которые и приводят к усложнению динамики пространственного заряда электронного пучка со сверхкритическим током.

Существует возможность создания источников маломощных сверхширокополосных хаотических СВЧ колебаний на основе нерелятивистских пучков с виртуальным катодом, который формируется за счет глубокого

23 Москва, 24-25 октября, 2013г. торможения потока заряженных частиц в пространстве дрейфа. В настоящее время наиболее изученными являются следующие генераторы хаоса на основе нерелятивистских потоков заряженных частиц с виртуальным катодом [2].

1. Маломощные широкополосные генераторы хаотических колебаний с использованием интенсивного электронного пучка со сверхкритическим первеансом. В подобных системах для формирования виртуального катода используется дополнительное торможение электронного потока за счет подачи отрицательного потенциала на сетки, расположенные в пространстве взаимодействия, или коллектор. Как показали экспериментальные исследования и численное моделирование, изменяя тормозящий потенциал, возможно управлять как амплитудой хаотических колебаний, так и шириной полосы частот (от узкополосных, близких к одночастотным колебаниям, до хаотических колебаний с шириной полосы частот более октавы).

2. Генераторы хаотического широкополосного сигнала средней мощности, использующие в качестве источника колебаний виртуальный катод, который специальным образом формируется в области коллектора ЛБВ средней мощности (коллектор-генератор в режиме образования виртуального катода). Сигнал, снимаемый из области виртуального катода, подается на вход ЛБВ, которая его усиливает.

5. Генераторы хаоса на основе многорезонаторных клистронов с внешней обратной связью

В последнее время определенный интерес в качестве источников узкополосного хаотического сигнала вызывают генераторы на основе многорезонаторных клистронов с внешней запаздывающей обратной связью. Основным недостатком такого генератора хаоса является чрезвычайно узкая рабочая полоса частот, определяемая полосой пропускания резонаторов клистрона, что не позволяет создать шумовой сигнал с полосой больше нескольких процентов. Вместе с тем, если такой ширины полосы достаточно, то простота конструкции, а также высокий к.п.д., свойственный клистрону, делают генератор хаотических колебаний на основе клистрона--усилителя с обратной связью достаточно привлекательным.

В работах [14,15] приводятся результаты экспериментального исследования клистронного генератора хаоса. Генератор реализован на пролетном клистроне, выход которого соединен со входом. В цепь обратной связи был включен поляризационный аттенюатор, позволяющий в широких пределах изменять затухание в цепи обратной связи L (то есть изменять уровень мощности, который подается на вход клистрона с его выхода).

При малых L в автоколебательной системе возбуждались стационарные гармонические колебания с частотой максимального усиления исходного клистронного усилителеля в режиме малого входного сигнала. Уменьшение затухания приводило вначале к росту амплитуды стационарных колебаний, и далее возникал режим периодической автомодуляции. Если уменьшать L дальше, то сначала наблюдался каскад удвоений периода автомодуляции, который завершился установлением режима хаотической генерации. Спектр генерации в данном случае является сплошным, хотя можно выделить в нем максимумы на основной частоте.

В ряде работ было проведено исследование ряда аспектов сложной нелинейной динамики клистронных генераторов хаоса, в частности, были исследован генератор хаотических радиоимпульсов на основе неавтономного клистронного генератора (например, [16]), изучены режимы хаотической синхронизации в связанных клистонных генераторах.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, проекты № 11-02-00047, 12-02-90022, 12-02-00345, 12-02-33071, 12-02-90022, а также грантами Президента Российской Федерации (проект поддержки ведущих научных школ НШ-1430.2012.2 и проект поддержки молодых докторов наук МД-345.2013.2)

Список используемой литературы.

- 1. «Методы нелинейной динамики и теории хаоса в задачах электроники сверхвысоких частот». Том 1. Стационарные процессы / п/р А.А. Кураева и Д.И. Трубецкова. М.: Физматлит. 2009.
- «Методы нелинейной динамики и теории хаоса в задачах электроники сверхвысоких частот». Том 2. Нестационарные и хаотические / п/р Д.И. Трубецкова, А.А. Короновского и А.Е, Храмова. М.: Физматлит. 2009.
- 3. Плисс Л.Е. Котырев Е.А., «Спектральные особенности устойчивой генерации колебаний в генераторах с запаздывающей обратной связью в мягком режиме» // Радиотехника и электроника 1965. Т. 10, №~9, С.1628

- 4. Zellers C.A. Ries Y.E. «High power source employing a feedback path around a travelling wave tube» // Пат. 3178655 (США). Кл. 331-78. № 152883; Заявл. 16.11.1961; Опубл. 13.04.1965.
- 5. В.Я. Кислов, Е.А. Мясин, Е.Н. Залогин, «Исследование стохастических автоколебательных режимов в автогенераторах с запаздыванием» // Радиотехника и электроника 1979. Т 24, №~6, С. 1118.
- 6. Н.С. Гинзбург, С.П. Кузнецов, Т.Н. Федосеева, «Теория переходных процессов в релятивистской ЛОВ», Изв. вузов. Радиофизика 1978. Т. 21, № 7, С.1037-1052.
- 7. Б.П. Безручко, С.П. Кузнецов, Д.И. Трубецков, «Экспериментальное наблюдение стохастических автоколебаний в динамической системе электронный пучок обратная электромагнитная волна», Письма в ЖЭТФ 1979, Т. 29, № 3, С. 180-184.
- 8. «Электроника ламп с обратной волной» / Под. ред В. Н.Шевчика и Д.И. Трубецкова. Саратов: Изд-во Сарат.ун-та, 1975.
- 9. С. П. Кузнецов Д. И. Трубецков, «Хаос и гиперхаос в лампе обратной волны» // Изв. вузов. Радиофизика 2004. Т. XLVII, № 5-6, С. 383.
- 10. J.R. Pierce, «Limiting currents in electron beam in presence ions» // J.Appl.Phys. 1944. T. 15, C. 721.
- 11. D. I. Trubetskov, E. S. Mchedlova, V. G. Anfinogentov, V. I. Ponomarenko, N. M. Ryskin, «Nonlinear waves, chaos patterns in microwave devices» // 1996. V. 6, № 3, P. 358.
- 12. Трубецков Д.И., Храмов А.Е. «Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков». М.: Физматлит, 2003, 2004.
- 13. В.Н. Шевчик, Г.Н. Шведов, А.Н. Соболева, Волновые и колебательные явления в электронных потоках на сверхвысоких частотах, Саратов: Изд-во Сарат.ун-та, 1962.
- 14. A.M. Shigaev, B.S. Dmitriev, Yu.D. Zharkov, N.M. Ryskin, «Chaotic dynamics of delayed feedback klystron oscillator its control by external signal» // IEEE Transactions on Electron Devices 2005. V. 52, № 5, P.790-797.
- 15. Б.С.Дмитриев, Ю.Д.Жарков, Д.В.Клокотов, Н.М.Рыскин, «Экспериментальное исследование сложной динамики в многорезонаторном клистронном автогенераторе с запаздывающей обратной связью» // ЖТФ 2003.Т. 73, № 7, С. 105.
- 16. В.Н.Скороходов, П. Ю.Семеновых, А.А.Бирюков, Б.С.Дмитриев, Ю.Д.Жарков, «Каскадный клистронный автогенератор с запаздыванием» // ЖТФ 2005. Т. 75, № 12, С. 94.

О СОВРЕМЕННОМ СОСТОЯНИИ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ВАКУУМНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ И МИКРОЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ С УПРАВЛЯЕМОЙ ЭМИССИЕЙ

Трубецков Д.И.^{1,2}, Краснова Г.М.¹

¹Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского (СГУ)

²Национальный исследовательский ядерный университет (МИФИ)

Работа посвящена обзору основных достижений и результатов в области разработки приборов миллиметрового и субмиллиметрового диапазона. Рассматриваются приборы, в которых наличие модуляции эмиссией обусловлено использованием автоэмиссионных катодов.

Ключевые слова: управление эмиссией, полевая эмиссия, автокатод, лампа бегущей волны, лампа обратной волны, карсинотрод, клистрон, терагерцовый диапазон.

Рассматриваемые в обзоре приборы относятся к области вакуумной микроэлектроники. Первая международная конференция по данной тематике состоялась в 1988 году в Вильямсбурге, и, начиная с того времени, международные конференции проводятся ежегодно в разных странах мира. Так уже в течение четверти века на них представляются основные результаты исследований в данной области электроники. Кроме того, предложены программы по вакуумной СВЧ электронике, созданные в Европе (проект OPTHER) и США (программа HiFIVE), направленные на

использование новых технологий при освоении терагерцового диапазона и отражающие тенденции последних лет [1]. В центре программ – создание компактного вакуумного усилителя (ЛБВ) с центральной частотой 220 ГГц и полосой рабочих частот свыше 5 ГГц, коэффициент усиления которого составит 30 дБ, а выходная мощность – более 50 Вт. Значительное количество разработок проводится в рамках этих проектов.

В целом использование полевой эмиссии представляет определённый интерес в СВЧ диапазоне. При применении автоэмиссионных катодов модуляция эмиссии оказывается эффективной из-за сильной зависимости тока эмиссии от поля на катоде, что позволяет управлять электронным потоком. Также это позволяет обеспечить практически мгновенную готовность прибора к работе и избавиться от необходимости источника питания катода. Кроме того, становится принципиально возможным создание устройств компактных размеров и сравнительно легкого веса.

В первой части работы коротко изложены некоторые основные аспекты вакуумной микроэлектроники, касающиеся автоэлектронной эмиссии и туннельного эффекта [2]. В начале 70х годов данные принципы были использованы при разработке технологии создания автоэмиссионных катодов Спиндтом и его сотрудниками [3]. Ими были получены тонкоплёночные катоды в виде двумерных решёток, с которых при рабочих напряжениях 100-300 В эмиссионный ток с одного острия достигал 50-150 мкА. С тех пор проводилось множество разработок таких катодов с другими геометрическими размерами. С течением времени стали исследоваться эмиссионные свойства других материалов (углеродных волокон, углеродных нанотрубок, арсенида галлия и многих других) [4, 5]. Необходимость получить большую плотность тока, длительное время жизни, работу при температуре окружающей среды и небольшие значения приложенного напряжения послужили основой для создания и развития матричных автоэмиссионных катодов.

Вторая часть обзора непосредственно посвящена изложению некоторых результатов исследований и разработок приборов с управляемой эмиссией, которые проводились в течение последних двух десятилетий [6]. В частности, рассмотрены лампы бегущей и обратной волны, карсинотрод, клистроны, диодные и триодные структуры. Так в одной из работ представлено описание миниатюрной ЛБВ в диапазоне 8-12 ГГц, в которой используется матрица катодов Спиндта [7]. Выходная мощность данной ЛБВ превышает 28 Вт. Коэффициент усиления по мощности составляет 40 дБ, а токопрохождение 99,3 % на рабочей частоте 11,5 ГГц. Также одной из последних разработок является ЛБВ с автоэмиссионным катодом, работающая в диапазоне от 6 до 18 ГГц [8]. При определённых параметрах системы во всём рассматриваемом диапазоне частот возможно усиление входного сигнала, причём наибольший коэффициент усиления при токе 50 мА достигает 13,5 дБ на частоте 10,6 ГГц.

Весьма впечатляющие экспериментальные результаты были получены для генераторов обратной волны в субмиллиметровом диапазоне длин волн [9 - 11]. Например, разработаны ЛОВ на частоте 300 ГГц и на 650 ГГц [10, 11]. Выходная мощность и КПД первой из них варьируются от 28,5 мВт и 4,5 % на 285 ГГц до 35,2 мВт и 3,1 % на 315 ГГц (перестройка свыше 20 %). Конструкция ЛОВ на 650 ГГц оптимизирована для работы на фиксированной частоте, причём выходная мощность составляет 23,8 мВ, а КПД 1,6 %.

В плане развития теории следует выделить работы группы В.А. Солнцева [12 - 14], в которых предложен вариант прибора О-типа – лампа обратной волны с автомодуляцией эмиссии (карсинотрод), и построены его линейная и нелинейная теории. Для осуществления автомодуляции в нём между замедляющей системой и электронной пушкой введена цепь обратной связи. В этом случае электромагнитное поле обратной волны с выхода замедляющей системы передаётся к электроду, обеспечивающему модуляцию эмиссии электронов с катода. Сгустки электронов образуются непосредственно на катоде и влетают в сильное ВЧ поле обратной волны в нужной фазе. Таким образом, возможно получить увеличение КПД по сравнению с обычной ЛОВ.

Катоды с управляемой эмиссией находят применение не только в СВЧ электронике (см., например, [15]). В частности, автоэмиссионные катоды используют и в рентгеновских трубках. «Oxford Instruments» производит катоды с углеродными волокнами для компактных рентгеновских источников (30 кВ, 16,4 см³) [16]. Использование холодного катода обеспечивает стабильность рентгеновского источника для компьютерной томографии [17]. Продвижение в технологиях изготовления сделало возможным создание полевых эмиссионных дисплеев (Field emission display, FED) на основе матричных автоэмиссионных катодов [18 - 20]. Полевые эмиссионные дисплеи имеют толщину панели, не превышающую нескольких миллиметров. В основном они предназначены для использования в устройствах отображения информации: плоские дисплеи для ПК, телевизионные приёмники новых поколений, устройства отображения информации с высокой чёткостью, бортовые автомобильные, авиационные и космические системы отображения информации.

Заключение

Следует отметить, что ознакомиться удалось не со всеми разработками, которые имеются на данный момент. Многие просто не доступны по разным причинам. С учётом того, что было рассмотрено, в плане развития теории представляют интерес следующие задачи:

- построение трёхмерной нелинейной нестационарной теории СВЧ приборов с управляемой эмиссией с длительным взаимодействием электронов и волны с учётом влияния сил пространственного заряда и фокусирующих полей;
- 4. анализ побочных эффектов в СВЧ приборах с модуляцией эмиссии из-за неустойчивости ленточных и полых электронных потоков (оценочный пример приведён выше);
- 5. исследование паразитных явлений в усилителях с управляемой эмиссией (отражения, резонансы, паразитные виды колебаний, возбуждение на обратной волне) в рамках нестационарной теории;
- 6. исследование возможности использования связанных замедляющих систем с электронными потоками вместо суммирования сигналов однопотоковых приборов;
- 7. возвращение к теории приборов с фотокатодом;
- построение нестационарной теории мощных СВЧ модулей, содержащих ЛБВ с управляемой эмиссией, с учётом возможных паразитных эффектов;
- 9. построение теории новых приборов с управляемой эмиссией.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 11-02-00047-а, № 13-02-01209-а, Президентской программы поддержки ведущих научных школ Российской Федерации (проект НШ-1430.2012.2).

Список используемой литературы.

- 1. Викулов И. «Вакуумная СВЧ электроника. По материалам конференции IVEC 2009» // Электроника НТБ. 2010. №4. С.108.
- 2. Трубецков Д.И. «Вакуумная микроэлектроника» // СОЖ, 1997, № 4. С. 58.
- 3. Spindt C.A., Brodie L., et. al. «Physical properties of thin-film field emission cathodes with molybdenum cones» // J. of Appl. Physics. 1976. Vol. 47, № 12. P.5248.
- Lockwood N. P., Cartwright K. L., d'Aubigny C. Y., et.al. «Development of field emission cathodes, electron gun and a slow wave structure for a terahertz travelling wave tube» // IEEE International Vacuum Electronics Conference Proceedings, IVEC 2010. P. 25
- 5. Елецкий А.В. «Углеродные нанотрубки» // УФН, 2010, Т.180, № 9. С. 897.
- 6. Трубецков Д.И., Краснова Г.М. «О современном состоянии сверхвысокочастотных вакуумных электронных и микроэлектронных приборов с управляемой эмиссией» // Изв.вузов «ПНД». 2013. Т. 21. № 1. С. 35.
- 7. Makishima H., Miyano S., Imura H., Matsuoka J., Takemura H., Okamoto A. «Design and performance of travellingwave tubes using field emitter array cathodes» // Applied Surface Science. 1999. No. 146. P. 230.
- 8. Whaley D. R., Duggal R., Armstrong C. M., et. al. «High average power field emitter cathode and testbed for X/Kuband cold cathode TWT» // IEEE International Vacuum Electronics Conference Proceedings, IVEC 2013.
- 9. Paoloni C., Carlo A. D., Brunetti F., et.al. «Design and Fabrication of a 1 THz Backward Wave Amplifier» // Terahertz Science and Technology. 2011. V.4, №4. P.149.
- 10. Dayton J. A., Kory C. L., Mearini G. T. «Backward wave oscillator development at 300 and 650 GHz» // IEEE International Vacuum Electronics Conference Proceedings, IVEC 2006. P.423.
- 11. Dayton J. A., Mearini G. T., Kory C. L., Bower C. A. «Fabrication of diamond-based 300 and 650 GHz BWOs» // IEEE International Vacuum Electronics Conference Proceedings, IVEC 2007. P.1.
- 12. Солнцев В.А. «Нелинейные явления в вакуумных микроэлектронных структурах» // Изв.вузов «ПНД». 1998. Т.6, № 1. С. 54.
- 13. Солнцев В.А., Колтунов Р.П., Мелихов В.О. «Исследование характеристик лампы обратной волны с автомодуляцией эмиссии» // Радиотехника и электроника. 2005. Т. 50, №4. С. 483.
- 14. Мелихов В. О., Назарова М. В., Солнцев В. А. «Моделирование нестационарных процессов в лампе обратной волны с автомодуляцией эмиссии (карсинотроде)» // РЭ. 2009. Т. 54, №12. С. 1481.
- 15. Дьячков П. Н. «Углеродные нанотрубки: строение, свойства, применения». М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2006.
- 16. Espinosa R. J., McKenzie C., Munson M., et.al. «X-Ray tubes incorporating CNT cathodes» // IEEE International Vacuum Electronics Conference Proceedings, IVEC 2004. P.253.
- 17. Schwoebel P., Holland C. E., Spindt C. A. «Field emission arrays for tomographic medical X-ray imaging» // IEEE International Vacuum Electronics Conference Proceedings, IVEC 2006. P.511.
- Kim J. M., Hong J. P., Kim J. W., Choi J. H., Park N. S., Kang J. H., Jang J. E., Ryu Y. S., Yang H. C., Gorfinkel B. I., Roussina E. V. «Reliability analysis of 4 in. field-emission display» // Journal of Vacuum Science and Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures. 1997. Vol.15, №2. P.528.

- 19. Itoh S. et al., «Development of field emission display (FEDs)» // J. of Vac. Sci. Technol. Microelectronics and Nanometer Structures. 2006. №6. P.1821.
- 20. Abanshin N. P., Yakunin A. N., Gorfinkel B. I. «Questions of development of durable flat graphic indicators on the basis of planar-edge auto-emissive structures» // Proc. of the 14th International Symposium: Advanced Display Technolodies, Crimea, 2006. P.16.

СВЕРХМОЩНЫЕ РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ СВЧ УСТРОЙСТВА

Черепенин В.А.

> ОРИГИНАЛЬНЫЕ ДОКЛАДЫ

МОДЕЛИРОВАНИЕ МОЩНОЙ ШИРОКОПОЛОСНОЙ ЛБВ ВАКУУМНО-ТВЕРДОТЕЛЬНОГО УСИЛИТЕЛЯ X/Ku-ДИАПАЗОНА

¹Азов Г.А., ¹Ефремова М.В., ^{1,2}Хриткин С.А.

¹ОАО «Плутон», Москва

²Московский институт электроники и математики Национального исследовательского университета

«Высшая школа экономики» (МИЭМ НИУ ВШЭ)

Приводятся результаты численного моделирования замедляющей системы и электроннооптической системы широкополосной ЛБВ непрерывного действия с выходной мощностью 250 Вт и коэффициенте усиления 23 дБ, предназначенной для использования в вакуумнотвердотельном усилительном модуле X/Ku-диапазона.

Ключевые слова: лампа бегущей волны, вакуумно-твердотельный усилитель, спиральная замедляющая система, электронно-оптическая система, электронные пучки, электронные пушки.

В настоящее время одной из основных тенденций развития микроволновой электроники является создание широкополосных вакуумно-твердотельных усилительных модулей СВЧ, в которых усиление распределяется между предварительным твердотельным и мощным выходным вакуумным усилителями. Такое совместное использование твердотельного усилителя и ЛБВ в едином модуле в конечном итоге приводит к значительному улучшению ряда параметров по сравнению с использованием непосредственно ЛБВ, в том числе позволяет уменьшить размеры и массу устройства, снизить уровень шума, уменьшить неравномерность амплитудно-частотной характеристики, повысить надежность и другие. В частности, известны данные о малогабаритных широкополосных усилительных модулях СВЧ непрерывного действия с выходной мощностью 50-150 Вт, рекламируемых зарубежными фирмами такими, как L-3 Сотто разработка компактной широкополосной ЛБВ непрерывного действия нового поколения, обеспечивающей в Х/Ки-диапазоне выходную мощность 250-300 Вт при коэффициенте усиления 23-25 дБ, на базе которой в дальнейшем предполагается создать вакуумно-твердотельный усилительный модуль.

В данном докладе приводятся некоторые результаты проектирования таких основных узлов, как спиральная замедляющая система (3C) и электронно-оптическая система (ЭОС) разрабатываемой ЛБВ.

Спиральная замедляющая система

При разработке мощных широкополосных ЛБВ сантиметрового диапазона на нашем предприятии используется конструктивная схема, приведенная в [2], в которой спиральная ЗС, состоящая из собственно спирали, изготовленной из молибденовой «плющенки» и трех металлокерамических опор, закрепляется во внутреннем канале паянного корпуса методом «горячей посадки» в вакууме. Использование такой конструктивной схемы позволяет за счет изменения зазора между наружной поверхностью спирали и боковыми металлическими ребрами опор управлять дисперсионной характеристикой ЗС, а также значительно улучшает теплопередачу от спирали на корпус прибора. С целью сокращения габаритов ЛБВ, а в дальнейшем и модуля в целом, проектирование замедляющей системы проводилось на рабочее напряжение 7,5 кВ, что на 25% меньше по сравнению с ЛБВ УВ-372, разработанной в начале 90-х годов. Такой переход в настоящее время оказался возможным в результате использования при проектировании изделий новых программ численного моделирования.

Расчет электродинамических характеристик (коэффициента замедления и сопротивления связи) 3С с диаметром пролетного канала d=1.2 мм проводился с использованием программ трехмерного моделирования [3]. На рис. 1 представлена модель исследуемой спиральной 3С. Для определения электродинамических параметров рассматривается один виток спиральной 3С с учетом периодических граничных условий на торцах. Решая задачу на собственные значения для заданного сдвига фаз $\Delta \varphi$ на период системы (шаг спирали) h, получаем значение собственной частоты f. Коэффициент замедления n рассчитывается по формуле

$$n = \frac{c}{v_{\phi}} = \frac{\beta}{k} = \frac{\Delta \varphi \cdot c}{h \cdot 2\pi f},$$

где с – скорость света в вакууме.



Рис. 1. Модель спиральной ЗС



Величина сопротивления связи определяется с помощью разложения в ряд Фурье продольной составляющей вектора напряженности электрического поля на оси спирали. Остальные параметры, входящие в выражение для расчета сопротивления связи определяются из дисперсионной характеристики 3С.

На рис. 2 приведены результаты расчета коэффициента замедления исследуемой спиральной замедляющей системы, а также даны рассчитанные зависимости усредненного по сечению пучка сопротивления связи от частоты.

Расчет пространства взаимодействия с распределением шага спирали и удельного затухания, вносимого локальным поглотителем (рис. 3), осуществлялся с помощью разработанной на предприятии программы HelixTWT [4], основанной на использовании метода крупных частиц в рамках одномерной дисковой модели.



Рис. 3. Распределения шага спирали и затухания, вносимого локальным поглотителем по длине 3С



Рис. 4. Расчетные зависимости уровня выходной мощности и коэффициента усиления от частоты (U₀=7,5 кВ, I₀=0,26 A, P_{ex}=1,5 Bm)

Приведенные на рис. 4 расчетные зависимости уровня выходной мощности и коэффициента усиления от частоты при токе электронного пучка I=260 мА, ускоряющем напряжении U=7500 В и при входном сигнале мощностью P=1,5 Вт удовлетворяют требованиям поставленной задачи.

Электронно-оптическая система

При проектировании ЭОС разрабатываемой ЛБВ в качестве основы была выбрана электронная пушка с диаметром катода D = 4,5 мм, формирующая электронный поток с первеансом P = 0,4 мк $A/B^{3/2}$ в пролетном канале 1,45 мм при напряжении 9,5-10 кВ.

Основные параметры электронной пушки и магнитной периодической фокусирующей системы (МПФС) проектируемой ЛБВ представлены в табл. 1.

Таблица 1. Параметры электронной пушки и МПФС

Ток пучка	260 мА
Ускоряющий потенциал	7500 B
Радиус пролетного канала	0,6 мм
Компрессия пучка по площади	56
Амплитуда поля в МПФС	280 мТ
Период МПФС	7,5 мм
Параметр магнитного поля	0,16

В связи с необходимостью получения пучка со средним радиусом R=0,3 мм в пролетном канале при компрессии пучка по площади S=56 расчет электронно-оптической системы проводился по программе численного моделирования как без учета, так и с учетом влияния начальных тепловых скоростей электронов.

При расчете параметров ЭОС без учета поперечных скоростей значение радиуса пучка в кроссовере по отношению к радиусу пролетного канала составляет величину равную 0,6. При амплитуде магнитного поля МПФС $B = 2800 \,\Gamma c$ средний радиус пучка в пролетном канале составил $R = 0,25 \,\mathrm{mm}$, что соответствует коэффициенту заполнения 0,42 (рис. 5).



Рис. 5. Контур пучка в магнитном поле без учета начальных тепловых скоростей электронов

Однако расчет контура пучка с учетом поперечных составляющих скоростей показал, что влияние тепловых скоростей при данных параметрах ЭОС приводит к изменению радиуса пучка в кроссовере на 30% и расположения плоскости кроссовера на 12% и, соответственно, к значительному расширению пучка в пролетном канале.

Оптимизация амплитуды магнитного поля в переходной области МПФС позволила несколько уменьшить радиус пучка в пролетном канале. При этом величина коэффициента заполнения пучком пролетного канала составляла 0,7, что значительно превышало величину, оговоренную при постановке задачи.

Для уменьшения расплывания пучка под действием тепловых скоростей было предложено снизить компрессию за счет уменьшения диаметра катода на 10%. В результате корректировки размеров электродов пушки коэффициент заполнения пучком пролетного канала составил 0,6 (рис. 6).



Рис. 6. Контур пучка с уменьшенным диаметром катода (D=4 мм) и скорректированным магнитным полем

По результатам проведенных расчетов изготовлен и испытан макет разрабатываемой ЛБВ. Полученные первые экспериментальные результаты измерений его параметров:

токопрохождение в статическом режиме составило 98,5% (*I*_{кол}=260 мА, *I*_{3C}=3,5 мА);

токопрохождение в режиме усиления составило 97% (*I*_{кол}=254 мА, *I*_{3C}=7,5 мА);

выходная мощность в средней части исследуемого диапазона около 220 Вт.

Заключение

Проведено численное моделирование основных узлов мощной широкополосной ЛБВ непрерывного действия, предназначенной для использования в вакуумно-твердотельном усилительном модуле Х/Ки-диапазона. Представлены результаты расчета основных электродинамических характеристик замедляющей системы (зависимости замедления и сопротивления связи от частоты) и параметров электронно-оптической системы, полученные с помощью программ трехмерного моделирования. Показано, что при моделировании электронных пушек, формирующих высокопервеансные пучки с большой компрессией, необходимо учитывать влияние начальных тепловых скоростей электронов. Полученные результаты численного моделирования хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Список используемой литературы

- 1. МРМ-модули в докладах международной конференции IVEC-2012. // Новости СВЧ-техники. 2012. №8. С. 4.
- 2. Азов Г.А., Райс Ю.Э., Тихомиров С.А. //Проблемы машиностроения и автоматизации. 2001. №4. С. 80.
- 3. Азов Г.А., Хриткин С.А. //Радиотехника и электроника. 2010. Т. 55. № 3. С. 369.
- 4. Азов Г.А., Хриткин С.А. //Радиотехника и электроника. 2012. Т. 57. № 6. С. 686.

ДИСКРЕТНО-АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КЛИСТРОНА И МНОГОПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИМИЗАЦИЯ

Байков А.Ю*., Грушина О.А.** *Московский финансово-юридический университет МФЮА, **НИЯУ МИФИ

Рассматривается дискретно-аналитическая модель клистрона, программный комплекс KlypWin на ее основе, а также методы многопараметрической оптимизации, позволяющие эффективно находить глобальный экстремум в сверхмногоэкстремальных задачах с количеством локальных экстремумов 10 в 12-й степени и более.

Обсуждаются результаты применения указанных методов для моделирования мощных многорезонаторных клистронов с КПД в нагрузку до 90% и более.

МОЩНЫЕ ИМПУЛЬСНЫЕ ЛБВ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

Белявский Б.А. *, Бородин В.А. **, Носовец А.Ф. *

*ООО «ЭлТек-96», г. Москва, **ФГУП ЭЗАН, г. Черноголовка Московской области

Практический интерес к созданию промышленных ЛБВ миллиметрового диапазона длин волн для передатчиков РЛС возник в нашей стране в 80-х годах прошлого века. Техническая сторона задачи представлялась исключительно сложной: требовалось получить в 8-мм диапазоне длин волн без использования фокусирующего соленоида выходную импульсную мощность 2 кВт в рабочей полосе частот (1...1,5) ГГц, обеспечив коэффициент усиления (40 – 50) дБ и скважность низковольтных управляющих импульсов 10.

Задачу решили путем построения цепочки из последовательно включенных входной ЛБВ с коэффициентом усиления 35 дБ, пакетированной с МПФС, и короткой прозрачной выходной ЛБВ с коэффициентом усиления 10 дБ. Она пакетировалась магнитной системой с однородным магнитным полем. Масса усилительной цепочки составляла около 20 кг, рабочее напряжение – 24 кВ. При питании входной и выходной ЛБВ от одного источника напряжения замедляющей системы и управляющего электрода пушки, как это имеет место в реальных передатчиках, типичное значение рабочей полосы составляло 1 ГГц.

В 2000 г. после выполнения большого объема теоретических и экспериментальных исследований мы разработали ЛБВ с выходной импульсной мощностью 3,0 кВт в полосе частот (33,25 – 34,75) ГГц, которая заменила усилительную цепочку. ЛБВ имеет пакетированную с МПФС металлокерамическую конструкцию, жидкостное охлаждение и обладает стойкостью к внешним воздействующим факторам, соответствующим группе 2У по военным стандартам «Климат-7». После завершения всех испытаний она получила обозначение УВИ-157. Ниже приведено краткое описание основных узлов прибора:

- электронная пушка построена на кольцевом катоде с фокусирующим электродом и штырем;

 замедляющая система образована четырьмя секциями на ЦСР со сложным продольным профилем фазовой скорости рабочей волны;

- коллектор имеет одну ступень с глубиной рекуперации 0,45;

- ввод и вывод СВЧ энергии – волноводные.

На основе этой конструкции были разработаны ЛБВ УВИ-159 и УВИ-161. Основные параметры ламп приведены в таблице.

Наименование параметра, елиница измерения	Тип ЛБВ, значение параметра			
numerioburne napamerpa, edninga nomepering	УВИ-157	УВИ-159	УВИ-161	
Выходная импульсная мощность в рабочем диапазоне частот, кВт	3,0-4,0	6,0 - 7,0	1,0 - 1,5	
Коэффициент усиления в режиме насыщения, дБ	47	48	43	
Рабочее напряжение, кВ	27	30,5	18,5	
Амплитуда управляющего импульса, кВ	1,7	2,2	1,2	
Скважность	10	15	7	
Габаритные размеры, мм	412×155×98	438×155×98	260×140×95	
Масса, кг	6,0	6,5	3,5	

Таблица. Основные параметры импульсных ЛБВ в диапазоне (33,25 – 34,75) ГГц

Всероссийская научная конференция «Проблемы СВЧ Электроники»

В настоящее время проводятся исследования возможности увеличения средней мощности импульсных ЛБВ 8мм диапазона до уровня (0,6...1,0) кВт и расширения рабочей полосы частот до (3...4) ГГц. С целью продвижения в сторону более коротких длин волн разработаны экспериментальные образцы ЛБВ «Чихирь» и «Чихирь-76» с выходной импульсной мощностью 200 и 100 Вт на частотах, соответственно, 47 и 78 ГГц. Приятно отметить, что они обеспечили мировое первенство отечественному радиоспорту в установлении межконтинентальной телеграфной связи миллиметрового диапазона с использованием Луны в качестве пассивного ретранслятора.

ГЕНЕРАТОР С АВТОЭМИССИОННЫМ КАТОДОМ В ФОТОННО– КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ РЕЗОНАТОРЕ

Бенедик А.И., Рыскин Н.М.

Саратовский государственный университет имени Н.Г.Чернышевского

Представлены результаты теоретического анализа генератора на основе диода с автоэмиссионным катодом, помещенного в фотонно-кристаллический резонатор. Проведен анализ условий самовозбуждения генератора в приближении малого сигнала. Разработана компьютерная модель генератора, основанная на нестационарном уравнении возбуждения резонатора и методе «частиц в ячейке» для моделирования динамики электронного потока. Проведено численное моделирование процессов установления колебаний, результаты которого показывают возможность достижения достаточно высоких значений выходной мощности и электронного КПД. Развита методика учета статического и динамического пространственного заряда в теории малого сигнала. Проведена теоретическая оценка возможности продвижения в область миллиметрового диапазона. С помощью программного пакета MPB проведена оценка геометрических размеров фотонно-кристаллической структуры.

Ключевые слова: вакуумная микроэлектроника, автоэлектронная эмиссия, фотонно-кристаллический резонатор, метод частиц в ячейке.

В последние годы в связи с развитием технологий вакуумной микроэлектроники появились перспективы создания усилителей и генераторов — миниатюрных аналогов классических приборов вакуумной электроники в миллиметровом и субмиллиметровом диапазоне. В качестве источника электронов в подобных приборах предполагается использовать автоэмиссионные катоды, к достоинствам которых относят отсутствие нагревательного элемента, компактность и возможность получения высокой плотности тока. В частности, в работах [1,2] был предложен диодный генератор с автоэмиссионным катодом, помещенный в фотонно-кристаллический (ФК) резонатор. Схема прибора приведена на рис. 1. Колебательной системой генератора является резонатор, образованный дефектом в диэлектрической ФК решетке. С торцов решетка закрыта металлическими пластинами — катодом и анодом, к которым приложено напряжение смещения V_a. Также в решетке имеется дефект для вывода энергии. На поверхность катода помещается автоэлектронный эмиттер. Следуя [1,2], будем считать, что в качестве эмиттера используется пленка из углеродных нанотрубок (УНТ). Отметим, что аналогичные генераторы предлагались ранее (см. [3,4]), однако так и не были реализованы. Однако использование ФК-резонатора дает ряд преимуществ, в особенности при продвижении в терагерцовый диапазон. В частности, может быть обеспечена высокая добротность. Конструкция, представленная на рис. 1, представляется весьма удобной по сравнению с обычным металлическим объемным резонатором, поскольку диэлектрические стержни, образующие боковые стенки резонатора, одновременно служат изолятором. Таким образом, источник анодного напряжения может быть подключен непосредственно к катодной и анодной пластинам. Современные технологии позволяют изготавливать фотонно-кристаллические резонаторы миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн, обладающие высокой добротностью.


Рис. 1. Схема диодного генератора с автоэмиссионным катодом и ФК резонатором.

Целью представленной работы является теоретический анализ и численное моделирование генератора, предложенного в работах [1,2]. Был проведен анализ условий самовозбуждения генератора в приближении малого сигнала. Теоретическая оценка показывает, что стартовый ток для генератора Х-диапазона ($f \sim 10 \ \Gamma\Gamma\mu$) при оптимальном угле пролета $\varphi_0 \approx 4\pi/3$ и анодном напряжении $V_{a0} = 10 \ \kappa\text{B}$ составляет $I_0 \approx 120 \ \text{MA}$.

Разработана численная модель генератора, основанная на использовании нестационарной теории возбуждения резонаторов [5,6] и методе «частиц в ячейке» [7]. Более подробно модель описана в [8,9]. Было проведено численное моделирование генератора сантиметрового диапазона, результаты которого показывают возможность достижения достаточно высоких значений выходной мощности $P \sim 2 \text{ kBr}$ и электронного КПД $\eta_e \sim 15 \%$ (подробнее см. [8,9]).

На рис. 2 а сплошной линией показана граница основной зоны генерации на плоскости (U, J), где $U = V_a/V_{a0}$, $J = I/I_0$. Штриховой линией показана вольтамперная характеристика диода, подчиняющаяся закону Фаулера-Нордгейма, кружками — ток катода, усредненный по периоду колебаний. Видно, что зона генерации является достаточно широкой по напряжению. При этом ток катода в рабочей области не превышает 1 А. Если считать, что размеры эмитирующей УНТ-пленки составляют 1×1 см, то плотность тока не превышает 1 А/см². На рис. 2 б показаны зависимости тока от времени при различных значениях анодного напряжения. Благодаря нелинейности вольтамперной характеристики, колебания в рабочей несинусоидальными. Фактически, области являются сильно ток эмиссии превращается в последовательность коротких сгустков электронов.



Рис. 2. (а) — Первая зона генерации (сплошная линия), вольт-амперная характеристика (пунктирная линия) и средний ток катода (кружки), (б) — Зависимость тока от времени при различных значениях анодного напряжения: $V_a = 10.01 \ \kappa B(1), 10.75 \ \kappa B(2), 15.0 \ \kappa B(3), 21.7 \ \kappa B(4) \ u 22.2 \ \kappa B(5).$

³⁷ Москва, 24-25 октября, 2013г.

Также был рассмотрен вопрос о влиянии пространственного заряда на процесс взаимодействия электронного потока с высокочастотным полем резонатора. Теоретическая оценка и численное моделирование, основанное на конечно-разностном методе решения уравнения Пуассона, показали, что в Х-диапазоне влиянием статического и динамического пространственного заряда можно пренебречь. Однако при продвижении в область более высоких частот можно ожидать существенного влияния пространственного заряда на процесс группировки электронов, т.к. из-за уменьшения размеров резонатора существенно возрастет плотность тока эмиссии.

Проведена теоретическая оценка возможности продвижения в область миллиметрового диапазона. При переходе к более высоким частотам предполагается использование высших зон генерации. Оценка показывает, что в Ка- и W-диапазонах значения плотности тока составляют порядка 1 и 10 A/см² соответственно, что представляется вполне достижимым для современных катодов на УНТ [10]. В терагерцовом диапазоне плотность тока эмиссии составляет порядка 100 A/см².

С помощью программного пакета МРВ проведены расчеты геометрических размеров фотонно-кристаллической структуры. В соответствии с [2], в качестве диэлектрика рассматривается оксид алюминия (Al_2O_3) с диэлектрической проницаемостью ε : $Re(\varepsilon) = 9.85$ и Im(ε) < 0.001. Расчеты показали, что при периоде диэлектрической решетки $\Lambda \approx 1$ см и радиусе диэлектрических стерженьков $r \approx 2$ мм полоса непропускания фотонного кристалла приходится на X-диапазон. На рис. 3 для различных значений отношения r/Λ представлены полосы непропускания ФК структуры.



Рис. 3. Дисперсионные диаграммы ТМ мод построенные для системы с квадратной решеткой. По оси абсцисс отложены соответствующие значения координат волнового вектора в пространстве векторов обратной решетки, соответствующие вершинам (Г, Х, М) неприводимой зоны Бриллюэна. Серым цветом показана область частот, в которой не могут распространяться ТМ моды электромагнитного поля. Черными горизонтальными линиями показаны частоты возбуждаемых мод.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 11-02-01280).

Список используемой литературы

- 1. *Han S.-T.* A high-frequency monotron employing two-dimensional, dielectric photonic-crystal, diode resonator // 35th Int. Conf. Infrared Millim. Terahertz Waves. Rome, Italy, 2010.
- 2. *Han S.-T.* Numerical study on radio-frequency field emission from carbon nanotube film in a photonic crystal diode resonator // J. Korean Phys. Soc. 2011. Vol. 59, No. 1. P. 141.
- 3. Солнцев В.А., Галдецкий А.В., Клеев А.И. Приборы вакуумной СВЧ микроэлектроники со средним углом пролета // Лекции по СВЧ электронике и радиофизике. 10-я школа-семинар. Кн. 1, Ч. 1. Саратов: Изд-во ГосУНЦ «Колледж». 1996. С. 76.
- 4. Солнцев В.А. Нелинейные явления в вакуумных микроэлектронных структурах // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1998. Т. 6. № 1. С. 54.
- 5. Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. радио, 1973
- 6. Шевчик В.Н., Трубецков Д.И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. М.: Сов. радио, 1970.
- 7. Бэдсел Ч., Ленгдон А. Физика плазмы и численное моделирование. Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1989.
- 8. Бенедик А.И. // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2012. Т. 20. № 2. С. 63

- 9. *Benedik A.I., Ryskin N.M., Han S.T.* Theory and simulation of field emission diode oscillators // Phys. Plasmas. 2013. Vol. 20. No. 8. 083117.
- 10. Calderon-Colon X., Geng H., Gao D., An L., Cao G., Zhou O. A carbon nanotube field emission cathode with high current density and long-term stability // Nanotechnology. 2009. Vol. 20. 325707.

КВАЗИОПТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ КОРОТКОВОЛНОВЫХ ЧЕРЕНКОВСКИХ ГЕНЕРАТОРОВ И УСИЛИТЕЛЕЙ

Гинзбург Н.С., Железнов И.В., Заславский В.Ю., Зотова И.В., Малкин А.М., Сергеев А.С.

Институт прикладной физики Российской академии наук (ИПФ РАН)

В рамках квазиоптического подхода исследовано распространение волн над периодически гофрированными поверхностями и их возбуждение прямолинейными релятивистскими электронными потоками. На основании развитой теории определены основные характеристики усилительных и генераторных схем, включая инкременты, эффективность энергообмена, формирование пространственной самосогласованной структуры излучаемого поля. Показана перспективность практической реализации релятивистских усилителей и генераторов поверхностной волны в субмиллиметровом диапазоне длин волн.

Ключевые слова: мощное микроволновое излучение, периодическая гофрированная структура, черенковский генератор, поверхностная волна.

В настоящее время является актуальной задача освоения коротковолновых, в частности, терагерцового, диапазонов, что неизбежно требует использования сверхразмерных электродинамических систем и, соответственно, квазиоптических методов описания электронно-волнового взаимодействия. Для черенковских источников в качестве предельного случая может быть рассмотрена задача о стимулированном излучении ленточного электронного пучка, который движется прямолинейно в свободном полупространстве над периодически-гофрированной металлической поверхностью. Такая поверхность формирует открытый волновод, вдоль которого могут распространяться медленные поверхностные волны. Соответственно, анализ должен включать в себя исследование дисперсионных характеристик поверхностных волн, а также самосогласованную задачу о неустойчивости электронных потоков при возбуждении таких волн с учетом группировки частиц под действием излученного поля. Наконец, для нахождения эффективности энергообмена необходим анализ нелинейной стадии взаимодействия.

В предположении малой (в масштабе периода и длины волны) глубины гофрировки $b(z) = b_1 \cos(\overline{h}z)$, где

 $\bar{h} = 2\pi/d$, *d* - период гофрировки, в работе [1] получено дисперсионное уравнение для нормальных волн, на основании которого выделено два предельных случая. В первом из них (точка *A* на рис. 1) частота



Рис. 1. Дисперсионные кривые поверхностных волн при различных значениях параметра связи: «1» - α = 0.4, «2» - α = 0.2. Пунктир, примыкающий к кривой «1», - импедансная аппроксимация. Пунктир, примыкающий к кривой «2», - приближение двух встречных волновых потоков. Белые кружки - точки черенковского синхронизма с прямолинейным электронным потоком, соответствующие режимам ЛБВ - «А», ГПВ «В». Штрих-пунктир - световой конус.

волны далека от частоты брэгговского резонанса и распространение волн может быть описано в рамках импедансного приближения, в котором происходит замедление основной пространственной гармоники. Во втором предельном случае (точка *B* на рис. 1), реализующемся при частотах близких к брэгговскому резонансу, поле представляется в виде двух встречных квазиоптических волновых пучков, связанных на гофрированной поверхности и формирующих поверхностную нормальную волну. При взаимодействии с электронным потоком первому случаю соответствует конвективная неустойчивость, которая может быть использована для реализации усилительных режимов (рис. 2а), а второму – абсолютная, используемая в генераторах поверхностной волны (рис. 2б).



Рис. 2. Схема усилителей (a) и генераторов (б) поверхностной волны с ленточным релятивистским электронным пучком.

В настоящей работе в рамках квазиоптического подхода исследовано распространение волн над периодически гофрированными поверхностями и их возбуждение прямолинейными релятивистскими электронными потоками. Вблизи периодической структуры поле может быть разложено на сумму пространственных гармоник, представляющих при малой глубине гофрировки параксиальные волновые пучки, связь которых описывается в рамках метода эквивалентных поверхностных магнитных токов. На основании развитой теории определены основные характеристики усилительных [1] и генераторных [2] схем, включая инкременты, эффективность энергообмена, формирование пространственной самосогласованной структуры излучаемого поля.

Усилитель поверхностной волны

В импедансном приближении поле излучения может быть представлено в виде

$$H_{x} = \operatorname{Re}\left[C_{+}(z, y)e^{i(\omega t - kz)}\right],\tag{1}$$

Процесс усиления описывается следующей самосогласованной системой уравнений:

$$\frac{\partial \widehat{C}_{+}}{\partial Z} + i \frac{\partial^{2} \widehat{C}_{+}}{\partial Y^{2}} + i \widehat{\chi} \delta(Y) \widehat{C}_{+} = i \frac{1}{B_{e}} \frac{\partial}{\partial Y} (F(Y)J), \, \widehat{C}_{+} \Big|_{Z=0} = \widehat{C}_{+}^{in} (Y)$$

$$\frac{\partial^{2} \theta}{\partial Z^{2}} = \operatorname{Re} \left(i \frac{\partial \widehat{C}_{+}}{\partial Y} e^{i\theta} \right), \, \theta \Big|_{Z=0} = \theta_{0} \in [0, 2\pi), \, \frac{\partial \theta}{\partial Z} \Big|_{Z=0} = \widehat{\Delta}$$

$$(2)$$

Здесь введены следующие безразмерные переменные и параметры

$$\begin{split} Z &= Gkz , \quad Y = \sqrt{2G}ky , \quad \hat{\chi} = \sqrt{\frac{2}{G}}\chi , \quad \chi = 2\alpha^2 \left(\frac{k}{\sqrt{(k+\bar{h})^2 - k^2}} + \frac{k}{\sqrt{(k-\bar{h})^2 - k^2}}\right) \quad \text{импедансная функция, } \quad \hat{\Delta} = \Delta/kG , \\ B_e &= \sqrt{2G}kb_e , \quad \hat{C}_+ = \frac{\sqrt{2}e\mu}{mc^2\gamma_0 kG^{3/2}}C_+ , \quad G = \left(2\sqrt{2}\frac{eI_0}{mc^3}\frac{\mu}{\gamma_0}\lambda\right)^{\frac{2}{3}} \text{- параметр усиления,} \end{split}$$

 I_0 - погонный ток пучка, $\mu = \gamma_0^{-2} \beta_0^{-3}$, F(y) - функция, описывающая распределение тока, $\alpha = b_1 \overline{h}/4$ - коэффициент связи волн.

На рис. За представлены результаты моделирования нелинейной стадии усиления на основе уравнений (2) при различных значениях эффективной расстройки синхронизма. Максимум инкремента достигается в окрестности точного резонанса $\hat{\Delta} = \hat{\chi}^2$. Вместе с тем, максимум КПД и мощности усиленного излучения реализуется в области

 $\hat{\Delta} < \hat{\chi}^2$, т.е. в условиях, когда поступательная скорость электронов превосходит фазовую скорость замедленной волны на заданной частоте. В целом, указанные зависимости являются типичными для черенковских ЛБВ-усилителей. Характерное пространственное распределение поля усиливаемой волны показано на рис. Зб для значения параметра $\hat{\Delta}$, соответствующего максимуму инкремента. В процессе усиления волна остается прижатой к поверхности замедляющей системы.



Рис. 3. (a) Зависимость мощности усиливаемого излучения от продольной координаты: $\hat{\chi} = 3.5$, $B_e = 0.2$, $B_g = 0.1$; $I - \hat{\Delta} = 11$, $2 - \hat{\Delta} = 15$, $3 - \hat{\Delta} = 8$. (b) Пространственное распределение амплитуды поля при оптимальной расстройке

 $\widehat{\Delta} = 11$.

Проанализируем на основании развитой теории возможность реализации релятивистского усилителя субмиллиметрового диапазона на длину волны 0.9 мм. Пусть энергия электронов ~1 МэВ, погонная плотность тока 500 А/см, период гофрировки 0.25 мм, его глубина $2b_1=0.12$ mm, расстояние от гофры до пучка $b_g = 0.15$ мм, толщина пучка $b_e = 0.3$ мм. При погонной мощности падающего излучения 100 КВт/см (источником может служить субмиллиметровый гиротрон) коэффициент усиления составляет К = 32 Дб (см. кривую 1 на рис. 3а) при длине пространства взаимодействия 65 мм. Мощность усиленного сигнала составит 150 МВт/см при КПД 30%.

Генераторы поверхностной волны

Если частота излучения близка к брэгговской частоте (т.е. вакуумная длина волны близка к удвоенному периоду структуры), то на гофрированной структуре должно возникать сильное переотражение попутных и встречных парциальных волновых потоков. В этой области параметров перспективна реализация генераторных режимов. При рассмотрении генерации в окрестности брэгговского резонанса поле излучения можно представить в виде двух встречных квазиоптических волновых пучков с медленно меняющимися в пространстве и времени амплитудами:

$$H_{x} = \operatorname{Re}\left[C_{+}(z, y, t)e^{i(\omega_{0}t - k_{0}z)} + C_{-}(z, y, t)e^{i(\omega_{0}t + k_{0}z)}\right],$$
(3)

где $k_0 = \overline{h}/2$, $\omega_0 = k_0 c$ - брэгговская частота, выбранная в качестве несущей. Самосогласованная система уравнений, описывающая динамику релятивистских генераторов поверхностной волны может быть представлена в виде

$$\begin{split} \frac{\partial \widehat{C}_{+}}{\partial Z} &+ \frac{\partial \widehat{C}_{+}}{\partial \tau} + i \frac{\partial^{2} \widehat{C}_{+}}{\partial Y^{2}} - i \widehat{\alpha} \widehat{C}_{-} \delta \Big(Y \Big) + (1 + i) \sigma \widehat{C}_{+} \delta \Big(Y \Big) = -\frac{1}{B_{e}} \frac{\partial}{\partial Y} (JF(Y)), \\ &- \frac{\partial \widehat{C}_{-}}{\partial Z} + \frac{\partial \widehat{C}_{-}}{\partial \tau} + i \frac{\partial^{2} \widehat{C}_{-}}{\partial Y^{2}} - i \widehat{\alpha} \widehat{C}_{+} \delta \Big(Y \Big) + (1 + i) \sigma \widehat{C}_{-} \delta \Big(Y \Big) = 0, \\ &\left(\frac{\partial}{\partial Z} + \beta_{0}^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^{2} \theta = Re \left(\frac{\partial \widehat{C}_{+}}{\partial Y} e^{i\theta} \right), \quad J = \frac{1}{\pi} \int_{0}^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_{0}, \\ &\widehat{C}_{+} \Big|_{Z=0} = 0, \quad \widehat{C}_{-} \Big|_{Z=L} = 0, \end{split}$$
(4)

где $\tau = G\omega_0 t$. Заметим, что дополнительно в уравнениях (4) учтены омические потери, обусловленные конечной проводимостью металлической поверхности $\sigma = k\varepsilon/G$, где ε глубина скин-слоя.

Таким образом, в отличие от усилительной схемы, рассмотренной в предыдущем разделе, в данном случае имеются потоки мощности в двух противоположных направлениях, что обуславливает абсолютный характер неустойчивости. Фактически, периодическая структура в этой области параметров одновременно играет роль замедляющей системы и высокодобротного брэгговского резонатора.

На основе системы уравнений (4) проведем моделирование генератора поверхностной волны субмиллиметрового диапазона: $\lambda \approx 0.6$ мм с энергией электронов ~ 1 МэВ и плотностью тока $I_0 = 0.4$ кА/см. Выберем

Москва, 24-25 октября, 2013г.

следующие параметры замедляющей системы: период d = 0.24 мм, глубина гофрировки $2b_1 = 0.06$ мм, длина системы $l_z = 16$ мм. На рис. 4а показано установление стационарного режима генерации с достаточно высоким КПД 25%. Выходная мощность составила 100 МВт/см. Пространственное распределения поля $\hat{C}_+(z, y)$ в этом режиме представлено на рис. 4б. Самосогласованный профиль поля $\hat{C}_+(z, y)$ имеет колоколообразную структуру по продольной координате *z* и экспоненциальное спадание по координате *y*, направленной по нормали к поверхности.



Рис. 4. Установление стационарного режима генерации:
 (а) временные зависимости КПД и частоты генерации,
 (б) пространственное распределение амплитуды синхронной волны.

Заключение

Таким образом, в работе развивается квазиоптический подход для описания релятивистских генераторов поверхностной волны, в рамках которого поле излучения представляется в виде волновых пучков, связанных на гофрированной поверхности. Это позволяет построить адекватную теорию канонических схем, включая генераторы поверхностной волны цилиндрической геометрии (многоволновые черенковские генераторы). Наряду с традиционной одномерной периодической гофрировкой в работе рассмотрены генераторы с двумернопериодической гофрировкой, обеспечивающей поперечную синхронизацию излучения широких (в масштабе параметра Френеля) электронных пучков за счет формирования поперечных потоков энергии. Использование двумерных структур позволяет обеспечить генерацию мощного пространственно-когерентного излучения от широких прямолинейных электронных потоков ленточной и трубчатой геометрии. Кроме того, квазиоптический подход может быть использован для анализа различных нестационарных процессов, включая эффекты коротковолнового (терагерцового) сверхизлучения протяженных в масштабе длины волны электронных сгустков, движущихся над гофрированной поверхностью [5].

Работа выполнена при поддержке Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 - 2013 годы, грантов РФФИ № 13-08-01281, № 12-08-31491, гранта Президента РФ № МК-7314.2013.2, а также фонда "Династия".

Список используемой литературы.

- 1. N.S. Ginzburg, A.M. Malkin, I.V. Zheleznov, A.S. Sergeev, "Evanescent waves propagation along a periodically corrugated surface and their amplification by relativistic electron beam (quasi-optical theory)", Phys. of Plasmas 2013 (accepted for publication).
- N.S.Ginzburg, A.M.Malkin, A.S.Sergeev and V.Yu.Zaslavsky, "Quasi-optical theory of sub-terahertz relativistic surface-wave oscillators", Appl. Phys. Lett., 99, 121505 (2011); "Powerful surface-wave oscillators with twodimensional periodic structures", Appl. Phys. Lett., 100, 143510 (2012).
- 3. N.S. Ginzburg, A.M. Malkin, A.S.Sergeev and V.Yu.Zaslavsky, "Oversized co-axial and cylindrical surface-wave oscillators with two-dimensional periodical grating ", J. of Appl. Phys., 113, 104504 (2013).
- 4. A.N. Vlasov, A.G. Shkvarunets, J.C. Rodgers, et al, "Overmoded GW class surface wave microwave oscillator", IEEE Trans. Plasma Sci., 28, 550 (2000).
- 5. N.S. Ginzburg, I.V. Zotova, A.M. Malkin, et al, "Terahertz superradiance of an extended relativistic electron bunch moving over a periodically corrugated surface", Phys. Rev. Lett., 110,184801 (2013).

МЕХАНИЗМЫ УСИЛЕНИЯ КОРОТКИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ГИРО-ЛБВ С МНОГОЗАХОДНОЙ ВИНТОВОЙ ГОФРИРОВКОЙ

Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Железнов И.В., Сергеев А.С., Заславский В.Ю.

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Построена нестационарная нелинейная модель гиро-ЛБВ с винтовой гофрировкой, на основе которой исследована специфика усиления коротких импульсов в режимах касания и пересечения дисперсионных кривых нормальной волны и электронного потока. В первом случае продемонстрирована возможность усиления без искажения формы импульсов с шириной спектра порядка ширины полосы усиления. Во втором случае, для более коротких импульсов, проскальзывание входного сигнала относительно электронного пучка обеспечивает подпитку одного из фронтов электромагнитного импульса электронным потоком, в котором отсутствует начальная модуляция. В результате амплитуда импульса на выходе пространства взаимодействия может превышать амплитуду насыщения в режиме стационарного усиления монохроматического излучения.

Ключевые слова: усиление коротких импульсов, винтовая гофрировка, гиро-ЛБВ

Усиление коротких импульсов миллиметрового и субмиллиметрового диапазона в последнее время представляет большой интерес в связи развитием ряда приложений, включая спектроскопию, где когерентные импульсы используются в качестве оптической накачки молекулярных состояний. При этом длительность импульсов не должна превышать время релаксации, обычно составляющее десятки или сотни пикосекунд. Усиление субнаносекундных импульсов может, в принципе, осуществляться в традиционных гиро-ЛБВ с рабочим пространством в виде гладкого волновода [1], где для расширения полосы усиления используется режим касания дисперсионных характеристик волноводной моды и электронного пучка. В то же время, привлекательной выглядит предложенная в [2] широкополосная гиро-ЛБВ с рабочим пространством в виде гофрированного волновода с многозаходной гофрировкой, на которой осуществляется связь бегущей и квазикритической волн. Формируемая в этом случае нормальная волна обладает достаточно большой групповой скоростью в области частот, соответствующих продольным волновым числам близким к нулю, что обеспечивает снижение чувствительности к скоростному разбросу. В этой области осуществляется резонансное взаимодействие парциальной квазикритической волны с винтовым электронным пучком на циклотронной частоте или ее гармониках. При этом наибольшая ширина полосы усиления [2-4], также как и в однородной гиро-ЛБВ [1], достигается в режиме касания дисперсионных характеристик. Естественно, что этот режим может быть использован также для усиления без искажения формы коротких импульсов, ширина спектра которых не превышает ширину полосы усиления. В то же время для усиления более коротких электромагнитных импульсов оптимальным является режим пересечения дисперсионных характеристик, в котором реализуется проскальзывание входного сигнала относительно электронного пучка (см. [5]). В этой ситуации происходит подпитка одного из фронтов электромагнитными импульсами электронами, не имеющими начальной модуляции. В результате амплитуда импульса на выходе пространства взаимодействия может превышать амплитуду насыщения в режиме стационарного усиления монохроматического излучения.

Основные уравнения нестационарной модели гиро-ЛБВ с винтовой гофрировкой

Рассмотрим процесс усиления электромагнитных импульсов электронным пучком в волноводе с винтовой гофрировкой поверхности $r(\phi, z) = R + \tilde{R} \cos(\bar{m}\phi - \bar{h}z)$, где R - средний радиус волновода, \tilde{R} - амплитуда и \bar{m} - число заходов гофрировки, $\bar{h} = 2\pi/d$, d - период гофра. Следуя [3,4], будем предполагать, что гофрировка обеспечивает связь и взаимное рассеяние двух противоположно вращающихся ТЕ мод цилиндрического волновода, первая из которых является квазикритической (А), а вторая - бегущей (В). Для осуществления такой связи необходимо выполнение условие брэгговского резонанса:

$$\overline{m} = m_A + m_B, \ \overline{h} \approx h_B, \tag{1}$$

где $m_{A,B}$ - азимутальные индексы мод, h_B - продольное волновое число моды В ($h_A \rightarrow 0$). Соответственно, электрические поля парциальных волн могут быть представлены в виде:

$$\vec{E}_A = \operatorname{Re}\left(A(z,t)\vec{E}_{\perp}^A(r)e^{i(\omega t - m_A\phi)}, \ \vec{E}_B = \operatorname{Re}\left(B(z,t)\vec{E}_{\perp}^B(r)e^{i(\omega t - h_B z + m_B\phi)}\right)\right),\tag{2}$$

где A, B(z,t) - медленно-меняющиеся амплитуды, $\vec{E}_{\perp}^{A,B}(r)$ описывают поперечную структуру волн, соответствующую модам гладкого волновода. Для селективного возбуждения связки мод (2) необходимо использование приосевого электронного пучка [3,4], частицы которого движутся в однородном магнитном поле $\vec{H} = H_0 \vec{z}_0$ по винтовым траекториям вокруг общей оси, совпадающей с осью электродинамической системы. Такие пучки резонансно взаимодействуют только с попутно вращающимися модами круглого волновода с азимутальным индексом *m*, совпадающим с номером циклотронной гармоники *s*.

В присутствии электронного пучка пространственно-временная эволюция амплитуд парциальных волн опишется следующей системой уравнений:

$$\frac{\partial^2 \hat{A}}{\partial \hat{z}^2} - 2i \frac{\partial \hat{A}}{\partial \hat{t}} = 2\alpha \hat{B} + i \frac{4eI_b}{mc^3 N_A} \frac{\beta_{\perp 0}^s}{\beta_{\parallel 0}} \frac{s^s}{2^s s!} \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} p^s d\theta_0, \quad \left(\frac{\partial}{\partial \hat{z}} + \frac{1}{\beta_{gr}} \frac{\partial}{\partial \hat{t}}\right) \hat{B} - i\Delta_g \hat{B} = i \frac{\kappa_A}{h_0} \alpha \hat{A}, \tag{3}$$

где $\hat{z} = \kappa_A z$, $\hat{t} = \omega_A t$, $\hat{A} = \frac{eA}{mc^2 \kappa_A}$, $\hat{B} = \frac{eB}{mc^2 \kappa_B} \sqrt{\frac{N_B}{N_A}}$, $\alpha = \frac{\tilde{R}}{2R} \frac{v_B^2 - m_A m_B}{\sqrt{\left(v_A^2 - m_A^2\right)\left(v_B^2 - m_B^2\right)}}$ - параметр связи [3], I_b - ток

пучка, $N_{A,B} = (v_{A,B}^2 - m_{A,B}^2) J_{m_{A,B}}^2 (v_{A,B})$ - безразмерные нормы волн, $v_{A,B} = \kappa_{A,B}R$ - корни производных функций Бесселя $J'_{m_A} (v_A) = J'_{m_B} (v_B) = 0$, $\Delta_g = (\overline{h} - h_0) / \kappa_A$ - геометрическая расстройка, $h_0 = h_B (\omega_c)$, $V_{gr} = \beta_{gr}c$ - групповая скорость волны В на частоте ω_A , $\beta_{gr} = h_0 / \kappa_A$. Уравнения (3) должны быть дополнены уравнениями движения электронов:

$$\left(\frac{\partial}{\partial\hat{z}} + \frac{1}{\beta_{\parallel 0}}\frac{\partial}{\partial\hat{t}}\right)p + i\frac{\beta_{\perp 0}^2}{2\beta_{\parallel 0}}\frac{p}{s}\left(\Delta - 1 + \left|p\right|^2\right) = \frac{s^s}{2^s s!}\frac{\beta_{\perp 0}^{s-2}}{\gamma_0\beta_{\parallel 0}}A\left(p^*\right)^{s-1},\tag{4}$$

где *p* - нормированный поперечный импульс, $\Delta = 2(\omega_c - s\omega_H^0)/\omega_c\beta_{\perp 0}^2$ - расстройка циклотронного синхронизма, $\omega_H^0 = eH_0/mc\gamma_0$ - невозмущенная гирочастота.

В отсутствии пучка $I_b = 0$, представляя амплитуды парциальных волн в виде $\hat{A}, \hat{B} \sim \exp(i\Omega\tau - i\lambda Z)$, из уравнений (3) приходим к дисперсионному уравнению работ [2-4]

$$\left(\Gamma + \Delta_{g} - \frac{\Omega}{\beta_{gr}}\right) \left(2\Omega - \Gamma^{2}\right) = \frac{2\alpha^{2}}{\beta_{gr}}.$$
(5)

Дисперсионные диаграммы для парциальных и нормальных волн представлены на Рис.1 при различных значениях параметров гофрировки. Пунктирной линией показана дисперсионная характеристика электронного потока.



Рис. 1 Дисперсионные диаграммы парциальных (тонкая линия) и нормальных (жирная линия) волн (а) в режиме касания и (б) в режиме пересечения с дисперсионной характеристикой электронного пучка (пунктирная линия).

Режим, изображенный на Рис.1(а) реализуется при положительных значениях геометрической расстройки $\Delta_g > 0$. В этом случае, при соответствующем подборе коэффициента связи, групповая скорость нормальной волны в области близких к нулю волновых чисел может быть достаточно мала для осуществления режима касания дисперсионных характеристик рабочей волны и электронного потока. В этой ситуации достигается максимальная ширина полосы усиления гиро-ЛБВ [2-4]. В области $\Delta_g < 0$ групповая скорость нормальной волны в рабочей зоне может существенно превышать скорость электронного потока Рис.1(б), в результате чего реализуется проскальзывание входного сигнала относительно электронного пучка.

Для исследования нелинейного режима взаимодействия удобно свести систему уравнений (3),(4) к следующему виду:

$$i\frac{\beta_{\perp 0}^{2}}{4\beta_{\parallel 0}^{2}}\frac{\partial^{2}a}{\partial Z^{2}} + \frac{\partial a}{\partial \tau} + i\hat{\alpha}b = \frac{G}{2\pi}\int_{0}^{2\pi}p^{s}d\theta_{0}, \left(\frac{h_{0}}{\beta_{\parallel 0}\kappa_{A}}\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial \tau}\right)b - i\hat{\Delta}_{g}b + i\hat{\alpha}a = 0,$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial \tau}\right)p + i\frac{p}{s}\left(\Delta - 1 + |p|^{2}\right) = ia\left(p^{*}\right)^{s-1},$$
(6)

где введены следующие обозначения:

$$Z = \hat{z} \frac{\beta_{\perp 0}^2}{2\beta_{\parallel 0}}, \ \tau = \hat{t} \frac{\beta_{\perp 0}^2}{2}, \ a, b = \hat{A}, \hat{B} \frac{s^s}{2^{s-1}s!} \frac{\beta_{\perp 0}^{s-4}}{\gamma_0}, \ \hat{\Delta}_g = \Delta_g \frac{2h_0}{\kappa_A \beta_{\perp 0}^2}, \ \hat{\alpha} = \frac{2\alpha}{\beta_{\perp 0}^2}, \ G = 16 \frac{eI_b}{mc^3 N_A} \frac{\beta_{\perp 0}^{2s-6}}{\beta_{\parallel 0} \gamma_0} \left(\frac{s^s}{2^s s!}\right)^2.$$

При записи граничных условий считалось, что в сечении Z = 0 электроны равномерно распределены по фазам циклотронного вращения $p(Z=0) = \exp(i\theta_0)$ ($\theta_0 \in [0, 2\pi)$). На вход пространства взаимодействия подается импульс с амплитудой b_0 и длительностью T_0 : $b(Z=0) = b_0 \sin^2(\pi \tau/T_0) \exp(i\delta \tau)$, где параметр δ определяет отстройку частоты падающего сигнала от критической частоты моды А. Для критической волны на границах пространства взаимодействия используются условия излучения [6].

Результаты моделирования

При моделировании считалось, что приосевой электронный пучок обладает энергией частиц 80 кэВ, током 20 А, питч-фактор составляет 1.2. Взаимодействие осуществляется на второй гармонике циклотронной частоты *s* = 2. Геометрические параметры волновода с винтовой гофрировкой были близки к использованным в [3,4]. Считалось, что

средний радиус волновода составляет R = 0.375 см. Связь бегущей TE_{11} и квазикритической TE_{21} мод осуществляется на трехзаходной гофрировке $\bar{m} = 3$.



Рис. 2 Усиление импульсов в режиме касания дисперсионных характеристик: (a) – пространственно-временная эволюция входного сигнала, (б) – форма усиленного импульса.

$$(G = 0.07, \hat{\alpha} = 2.17, \hat{\Delta}_{\alpha} = 1.8, \Delta = 1.8, \delta = -1.45, L = 33, b_0 = 0.001, T_0 = 60)$$

Режим касания дисперсионных характеристик (Рис.1(а)) реализовался при периоде гофрировки d = 0.8 см и ее амплитуде $\tilde{R} = 0.08$ см. Указанные параметры являются оптимальными для усиления стационарных сигналов [3,4]. На Рис. 2(а) показана пространственно-временная эволюция входного сигнала с длительностью $T_0 = 60$. Как следует из рисунка, в данном случае входной импульс усиливается практически без изменения формы (см. также Рис. 2(б)). Данные безразмерные параметры соответствуют размерной длительности входного сигнала по полувысоте ~1 нс. Выходная мощность сигнала составляет ~350 кВт, что соответствует мгновенному КПД около 20 %. При уменьшении длительности входного сигнала на той же длине пространства взаимодействия происходит нелинейное искажение его формы, сопровождаемое одновременным падением коэффициента усиления.



Рис. 3 Усиление коротких импульсов в режиме пересечения дисперсионных характеристик: (а) – пространственно-временная эволюция входного сигнала, (б) – форма усиленного импульса.

$$(G = 0.07, \hat{\alpha} = 2, \hat{\Delta}_{e} = -1.5, \Delta = 2.8, \delta = -2.8, L = 35, b_{0} = 0.07, T_{0} = 3.6).$$

Усиление субнаносекундных импульсов моделировалось в режиме пересечения дисперсионных характеристик (Рис. 1(б), который реализуется при периоде гофрировки d = 1.2 см и амплитуде $\tilde{R} = 0.075$ см. На Рис. 3(а) показан процесс усиления в данном случае входного импульса с длительностью по полувысоте 100 пс ($T_0 = 3.6$). Видно, что,

46 Москва, 24-25 октября, 2013г. несмотря на расширение области, занятой излучением, основной процесс усиления происходит на переднем фронте сигнала. В результате формируется короткий выходной импульс, мощность которого не ограничивается уровнем насыщения стационарных сигналов (Рис. 3(б)). Для указанных параметров пиковая мощность выходного излучения оценивается на уровне ~950 кВт, что соответствует мгновенному КПД ~60%. Коэффициент усиления по мощности ~8. Длительность выходного импульса не превышает 150 пс. Таким образом, в указанном режиме наряду с усилением реализуется режим нелинейной компрессии коротких импульсов, аналогичный описанному в [5] для случая черенковского механизма взаимодействия.

Список используемой литературы.

- 1. H.J. Kim, E.A. Nanni, M.A. Shapiro, J.R. Sirigiri, P.P. Woskov and R.J. Temkin. Amplification of Picosecond Pulses in a 140-GHz Gyrotron-Traveling Wave Tube. // Physical Review Letters 105, 135101 (2010).
- G.G.Denisov, S.V.Cooke. New microwave system for gyro-TWT. // Digest 21st Int. Conf. Infrared and Millimeter Waves (Berlin, Germany, 1996, ed. By M. von Ortenberg and H.-U. Mueller). P.AT2.
- G.G.Denisov, V.L. Bratman, A.D.R. Phelps, S.V. Samsonov. Gyro-TWT with a Helical Operating Waveguide: New Possibilities to Enhance Efficiency and Frequensy Bandwidth. // IEEE Trans. on Plasma Science. 1998, V. 26, N. 3, P. 508.
- 4. G.G.Denisov, V.L. Bratman, A.W. Cross, W. He, A.D.R. Phelps, K. Ronald, S.V. Samsonov and C.G. Whyte. Gyrotron traveling wave amplifier with a helical interaction waveguide. // Physical Review Letters, 1998, V. 81, N. 25, P. 5680.
- М.И.Яландин, А.Г.Реутова, М.Р.Ульмаскулов, К.А.Шарыпов, С.А.Шунайлов, Н.С.Гинзбург, И.В.Зотова, Е.Р.Кочаровская, А.С.Сергеев. Эффект нелинейной компрессии ультракоротких микроволновых импульсов в процессе усиления квазистационарными электронными потоками. // Письма в ЖЭТФ, 2010, том.91, вып.11, с.620-625.
- 6. N.S. Ginzburg, N.A. Zavolsky and G.S. Nusinovich. Theory of non-stationary processes in gyrotrons with low Q resonators. // Int. J. Electron. 61(6), 881 (1986).

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ОЦЕНКА РАЗБРОСА АБСОЛЮТНЫХ ЗНАЧЕНИЙ ЭНЕРГИИ АВТОЭЛЕКТРОНОВ.

¹Глухова О.Е., ¹Иванов Д.В., ²Шалаев П.Д. ²Шестеркин В.И.

¹ ФГБОУ ВПО "Саратовский государственный университет им.Н.Г. Чернышевского"

² ОАО " НПП" Алмаз"

Проведена расчетно-эксперементальная оценка разброса абсолютных значений энергии автоэлектронов, эмитированных с вершины микроострия. Приведены расчеты температуры микроострия при его разогреве джоулевым теплом и эффектом Ноттингама в режиме автоэмиссии. Показано, что для автокатода типа " острие в ячейке" предельно допустимое значение температуры даже с учетом экспериментально полученного значения эффективной площади эмиссии S _{эфф}=1.3 10⁻¹⁵ см² не превышает значение 1300 °K. Такая температура характерна для оксидного термокатода. Для этой температуры энергия автоэлектронов согласно распределению Максвелла не превышает 0.65В.

ГЕНЕРАЦИЯ ДИССИПАТИВНЫХ ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ СОЛИТОНОВ В КОЛЬЦЕВЫХ АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СИСТЕМАХ С РЕЗОНАНСНЫМИ ФЕРРОМАГНИТНЫМИ И ВАКУУМНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

Гришин С.В., Дмитриев Б.С., Жарков Ю.Д., Никитов С.А., Скороходов В.Н., Шараевский Ю.П.

47

Москва, 24-25 октября, 2013г.

Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского

В работе приводятся результаты теоретического и экспериментального исследования генерации диссипативных структур – аналогов диссипативных параметрических солитонов – в кольцевых автоколебательных системах с ферромагнитными пленками. Демонстрируется возможность формирования таких структур за счет использования в кольце различных резонансных элементов: клистрона-усилителя и магнонного квазикристалла со структурой типа Фибоначчи.

Ключевые слова: диссипативный солитон, спиновые волны, магнонный квазикристалл, клистрон-усилитель.

Диссипативные солитоны представляют собой новую парадигму, которая активно развивается в последние два десятилетия, благодаря новым представлениям о формировании структур за счет потоков энергии [1]. В отличие от консервативных солитонов, которые формируются в нелинейных средах с малой диссипацией за счет баланса между дисперсией и нелинейностью, для диссипативных солитонов необходимо установление баланса между притоком энергии (усилением) и её оттоком (потерями). Диссипативные солитоны активно исследуются в различных областях знаний (биологии, химии, физике и др.), и имеют практические приложения, например, в оптических линиях связи [2].

Наряду с системами оптического диапазона длин волн, диссипативные солитоны наблюдаются и в системах сверхвысоких частот (СВЧ), в частности, в кольцевых автоколебательных системах на основе ферромагнитных плёнок [3,4]. Ферромагнитная плёнка представляет собой нелинейную распределённую среду, в которой могут формироваться солитоны огибающей за счет конкуренции между пространственной дисперсией магнитостатической спиновой волны (МСВ) и нелинейностью плёнки при наличии в ней четырёхволновых процессов взаимодействия спиновых волн. В кольцевых автоколебательных системах потери МСВ компенсируются за счет усиления системы, что приводит к формированию стационарных либо хаотических последовательностей диссипативных солитонов, профиль которых аналогичен профилю светлых или тёмных солитонов [3,4].

Помимо четырёхволновых процессов в ферромагнитной плёнке могут развиваться и трёхволновые параметрические процессы, которые являются причиной генерации в автоколебательной системе периодических структур в виде релаксационных колебаний [5]. Такие структуры формируются на частоте МСВ за счет конкуренции между усилением и нелинейными потерями МСВ, связанными с параметрическим возбуждением спиновых волн на частотах вдвое меньших частоты МСВ. Длительность релаксационных колебаний как минимум на порядок превышает время обхода сигнала по кольцу, а их формирование наблюдается только при наличии в системе усиления. Как показано в [6], использование в автоколебательной системе объемного резонатора приводит к формированию из релаксационных колебаний стационарной последовательности солитоноподобных СВЧ импульсов.

В настоящей работе впервые демонстрируется генерация диссипативных структур, являющихся аналогом диссипативных параметрических солитонов, в кольцевой автоколебательной системе с ферромагнитной плёнкой при наличии в цепи обратной связи разных резонансных элементов: клистрона-усилителя и магнонного квазикристалла со структурой типа Фибоначчи. Диссипативные структуры генерируются в условиях трёхволнового параметрического взаимодействия спиновых волн при определенном уровне мощности сигнала в кольце и при нахождении частоты генерации вблизи центральной частоты резонансного элемента.

Модель автоколебательной системы с ферромагнитной средой и резонатором

Анализируемая автоколебательная система представляет собой последовательно соединенные в кольцо ферромагнитную среду, линейный безынерционный усилитель и линейный осциллятор. Ферромагнитная среда в кольце описывается системой трёх параметрически связанных уравнений, анализ которой был впервые проведен в [5]. Изменение во времени медленной комплексной амплитуды сигнала в линейном осцилляторе описывается дифференциальным уравнением первого порядка. Для предложенной модели имеем следующую систему дифференциальных уравнений:

$$\dot{m} + vm - c_0 b_1 b_2 \exp(-j\delta t) = Kz,$$

$$\dot{b}_1 + \alpha_k b_1 - c_1 m b_2^* \exp(j\delta t) = 0,$$

$$\dot{b}_2 + \alpha_k b_2 - c_2 m b_1^* \exp(j\delta t) = 0,$$

$$\dot{z} + \zeta z = m,$$
(1)

где $m = \hat{m}_0 \exp(j\delta t)$, $b_1 = \hat{b}_{01} \exp(j\delta t)$ и $b_2 = \hat{b}_{02} \exp(j\delta t)$ - медленные комплексные амплитуды магнитостатической спиновой волны (MCB) и спиновых волн, соответственно; $z = \hat{z}_0 \exp(j\delta t)$ - медленная комплексная амплитуда линейного осциллятора, K - коэффициент усиления усилителя, v - постоянная затухания MCB, α_k - постоянная затухания на частоте ω_k спиновой волны, $\delta = \omega_{osc}/2 \cdot \omega_k$, ω_{osc} - частота MCB, совпадающая с частотой генерации, $\zeta = \alpha_0 + j(\omega_{osc}^2 - \omega_0^2)/(2\omega_{osc})$, α_0 - потери линейного осциллятора, ω_0 - собственная частота линейного осциллятора, c_0 , c_1 , c_2 - комплексные коэффициенты связи, выражения для которых приведены в [7].

Предполагая, что *b*₁=*b*₂=*b*, из системы уравнений (1) с учетом амплитудных и фазовых условий

$$K = v(\alpha_k + \alpha_0), \ \omega_{osc} = \omega_0$$

и ряда других предположений получаем аналитическое решение для действительной амплитуды спиновой волны

$$b_0 = \alpha_k \sqrt{-\frac{2\nu}{\alpha_0 c_0 c_1} sch(\alpha_k t)}.$$
(2)

Из системы уравнений (1) получаем также выражение, связывающее комплексные амплитуды намагниченности и спиновой волны, которое имеет следующий вид:

$$\hat{m}_0 = \frac{c_0(\zeta + j\delta)}{(\zeta + j\delta)(\nu + j\delta) - K} \hat{b}_0^2.$$
(3)

Из (3) следует, что амплитуда намагниченности пропорциональна квадрату амплитуды спиновой волны и имеет солитонное решение. Таким образом, из результатов аналитического решения следует, что генерация структур аналогичных диссипативным светлым солитонам должна наблюдаться при соответствии частоты генерации собственной частоте линейного осциллятора или при отстройках между этими частотами гораздо меньших их собственных значений.

Автоколебательная система с ферромагнитной пленкой и клистроном-усилителем

Генерация СВЧ импульсов осуществляется в кольцевой автоколебательной системе, в цепи обратной связи которой находится спин-волновая линия передачи на ПМСВ. В качестве усилителя используется многорезонаторный пролетный клистрон, обладающий одновременно свойствами активного и резонансного элементов. Спин-волновая линия передачи имеет стандартную конфигурацию линии задержки, в которой для возбуждения и приёма поверхностной МСВ (ПМСВ) используются два микрополосковых проводника шириной 30 мкм, находящихся на расстоянии 3 мм друг относительно друга. В качестве ферромагнитной плёнки используется плёнка железо-иттриевого граната (ЖИГ) с намагниченностью насыщения $4M_0=1680$ Гс и толщиной d=40 мкм, которая накладывается поверх проводников и находится в непосредственном контакте с ними. Внешнее постоянное магнитное поле H_0 прикладывается параллельно микрополосковым проводникам и имеет значение $H_0=425$ Э.

Усилитель представляет собой пятирезонаторный пролётный клистрон средней мощности, имеющий центральную частоту f_0 =2798 МГц. При проведении эксперимента клистронный усилитель работает в малосигнальном режиме и осуществляет компенсацию потерь в кольце. Управление режимами генерации СВЧ сигнала осуществляется с помощью изменения тока пучка *I* и ускоряющего напряжения *U* клистрона-усилителя.

На рис.1 приведены спектр мощности, а также профили амплитуды и фазы генерируемого сигнала, полученные при *I*=17.25 мА и *U*=1836 В. Профиль фазы рассчитывается на основе преобразования Гильберта, применяемого к

измеренной временной реализации. Из представленных на рис.1 результатов следует, что при небольших отстройках между частотой генерации f_{osc} (частота несущей многочастотного сигнала) и центральной частотой клистрона ($f_{osc} \sim f_0$) генерируется квазипериодическая последовательность импульсов, являющихся аналогами диссипативных светлых солитонов. Профиль фазы внутри импульсов практически не меняется во времени, что подтверждает их солитонную природу. Таким образом, представленные на рис.1 экспериментальные результаты находятся в хорошем соответствии с теоретическими предсказаниями.



Рис.1. Спектр мощности (а) и временные реализации (б) профиля амплитуды (верхняя реализация) и фазы (нижняя реализация) генерируемого в кольце сигнала. Пунктирной линией на верхней временной реализации показано солитонное решение A=a*sch²(t), где a=0.0833 B.

Автоколебательная система с магнонным квазикристаллом

Одномерная квазипериодическая структура типа Фибоначчи сформирована на поверхности пленки ЖИГ толщиной d=7.7 мкм, имеющей намагниченность насыщения $4\pi M_0=1750$ Гс. Квазипериодическая структура, фрагмент которой показан на рис.2, представляет собой последовательность столбиков и канавок разной ширины, полученных методом травления с привлечением техники фотолитографии. Ширина протравленных участков пленки ЖИГ (канавок) имеет значение $a_1=130$ мкм, а ширина непротравленных участков (столбиков) - $a_2=145$ мкм. Высота канавок $h_1=5.7$ мкм, а высота столбиков h_2 соответствует толщине пленки ЖИГ d. При создании магнонного квазикристалла (МКК) со структурой типа Фибоначчи использовался известный итерационный алгоритм вида $s_{j+1} = s_{j-1}s_j$, $s_0 = a_2$, $s_1 = a_1$ ($j \ge 1$). Последовательность столбиков и канавок в структуре, сформированная при j=1, 2, 3, 4, 5, имеет следующий вид:

$$S = \left\{ s_0 s_1 s_2 s_3 s_4 s_5 s_6 \right\},\tag{4}$$

где $s_2 = \{a_2a_1\}, s_3 = \{a_1a_2a_1\}, s_4 = \{a_22a_1a_2a_1\}, s_5 = \{a_1a_2a_1a_2a_1a_2a_1a_2a_1\}, s_6 = \{a_22a_1a_2a$



Рис.2. Схематическое изображение линии передачи на основе магнонного квазикристалла со структурой типа Фибоначчи.

В эксперименте для возбуждения и приема ПМСВ, распространяющейся в МКК, используется макет спинволновой линии передачи с микрополосковыми проводниками шириной 30 мкм, которые расположены на расстоянии L=4.5 мм друг относительно друга (рис.2). Квазипериодическая структура накладывается поверх преобразователей и находится между ними. Внешнее постоянное магнитное поле H_0 =560 Э прикладывается параллельно проводникам и перпендикулярно к направлению распространения ПМСВ. Разработанный макет спин-волновой линии передачи на основе МКК используется в цепи обратной связи кольцевой автоколебательной системы как в качестве резонансного элемента, осуществляющего селекцию кольцевых мод, так и нелинейного элемента, в котором наблюдается трёхволновый распад ПМСВ. СВЧ сигнал генерируется на центральной частоте полосы пропускания МКК ($f_{01}=f_{osc}=3241.4$ МГц), которая формируется между близко расположенными друг к другу запрещенными зонами. Из представленных на рис.3 результатов следует, что при G=0 (G=K-A, где K – коэффициент усиления усилителя, A – общий уровень потерь в кольце) во временной области формируется квазипериодическая последовательность солитоноподобных импульсов с чирпированным профилем фазы.



Рис.3. Спектр мощности (a) и временные реализации (б) профиля амплитуды (верхняя реализация) и фазы (нижняя реализация) генерируемого в кольце сигнала.

Заключение

В работе продемонстрирована возможность формирования диссипативных структур, являющихся аналогами параметрических светлых солитонов, в кольцевых автоколебательных системах с параметрической ферромагнитной средой, обладающей кубической нелинейностью, и различными резонансными элементами, обусловливающими появление в кольце временной дисперсии. Формирование диссипативных структур в таких системах происходит за счет установления баланса между усилением и потерями, а также между временной дисперсией и нелинейностью кольца.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 11-02-00057) и правительства РФ для государственной поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских образовательных учреждениях высшего профессионального образования (проект № 11.G34.31.0030).

Список используемой литературы.

- 1. Диссипативные солитоны. Под ред. Ахмедиева Н. и Анкевича А. Пер. с англ. п/р Розанова Н. Н., Москва, "Физматлит", 2008.
- 2. Agraval G. Lightwave Technology. Telecommunication, New Jersey, "John Wiley and Sons. Inc.", 2005.
- 3. Kalinikos B.A., Kovshikov N.G., and Patton C.E., "Excitation of bright and dark microwave magnetic envelope solitons in a resonant ring" Appl. Phys. Lett. 1999. Vol. 75. No 2. P. 265-267.
- 4. Wang Z., Hagerstrom A., Anderson J.Q., Tong W., Wu M., Carr L.D., Eykholt R., and Kalinikos B.A. "Chaotic spinwave solitons in magnetic film feedback rings" Phys. Rev. Lett. 2011. Vol. 107. 114102.

- 5. Демидов В.Е., Ковшиков Н.Г. "Механизм возникновения и стохастизации автомодуляции интенсивных спиновых волн" ЖТФ. 1999. Т. 69. № 8. С. 100-103.
- Бегинин Е.Н., Гришин С.В., Шараевский Ю.П. "Генерация стационарной последовательности хаотических солитоноподобных СВЧ импульсов в кольцевых автоколебательных системах с ферромагнитными пленками" Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 88. № 10. С. 743-747.
- Grishin S.V., Sharaevskii Yu.P., Nikitov S.A., and Romanenko D.V. "Generation of chaotic microwave pulses in ferromagnetic film ring oscillators under external influence" IEEE Trans. on Magnetics. 2013. V. 49. No 3. P. 1047-1054.

БАЛАНСНЫЙ СУММАТОР МОЩНОСТИ МАГНЕТРОНОВ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ВОЛН

Гутцайт Э.М. Иванов И.М. Курушин А.А

Национальный исследовательский университет (НИУ «МЭИ»)

Представлены результаты моделирования и экспериментального исследования суммирования мощности магнетронов миллиметрового диапазона с помощью балансного сумматора на основе волноводного моста. Произведен расчет геометрических размеров сумматора и моделирование подключения двух и трех магнетронов. Выполнены эксперименты по сложению мощностей. Произведена оценка полосы частот суммирования и синхронизации. Определены фазовые ограничения синхронизации. Определен коэффициент сложения и влияние температурного дрейфа частоты. Представлены спектрометрические данные. Отмечается возможность применения данного способа сложения мощностей с учетом улучшения теплового режима генератора.

Ключевые слова: магнетрон, суммирование, синхронизация, миллиметровый диапазон.

1. Введение

Использование волноводных мостов для суммирования мощности магнетронов имеет ряд преимуществ по сравнению с волноводными тройниками, ферритовыми циркуляторами и стабилизирующими резонаторами. Недостатками волноводных тройников является необходимость изменения эквивалентных сопротивлений волноводов и относительно низкий коэффициент сложения (Ксл < 0,7). Ферритовые циркуляторы дороги в изготовлении и ограничивают количество синхронизируемых магнетронов. Работа резонаторных систем сильно зависит от изменения частоты генератора в процессе прогрева. Время готовности таких систем прямо пропорционально добротности. Волноводные мосты со связью по широкой и узкой стенке не имеют вышеуказанных недостатков. Применение волноводных мостов для синхронизации, суммирования и усиления рассматривается в работах [1],[2]. В данной работе исследуется возможность суммирования синхронизированных импульсных магнетронов миллиметрового диапазона в волноводном крестообразном мосте со связью по широкой стенке и приводятся предварительные результаты экспериментов по суммированию магнетронов в сонаправленном мосте.

2. Расчет крестообразного балансного смесителя.

Применение крестообразного моста позволяет значительно уменьшить габаритные размеры смесителя. Расчет моста производился с помощью программы HFSS [3] с оптимизацией формы и размеров отверстий связи между двумя волноводами.

Исходные данные и параметры:

- 1. Рабочая частота, около 34000 МГц
- 2. Ширина рабочей полосы, не менее 50 МГц
- 3. Коэффициент передачи 3 дБ
- 4. Направленность, не менее 10 дБ

5. Максимальный габаритный размер с учетом фланцев, не более 80 мм

В результате расчетов удалось получить вышеуказнные параметры с помощью 2-х крестообразных отверстий в общей широкой стенке. На рис.1 представлена конструктивная схема данного смесителя. На рис.2 представлена зависимость коэффициентов передачи от частоты сигнала. На рис.3 представлен иллюстрация расчета напряженности полей в смесителе.



Рис.1. Схема смесителя.



Рис.2. Зависимость коэффициентов передачи от частоты сигнала.



Рис.3. Иллюстрация напряженности полей в смесителе.

Результаты расчета приняты для изготовления экспериментального макета балансного смесителя.

3. Экспериментальные результаты.

В процессе предварительных работ были выполнены эксперименты по сложению мощностей на типовом волноводном сонаправленном мосту. Схема проведения эксперимента представлена на рис.4.



Рис.4.Схема проведения эксперимента.

Взаимная фазировка 2-х магнетронов обеспечивалась фазосдвигателем Φ, согласование со стороны плеча 2 – короткозамыкающим поршнем П. Рабочие частоты 2-х магнетронов составляли 34005 МГц и 34033 МГц. Мощность импульсных магнетронов на согласованную нагрузку – 9,9 и 10,1 КВт. Длительность импульса – 100 нс. Перемещением поршня П суммированный сигнал направлялся на прибор горячих измерений (ПГИ), где проводились измерения мощности, частоты, спектра и огибающей СВЧ –импульса. Подбор положения поршня обеспечил коэффициент суммирования Ксум=0,9 (Рсум=18 КВт) при Fсум=34015 МГц. При перемещении поршня на расстояние более λв/4 от оптимального происходила рассинхронизация магнетронов. При этом каждый из них начинал работать на собственной частоте. Спектрограммы этих режимов представлены на рис.5., огибающие CBЧ - сигнала - на рис.6.



Рис.5. Спектрограммы синхронного и несинхронного режимов.



Рис. 6. Огибающие СВЧ-сигнала синхронного и несинхронного режимов.

В результате работ определена максимальная полоса частоты суммирования $\Delta F=28$ МГц при фазовом ограничении $\Delta \varphi = 90^{\circ}$. Данный результат вполне соответствует условию синхронизации[4]:

$$\Delta F = \frac{\Gamma \times F\mathbf{0}}{Q_{\text{BHem}}} \times \sin \Delta \varphi$$

где, Г – модуль коэффициента отражения, F0 – собственная частота магнетрона, Qвнеш – внешняя добротность.

Температурный дрейф для данных магнетронов составляет около 1 МГц/град С. В процессе прогрева рассинхронизация не наблюдалась. При этом температура на аноде изменялась от 20 до 60 град.С и устройство сохраняло функции сумматора во всем диапазоне температур.

4. Заключение.

В процессе выполнения работы произведен расчет и оптимизация балансного смесителя на основе крестообразного волноводного моста для суммирования и синхронизации 2-х и 3-х магнетронов. Выполнены предварительные эксперименты на типовом макете моста. Получен коэффициент суммирования Ксум=0,9. Определены частотные и фазовые ограничения. При этом ширина полосы синхронизации составила 28 МГц при разности фаз между синхронизирующим и синхронизированным сигналом ±90°. Данное устройства может с успехом применяться в составе комплексов радиоэлектронного оборудования для улучшения теплового режима генераторов.

Список используемой литературы.

1. Лебедев И.В.. Балансный усилитель СВЧ, Авторское свидетельство №25550 с приоритетом от 1 июня 1962 г.

- 2. Бецкий О.В., Гутцайт Э.М., «Балансный регенеративный усилитель СВЧ», Радиотехника и электроника, 1966 г., №4,709-720.
- 3. Банков С.Ю., Гутцайт Э.М., Курушин А.А., Решение оптических и свч задач с помощью HFSS, Москва, Оркада, 2012.

4. Дейвид Э., «Фазирование высокочастотными сигналами», в сб. Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями, перевод под редакцией М.М.Федорова, ИЛ, 2, 1961,327.

АНАЛИЗ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СИСТЕМ С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ПРОГРАММЫ HFSS

Гутцайт Э.М., Курушин А.А.

Национальный исследовательский университет (НИУ «МЭИ»)

В работе рассмотрены структуры электромагнитных полей, излучаемых из квантовых точек, расположенных в электродинамических системах со стабилизирующими резонаторами. Приводятся характеристики и параметры, рассчитанные с помощью программы HFSS.

Ключевые слова: электродинамическая система, стабилизирующий резонатор, квантовые точки, квантовое колечко, излучаемое электромагнитное поле.

Современные достижения нанотехнологии позволяют использовать богатый опыт техники СВЧ при создании электромагнитных излучателей оптического диапазона длин волн на основе резонаторных систем с квантовыми точками (КТ). В [1] рассмотрены различные схематические варианты наноразмерных излучателей на основе четвертьволновых резонаторных систем со стабилизирующими резонаторами, а также представлены результаты анализа этих систем при использовании электродинамической программы HFSS [2]. С помощью программных средств HFSS можно не только рассчитать параметры многорезонаторных систем, но и наглядно показать в презентации пульсирующие иллюстрации электромагнитных полей, излучаемых массивами КТ.

Среди вариантов наноизлучателей, проанализированных в [1], наибольший интерес, на наш взгляд, представляют схемы, показанные на рис.1и 2.



a)

б)

Рис.1. Схемы излучателей с цилиндрическим (а) и коаксиальным (б) стабилизирующими резонаторами.

В устройстве, изображённом схематически на рис.1а, используется четыре цилиндрических четвертьволновых резонатора при синфазных колебаниях низших видов H_{111} и стабилизирующий резонатор на основе полуволнового тоже цилиндрического резонатора с видом колебаний H_{01n} (здесь показаны силовые линии *E* и *H* вида колебаний H_{012}). Резонаторы связаны со стабилизирующим резонатором посредством щелей связи (ЩС). Излучающим элементом является квантовое колечко (КК), представляющее собой как бы квантовую нить, свёрнутую в кольцо и расположенную в матрице (М), либо состоящее из КТ, расположенных в кольцевых канавках и показанных, например, на рис.2. Это множество идеализированных КТ известно под названием «квантовый коралл Дональда Эйглера». На самом деле при самопроизвольном формировании пирамидальные КТ имеют различные размеры и располагаются с разными интервалами. Однако, при использовании подложки, содержащей кольцевые канавки, структуры, состоящие из множества КТ, сформированные по методу Странски-Крастанова [3], могут быть представлены как излучающие квантовые колечки.



Рис.2. «Квантовый коралл».



В настоящее время можно считать отработанными технологические возможности создания массивов КТ из арсенидов галлия, индия и алюминия. Первая публикация группы Ж.И. Алфёрова о реализации лазера на КТ в системе InAs/GaAs появилась в 1994 г. [4]. Излучатели, содержащие КТ из арсенидов, используются для формирования сигналов, передаваемых по волоконно-оптическим линиям связи в инфракрасном диапазоне длин волн [5-7]. На более коротких волнах в диапазоне видимого света необходимо использовать КТ из нитридов. Это иллюстрируется рис.3, где представлены значения ширины запрещённой зоны различных гетероструктур и параметры кристаллических решёток [6]. Необходимо заметить, что пока эффективность излучения на нитридах ниже, чем у арсенидов. В настоящее время ведутся интенсивные исследования причин, влияющих на безизлучательную рекомбинацию в квантовых точках из нитридов [8,9]. В [10] отмечается критичность квантового выхода нитридных структур по отношению к их размерам и содержанию, например, индия. Однако в итоге выражается уверенность в том, что технологические препятствия в ближайшее время будут преодолены.

Возможно, для этого потребуется увеличить размеры резонаторных систем. Так, если рассчитывать на использование устройства, показанного на рис.1а, при длине волны $\lambda_{\mu\kappa} = 1300$ нм, как в [6,7], то внешний диаметр квантового колечка составит $D_{\kappa\kappa} \approx 2$ мкм, а на длине волны синего цвета $\lambda_c = 460$ нм – будет $D_{\kappa\kappac} \approx 0.75$ мкм. Другие размеры, полученные на основании формулы волноводной длины волны

$$\lambda_{e} = rac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(rac{\lambda}{\lambda_{\kappa p}}
ight)^{2}}},$$

где $\lambda_{\text{крH11}} = 1,7d$ и $\lambda_{\text{крH01}} = 0,82D$, при условии $\lambda < \lambda_{\text{кр}}$, приведены в табл.1.

λ, нм	<i>d</i> , нм	<i>D</i> , нм	$h_1 = \lambda_{\text{вН01}}$, нм	$h_2 = \lambda_{BH11}/4$, HM	D_{κ} , нм
1300	1040	2550	1670	500	2000
460	360	900	590	175	750

Таблица 1. Размеры излучателей, соответствующие рис.1,а.

Заметим, что предлагаемые излучатели могут быть изготовлены как источники белого света при смешивании излучений из синих, зелёных и красных КТ или при использовании синих квантовых колечек, возбуждающих жёлтые люминофоры. Естественно, что при этом должны применяться большие массивы КТ.

Если указанные в табл.1 размеры квантовых колечек окажутся трудно выполнимыми технологически, то можно воспользоваться устройством, изображённым на рис.16, не имеющим жёстких ограничений на диаметр квантового колечка.

Излучатель, показанный на рис.16, отличается тем, что имеет внутренний коаксиальный стабилизирующий резонатор, а многорезонаторная система, состоящая из четвертьволновых цилиндрических резонаторов с низшими видами колебаний H₁₁₁ располагается снаружи от стабилизирующего резонатора по периферии излучателя.

В устройстве, приведенном на рис.1б, использовано 8 резонаторов с противофазными колебаниями H_{111} , связанными через 4 щели связи со стабилизирующим резонатором, где имеется азимутально-симметричное поле вида колебаний H_{011} . Для взаимного поддержания указанных колебаний в рассматриваемой резонаторной системе щели связи расположены через один внешний резонатор длиной в $\frac{3}{4} \lambda_{\rm B}$. Стабилизирующий резонатор, расположенный в центре системы, имеет осевую протяжённость, соответствующую $\frac{1}{2} \lambda_{\rm B}$, и желательно так подбирать диаметры резонаторов, чтобы волноводные длины волн в цилиндрических и коаксиальных отрезках волноводов от волн типа H_{11} и H_{01} были одинаковыми. Полученные, исходя из этих соображений размеры, приведены в табл.2.

λ, нм	<i>d</i> , нм	$D_{ m cp}$, нм	$h_1 = \frac{1}{2} \lambda_{BH01}$, HM	$h_2 = \frac{3}{4} \lambda_{BH11}$, нм	$D_{\rm M}$, нм
1300	280	1920	1050	1580	3850
460	100	680	370	555	1360

Таблица 2. Размеры излучателей, соответствующие рис.1б.

Эти излучатели удобны тем, что диаметр дисковой матрицы (ДМ) $D_{\rm M}$ можно увеличивать за счёт увеличения количества четвертьволновых резонаторов. При этом с увеличением диаметра стабилизирующего резонатора $D_{\rm cp}$ необходимо соответственно увеличивать диаметр стержня d для сохранения резонансной частоты.

Заметим, что последнее устройство на первый взгляд напоминает сверхвысокочастотный магнетрон с многорезонаторной системой типа «щель-отверстие». Однако, отверстия в резонаторной системе магнетрона не являются резонаторами, поскольку имеют слишком малые (запредельные) диаметры, а выполняют роль индуктивностей, которые в сочетании с ёмкостными щелями системы «щель-отверстие» образуют колебательный контур магнетрона. И это обстоятельство определяет существенное отличие предложенной многорезонаторной системы от магнетронной.

Рассмотренные излучатели были исследованы с использованием программы HFSS. Для примера на рис.4 приведены полученные в HFSS расчётная частотная характеристика и картина электромагнитного поля в резонаторной системе и в ближней зоне первого излучателя в фиксированный момент времени.



Рис. 4. Частотная характеристика излучателя, представленного на рис. 1а, и картина электромагнитного поля на рабочей длине волны 460 нм, соответствующей частоте 650 ТГц.

Из рис.4 видно, что в диапазоне частот от 500 до 1000 ТГц получено несколько резонансных характеристик, одна из которых соответствует резонансу вида колебаний H₀₁₂ в стабилизированном резонаторе на частоте 650 ТГц. Подтверждением этому факту является картина с двумя вариациями поля вдоль оси стабилизирующего резонатора. Поскольку вид колебаний H₀₁₂ не является низшим, наблюдаются резонансы на более низких частотах. Однако разделение резонансных кривых вполне достаточное для того, чтобы не возникало «паразитных» колебаний, снижающих эффективность излучения на рабочей частоте.

Следует обратить внимание на то, что резонансная характеристика на виде колебаний H₀₁₂ является наиболее узкой, что свидетельствует о высокой добротности резонаторной системы на рабочей частоте. По предварительным оценкам собственная добротность этой системы со стабилизирующим резонатором составляет более 50.

В заключение отметим, что рассмотренные излучатели на основе электродинамических систем с квантовыми точками могут найти применение не только как эффективные источники света в диапазоне видимых волн, но и для создания дисплеев с высокой разрешающей способностью и отличным качеством цветного изображения. Они могут быть также использованы для высокоскоростной и качественной передачи информации по волоконно-оптическим системам связи. Возможны и другие разнообразные их применения.

Список используемой литературы.

- Гутцайт Э.М., Курушин А.А. Электродинамические системы с квантовыми нитями и точками для светоизлучающих устройств / Издательский Дом: <u>LAP LAMBERT Academic Publishing</u>. Опубликовано: 2012-05-10. Saarbrücken, Germany.- 68 с. и Москва, 2012. Pubmix.com. 63 с.
- 2. Банков С.Е., Гутцайт Э.М., Курушин А.А. Решение оптических и СВЧ задач с помощью HFSS / Москва «Оркада». 2012.- 240 с.
- 3. Ivan N. Stranski and Lubomir Krastanow, (1938) Abhandlungen der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Klasse IIb. Akademie der Wissenschaften Wien, **146**, 797-810.
- 4. Алферов Ж.И. История и будущее полупроводниковых гетероструктур. ФТП, 1998, т.32, N1, с. 3-18.
- 5. Шуберт Ф.Е. Светодиоды / Пер. с англ. под ред. А.Э. Юновича М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008.- 496 с.
- 6. Жуков А.Е. Лазеры на основе полупроводниковых наноструктур СПб.: ООО «Техномедиа» / Изд-во «Элмор», 2007. 304 с.
- 7. Новиков И.И., Гордеев Н.Ю., Максимов М.В. и др. Инжекционные лазеры на квантовых точках с высоким оптическим усилением и длиной волны излучения более 1300 нм, Письма в ЖТФ, 34(23), 27-32. (2008).

- Александров И.А., Журавлёв К.С., Мансуров В.Г., Никитин А.Ю. Безизлучательная рекомбинация в квантовых точках GaN/AIN // Тезисы докладов 6-й ВК «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы». 18-20 июня 2008. Санкт-Петербург. Физико-Технический Институт им. А.Ф. Иоффе РАН.-С.210,211.
- Сизов В.С., Гуткин А.А., Сахаров А.В. и др. Фазовый распад и безизлучательная рекомбинация носителей в активных областях светоизлучающих приборов на основе квантовых точек InGaN в матрице GaN или AlGaN // ФТПП. 2009, т.43, вып.6, С.836-840.
- 10. Рабинович О.И. История изучения светоизлучающих диодов на основе многокомпонентных гетероструктур AlGaInN // Компоненты и Технологии. 2008, № 7, С.160-166.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА, ФОРМИРУЕМОГО ПЛАНАРНЫМИ ТОРЦЕВЫМИ АВТОЭМИССИОННЫМИ ЯЧЕЙКАМИ АБАНЬШИНА - ГОРФИНКЕЛЯ И МАТРИЧНЫМИ УГЛЕРОДНЫМИ АВТОЭМИССИОННЫМИ ЯЧЕЙКАМИ ГРИГОРЬЕВА - ШЕСТЕРКИНА

Дармаев А.Н., Комаров Д.А., Морев С.П.,

Абаньшин Н.П.*, Горфинкель Б.И.*, Якунин А.Н.**,

Шестеркин В.И.***, Шалаев П.Д.***

ФГУП «НПП «Торий», г. Москва, *ООО «Волга-Свет», г. Саратов,

** Институт проблем точной механики и управления РАН, г. Саратов, *** ОАО «НПП «Алмаз»

Представлены результаты численного моделирования автоэмиссионных катодных ячеек типа Абаньшина-Горинкеля и Григорьева-Шестеркина, предназначенных для использования в мощных СВЧ приборах. Приведены результаты расчетов ЭОС с автоэмиссионными катодными матрицами, показывающие возможность проектирования приборов О типа с мощностью электронного потока более 100 кВт в непрерывном режиме.

Ключевые слова: автоэмиссионные катоды, электронно-оптическая система, лампа бегущей волны, клистроны.

В последнее время в ряде работ приводились данные о получении стабильной усредненной по катоду плотности тока в пределах 0,1-1,0 A/cm^2 с автоэмиссионных катодов в течение более 10^3 часов в импульсном или в непрерывном режимах работы при давлении остаточных газов ~ 10^{-5} Па. В связи с этим усилился интерес к более «тонким» характеристикам сформированного автоэмиссионными катодами электронного потока. К таким характеристикам относятся «нулевой» (распределение плотности тока в поперечном сечении потока), «первый» (средние углы наклона электронов относительно оси электронно-оптической системы) и «второй» (среднеквадратичное отклонение скоростей электронов потока или дисперсия) моменты функции распределения электронов в пространстве координат и скоростей. По этим величинам можно судить о макроламинарности и качестве сформированного потока. В работе [1] с этой целью рассматривалось численное моделирование гетерогенной структуры, применяемой в дисплейной технике, в работе [2] была представлена расчетно-экспериментальная оценка разброса углов наклона на поверхности матричных автоэмиссионных катодов из стеклоуглерода для ЛБВ. В настоящей работе рассмотрены численные

исследования структуры электронного потока, сформированного матрицей из крупноячеистой сеточной структуры, и множества автоэмиссионных острий из стеклоуглерода СУ-2000, образующих катод (ячейки Григорьева-Шестеркина), а также планарной матрицей, содержащей лезвийные автоэмиттеры из —-углерода (ячейки Абаньшина-Горфинкеля).

На рис. 1 показаны траектории электронов в планарной ячейке Абаньшина-Горфинкеля [1] Материал электродов и подложки лезвия – молибден, материал изолирующего слоя – двуокись кремния, материал лезвия автоэмиттера – □-углерод. Расчеты показали, что на вытягивающий электрод оседает до 80% тока, а в сторону анода летит лишь 20% тока эмиттера. Разброс электронов по углам наклона весьма значителен (максимальные углы наклона составляли ~45°).

Защита автоэлектронных структур от ионов и увеличение тока в сторону анода были достигнуты за счет специального распределения потенциала в области микропушки, предложенного в работе [1]. На рис. 2 представлено поведение электронного потока в планарной ячейке с лезвийным катодом из —-углерода с двумя дополнительными проводящими слоями. Конфигурация электродов микропушки обеспечила формирование электронного потока с относительно



Рис. 1. Поведение электронного потока в ячейке Абаньшина-Горфинкеля (для наглядности на рисунке отсутствует поток из правого лезвийного эмиттера)



Рис. 2. Распределение потенциала и траектории электронного потока, формируемого тетродной ячейкой с лезвийным катодом

малыми величинами углов наклона траекторий (на выходе из этой тетродной ячейки, в плоскости электростатического кроссовера, для 99% тока пучка максимальные углы наклона электронов не превышали 25°). Этот разброс оказался сопоставимым с разбросом скоростей электронов пучка, прошедшего сеточную структуру, состоящую из теневой и управляющей сетки, которая расположена вблизи термокатода [3].

На рис. 3 представлены результаты численных расчетов структуры «нулевого» (распределение плотности тока в поперечном сечении потока), «первого» (средние углы наклона электронов относительно оси электронно-оптической системы) и «второго» (среднеквадратичное отклонение скоростей электронов потока или дисперсия) моментов функции распределения электронов в пространстве координат и скоростей.



На рис. 4 представлены результаты расчета автоэмиссионной ячейки, образованной упорядоченной последовательностью автоэмиттеров, сеточной структурой и анодом.

Большая величина углов наклона электронов относительно оси ячейки не является критической проблемой, поскольку подобная ситуация часто встречается и при проектировании

электронно-оптических систем с обычными термокатодами низковольтным сеточным управлением тока пучка, или когда необходима высокая компрессия пучка по



Рис. 4. Поведение электронного потока в ячейках Григорьева-Шестеркина (для наглядности на рисунке отсутствует поток из половины эмиттеров ячейки).

площади, и преодолевается за счет оптимизации конструкции электронно-оптических систем. Для получения автоэмиссионных ячеек такого типа с пониженным токоперехватом на перемычки сетки и уменьшенными углами наклона электронов на выходе из ячейки, конфигурация электродов, образующих ячейку Григорьев-Шестеркин, как и в случае ячеек Абаньшина-Горфинкеля с лезвийными эмиттерами также может быть оптимизирована.

Список используемой литературы.

- О возможности применения автоэмиссионных катодных матриц планарного типа для электронно-оптических систем мощных СВЧ приборов/А.Н. Дармаев, Д.А. Комаров, А.Э. Макеев и др.//СВЧ-электроника. 70 лет развития: Тезисы докладов научно-технической конференции, посвященной 70-летию ФГУП «НПП «Исток», г. Фрязино, 15-16 мая 2013г. С. 88.
- Расчетно-экспериментальная оценка разброса углов наклона электронных траекторий на поверхности матричных автоэмиссионных катодов из стеклоуглерода/А.А. Бурцев, Ю.А. Григорьев, Д.С. Денисов и др.//Тезисы докладов научно-технической конференции, посвященной 70-летию ФГУП «НПП «Исток», г. Фрязино, 15-16 мая 2013г. С. 90.
- 3. Григорьев Ю.А., Правдин Б.С., Шестеркин В.И. Электронно-оптические системы с сеточным управлением / Обзоры по электронной техники. Сер.1. Электроника СВЧ., Изд-во ЦНИИ «Электроника», М.: 1987. -71с.

ВЛИЯНИЕ НАСТРОЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ РЕВЕРСНЫХ МАГНИТНЫХ ФОКУСИРУЮЩИХ СИСТЕМ НА ТРЕХМЕРНУЮ СТРУКТУРУ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ВАКУУМНЫХ МНОГОЛУЧЕВЫХ СВЧ ПРИБОРАХ

Дармаев А.Н., Коротков А.Ф., Морев С.П., Якушкин Е.П. ФГУП "НПП "ТОРИЙ", Москва, Россия

Приведены результаты исследований влияния различных типов настроечных элементов в реверсных фокусирующих системах на трехмерную структуру магнитного поля.

Транспортировка протяженных электронных потоков в вакуумных СВЧ приборах, таких как ЛБВ и клистроны, требует применения магнитных фокусирующих систем (МФС). В качестве МПФС наиболее часто используются магнитные периодические фокусирующие системы (МПФС) или реверсные магнитные фокусирующие системы (РМФС) на постоянных магнитах [1]. Для получения максимального токопрохождения электронного потока в однолучевых приборах с МПФС широко используются настроечные элементы в виде кусочков магнитов или магнитомягких элементов, с помощью которых создается требуемый для данного прибора профиль и структура магнитного поля. Однако, связь между геометрическими размерами, расположением магнитномягких элементов и распределением и структурой магнитного поля РМФС в многолучевых приборах исследована в значительно меньшей степени. Типичная РМФС (рис.1.) состоит из полюсных наконечников и расположенных на них кольцевых радиальнонамагниченных магнитов. Полярности соседних магнитов противоположны друг другу, тем самым удаётся

более полно использовать энергию магнитов по сравнению с магнитными системами с однополярным полем.



Рис. 1. Схематическое изображение РМФС и распределение продольной компоненты магнитного поля Вz. 1a,16- магнитные экраны; 2-полюсные наконечники; 3-стальное кольцо; 4-радиальнонамагниченные магниты.

В качестве настроечных элементов широко используются так называемые перемыкатели, скобы и кольца.

Перемыкатели. Стальные перемыкатели представляют собой параллелипипеды, которые крепятся на внешнем диаметре магнитов магнитной ячейки, тем самым, локализуя в ней магнитное поле (и уменьшая поля рассеяния магнитов) рис 2.а. Каждый перемыкатель увеличивает уровень поля во всём рабочем зазоре в целом.

Скобы (уголки). Шунтирующие скобы (уголки) представлены на рис.2.6 Основная задача уголков – это локальное изменение структуры магнитного поля, оценить которое можно только с помощью трехмерных расчётов. Скобы из магнитомягкого материала крепятся на торце магнита. В двухмерном приближении большое количество скоб равномерно расположенных по азимуту эквивалентно действию шунтирующего кольца. В трехмерной постановке установка скобы приводит к увеличению поперечной составляющей магнитного поля в области под скобой.



Рис 2. Два кольцевых магнита, расположенных на полюсных наконечниках и установленные а) перемыкатели, б) уголковые элементы в) магнитомягкое кольцо.

Кольца. Шунтирующее кольцо из магнитомягкого материала обычно располагается под магнитом с той стороны, где необходимо уменьшить амплитуду поля в ячейке РМФС. Кольцо может располагаться в промежутке между магнитами, уменьшая амплитуду поля и, тем самым, обеспечивая плоскую вершину или даже провал поля. Применение шунтирующего кольца в центре рабочего зазора чаще всего необходимо, когда два соседних рабочих зазора МС имеют разные протяжённости. В более коротком зазоре распределение продольной компоненты магнитного поля имеет выпуклую вершину и установка

шунтирующего кольца в этом случае позволяет сгладить вершину. Кроме того, расположение шунтирующего кольца относительно центра рабочего зазора позволяет устранить перекос в распределении поля, если таковой имеется.

Для получения требуемого уровня поля в реальных системах обычно используют несколько, а иногда и более десятка, перемыкателей. При большом количестве перемыкателей, либо при замене перемыкателей сплошным цилиндром из магнитомягкого материала, насыщения материала не происходит и можно добиться существенно большего уровня поля в магнитной ячейке. Расчёты показали, что перемыкатели локально не влияли на структуру магнитного поля в парциальном канале, но увеличивали амплитуду магнитного поля в целом. Однако, если перемыкатель располагался на одном из магнитов, но не доходил до другого, происходил перекос распределения поля. Причем, перекос поля носил локальный характер и был наиболее выражен в области под перемыкателем. Аналогичный локальный эффект оказывало размещение скоб.

Таким образом, целенаправленное использование рассмотренных настроечных элементов позволяет настроить реверсную магнитную систему на требуемое распределение магнитного поля.

1. Дармаев А.Н., Коротков А.Ф., Морев С.П., Якушкин Е.П. Фокусировка интенсивных электронных потоков «реверсоподобными» магнитными полями с высшими гармоническими составляющими в мощных многолучевых клистронах//Электроника и вакуумная техника: Приборы и устройства. Технология. Материалы/Матер. научно-техн. конф. Саратов. Изд-во Сар. Ун-та. 2009. С.45-47

ОБЛУЧАТЕЛЬ С СЕРНОЙ ЛАМПОЙ ДЛЯ РАСТЕНИЕВОДСТВА Жидков Р.А.

ФГУП ВЭИ

В работе представлен плазменный облучатель с серной лампой для выращивания зеленных культур в теплицах. Сравнивается спектр излучения плазменного облучателя со спектром натриевой лампы высокого давления и с распределением фотосинтетически активной радиации для растений.

Ключевые слова: плазма, серная лампа, квазисолнечный спектр, тепличные хозяйства, энергия СВЧ колебаний.

Эффекты возникновения оптического излучения при взаимодействии электромагнитного поля с веществом в его различных агрегатных состояниях наблюдались, изучались и даже использовались на протяжении уже более столетнего периода. Развитие источников электромагнитных колебаний в направлении повышения уровней мощности и генерируемых частот способствовало, в частности, расширению исследований по применению безэлектродного газового разряда в высокочастотных, а затем и в СВЧ электромагнитных полях.

Необходимо отметить, что большой выход оптического излучения из парогазовой смеси, возбуждаемой СВЧ энергией, дает повод к порождению и развитию наукоемкой темы, такой как СВЧ плазмосветотехника, а возможно и как нового научного направления.

С 1998 года в ФГУП ВЭИ ведется научный поиск по технической реализации различных модификаций плазменных светооптических устройств на базе безэлектродного СВЧ разряда [1]. Одно из направлений – разработка плазменных облучателей для тепличных хозяйств.

В современных тепличных хозяйствах широко используются натриевые лампы высокого давления (НЛВД). НЛВД и плазменная лампа-горелка (ПЛГ) показаны на рис.1.



НЛВД



ПЛГ

Рис. 1. НЛВД и ПЛГ.

В отличие от НЛВД, ПЛГ не имеет электродов, не содержит ртуть, имеет более высокий срок службы, различные спектры, а также яркости. Примеры технической реализации светильников с НЛВД и ПЛГ в тепличных хозяйствах показаны на рис.2.

Чаще всего ПЛГ содержит в качестве буферного газа - аргон, а рабочего вещества - серу. ПЛГ, которая содержит серу, называют серной лампой (СЛ). СЛ имеет сферическую форму диаметром до 30 мм, что позволяет поместить ее в фокус параболоидного отражателя, который легко сопрягается с полым оптическим световодом (рис.2 справа). Такая конструкция дает возможность распределить световой поток падающий на растения, создавая равномерное распределение освещенности вдоль продольной оси световода с очень малыми потерями (до 2%).

Одна из важных характеристик СЛ - квазисолнечный сплошной спектр. На рис.3 показаны спектры НЛВД и СЛ, а также кривая фотосинтеза для растений в виде фотосинтетически активной радиации (ФАР).





Рис. 2. Реализация светильников с НЛВД (слева) и облучателя с СЛ (справа).



Рис. 3. 1-спектр СЛ, 2-спектр НЛВД, 3-ФАР.

Сравнивая спектральные характеристики СЛ и НЛВД можно сделать вывод о том, что в спектре НЛВД доля излучения в синей области спектра невелика (7-10%). Применительно к выращиванию зеленных культур интенсивность синей и красной области спектра нужно увеличивать.

Этого можно достигнуть, изменяя спектр ПЛГ с помощью добавок йодидов металлов в рабочее вещество.

Предварительные результаты, полученные в Голландии, на огуречных культурах показали, что прирост сухой биомассы растений при облучениями серными лампами относительно освещения от НЛВД выше в 1,3 раза [2].

Еще одно достоинство СЛ - возможность имитации режимов восхода и захода солнца. СЛ можно включать не сразу в номинальном режиме, а на 60% ниже, постепенно доводя до номинальной мощности и наоборот от максимальной до минимальной мощности. Плазмохимические процессы в ПЛГ повторяют солнечные спектры восхода и захода солнца.

Перечисленные достоинства СЛ позволяют сделать вывод об эффективности их использования в защищенном грунте.

В результате дальнейших испытаний, проводящихся в Группе аэропонных технологий НИИ «Сельскохозяйственные биотехнологии» РАСХН совместно с сотрудниками ФГУП ВЭИ, будет обстоятельно исследована эффективность облучения растений СЛ по сравнению с НЛВД.

Список используемой литературы.

- 1. Александрова О.Ю., Жидков Р.А., Шлифер Э.Д. Создание осветительных и облучательных установок на базе безэлектродных СВЧ разрядных ламп // Светотехника 2006, №3.- С.21-27.
- Sander W. Hogewoning, Peter Douwstra, Govert Trouwborst, Wim van Ieperen, and Jeremy Harbinson. An artificial solar spectrum substantially alters plant development compared with usual climate room irradiance spectra // J. Exp. Bot., March 2010; 61: 1267 - 1276.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ПОЗИТРОННОЙ СРЕДЫ МЕТОДАМИ КЛАССИЧЕСКОЙ И КВАНТОВОЙ ТЕОРИЙ

Канавец В.И. **, Мозговой Ю.Д. *, Хриткин С.А. *

*Московский институт электроники и математики Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики» (МИЭМ НИУ ВШЭ)

**МГУ им. М.В. Ломоносова

Проведено численное моделирование процессов взаимодействия сгущений зарядов в электронно-позитронной среде в рамках классической модели крупных частиц и квантовой макроскопической модели одночастичных волновых функций. В отличие от точечного кинематического подхода квантовой электродинамики, частицы рассматриваются как деформируемые сгустки заряда.

Ключевые слова: электронно-позитронная среда, метод крупных частиц, макроскопическая волновая функция, плазмоид, коллективное взаимодействие.

Моделирование электронно-позитронной среды проводится методами классической нелинейной теории и макроскопической квантовой теории в задачах о взаимодействии электронных и позитронных потоков с электромагнитным полем [1]. В результате кратковременного импульсного воздействия релятивистского сильноточного потока на среду под действием ү-квантов возникает большое число электронов и позитронов, формирующих пространственно развитую активную область (плазму) или образующих многолучевые прямые и встречные потоки частиц в трубах дрейфа (движущуюся заряженную плазму). Плазма легких носителей считается бесстолкновительной с коллективным взаимодействием. В рамках теории плазмы возникают задачи о взаимодействии нескольких групп зарядов разного знака, связанные с возможностями эксперимента [1].

Для квантовой электронно-позитронной плазмы справедливы уравнения гидродинамического приближения классической теории, если пространственное изменение плотности достаточно мало. При этом волновые функции электронов Ψ_e и позитронов Ψ_p имеют вид макроскопических волновых функций теории сверхтекучести. Процессы взаимодействия в электронно-позитронной среде анализируются в рамках метода крупных частиц классической теории и с использованием макроскопических волновых функций электронов и позитронов квантовой теории [1-4]. Установление связи волновой модели квантовой теории и модели крупных частиц полезно для понимания процессов взаимодействия.

В основе метода моделирования лежит предположение о возможности создания квантового макроплазмоида в виде большой капли электронно-позитронной жидкости. Используется принцип тождественности при зарядовом сопряжении групп электронов и позитронов с равным числом частиц. При определенных условиях частицы переходят в единое макроскопическое квантовое состояние с большим временем жизни и свойствами сверхтекучести. В квантовом макроплазмоиде макроскопические волновые функции электронов и позитронов становятся одинаковыми и макроплазмоид приобретает свойства сверхплазмоида [1, 5-7]. Проводится совместное решение уравнений Шредингера и Пуассона для макроскопических волновых функций электронов и позитронов.

Модели и методы расчета взаимодействия электронов и позитронов в классической и квантовой задачах

Для исследования электронно-позитронного вещества применяются классическая модель крупных частиц и квантовые макроскопические модели одночастичных волновых функций. В отличие от точечного кинематического подхода квантовой электродинамики, частицы рассматриваются как деформируемые сгустки заряда. Учет влияния сил пространственного заряда на движение малых объемов позволяет найти условия компенсации кулоновских полей и исследовать установление низшей динамической моды (электронно-позитронного плазмоида) в виде сверхжидкости [1].

Электронно-позитронная материя проявляет себя в формах вещества, поля и энергии. Бесстолкновительные процессы в веществе изучаются в рамках плазменного подхода макроскопической классической и квантовой теорий.

В классической области вводятся фазовые ансамбли крупных частиц, исследуются резонансные процессы при спонтанном и индуцированном излучениях, определяющие характеристики самосогласованного взаимодействия.

В квантовой теории ансамблям соответствуют одночастичные волновые функции электронов и позитронов, квадраты модулей которых равны плотностям частиц. При большом числе частиц могут быть определены и одновременно измерены амплитуды и фазы полей. Решение уравнений Шредингера, Пуассона и Максвелла позволяет исследовать классические и квантовые аналоги устройств радиофизики и электроники, в том числе сверхмощных релятивистских импульсных микроволновых электронных генераторов с полем динамической моды. Высокий кпд достигается с помощью нелинейных плазменных колебаний при учете положительных наведенных зарядов и выборе оптимальных параметров пространственного заряда.

В рамках применимости модели «холодной» бесстолкновительной двухкомпонентной плазмы, справедлив переход к упрощенным уравнениям для вырожденных (квантовых) и невырожденных (классических) носителей заряда. Прежде всего, компоненты плазмы описываются как конденсат, с помощью макроскопических волновых функций с когерентной фазой

$$\Psi_{e,p}(R, t) = \Psi_{e,p}(R, t) \exp[i\mathbf{S}_{e,p}(R, t)].$$

В отличие от обычных задач теории, произведение $\Psi \Psi^* = |\Psi|^2$ относится не к плотности вероятности одной частицы, а к плотности частиц $n = |\Psi|^2$. При большом числе частиц фаза *S* и плотность *n* допускают одновременное измерение.

Пусть теперь рассматриваемые компоненты плазмы находятся в движении. В случае медленного изменения амплитуд и фаз совершается переход к гидродинамическим уравнениям как одной из форм второго закона Ньютона

$$\frac{dv_{e,p}}{dt} = \left(\frac{\partial v}{\partial t} + (v\nabla)v\right)_{e,p} = -\frac{e_{e,p}}{m} \operatorname{grad} \Phi$$

Установление связи волновой модели и модели крупных частиц полезно, например, для понимания роли характерных расстояний (радиуса действия кулоновских сил R_0 в классической модели и длины волны де Бройля λ в квантовой задаче). В обычной модели крупных частиц (без учета начальных распределений частиц по координате и скорости) сгущения зарядов имеют размеры порядка R_0 . В квантовой модели размеры сгущений определяются величиной длины волны λ .

В мощных электронных устройствах режимы с высоким КПД достигаются при резонансном взаимодействии электронных сгустков и резонансном взаимодействии поля и электронных сгустков. Опыт работы мощной микроволновой электроники показывает, что сильно нелинейные процессы должны описываться с помощью дискретных моделей электронного потока. Пусть число электронов в единице объема будет достаточно велико, чтобы было справедливо усредненное описание системы. При этом выполняются условия малости процесса столкновения частиц. Поэтому может совершаться переход к макроскопическому квантовому описанию активной среды.

Большую роль играет дуализм потока и поля. Электроны описываются с помощью волновой функции, и используется квантовый принцип тождественности частиц. При создании моделей системы взаимодействующих частиц электроны (или позитроны) потока представляются в виде заряженной жидкости. Фактически при анализе процессов взаимодействия учитывается расплывание сгустков электронов и позитронов, рассматриваемых в разные моменты времени. Рассматриваются смещения и деформации отдельных фрагментов сгустков электронов и позитронов в системе, учитываются силы пространственного заряда на каждом шаге интегрирования нестационарных уравнений.

Для описания коллективных процессов в электронно-позитронно-ионной бесстолкновительной плазме, согласно общей методике [1], вводятся макроскопические одночастичные волновые функции электронов, позитронов и ионов с выделенными амплитудами и фазами

$$\Psi_{e}(x, y, z, t), \Psi_{p}(x, y, z, t), \Psi_{i}(x, y, z, t), \Psi_{e,p,i} = |\Psi_{e,p,i}| \exp(i S_{e,p,i}),$$

связанные с плотностью заряда выражениями

$$|\Psi_{e}|^{2} = n_{e}, \qquad |\Psi_{p}|^{2} = n_{p}, \qquad |\Psi_{i}|^{2} = n_{i}.$$

Введение таких функций означает, что в физически малом объеме V_{ϕ} все однотипные частицы (электроны, позитроны или ионы) ведут себя упорядочено и одинаково как тождественные частицы без близких (парных, тройных и других дискретных) взаимодействий.

Такой же вид имеют макроскопические волновые функции упорядоченных процессов теории сверхпроводимости и сверхтекучести. Задача анализа резонансного взаимодействия имеет специфику – сначала следует рассмотреть сверхтекучести по отдельности электронной и позитронной компонент, затем переходить к сверхтекучести системы компенсированных электронно-позитронных пар при наличии ионов или без них. Во всех случаях важна тесная связь плотностей заряда и потенциала $\Phi(x, y, z, t)$ в уравнении Пуассона

$$\Delta \Phi = \frac{|e|}{\varepsilon} \left(\Psi_e |^2 - |\Psi_p|^2 - Z |\Psi_i|^2 \right)$$

Уравнения Шредингера для волновых функций имеют вид

$$\begin{split} &i\hbar\frac{\partial\Psi_e}{\partial t} = H_e\Psi_e\,, \qquad \qquad H_e = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + U_e\,, \\ &i\hbar\frac{\partial\Psi_p}{\partial t} = H_p\Psi_p\,, \qquad \qquad H_p = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + U_p\,, \\ &i\hbar\frac{\partial\Psi_i}{\partial t} = H_i\Psi_i\,, \qquad \qquad H_i = -\frac{\hbar^2}{2M}\Delta + U_i\,, \end{split}$$

где U_e , U_p , U_i – потенциальные энергии электронов, позитронов и ионов (заряд Z|e|) в кулоновском поле с потенциалом $\Phi(x, y, z, t)$.

$$U_e = -|e| \Phi, \qquad \qquad U_p = |e| \Phi, \qquad \qquad U_i = Z |e| \Phi.$$

Сеточный метод расчета нестационарных процессов в двумерном и трехмерном приближениях подробно описан в [1]. Вследствие принципа неопределенности квантовые точечные заряды ведут себя как классические заряженные шарики с диаметром $D = \lambda_{AB} / 8$, где $\lambda_{AB} - длина волны де Бройля. Соответственно, если проведены расчеты движения классических шариков с радиусом <math>R_0$, то этим расчетам сопоставляется волновая картина с длиной волны $\lambda_{AB} = 16 R_0$.В системах частиц с кулоновским взаимодействием характерные длины процессов также фактически сравниваются с электронной длиной волны де Бройля.

Образование сгущений электронов и позитронов в рамках классической теории рассматривается методом крупных частиц. В начальный момент времени электроны и позитроны расположены в шахматном порядке. Если расстояния между частицами меньше размеров крупных частиц, то наблюдаются отдельно расположенные сгущения электронов и позитронов. С течением времени под действием кулоновских сил сгущения расплываются. Если скорость расплывания мала и крупных частиц модели достаточно много для дискретного описания пространственного распределения зарядов, то классическое решение становится аналогичным решению волновой задачи.

Конкретные примеры сгущений заряда в двумерном приближении даны на рис. 1. В начальный момент времени крупные частицы или облака заряда задаются в узлах сетки 24×24. Знак зарядов чередуется.



Рис. 1. Распределения частиц при классическом рассмотрении (а) и уровни потенциала при решении макроскопической квантовой задачи (б), в случае равных зарядов крупных частиц $Q_e=Q_p$

Если электронно-позитронная среда в целом нейтральна по заряду, то возникают сгущения по отдельности положительных и отрицательных зарядов (рис. 1*a*). Размеры сгущений L_0 находятся в пределах радиуса действия сил $L_0=(0,5-1)$ R_0 . Сгущения зарядов одного знака в квантовой области аналогичны сгущениям, полученным в классической задаче. Дальнейшее взаимодействие сгущений разного знака носит характер двухчастичного обмена между электронами и позитронами (рис. 1*б*).

Если нейтральность среды нарушена, например, заряды крупных частиц разного знака не одинаковы по величине, то возникает нестационарный процесс взаимодействия заряженных частиц, сопровождающийся образованием шарового скопления частиц меньшего заряда (рис. 2).



Рис. 2. Распределения частиц при классическом рассмотрении (а, в) и уровни макроскопической волновой функции позитронов, полученные при решении квантовой задачи (б, г), в различные моменты времени в случае отличающихся $Q_e=10 Q_p$ зарядов крупных частиц

В начальные моменты времени из-за сильного различия зарядов «крупных» электронов и позитронов ($Q_e = 10 Q_p$) наблюдается сильное провисание потенциала, под действием которого электроны расталкиваются. Позитроны же, напротив, начинают смещаться к центру области (рис. 2*a*). Аналогичная картина наблюдается и при решении макроскопической квантовой задачи. Линии уровней одночастичных волновых функций электронов расплываются, а позитронов – стягиваются, образуя «лепесток клевера» (рис. 2*б*). Это приводит к перераспределению кулоновского поля, под действием которого начинается обратное движение частиц с образованием шаровой области позитронов (рис. 2*в*, *г*).

Заключение

Развита методика анализа процессов взаимодействия электронных и позитронных сгустков на основе применения макроскопических волновых функций электронов и позитронов квантовой теории. Проведено сопоставление процессов образования электронных и позитронных сгустков методами классической и квантовой теорий. Показано, что при изменении концентраций электронов и позитронов реализуются резонансные процессы образования электронно-позитронной среды, ведущие к образованию сгущений активной среды в виде макроскопического квантового плазмоида.

Список используемой литературы.

- 1. Канавец В.И. Электронно-позитронное вещество: от позитрония до сверхжидкости и шаровой молнии. М.: «Педагогическое общество России». 2009.
- 2. Канавец В. И., Мозговой Ю. Д., Хриткин С. А. // Радиотехника и электроника. 2003. Т. 48. № 6. С. 753-757.
- Канавец В. И., Мозговой Ю. Д., Хриткин С. А. // Радиотехника и электроника. 2006. Т. 51. № 3. С. 357-363. Канавец В. И., Мозговой Ю. Д., Хриткин С. А. // Радиотехника и электроника. 2010. Т. 55. № 4. С. 500-505. 3.
- 4.
- V.I. Kanavets, Yu.D. Mozgovoi, S.A. Khritkin. Feasibility of Quantum Analogues of Classical Microwave Devices on Longitudinal 5. Interaction // 14th IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC-2013). Paris, France. 2013.
- 6. Kanavets V. I., Mozgovoi Yu. D., Khritkin S. A. Resonance Effects in the Quantum Exchange Interaction of Electron and Positron Beams // 14th IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC-2013). Paris, France. 2013.
- Kanavets V. I., Mozgovoi Yu. D., Khritkin S. A. Self-Organization of the Electron-Positron Medium // 14th IEEE International Vacuum 7. Electronics Conference (IVEC-2013). Paris, France. 2013.

К ВОПРОСУ О ПРИМЕНИМОСТИ ЗАКОНА ФАУЛЕРА-НОРДГЕЙМА ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ ВЕЛИЧИНЫ ПЛОТНОСТИ АВТОЭМИССИОННОГО ТОКА В ЭОС С МИКРООСТРИЙНЫМИ ЭМИТТЕРАМИ

Комаров Д.А., Морев С.П.

Федеральное государственное унитарное предприятие «Научно-производственное предприятие «Торий» В работе рассмотрено решение задачи определения автоэмиссинного тока из общих квантовомеханических представлений, не требующих привлечения понятий коэффициента усиления в законе Фаулера-Нордгейма.

Ключевые слова: автоэмиссия, прозрачность потенциального барьера

В последнее время в области технологии ЭВП СВЧ наиболее актуальным направлением исследований следует считать разработки и создание приборов с автоэмиссионными катодами. Наиболее активные исследования последних пяти лет направлены на создание ЭОС с автоэмиссионными катодными матрицами в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн. На сегодняшний день существуют образцы приборов с автоэмиссионными эмиттерами, и можно говорить о необходимости перехода к проектированию ЭОС, содержащих автоэмиссионные структуры, с заданными характеристиками. Однако при этом возникает целый ряд существенных вопросов, ставящих под сомнение возможность подобного проектирования с помощью имеющихся пакетов прикладных программ, так как они ориентированы на использование в математической модели закона Фаулера-Нордгейма с неким весовым коэффициентом, определение которого предполагает известную из опыта величину катодного тока. Наличие весового коэффициента в 2-3D моделях, значения которого колеблется от 1 до 10, оставляет существенную брешь в расчетах оптических систем, поскольку для разных конструкций ЭОС этот коэффициент неизвестен до проведения эксперимента. Возникают вопросы, связанные и с физическим смыслом данного коэффициента. Очевидно, что этот коэффициент не имеет никакого отношения к так называемому коэффициенту усиления поля на микроострие, поскольку задача расчета полей в пакетах программ решается строго и не требует корректировок, которые используют в эксперименте, определяя величину напряженности электрического поля, исходя из модели плоского конденсатора.

Предполагая, что внутри металла распределение электронов по энергиям подчиняется статистике Ферми-Дирака, общее выражение плотности тока для одномерного случая, можно представить в виде:

$$j_x = \frac{4 \cdot \pi \cdot e \cdot m \cdot k \cdot T}{h^3} \cdot \int_0^\infty D(W) \cdot \ln\left(1 + \exp\left(-\frac{W - W_F}{k \cdot T}\right)\right) dW \tag{1}$$

Соотношение (1) показывает, что плотность тока зависит от величины прозрачности потенциального барьера D(W). Основной задачей расчета является именно определение прозрачности при заданной величине потенциального барьера U(x). Для произвольной функциональной зависимости потенциальной функции эта задача может быть решена прямым численным интегрированием уравнения Шредингера. Однако численные решения встречают ряд трудностей: устойчивость метода при использовании конечно-разностного подхода и сведения решения к методу прогонки для трехдиагональной матрицы и неопределенные граничные условия для волновой функции.

Более простым и физически прозрачным методом является использование теории туннельных переходов, которая дает определение коэффициента прозрачности в квадратуре:
$$D(W) = e^{\sum_{n=1}^{x_{n}} \frac{-4 \cdot \pi}{h} \cdot \sqrt{2 \cdot m} \cdot \sqrt{U(x) - W} dx}$$

На основе приведенных соотношений был реализован численный алгоритм в среде Visual Fortran и разработана программа расчета коэффициента прозрачности. Результаты расчета представлены на рис.1. разработанная программа позволяет проводить проектирование реальных автоэмиссионных источников с помощью 3D пакетов программ без дополнительных приближений в общей постановке.



Рис. 1. Плотности тока автоэмиссии в координатах Фаулера. Кривая 1 – расчет по закону Фаулера-Нордгейма, кривая 2 – по разработанной программе, кривая 3 – данные статьи [1].

Список используемой литературы

1. Петрин А. Б. Термополевая эмиссия электронов из металла и взрывная электронная эмиссия из микроострий // ЖЭТФ, 2009, том 136, вып. 2(8), стр. 369-376.

ОСОБЕННОСТИ ДЛИТЕЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА С ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ВОЛНАМИ ПРИ НАЛИЧИИ МОДУЛЯЦИИ ЭМИССИИ (ШУМЫ, КАРСИНОТРОД, ФОТО-ЛБВ).

Краснова Г.М.

Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского (СГУ)

В рамках линейной двумерной теории рассмотрены процессы, происходящие при взаимодействии бесконечно тонкого ленточного электронного потока и электромагнитных волн в присутствии модуляции эмиссии на катоде (карсинотрод, ЛБВ с фотокатодом). Исследовано влияние шумовых флуктуаций пучка, получены зависимости для коэффициента шума усилителя. Взаимодействие описано с учётом конечного фокусирующего магнитного поля и поля пространственного заряда.

Ключевые слова: взаимодействие, модуляция эмиссии, магнитное поле, неустойчивость, шумы, лампа бегущей волны, карсинотрод, фото-ЛБВ.

В рамках линейной двумерной теории рассмотрено влияние магнитного поля на взаимодействие бесконечно тонкого ленточного электронного потока и электромагнитной волны при наличии модуляции эмиссии (карсинотрод и фото-ЛБВ). Конечное фокусирующее магнитное поле приводит к тому, что в потоке кроме продольных смещений электронов появляются поперечные смещения. При описании процессов взаимодействия использовалась система уравнений возбуждения ВЧ электронного поля в линии передачи и ВЧ смещений электронов в электронном потоке.

Решение задач проводилось методом последовательных приближений и методом дисперсионного уравнения. Подробный вывод выражений для компонент поля пространственного заряда бесконечно тонкого электронного потока приведен в монографии [1]. Также исследовано влияние шумовых флуктуаций пучка, получены зависимости для коэффициента шума усилителя.

Электронный поток в пространстве дрейфа

Определённый интерес представляет рассмотреть дрейфующий электронный поток в магнитном поле, когда он подвержен влиянию лишь ВЧ полей пространственного заряда. В некоторых случаях оно может привести к появлению и развитию пучковой неустойчивости [2]. В известных работах [3, 4] приведены результаты экспериментов по распаду ленточного и кольцевого электронных пучков на отдельные структуры вследствие неустойчивости. Также можно предположить, что это является причиной того, что в некоторых случаях имеющиеся шумы в пучке внезапно и очень быстро нарастают до очень большой величины. Согласно одной из гипотез, предложенной Ригродом [5], увеличение шумов вызвано усилением пульсирующего пучка.

Решая исходную систему уравнений возбуждения и ВЧ смещений электронов при заданных начальных условиях $((\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{x}', \tilde{y}')_{x=0} \neq 0)$, соответствующих шумовым флуктуациям потока у катода, можно определить зависимость тока от продольной координаты x. Когда электронный поток устойчив, зависимость имеет периодический характер. Если выполняется условие возникновения неустойчивости, то поперечные ВЧ смещения электронов нарастают по экспоненциальному закону, что, соответственно, влечёт за собой экспоненциальное нарастание шумового тока и наведённого им электрического поля.

Шумовые явления в ЛБВ

В электронном потоке на поверхности катода имеются флуктуации тока (дробовой шум) и флуктуации в распределении электронов по скоростям. Если при задании начальных условий учесть шумовые флуктуации, то, решая самосогласованную исходную систему уравнений, можно получить дисперсионное уравнение пятой степени и систему для нахождения амплитуд парциальных волн. С использованием последних получена зависимость коэффициента шума *F* от коэффициента усиления прибора *G* при различных значениях параметров системы (рис.1). При одинаковом значении коэффициента усиления коэффициент шума уменьшается с увеличением фокусирующего магнитного поля, которому соответствует величина χ (рис. 1, кривые 1, 2, 3). С увеличением введённого параметра пространственного заряда $4QC_0$ коэффициент шума увеличивается (рис. 1, кривые 2', 2 и 2'').



Рис. 1. Зависимость коэффициента шума от коэффициента усиления для различных значений параметра магнитного поля $(1 - \chi = 1; 2 - \chi = 3,5; 3 - \chi = 5 \text{ при } 4QC_0 = 1,5)$ и параметра пространственного заряда $(2^{\circ} - 4QC_0 = 1, 2 - 4QC_0 = 1,5, 2^{\circ} - 4QC_0 = 2 \text{ при } \chi = 3,5)$. Параметр рассинхронизма b = 1,5.

Карсинотрод

В работах [6, 7] предложен новый вариант прибора О-типа – ЛОВ с автомодуляцией эмиссии. Интерес представляет рассмотреть влияние фокусирующего магнитного поля на пусковые условия карсинотрода без учета влияния поля пространственного заряда (рис. 2). Оказалось, что магнитное поле существенно влияет на пусковые величины лишь при малых его значениях. При большом магнитном поле пусковые значения относительного угла пролета и безразмерной пусковой длины совпадают с результатами одномерной теории, когда система погружена в бесконечное магнитное поле. При синхронизме волны в линии с медленной циклотронной волной оказалось возможным описать ранее не исследованный режим работы, используя двухволновое приближение (рис. 2, 3 пунктирные кривые). Результаты в общем случае и в двухволновом приближении согласуются между собой. В двухволновом приближении оказалось возможным определить пусковые условия в резонансной области.



Рис.2. Зависимость пусковых значений относительного угла пролета $\Phi_{0nyc\kappa}$ и величины $C_0 N_{nyc\kappa}$ от магнитного поля (нижняя шкала) (1 - X = 0.5, 2 - X = 3, 3 - X = 5, 4 - X = 10, $5 - зависимость C_0 N_{nyc\kappa}$ от ϕ_c при синхронизме c МЦВ $\phi_c = -\Phi_{0nyc\kappa}$ (верхняя шкала), A - X = 1, B - X = 3, C - X = 5, D - X = 10).



Рис.3. Зависимость функции \hat{F} от относительного угла пролета.

ЛБВ с фотокатодом

Необходимость решения подобной задачи вызвана тем, что в последнее десятилетие в Европе и США созданы программы по вакуумной СВЧ электронике. В частности, в европейском проекте OPTHER (Optically Driven THz Amplifiers) в одной из предлагаемых конструкций эмиссией с холодного катода управляет инфракрасный лазер, излучение которого модулировано на частоте ТГц диапазона [8]. Таким образом, имеет место возвращение к идее фото-ЛБВ на ином технологическом уровне, а также к построению теории приборов с фотокатодом.

С использованием исходных уравнений получены зависимости одного из основных параметров фото-ЛБВ эквивалентного сопротивления R_{eq} от имеющихся параметров (рис. 4). При определённом значении относительного угла пролёта эквивалентное сопротивление достигает максимальной величины, которая возрастает при уменьшении магнитного поля (или уменьшении ϕ_c). Пунктирная кривая соответствует случаю одномерной теории [1]. Также следует отметить, что сами начальные условия на эквивалентное сопротивление не влияют, однако оно зависит именно от соотношения продольных и поперечных смещений (рис. 4, кривые 1 и 2). Аналитические выражения для эквивалентного сопротивления оказалось возможным получить только при решении задачи в двухволновом приближении.



Рис. 4. Зависимость $R_{eq}/K(2\pi N)^2$ от относительного угла пролёта при различных значениях циклотронного угла пролёта (1, 2 - $\phi_c = 2\pi$; 3 - $\phi_c = 3\pi$; 4 - $\phi_c \to \infty$) и значениях начальных смещений (1, 3, 4 - $\tilde{x}_0/\lambda_e = \tilde{y}_0/\lambda_e = 0.5$; 2 - $\tilde{x}_0/\lambda_e = 0.1$, $\tilde{y}_0/\lambda_e = 0.5$, где $\lambda_e - \partial$ лина волны). Параметр пространственного заряда $\theta_p = \pi$.

Заключение

- 10. Выполнение условия возникновения неустойчивости электронного потока влечёт стремительное нарастание шумового тока и наведённого им электрического поля.
- 11. С увеличением фокусирующего магнитного поля происходит уменьшение коэффициента шума.
- 12. Величина фокусирующего магнитного поля влияет на пусковые условия карсинотрода лишь при малых ее значениях. При большом магнитном поле пусковые условия совпадают с результатами одномерной теории.
- 13. Для ЛБВ с фотокатодом получена зависимость эквивалентного сопротивления от относительного угла пролёта. Максимальная величина сопротивления возрастает при уменьшении фокусирующего магнитного поля.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 11-02-00047-а, № 13-02-01209-а, Президентской программы поддержки ведущих научных школ Российской Федерации (проект НШ-1430.2012.2).

Список используемой литературы.

- 1. Шевчик В.Н., Трубецков Д.И. «Аналитические методы расчета в электронике СВЧ». Москва: Советское радио, 1970.
- 2. Краснова Г.М. «К двумерной линейной теории взаимодействия электронного потока с бегущей электромагнитной волной: учёт влияния пространственного заряда в модели тонкого пучка» // Изв. Вузов «ПНД». 2010. Т. 18, № 5. С. 151.
- Kyhl R. L., Webster H. F. «Break of hollow cylindrical electron beams» // IRE Trans. Electron Devices. 1956. V. 3. № 4. P. 172.
- 4. Cutler C.C. «Instability in hollow and strip electron beams» // Jour. of Applied Physics. 1956. V. 27. № 9. P. 1028.
- Rigrod W.W. «Noise spectrum of electron beam in longitudinal magnetic field» // Bell System Tech. J. 1957. V. 36. № 4. P. 831.
- 6. Солнцев В.А. «Нелинейные явления в вакуумных микроэлектронных структурах» // Изв.вузов "ПНД". 1998. Т. 6. № 1. С. 54.
- 7. Солнцев В.А., Колтунов Р.П., Мелихов В.О. «Исследование характеристик лампы обратной волны с автомодуляцией эмиссии» // РЭ. 2005. Т. 50. № 4. С. 483.
- 8. Викулов И. «Вакуумная СВЧ электроника. По материалам конференции IVEC 2009» // Электроника НТБ. 2010. № 4. С. 108.

КОМПАКТНЫЕ ВНУТРИСОГЛАСОВАННЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ X-ДИАПАЗОНА

Малыщик В. М., Пчелин В.А., Трегубов В.Б.

ФГУП НПП «Исток»

Разработан ряд корпусированных внутрисогласованных транзисторов для АФАР Х-диапазона с выходной мощностью от 10 до 20 Вт. с использованием гибридноинтегральной технологии.

Ключевые слова: усилитель СВЧ мощности, внутрисогласованный транзистор, гибридно-интегральная технология.

В передающих каналах АФАР, аппаратуре специального назначения широко используются МИС, которые, при малых габаритах, имеют высокие электрические характеристики, такие как: величина выходной мощности, КПД, полоса рабочих частот. В то же время разработка МИС экономически оправдана при их массовом выпуске. Альтернативным решением может являться применение внутрисогласованного транзистора (ВСТ).

Разработанные нами ВСТ уступают МИС по габаритам (в основном, по продольному размеру), однако, сравнимы по электрическим параметрам. Кроме того, они дешевле в разработке и изготовлении, так как используется хорошо отработанная технология ГИС. В ВСТ схемы согласования и суммирования мощности одного или нескольких транзисторов заключены в герметичный металлокерамический корпус с 50 Ом МПЛ СВЧ выводами. Для согласования кристаллов транзисторов используется керамика с различной величиной диэлектрической проницаемости. Как правило, напряжения питания подаются на ВСТ через СВЧ вход и выход. На рис.1. представлен разработанный нами ВСТ с внешними МПП цепями питания с Рвых не менее 10 Вт в X диапазоне длин волн [1].



Рис.1 Субмодуль ВУМ10 с габаритными размерами 29,3×16,8×5,7 мм.

77 Москва, 24-25 октября, 2013г. Для использования в усилителях мощности в ФГУП «НПП «Исток» разработан ряд гетероструктурных GaAs транзисторов, с различной шириной затвора и, следовательно, выходной мощностью.

Таблица 1

Наименование транзистора		Ширина затвора, мм	Р _{вых} , Вт	КПД, %		
	Принц 2-70	3,36	3,0	45		
	Принц 4-50	4,8	4,0	45		
	Принц 4-70	6,72	6	45		
	Принц 4-105	10,6	8	45		

Необходимо отметить, что большинство выпускаемых известными фирмами ВСТ однокаскадные. Нам удалось разработать двухкаскадный ВСТ с размерами, приемлемыми для использования его в АФАР Хдиапазона, в выходном каскаде которого суммируется мощность двух транзисторов Принц 4-105. На рис.2 приведены электрические характеристики 10 - ваттного МИС Mimix XP1006 и ВУМ 10, а так же их внешний вид. В ВСТ с Рвых 10Вт использованы транзисторы «Принц 4-105».



78 Москва, 24-25 октября, 2013г.

Рис.2 Сравнение ВУМ 10 и 10-ваттного МИС Мітіх ХР1006.

Учитывая опыт разработки 10 ваттного ВСТ, был создан усилитель мощности для АФАР Хдиапазона с Рвых 17-21 Вт и КПД 25-30%. Усилитель так же двухкаскадный, в первом каскаде используется один гетероструктурный кристалл «Принц 4-70», во втором суммируется мощность 4-х таких кристаллов [2]. Внешний вид ВСТ и выходная мощность приведены на рис.3.





Рис. 3 Внешний вид, расчетные и экспериментальные характеристики ВСТ ВУМ17

При проектировании представленных выше ВСТ проводились расчётно-экспериментальные работы по созданию большесигнальных моделей транзисторов. Разрабатывались методики определения электрических параметров одной секции каждого типа транзистора, рассчитывались схемы согласования и суммирования. При этом измерения S-параметров секции проводились в 50-омной линии и в специальной микрополосковой схеме, обеспечивающей максимальную выходную мощность одной секции. Один из вариантов такой схемы представлен на рис. 4.



Рис.4 Тестовая микрополосковая схема для секции транзистора

Так же для определения электрических характеристик всего транзистора была создана тестовая схема для проверки его параметров



Рис.5 Тестовая микрополосковая схема для целого транзистора

Заключение

Электрические характеристики представленных изделий, в которых применяются отечественные гетероструктурные GaAs транзисторы, соответствуют современному мировому уровню.

Таким образом, с использованием хорошо отработанной и не дорогой ГИС технологии, были созданы усилители мощности для АФАР Х-диапазона, не уступающие по электрическим характеристикам аналогичным усилителям на МИС.

Список используемой литературы.

- Манченко Л.В., Пчелин В.А., Трегубов В.Б «Двухкаскадный усилитель мощности Х-диапазона на гетероструктурных полевых транзисторах ФГУП «НПП «Исток»». Материалы 20-той Международной Крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии». Севастополь, Севастополь: «Вебер» с. 127-128, 2010.
- Пчелин В.А., Корчагин И.П., Малыщик В.М., Галдецкий А.В., Манченко Л.В., Капралова А.А. «Двухкаскадный усилитель Х-диапазона с выходной мощностью 17 Вт на элементной базе ФГУП «НПП «Исток»». Материалы 21-ой Международной Крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии». Севастополь: «Вебер» с. 135-136, 2011.

ОПТИМИЗАЦИЯ ОРОТРОНА С ДВУХРЯДНОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ НА ДЛИНУ ВОЛНЫ 1.3 ММ НА ОСНОВЕ ПРИБЛИЖЁННОЙ АНАЛИТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ

Мясин Е.А.

Фрязинский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук (ФИРЭ им. В. А. Котельникова РАН)

В работе проведена оптимизация параметров оротрона с двухрядной периодической структурой (ДРПС) и полусферическим открытым резонатором на длину волны 1.3мм на основе приближённой аналитической теории [1]. Исходя из возможности экспериментальной проверки результатов оптимизации, выбраны период и длина ДРПС. Оптимизация проведена для двух значений периода ДРПС (0.29мм и 0.25мм) при параметре несинхронности b = 0.05. Показано, что при определённых условиях оротрон с ДРПС может генерировать на длине волны 1,3 мм мощность, выводимую в нагрузку, в десятки Ватт.

Ключевые слова: оротрон, двухрядная периодическая структура, открытый резонатор, электронный КПД, радиус каустики.

Введение

Освоение коротковолновой части миллиметрового и субмиллиметрового диапазона (КВЧММДВ) и (СУБММДВ) источниками излучения вызывает всё больший интерес у разработчиков радиотехнических устройств для применения в различных областях науки и техники. В частности, для ближней радиолокации представляют интерес диапазоны с относительно малым поглощением в атмосфере. Такие «окна прозрачности» имеют место вблизи длин волн 1.3мм, 0.96мм и 0.88мм. Поэтому представляет интерес исследовать возможность создания генератора излучения на указанные длины волн, определить параметры генерируемого сигнала, электрические и геометрические параметры прибора. Таким прибором может быть оротрон с двухрядной периодической структурой. Указанные параметры можно исследовать, решая точные уравнения нелинейной модели взаимодействия в оротроне. Однако для простейшей конструкции оротрона с ДРПС и полусферическим открытым резонатором (OP) для этих длин волн можно воспользоваться приближённой аналитической теорией [1]. В данном случае такой подход оправдан, так как ожидаемый электронный КПД прибора с одним электронным потоком не будет превышать 10%, т.е. параметр несинхронности *b* будет $\leq 0,05$.

В работе [1] была выведена самосогласованная система уравнений одномерной одноволновой нелинейной теории электронно - волнового взаимодействия в оротроне с двухрядной периодической структурой и полусферическим открытым резонатором. Затем была проведена линеаризация уравнения движения, и в результате его решения получено приближённое выражение для фазы электрона. Используя это выражение для нахождения оптимального значения электронного КПД, для него было получено аналитическое выражение в виде:

$$\eta = (\mu/L) \psi(\mu, \varphi), \tag{1}$$

где μ - безразмерная напряжённость ВЧ поля, L – безразмерная длина ДРПС, ϕ - относительный угол пролёта. Функция $\psi(\mu,\phi)$ была рассчитана для различных значений параметров ϕ и μ ; для каждого значения μ были найдены оптимальные значения ϕ , соответствующие максимальному значению η . В результате был представлен в графическом виде ряд основных зависимостей, позволяющих определить электронный КПД прибора от безразмерной амплитуды ВЧ поля μ , от параметра эффективности *G* и отношения рабочего тока к минимальному пусковому току. Эта зависимость от *G* приведена на рис. 1.



Рис.1

Исходные данные для расчёта

При проведении расчётов электронно-волнового взаимодействия в оротроне, прежде всего, нужно выбрать конструкцию электродинамической системы прибора. В качестве такой конструкции нами взята конструкция оротрона с полусферическим открытым резонатором и ДРПС, предложенной нами ранее [2], с одним электронным потоком. Предполагается также, что прибор будет работать на основном типе TEM_{00q} колебаний OP и на 1ой пространственной гармонике ДРПС.

В связи с тем, что прибор будет работать при величине фокусирующего поля $B \le 5500\Gamma c$, максимальное рабочее напряжение при пролётном канале 2H = 0,1 мм может быть не более $14\kappa B$.

Поэтому выбор периода ДРПС должен быть сделан так, чтобы рабочее напряжение прибора при генерации на длине волны $\lambda = 1,3$ мм ($f = 230\Gamma\Gamma\mu$) было не более 14 кВ.

Рассмотрим вопрос о выборе периода ДРПС в связи с этим ограничением в предположении, что параметр несинхронности $b \le 0,05$. Примем для начала его максимальное значение b = 0,05. Несмотря на то, что для эффективного взаимодействия отношение периода к высоте пролётного канала $l/2H \ge 3$ [3], рассмотрим только различные значения периода при неизменной высоте пролётного канала 2H = 0,1 мм. Таким образом, в связи с указанным ограничением следует рассмотреть возможность работы прибора с ДРПС при периоде l = 0,3 мм, 0,25 мм.

Расчёт даёт: для l = 0,3 мм и b = 0,05 рабочее напряжение (без учёта релятивистской поправки) $U = (505/n_e)^2 = 14973B \approx 15$ кВ ($n_e = c/V_e = n_{\phi}/(1+b) = (\lambda/l)/(1+b) \approx 4,12698$). Следовательно, при такой величине параметра b в наших условиях прибор работать не сможет, так как не будут выполнены пусковые условия для генерации. Если же параметр несинхронности b будет не более 0,03, то рабочее напряжение будет $U \leq 14400B$, т.е. на границе обеспечения работоспособности прибора. Однако, следует отметить, что с точки зрения эффективности взаимодействия, а следовательно и выходной мощности, прибор с ДРПС с этим периодом наиболее предпочтителен, т.е. следует предпринять усилия для его реализации.

Для ДРПС с периодом 0,25 мм расчёт даёт при b = 0,05 напряжение $U = 10398B \approx 10400B$, а при b = 0,03 напряжение $U \approx 10000B$. Таким образом, ДРПС с периодом l = 0,25 мм на первый взгляд оказывается пригодной с точки зрения проведения достаточной величины тока на коллектор в пролётном канале 2H = 0,1 мм при том же первеансе электронной пушки для возбуждения генерации. Однако следует иметь в виду, что эффективность взаимодействия в этом случае меньше (l/2H=2,5) и поэтому необходимо для уменьшения пускового тока увеличивать длину пространства взаимодействия.

Таким образом, исходные параметры таковы: $\lambda = 1,3$ мм, радиус каустики на плоском зеркале $r_{\kappa} = 3\lambda = 3,9$ мм, $U \le 14,5$ кВ, плотность тока, исходя из опыта, j = 60А/см².

Выберем физическую длину ДРПС $L_0 = 5r_{\kappa} = 5x_3\lambda = 19,5$ мм, тогда безразмерная длина ДРПС L, необходимая для проведения расчётов по [1], $L = \beta_e L_0 = \omega V_e = (2\pi/\lambda) n_e L_0 = 395,2 \approx 395$ (здесь $n_e = c/V_e = 4,19379 \approx 4,19$ и вычислено без учёта релятивистского эффекта). Выберем теперь величину периода l ПС. От величины периода (при заданном значении n_e) будет зависеть, прежде всего, величина максимально достижимого КПД на длине волны $\lambda = 1,3$ мм, а также размер высоты 2H пролётного канала ДРПС и толщины h плоского электронного потока. Последний размер важен для получения рабочего тока, необходимого для возбуждения в приборе эффективной генерации. Выберем максимальный параметр несинхронности b = 0,05. Тогда $n_{\phi} = c/V_{\phi} = 4,3995 \approx 4,4$ и l = 0,2955мм. В связи с ограничением по напряжению следует выбрать величину периода l = 0,29мм. Тогда $n_{\phi} = c/V_{\phi} = \lambda/l = 4,48$, $n_e = n_{\phi}/(1+b) \approx 4,269$, а рабочее напряжение $U = 14\kappa B$.

Так как, согласно работе [4], собственная добротность ОР с нашей ДРПС

$$Q_0 = (2 \lambda/2)q/(4 + \lambda/l)\delta, \tag{2}$$

где q - число полуволн между зеркалами OP, $\delta = 4 \times 10^{-5} \sqrt{\lambda}$ (см)- толщина скин - слоя, l - период структуры, то задав период ДРПС и расстояние между зеркалами $H_{op} = q\lambda/2$ можно будет из (2) определить величину собственной добротности Q_0 . Зададим величину q основного типа TEM_{00q} колебаний OP: q = 15. Тогда расстояние между зеркалами OP:

$$H_{op} = q\lambda/2 = 9,75 \text{ MM} \tag{3}$$

Подставляя найденное значение периода ПС в формулу (2) вместе с другими известными величинами, найдём, что $Q_0 \approx 15944 \approx 16000$. В связи с тем, что поверхность зеркала с ПС не идеальна, следует учесть, что собственная добротность может быть в 2 – 2,5 раза меньше, т.е. составлять $Q_0 \approx 7972 \approx 8000 u Q_0 \approx 6378 \approx 6400$.

Поскольку радиус каустики на плоском зеркале задан и равен $r_{\kappa} = 3\lambda = 3,9$ мм, задана и высота ОР $H_{op} = q\lambda/2 = 9,75$ мм, то радиус сферического зеркала можно найти по формуле:

$$R = (r_{\kappa}^2 \pi / \lambda)^2 / H_{op} + H_{op}$$
(4)

Расчёт даёт R = 148,3 мм ≈ 148 мм.

Однако, если величина добротности окажется недостаточной при этом расстоянии между зеркалами H_{op} , то изменяя величину H_{op} в сторону увеличения, например, до q=20 можно увеличить Q_0 в 20/15 раз. Тогда $H_{op} = q\lambda/2 = 13$ мм, а величина R, рассчитанная по формуле (10) будет R = 116,9 мм ≈117 мм, если оставить $r_{\kappa} = 3,9$ мм, т.е. без изменения. Если же допустить некоторое увеличение r_{κ} , то радиус сферического зеркала следует оставить равным R = 148 мм.

Следуя выводам двумерной теории [3], выберем для пролётного канала 2H = 0,1 мм толщину электронного потока h = 0,08 мм. Согласно работе [5], ширину электронного потока 2c (ширину катода) - равной $2r_{\kappa} = 7,8$ мм. Тогда такой катод обеспечит рабочий ток $I = 2jr_{\kappa}h = 0,3744$ А это соответствует микропервеансу электронной пушки $P_{\mu} = 10^{6}$ $I/U^{3/2} = 0,21458$.

Расчёт электронного КПД и генерируемой мощности оротрона

Используем для расчёта приведенные выше данные и порядок расчёта работы [1]. Для этого необходимо вычислить параметр эффективности G_0 без учёта неоднородности ВЧ поля по ширине и толщине электронного потока по формуле:

$$G_0 = \mathbf{P}_{\mu} \alpha \ Q_{\rm n} / 1000q, \tag{5}$$

где P_{μ} - микропервеанс пучка, $\alpha = r_{\kappa}/\lambda$, Q_n –нагруженная добротность.

Оптимальная связь резонатора с нагрузкой реализуется, когда КПД резонатора $\eta_{op} = 1$ - $Q_n/Q_0 = 0,6$ [1], что соответствует отношению $Q_n/Q_0 = 0,4$ и

$$G_0 = 0.4 P_{\mu} \alpha \ Q_0 / 1000 q \tag{6}$$

Без учёта неоднородности ВЧ поля по ширине и толщине электронного потока по формуле (6) параметр эффективности $G_0 = 0,27466 \approx 0,275$. Учтём теперь неоднородность ВЧ поля по ширине и толщине электронного потока с помощью коэффициентов усреднения [3], соответственно α_x и α_y .

$$\alpha_x = [sh \, p_1/2: \, (p_1/2)](1/ch \, p_2) \tag{7}$$

где $p_1 = \beta_{\phi} h$, $p_2 = \beta_{\phi} H$, $\beta_{\phi} = \omega' V_{\phi} = (2\pi/\lambda)c/V_{\phi} = (2\pi/\lambda) n_{\phi} = 2\pi/l$, h = 0,08мм – толщина пучка, 2H = 0,1 мм - высота пролётного канала

$$\alpha_{v} = 0,866 \ \Phi \ (\sqrt{2} \ x_{c}) / x_{c} \tag{8}$$

где 2c – ширина пучка, $x_c = c/r_{\kappa} = l$, Φ – интеграл вероятности.

Расчёт даёт $\alpha_x = 0,6914, \alpha_y = 0,866.$

Найдём G по формуле: $G = \alpha_x^2 \alpha_y^2 G_0 \approx 0.478 \times 0.75 \times 0.275 = 0.09875$

Однако с учётом того, что реальная собственная добротность ОР с ДПС в действительности не менее чем в 2 раза меньше расчетной, параметр эффективности G_0 , а, следовательно, и G необходимо уменьшить в 2 раза. Тогда параметр эффективности будет равен $G = 0,049375 \approx 0,0494$. После этого следует воспользоваться зависимостями $L\eta_e = F(G)$ рис 2б [1] для кривой 3.

Тогда $L\eta_e = 28$, учитывая, что L = 395,3, получим электронный КПД $\eta_e = 0,07084$. Так как КПД в нагрузке $\eta_u = \eta_e \eta_{op} = \eta_e (1 - Q_n/Q_0) = 0,07084 \times 0,6 \approx 0,0425$ (при КПД ОР $\eta_{OP} = 0,6$), и выходная мощность $P_{ebtx} = IU\eta_u = 14500 \times 0,374 \times 0,0425$ Вт = 230,4775Вт ≈ 230Вт.

Полученный результат следует рассматривать, как предел, к которому нужно стремиться, так как расчёт предполагал выполнение определённых условий, которые выполнить на практике весьма не просто. Прежде всего, это относится к предположению, что электронный поток идеально «гладкий», т.е. пульсациями его границ можно пренебречь. Но для этого необходимо обеспечить его фокусировку магнитным полем большой величины, о чём уже говорилось ранее. Если такого магнитного поля нет, то наличие пульсаций большой амплитуды приводят к уменьшению толщины h электронного потока в минимумах пульсаций, в результате чего эффективность взаимодействия его с ВЧ полем падает. Если на длине пространства взаимодействия укладывается несколько длин волн пульсаций, то эффективная длина взаимодействия оказывается существенно меньше расчётной. Это означает, что при найденном значении параметра эффективности G, вычисленном без учёта этого факта, для нахождения величины $L\eta_e$ должна быть использована кривая 1 или даже кривая 2 рис.26 работы [1]. Это приведёт к тому, что в нашем случае значение $L\eta_e$ будет соответственно либо $L\eta_e = 22$ или $L\eta_e = 15$. В первом случае $\eta_e \approx 0,05565$, *a* во втором $-\eta_e \approx 0,0379458$. Проведя соответствующий расчёт, получим: в первом случае $P_{ebax} \approx 181$ Вт и во втором - $P_{ebax} \approx 123.5$ Вт.

Используя ту же методику расчёта, рассмотрим теперь прибор с наиболее вероятным периодом ДРПС *l* = 0,25мм и некоторыми исходными данными.

Поскольку период известен, то $n_{\phi} = \lambda l = 1,3/0,25 = 5,2$, $n_e = n_{\phi}/(1+b) = 505/\sqrt{U}$. Полагая, как прежде b = 0,05, найдём $n_e = 4,95238 \approx 4,95$ и U = 10398В. Примем, как и раньше, $r_{\kappa} = 3\lambda = 3,9$ мм, и длину ДРПС $L_0 = 5r_{\kappa} = 19,5$ мм. Тогда безразмерная длина, $L = \beta_e L_0 = \omega/V_e = (2\pi/\lambda) n_e L_0 = 466,646778 \approx 467$. Если оставить первеанс электронной пушки таким же, т.е. $P_{\mu} = 10^6 I/U^{3/2} = 0,21458$, то ток с катода будет уже 0,227А. Если оставим ток, как и раньше, I = 0,374А, то первеанс изменится и микорпервеанс $P_{\mu} = 10^6 I/U^{3/2} = 0,353$. Теперь необходимо вычислить добротность OP с ДРПС по формуле (2). При тех же геометрических размерах OP расчёт даёт $Q_0 = 14700$. Найдём теперь параметр эффективности $G_0 = 0,4P_{\mu}\alpha Q_0/1000q$ по формуле (6) для прежнего значения микропервеанса $P_{\mu} = 0,21458$. Расчёт даёт $G_0 = 0,252346$. Вычисление по формулам (7) и (8) даёт $\alpha_x = 0,3768366 = 0,3768, \alpha_x^2 = 0,142, \alpha_y = 0,866, \alpha_y^2 = 0,75$. С учётом неоднородности BЧ поля по толщине и ширине пучка $G = \alpha_x^2 \alpha_y^2 G_0 = 0,027$. Используя кривую 3 рис. 26 [1] найдём $L\eta_e = 17,33$ и так как L = 467, то $\eta_e = 0,0371$ и $\eta_{op} = 0,6$ и КПД в нагрузке $\eta_{\mu} = 0,0223$. При мощности электронного потока $P = IU = 0,227 \times 10398 = 2360,346$ Вт ≈ 2360 Вт и $P_{eux} = IU\eta_{\mu} = 52,554$ Вт $\approx 52,6$ Вт.

Если увеличить первеанс пушки таким образом, чтобы сохранить первоначальный ток пучка, т.е. I = 0,374 , то $P_{\mu} = 0,353, G_0 = 0,415, G = 0,0442$ и соответствующее ему значение $L\eta_e = 26,7$ и, так как L = 467, то $\eta_e = 0,05717 \approx 0,0572, \eta_{op} = 0,6$ и КПД в нагрузке $\eta_{\mu} = 0,03432$. Мощность на выходе прибора $P_{eblx} = IU\eta_n = 0,374 \times 10398 \times 0,03432$ Вт $\approx 133,5$ Вт.

Если теперь уменьшить величину собственной добротности ОР в два раза, то параметр эффективности G уменьшится в 2 раза и соответствующее значение $L\eta_e = 14$, а $\eta_e = 0.029978 \approx 0.03$, $\eta_{\mu} = 0.018$ и $P_{solax} = IU\eta_{\mu} = 0.374 \times 10398 \times 0.018 \approx 70$ Вт.

Таким образом, уменьшение собственной добротности ОР в 2 раза приводит к уменьшению выходной мощности почти в 2 раза, а точнее в 1,9 раза.

Увеличение рабочего тока в 1,65 раза приводит к увеличению выходной мощности в 2,54 раза.

Сравнивая приборы, у которых ДРПС имеют периоды l = 0,29 мм и l = 0,25 мм, можно видеть, что при пролётном канале 0,1 мм выходная мощность прибора с l = 0,29 мм приблизительно в 2 раза больше при одном и том же токе 0,374A, даже при собственной добротности ОР равной 0,544 добротности ОР другого прибора. Это происходит из – за существенно большей неоднородности ВЧ поля по толщине электронного потока в приборе с периодом l = 0,25 мм.

На эффективность взаимодействия влияет существенным образом и величина пульсаций электронного потока при недостаточной величине фокусирующего магнитного поля.

Заключение

Проведен расчёт геометрических и энергетических характеристик приборов с ДРПС, имеющих периоды 0,29 мм и 0,25 мм. Выяснены основные закономерности влияния различных параметров на эффективность взаимодействия электронного потока с ВЧ полем ДРПС. Показано, что при определённых условиях оротрон с ДРПС может генерировать на длине волны 1,3 мм мощность, выводимую в нагрузку в десятки Ватт.

Список использованной литературы

1. Цейтлин М.Б., Мясин Е.А., Нутович Л.М. Оптимизация параметров оротрона на основе приближённой аналитической теории. //Радиотехника и электроника. . 1989. Т. 33. №3. С.580-584.

2. Белявский Б.А., Мясин Е.А., Соловьев А.Н. Оротрон. //Авт. свидетельство №1153743, 1983г.

3. Белявский Б.А., Цейтлин М.Б. Анализ работы оротрона на основе двумерной теории. //РЭ, 1980, Т.25, №5, С.1108-1112

4. Русин Ф.С., Богомолов Г.Д. //Электроника больших мощностей. Москва. Изд-во «Наука». 1968. Вып.5. С. 38.

5. Цейтлин М.Б., Мясин Е.А., Нутович Л.М. Оптимизация параметров мощного оротрона с целью выяснения возможности использования его в качестве источника СВЧ мощности для исследования плотной плазмы //РЭ, 1990,Т.35, №11, С.2364-2368.

ТРИ РЕЖИМА РАБОТЫ ОРОТРОНА С ДВУХРЯДНОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ В ДИАПАЗОНЕ 105...234 ГГЦ

Мясин Е.А., Евдокимов В.В., Ильин А.Ю.

Фрязинский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук

Проведены эксперименты по исследованию генерации в оротроне с двухрядной периодической структурой, имеющей период 0.5мм и отношение щели к периоду 0.25, высотой нижнего ряда 0.3мм и верхнего 0.5мм, и различными геометриями открытых резонаторов в диапазоне изменения рабочего напряжения от 1500В до 18500В. В результате исследования обнаружены 3 режима работы прибора: на 2-ой пространственной гармонике, на 1-ой пространственной гармонике и на поверхностных волнах (режим ЛОВ).

Ключевые слова: оротрон, открытый резонатор, двухрядная периодическая структура, миллиметровый диапазон

Исследование генерации на 2-й пространственной гармонике (ПГ) двухрядной периодической структуры (ДРПС) в оротроне связано с возможностью существенного увеличения механической прочности и теплостойкости периодической структуры при продвижении в диапазон 150...300 ГГц. В работе [1] были проведены эксперименты по выяснению возможности генерации на 2-ой ПГ в оротроне с ДРПС в диапазоне 200 ... 250 ГГц. Геометрия ДРПС выбиралась таким образом (см. Рис.1), чтобы реализовать ситуацию, когда для 2-ой ПГ соотношение b_0/λ_2 (b_0 – высота ПС) для $\lambda_2 \le 1.5$ мм становится больше 0.6. При этом отношение амплитуды 1-й ПГ к амплитуде объемной волны в открытом резонаторе (ОР) $\chi = A_1/A_0$ становится ≥ 0.1 . Для $\lambda_2 = 1.2$ мм $b_0/\lambda_2 = 0.83$ и $\chi = 0.3$, а максимальное значение $\chi = 0.63$ достигается при $\lambda_2 = 1.33$ мм (225 ГГц). Но при этом следует учесть, что для $\lambda_1 = 3$ мм $b_0/\lambda_1 = 0.33$ и $\chi = 0.33$, т.е. больше, чем для $\lambda_2 = 1.5$ мм. Таким образом, при этом будет возбуждаться и первая гармоника на $\lambda_1 = 3$ мм. Но для $\lambda_2 = 1.4$ мм $b_0/\lambda_2 = 0.71$ и $\chi = 0.4$, а для $\lambda_1 = 2.8$ мм $b_0/\lambda_2 = 0.357$ и $\chi < 0.3$ и по этому параметру условия для возбуждения 2-ой гармоника.



Рис.1. Зависимость амплитуды ПГ в оротроне с плоскими зеркалами и

отражающей решеткой от глубины канавки ПС для d/l=0.25.

Однако дополнительно следует рассмотреть вопрос о распределении ВЧ поля по высоте пролётного канала. Эти распределения приведены на Рис.2а,б,в для различных высот b₁ нижнего ряда ДРПС, т.е. положения пролётного канала относительно плоского зеркала при неизменной высоте b₂ верхнего ряда.

На Рис.2а,б,в видно, что на нижней границе пролётного канала высотой 0.1мм для всех длин волн диапазона 1.5мм...1.2мм генерации на 2-ой гармонике напряженность ВЧ поля выше, чем для соответствующего диапазона 3мм....2.4ммм генерации для 1-ой гармоники, при высотах нижнего ряда, начиная с 0.3мм. На верхней границе пролётного канала имеет место обратная ситуация вплоть до высоты в 0,3мм.



Рис.2 показывает также, что ВЧ поле 2-ой гармоники для рассматриваемого диапазона длин волн по сечению потока провисает на его оси значительно сильнее, чем ВЧ поле соответствующих длин волн 1-ой гармоники.

По мере уменьшения высоты нижнего ряда разница в провисании уменьшается. Следовательно, для достижения поставленной цели нужно использовать полый электронный поток. К сожалению, выполнить это невозможно технически. Ситуацию мог бы улучшить дополнительный электронный поток над верхним рядом ДРПС, т.е. вблизи b_0 (в нашем случае $b_0 = 1$ мм). На Рис.За,б представлены зависимости распределения ВЧ поля для граничных длин волн желаемого диапазона перестройки на 2-ой гармонике и соответствующих им длин волн 1-ой гармоники от расстояния большего b_0 Как видно на Рис.За, высота потока не должна превышать 0.04мм для λ =1.2мм, в противном случае ситуация с преимущественным возбуждением 2-ой гармоники может стать ещё хуже. По мере уменьшения общей высоты ДРПС эта ситуация для второй гармоники ухудшается, что иллюстрирует Рис.36.



Рис.3а. Спад амплитуды ПГ над верхним рядом ПС с параметрами: b₁=0.3мм, b₂=0.5мм

Рис.36. Спад амплитуды ПГ над верхним рядом ПС с параметрами: b₁=0.4мм, b₂=0.5мм

Таким образом, желательно уменьшать высоту b_1 нижнего ряда, не изменяя общей высоты b_0 ДРПС. Так как увеличение высоты b_2 верхнего ряда на величину больше, чем $1.5b_1$ приводит к большим омическим потерям в OP, которые нельзя компенсировать за счёт введения дополнительного потока над вторым рядом ДРПС даже для генерации 1-ой ПГ [1], то приходится уменьшать и общую высоту b_0 ДРПС (при неизменной высоте 2H пролётного канала). Поэтому при уменьшении b_1 и одновременно b_0 работа оротрона с данной ДРПС и с двумя потоками для увеличения эффективности электронно-волнового взаимодействия генерации на 2-ой гармонике по сравнению с 1-ой невозможна.

Экспериментальные результаты

Эксперименты по исследованию генерации в оротроне с ДРПС были начаты в [1] с конфигурации с одним электронным потоком и при высоте нижнего ряда 0.4мм и верхнего – 0.5мм. Другие параметры таковы: расстояние катод- анод $d_{\kappa-a} = 2$ мм, ширина 2С катода 5мм, высота 2Н пролётного канала 0.1мм, реальный период l = 0.5мм, щель d = 0.126мм, открытый резонатор с фокусирующим сфероцилиндрическим зеркалом длиной 34мм с $R_{c\phi} = R_u = 65$ мм, поперечным размером апертуры 15мм, шириной плоского зеркала 11мм.

Максимальная высота OP - 11.76мм, минимальная ~ 9мм. Фокусирующее зеркало сдвинуто к аноду на 0.5мм от оси симметрии ДРПС ($\Delta = -0.5$). Схема регистрации с аттенюатором 2мм диапазона. Как было выяснено, этот аттенюатор играл роль фильтра верхних частот, существенно ослабляя мощность на частотах ниже 100ГГц при нулевом положении индикатора ослабления.

В связи со сказанным была предпринята попытка улучшить ситуацию с подавлением 1-ой пространственной гармоники, для чего высота нижнего ряда была уменьшена до 0.3 мм. Кроме того, для увеличения дифракционных потерь на плоском зеркале в 2мм диапазоне волн в оротроне использовался сфероцилиндрический ОР с увеличенным радиусом кривизны сферы и цилиндра (R_{сф} = R_ц = 85мм). Результаты экспериментов приведены на рис. 4.



Рис.4. 3-х режимная генерация в оротроне с параметрами: ПС: l=0.5мм, d/l=0.25; $b_1=0.3$ мм, 2H=0.1 мм, $b_2=0.5$ мм ОР: сфероцилиндр R=85 мм; A=34мм x15мм; $l\kappa=7$ x 0.1 мм

Как видно из графика, при увеличении напряжения U выше 8060 В и достаточной величине рабочего тока пучка I2 сначала возникает генерация на 2-й ПГ с выходной мощностью P2 в диапазоне 198.23 ... 209.5 ГГц. Затем при напряжении выше 9320 В возникает мощная генерация на 1-й ПГ в диапазоне 105.33 ... 129.75 ГГц, подавляющая генерацию на 2-й ПГ. При напряжении 14190 В генерация на 1-й ПГ прерывается и возникает вновь при напряжении 17660 ... 18190 В. При этом в отсутствии генерации на 1-й ПГ в диапазоне 15730 ... 16970 В была зафиксирована генерация в диапазоне частот 221.89... 227.96 ГГц, идентифицированная нами как генерация на поверхностных волнах (режим ЛОВ), который наблюдался также и при напряжении 18190 В в диапазоне частот 231.48... 233.64 ГГц. Величина рабочего тока во всем диапазоне перестройки по напряжению оставалась практически постоянной на уровне 200 мА.

Заключение

Таким образом, как видно из эксперимента, верхняя граница перестройки на 2-й ПГ ДРПС данной конфигурации не превысила 209.5 ГГц в результате возбуждения генерации на 1-й ПГ на частоте 105.3 ГГц. Однако обнаруженная нами генерация на поверхностных волнах (режим ЛОВ) в диапазоне 220...240 ГГц позволяет приблизиться к требуемой частоте 250 ГГц с малым уровнем мощности. В принципе, возможно использование этого режима для решения нашей задачи при условии оптимизации расположения вывода энергии.

Работа выполнена при частичной поддержке Программы ОФН РАН «Современные проблемы радиофизики».

Список использованных источников

 Мясин Е.А., Евдокимов В.В., Ильин А.Ю. «Двухрежимный оротрон с двухрядной периодической структурой в диапазонах 108-215ГГц и 108-135ГГц.» //Материалы IX Всероссийского семинара по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн. 28 февраля – 1 марта 2013г. Нижний Новгород. Тезисы докладов. С. 65.

ОРОТРОН С ДРПС ПРИ ДЛИНЕ ВОЛНЫ 1,3ММ С ШИРОКИМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТОКОМ

Мясин Е.А., Соловьёв А.Н.

Фрязинский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук

На основе дискретной нелинейной теории проведена оптимизация КПД и выходной мощности оротрона на длину волны 1,3 мм, работающего на 1 - ой пространственной гармонике двухрядной периодической структуры (ДРПС) за счёт увеличения ширины электронного потока.

Найдена зависимость оптимальной длины ДРПС, при которой достигается максимальный КПД генерации для плоского электронного потока шириной в 3 радиуса каустики на плоском зеркале OP, от величины омических потерь в ДРПС.

Ключевые слова: оротрон, открытый резонатор (ОР), двухрядная периодическая структура (ДРПС), многофокусное сфероцилиндрическое зеркало.

Введение

Разработка и создание электровакуумных приборов коротковолновой части миллиметрового диапазона волн (КВЧММДВ) с большим уровнем выходной мощности, в настоящее время является актуальной задачей вакуумной электроники.

Наиболее перспективным генератором излучения в этом диапазоне является оротрон с двухрядной периодической структурой [1]. Именно в оротроне с ДРПС были впервые получены рекордные результаты по КПД и выходной мощности в 3см, 8мм и 3мм диапазонах волн [2]. Поэтому исследование возможности работы этого прибора в КВЧММДВ с большим уровнем выходной мощности представляет несомненный интерес. В связи с этим следует выяснить возможность реализации эффективных режимов генерации в оротроне с ДРПС на длине волны 1,3 мм.

В данной работе продолжено исследование, начатое в [3], по оптимизации параметров прибора с периодом 0,3мм на длину волны 1,3 мм при рабочем токе 0,3А и напряжении 14,5 кВ с фокусирующим многофокусным сфероцилиндрическим зеркалом OP, образующая цилиндра которого ориентирована перпендикулярно электронному потоку. В этом приборе исследовано изменение параметров при увеличении потерь в ДРПС.

Конструкция оротрона с ДРПС и увеличенной длиной взаимодействия

Схема конструкции оротрона представлена на рис.1. Здесь 1 – фокусирующее многофокусное зеркало ОР (На рисунке изображено 3-х фокусное фокусирующее зеркало). В отличие от [3] оно выполнено в виде трёх пересекающихся сфероцилиндрических поверхностей с одинаковым радиусом R_0 цилиндра и сферы. Расстояние между осями симметрии этих поверхностей выбрано так, чтобы вдоль движения электронного потока обеспечить в начале области взаимодействия Гауссовское распределение ВЧ поля, затем - распределение ВЧ поля, близкое к равномерному, и в конце области взаимодействия - вновь Гауссовское распределение ВЧ поля. Число таких поверхностей может быть увеличено в зависимости от необходимой длины L ДРПС. 2 – электронная пушка, 3 – коллектор, 4 - электронный поток, толщиной h, 5 – плоское зеркало, на котором расположена ДРПС с периодом 1, щелью d между выступами, отношением d/I = 0,5 и с расстоянием между рядами 2H для пролёта электроннов. ДРПС занимает всю поверхность плоского зеркала. Расстояние между зеркалами - H_{op} . Фокусирующее магнитное поле B_x направлено вдоль оси X.

Принципиальной особенностью конструкции, отличающей её от известных конструкций оротрона, является использование нестандартного фокусирующего зеркала ОР. Во-первых, использование сфероцилиндрического зеркала с образующей цилиндра, перпендикулярной движению электронного потока, позволяет, увеличивая длину цилиндрической части зеркала, увеличивать ширину плоского катода, т.е. величину рабочего тока и, следовательно, генерируемую ВЧ мощность. Во-вторых, использование для фокусирующего зеркала ОР многофокусного сфероцилиндрического зеркала позволяет, насколько это необходимо, увеличивать длину ДРПС.



Рис.1. Схема оротрона.

Исходные уравнения и алгоритм расчета оротрона

Рабочая система уравнений теории дискретного взаимодействия электронного потока с высокочастотным полем открытого резонатора оротрона в безразмерных параметрах может быть представлена в следующем виде[4]:

Безразмерные переменные и параметры:

$$\xi = \beta_{e} \cdot x; \ \Phi(\xi, \Phi_{0}) = \omega \cdot t - \beta_{e} \cdot x; \quad \Phi_{0} = \omega \cdot to; \ F_{0} = E_{0} / 2 \cdot \beta_{e} \cdot U_{0};$$

$$q_{0} = \omega_{p}^{2} / \omega^{2}; \ \xi_{L} = \beta_{e} \cdot L; \ G = \sqrt{e \cdot I_{0} \cdot Q_{H} / 2 \cdot m \cdot \omega^{3} \cdot N_{r}} - \text{параметр эффективности,}$$
(1)

где $\beta_e = \omega / V_0; \ \omega_p^2 = \frac{e}{m \cdot \varepsilon_o} \cdot \rho_o; \ \rho_o$ - объемная плотность заряда в пучке на входе в пространство взаимодействия.

Рабочая система уравнений представляется в виде:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \xi^2} = -(1 + \frac{\partial \Phi}{\partial \xi})^3 \cdot \left[F_0 E_{\xi}'(\xi) \cdot \cos(\Phi + \xi) + F_q \right]$$
(2)
$$F_q = q_0 \cdot \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\Gamma_k}{k} \cdot \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \sin\left[k \cdot \left(\Phi - \Phi' \right) \right] \cdot d\Phi_0'; \qquad F_0 = G \cdot \sqrt{\eta_2};$$
(3)
$$\Phi' = \Phi\left(\xi, \Phi_0'\right)$$
(4)

C начальными условиями $\xi = 0, \ \Phi = \Phi_0, \ \partial \Phi / \partial \xi = 0, \ 0 \le \Phi_0 \le 2\pi.$ (5)

 Γ_k – коэффициент депрессии поля пространственного заряда на частоте $k \cdot \omega$, $E_{\xi}(\xi)$ – функция распределения высокочастотного поля, записанная в безразмерной системе координат.

Уравнение баланса высокочастотной мощности: $P_e = P_{\mu} + P_n$ (6)

где P_{H} - мощность, идущая в нагрузку;

$$P_e = I_0 U_0 \eta_e \tag{7}$$

где I_0 , U_0 - ток и напряжение электронного пучка, η_e - электронный КПД.

$$P_n = \frac{\omega \cdot W}{Q_0} \,, \tag{8}$$

где P_n - мощность потерь в резонаторе, Q_0 – собственная добротность,

 $W = E_0^2 \cdot N_r$ - запасенная в резонаторе высокочастотная энергия.

мощности от длины взаимодействия для этих четырёх случаев.

 $N_r = \int \phi_r^2(x, y, z) dV$ - норма; $\phi(x, y, z) - \phi$ ункция распределения поля рабочего колебания резонатора.

Заданная связь резонатора с нагрузкой определяется нагруженной добротностью Q_H при этом мощность, идущая в нагрузку определяется следующим выражением:

$$P_{H} = \eta_{e} \cdot I_{0} \cdot U_{0} \cdot \left(1 - Q_{H} / Q_{0}\right) \tag{9}$$

 $\delta_{\mathbf{1}} = \frac{66}{\sqrt{f}} \quad \delta_{\mathbf{2}} = \frac{132}{\sqrt{f}} \quad \delta_{\mathbf{3}} = \frac{264}{\sqrt{f}}$

Оптимизация энергетических параметров была проведена для прибора, работающего на 1-ой пространственной гармонике ДРПС с периодом l = 0,3 мм при отношении щели d к периоду d/l = 0,5, при изменении омических потерь в

ОР. Были рассмотрены четыре возможных варианта с изменением толщины δ : $\delta_{\bullet} = \frac{528}{\sqrt{f}}$

Исходные данные: длина волны $\lambda = 1,3$ мм, ток 0,3А, расстояние между зеркалами *Hop* = 10 мм, радиус сфероцилиндрического зеркала $R_{\theta} = 65$ мм, длин цилиндрической части зеркала L_c и ширина электронного потока $2c = 3r_k = 9,35$ мм.

Расчёт даёт: продольный размер (радиус) каустики на плоском зеркале $r_k = 3,115$ мм, период l = 0,3 мм. Замедление для электронного потокас учётом релятивистской поправки $n_e = 4,295$, для фазовой скорости 1-ой гармоники $n_{\phi} = \lambda/l = 4,333$. При использовании ленточного электронного пучка шириной $L_c = 9,35$ мм и толщиной h = 0,11 мм в пролетном канале высотой 2H = 0,12 мм и токе I = 0,3A параметр пространственного заряда $q = ({}^{\omega_p}/{}_{\omega})^2 = 4,588 \cdot 10^{-5}$. Так как $q < 5 \cdot 10^{-3}$. то влиянием пространственного заряда можно пренебречь [3]. Как уже отмечалось, были исследованы параметры прибора для различных длин взаимодействия (для безразмерной величины $N = L/r_k = 4$36) для 4 вариантов величины потерь. На рис. 2 представлены зависимости выходной



Рис.2.Зависимости выходной мощности от длины взаимодействия для 4-х вариантов величины потерь:

$$\delta_{1} = \frac{66}{\sqrt{f}} \delta_{2} = \frac{132}{\sqrt{f}} \delta_{3} = \frac{264}{\sqrt{f}} \delta_{4} = \frac{528}{\sqrt{f}}$$

Как видно на Рис.2, по мере увеличения потерь величина выходной мощности уменьшается, а её максимум достигается на большей длине взаимодействия. Для того чтобы получить эту зависимость (как и три другие), нужно было найти максимальный КПД в нагрузке для каждой длины взаимодействия. Для параметра потерь δ_2 максимальная выходная мощность P_{μ} =46 Вт достигается на длине взаимодействия

 $L = 12r_k = 40.5$ мм. Для этого случая зависимости электронного КПД η_e и параметра несинхронности b от параметра эффективности G представлены на Рис. 3.

Но поскольку рабочий ток задан и равен 0,3*A*, задана длина волны 1,3 мм, норма колебаний также может быть вычислена для выбранной длины взаимодействия и таким образом постоянна, то электронный КПД, как и КПД в нагрузке будет зависеть от КПД OP, т. е. от $\eta_{op} = 1 - Q_{\mu}/Q_0$. Поскольку собственная добротность Q_0 для ДПС определяется выражением [5] $Q_0 = 2H_{op}/\delta_3(4 + \lambda/l)$ и может быть вычислена, то определение максимального электронного КПД, и, следовательно, КПД в нагрузке будет зависеть от величины Q_{μ} . Таким образом, максимальный КПД в нагрузке при заданной длине взаимодействия и величине рабочего тока будет определяться Q_{μ} , т.е. η_{op} .



Рис.3.3 ависимости электронного КПД и параметра несинхронности b от параметра эффективности G для длины взаимодействия $L = 13r_k$

Выражение зависимости для ВЧ – поля $F(\xi)$ от безразмерной координаты $\xi = \beta_e \cdot x$ вдоль пространства взаимодействия представляется в виде:

$$E(\xi) = 0.8258 \cdot \left[\exp\left[-a \cdot (\xi - d_e)^2\right] + \exp\left[-a \cdot (\xi - 1.75 \cdot d_e)^2\right] + \exp\left[-a \cdot (\xi - 2.5 \cdot d_e)^2\right] + \left[\exp\left[-a \cdot (\xi - 3.25 \cdot d_e)^2\right] + \exp\left[-a \cdot (\xi - 4 \cdot d_e)^2\right] \right] \right]_{(10)}$$

Заключение

Разработана методика увеличения длины взаимодействия в оротроне с полу сфероцилиндрическим OP за счёт использования многофокусного фокусирующего зеркала. На основе нелинейной теории дискретного взаимодействия проведена оптимизация параметров оротрона с двухрядной периодической структурой (ДРПС) и с полу сфероцилиндрическим OP и многофокусным зеркалом на длину волны 1,3 мм, работающего на 1-ой пространственной гармонике. Приведенные результаты оптимизации оротрона, на длине волны 1,3 мм при напряжении до 14,5 кВ, показывают, что при обеспечении проведения на коллектор прибора тока достаточной величины, имеется возможность получения выходной мощности в десятки Ватт, даже при относительно небольшом токе пучка порядка 0,3 А. Плотность тока в этом случае составляет величину 30 А/см². Однако при этом существенную роль играет качество обработки поверхности ДРПС: чем оно выше, тем на более короткой длине достигается максимальный КПД прибора и тем больше его величина и, следовательно, выходная мощность.

Список используемой литературы.

- 1. Белявский Б.А., Мясин Е.А., Соловьев А.Н. АС № 1153743 от 05.08.83
- Мясин Е.А., Цейтлин М.Б., Белявскийи Б.А., Соловьёв А.Н. и др. Оротрон генератор когерентных электромагнитных колебаний большой мощности в сантиметровом и миллиметровом диапазонах. Рекламный проспект. ИРЭ АН СССР. М. 1990г. Ye.A. Myasin, M.B. Tseytlyn, B.A. Belyavsky, A.N. Solovjov et all. Study of Centimeter and Millimeter wave range powerful Orotron Efficient Regimes at the IRE of the Academy of Sciences of the USSR. 2nd Int. Conference on Millimeter Wave and Far Infrared Technology. Editor M. Tucker. August 17-21,1992. Beijin, China.p.94.
- Соловьёв А.Н., Мясин Е.А. Оротрона на длину волны 1 мм на второй пространственной гармонике. Материалы 18-й Международной Крымской конференции «СВЧ техника и телекоммуникационные технологии». Т.1. С. 194. Изд-во «Вебер», Севастополь, 2008.
- 4. *Цейтлин М.Б., Мясин Е.А.* Оротрон. Анализ эффективных режимов. Радиотехника и электроника, 1993, Т 38, №6, С 961.
- 5. *Русин Ф.С., Богомолов Г.Д.* Колебательная система оротрона. Электроника больших мощностей. 1968. Вып.5. С. 38. Изд-во «Наука», М.

ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА И ОСОБЕННОСТИ ВОЛНОВОГО ПРОЦЕССА В ПОЧТИ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ ВБЛИЗИ ГРАНИЦ ПОЛОС ПРОПУСКАНИЯ И В ПОЛОСАХ НЕПРОПУСКАНИЯ.

Накрап И.А., Савин А.Н.

Национальный исследовательский Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

Представлены результаты теоретического и экспериментального исследования особенностей процесса распространения волн в почти периодических волноведущих системах в основной полосе пропускания, в том числе вблизи ее границ и в полосе непропускания. Основное внимание уделено анализу зависимости характера распределения амплитуды и фазы поля систем с волноводными выводами энергии от полей распространяющихся и затухающих волн, возбуждаемых на неоднородностях. Исследование проводилось для волноведущих систем с различными типами неоднородностей: одиночными, периодическими, а также в виде одноступенчатого изменения периода. Проведенные исследования позволили выявить и оценить

влияние локализованных полей и дипольного эффекта затухающих волн, возбуждаемых на неоднородностях, на распределение амплитуды и фазы поля по длине систем в полосах пропускания и непропускания.

Ключевые слова: замедляющая система, цепочка связанных резонаторов, локальные колебания, распределение амплитуды и фазы поля.

Введение

Возбуждение колебаний и распространение волн вблизи границ полосы пропускания и в полосах непропускания периодических систем (ПС) вызывает интерес с точки зрения выявления их физической природы и особенностей волнового гармонического процесса в таких структурах. Известно достаточное количество работ по выяснению механизма процесса усиления и генерации при взаимодействии электронного потока с полями запредельных секций замедляющих систем (см., например, [1]).

Нарушение периодичности системы в отдельных ячейках приводит к возникновению локализованных полей вблизи этих ячеек с частотами, лежащими в полосах непропускания ПС. Распределение поля затухающих волн имеет локальный характер, аналогичный по физической природе поверхностным уровням Тамма [2]. Локальные уровни в кристаллических решетках и связанные с ними явления хорошо изучены в квантовой механике. Аналогичные колебания электромагнитной природы в ограниченной ПС с неоднородностями мало изучены ввиду чрезвычайной сложности методов их исследования.

В настоящем докладе приведены результаты исследования распределения амплитуды и фазы локализованных полей, возбуждаемых в цепочке связанных неидентичных резонаторов (ЦСНР) с волноводными согласующими устройствами в её полосах непропускания при нарушении периодичности следующего типа: а) одиночной неоднородности в виде отклонения ширины зазоров – d резонаторов в середине системы или на ее концах; б) одноступенчатого изменения периода – L при переходе от одной однородной секции (с идентичными ячейками) к другой; в) периодические неоднородности в виде отклонения ширины зазоров от номинального на однородных участках.

Измерение характеристик ЦСНР на частотах локальных колебаний в полосах непропускания проводилось методом нерезонансных возмущений с использованием алгоритма аналитического расчёта распределения амплитуды и фазы поля на период ПС стоячей и падающей волн. Искомые характеристики определялись по изменению коэффициента отражения на входе ПС при перемещении возмущающего тела вдоль её оси. При исследовании полей неоднородных резонансных ЦСР использовался спектральный метод «отыскания скрытых периодичностей.

Локальные колебания в ограниченной ПС с одиночными неоднородностями

Продольные и поперечные сечения исследуемой ЦСНР с волноводным устройством (согласующая камера 2, 3 – волноводный ступенчатый переход к стандартному прямоугольному волноводу 1) даны на рис. 1а. Измерительные макеты ЦСНР, предназначенные для исследования в резонансном режиме, представляли собой отрезки изображенной на рис. 1а системы с конечным числом ячеек, короткозамкнутые по плоскостям ее симметрии.

Распределение амплитуды и набега фазы на ячейку локальных колебаний в полосе непропускания ограниченной ЦСНР с нарушением периодичности в оконечных ячейках приведены на рис. 16, 1в. Как и в низкочастотном фильтре, ограниченном с двух сторон [3], обнаружено два локальных колебания вблизи границы полосы пропускания. Распределение квадрата амплитуды поля по центрам ячеек ЦСНР имеет вид экспоненциально убывающей функции от места возбуждения к оконечной выходной ячейке практически до нуля (рис. 1б). При большем смещении от низкочастотной границы (уменьшение частоты) скорость спадания поля увеличивается (рис. 1в). Локальные колебания подобны по характеру распределения амплитуды поля и значительно отличаются распределением набега фазы вдоль длины ЦСР.



Рис.1. Продольный и поперечный разрезы ЦСНР (а). Распределения амплитуды поля и набега фазы на ячейку локального колебания по резонаторам ЦСНР на частотах 2552 МГц (б) и 2540 МГц (в). -0- – суммарное поле,-•- – поле падающей волны.

Распределение поля локального колебания в полосе непропускания вблизи высокочастотной границы ЦСНР с одиночной неоднородностью, расположенной в середине ограниченной согласованной ЦСНР, представлены на рис. 2. Поле максимально на неоднородности (отклонение ширины зазора двух средних ячеек) и спадает к оконечным ячейкам в обе стороны от места нарушения периодичности.



Рис.2. Распределение амплитуды поля (а) и набега фазы на ячейку (б) локального колебания согласованной ЦСНР с одиночной неоднородностью на частоте 3784 МГц.

-о- – суммарное поле,-•- – поле падающей волны, -×- – коэффициент отражения.

Локальные колебания в ограниченной ПС с неоднородностью в виде одноступенчатого изменения периода

Локальные колебания обнаружены так же в ограниченной ЦСНР с одноступенчатым изменением периода резонаторов при переходе от одной однородной секции (с идентичными ячейками) к другой.

Изменение периода системы приводит к смещению дисперсионной характеристики одной секции относительно другой вдоль линий равных фаз (рис. 3а). Поэтому вблизи границ часть полосы пропускания одной секции оказывается в полосе непропускания другой.

На рис. Зб представлены поля локальных колебаний, возбуждаемых в короткозамкнутой двухсекционной ЦСНР вблизи высокочастотной границы секции 2 – в её полосе непропускания. Колебания имеют одинаковый фазовый сдвиг на период соответствующей однородной секции $\Delta \varphi = 0,042\pi$. Амплитуда поля экспоненциально спадает от области нарушения периодичности ЦСР для одного колебания (рис. 36, f=3760 МГц) и от места возбуждения к неоднородности – для другого (рис. 36, f=3742 МГц).

Распределения квадрата амплитуды продольной составляющей относительного электрического поля и набега фазы на ячейку согласованной двухсекционной ЦСНР для суммарной (пунктирные линии) и падающей (сплошные линии) волн даны на рис. 4.

В «низкочастотной» полосе непропускания ЦСНР (вблизи низкочастотной границы секции 1) обнаружено два локальных колебания (рис. 4a, 4б) и одно локальное колебание – в «высокочастотной» полосе непропускания ЦСНР (вблизи высокочастотной границы секции 2) (рис. 4в).

Поле в «запредельной» секции 1 экспоненциально спадает от неоднородности (одноступенчатое изменение периода ЦСНР в ячейке №15). Набег фазы суммарного поля на период системы составляет примерно 180⁰. Скорость спадания поля увеличивается при смещении по полосе непропускания в длинноволновую сторону от низкочастотной границы полосы «запредельной» секции 1 ЦСНР.



Рис.3. ДХ однородных участков ЦСНР (а), 2 – число резонаторов N=1-12, 1 - N=13-22. Распределение поля по длине ЦСНР (б) на 3760 МГц (полоса непропускания секции 2) и 3742 МГц.



Рис.4. Распределения амплитуды поля и набега фазы на ячейку локального колебания по резонаторам ЦСНР на частотах 3010 МГц (а), 2900 МГц (б) и 3784 МГц (в). - -•- - суммарное поле, -о- – поле падающей волны.

Необходимо отметить, что в ограниченной ПС с неоднородностями в середине системы (изменение периода) и на концах (изменение размеров оконечных ячеек согласующих устройств) кроме локальных колебаний наблюдается также дипольный эффект затухающих волн, возбуждаемых на неоднородностях ЦСНР [4].

Локальные колебания в резонансной ПС с периодической неоднородностью

Электродинамические характеристики исследовались в резонансной ЦСНР, содержащей периодические неоднородности в виде отклонения ширины зазоров *d* отдельных резонаторов от номинальной на однородных участках. Исследуемые неоднородности вводились симметрично относительно плоскости диафрагмы, не нарушая скользящей плоскости симметрии ЦСНР.

Известно, что полоса пропускания однородной системы при введении периодической неоднородности разрывается на Q полосовых составляющих, где Q – число ячеек на периоде неоднородности [5]. Изменение расположения короткозамыкающих стенок в середине периода неоднородности или по неоднородности позволило возбудить резонансные виды на границах соседних полосовых составляющих и оценить ширину полосы непропускания между ними (см. рис. 5а).

На рис. 5а приведены экспериментальные ДХ ЦСНР с двумя периодами неоднородности (число ячеек в одном периоде неоднородности Q=6). При уменьшении или увеличении зазора в ячейке, содержащей неоднородность,

дисперсионные ветви полос смещаются соответственно в длинноволновую или коротковолновую сторону. Характер дисперсии в соседних полосах противоположный. Ширина полосы непропускания между ними увеличивается с ростом величины Δd и для данного типа неоднородности имеет минимум в середине полосы пропускания однородной системы, увеличиваясь значительно к её границам.

Расчёт распределения поля по резонаторам ЦСНР проводился на основе теории цепей с использованием регрессионных моделей эквивалентных параметров ячеек ПС [6]. Анализ распределения продольного электрического поля по длине ЦСНР на её резонансных видах показал, что амплитуда и особенно фаза в месте расположения неоднородностей значительно изменяется относительно распределения поля на однородных участках. Интересные закономерности по сравнению с рассмотренными выше характеристиками ЦСНР в согласованном режиме наблюдаются на резонансных видах системы с периодической неоднородностью вблизи границ полосы пропускания однородной системы и полосовых составляющих неоднородной.



Рис.5. ДХ ЦСНР с двумя периодами неоднородности (a): 1 – однородная, 2 – Δd/d=-0,18, 3 – Δd/d=0,19. Распределения амплитуды поля локального колебания по резонаторам ЦСНР при Δd/d=-0,18 (б) и при Δd/d=0,19 (в). - - суммарное поле, — – поле падающей волны.

В качестве примера на рис. 5б, 5в приведены распределения полей по длине системы с двумя периодами неоднородности на резонансном виде вблизи длинноволновой границы полосы пропускания однородной системы (рис. 1а). Поля рассчитывались для двух типов неоднородностей, уменьшающих (рис. 5б) или увеличивающих (рис. 5в) собственную частоту неидентичных ячеек. В зависимости от места расположения неоднородностей относительно короткозамыкающих стенок распределение поля суммарной волны ЦСНР имеет значительный минимум на неоднородности или экспоненциально спадающий характер к одной из границ системы. Соответственно, в первом случае поле падающей волны не выделяется в области неоднородности, а во втором – экспоненциально спадает от максимума поля до нуля к одной из границ ЦСНР.

Заключение

Экспериментальные исследования собственных колебаний ЦСНР с одиночными неоднородностями в её полосах непропускания позволили установить явление локализации полей вблизи неоднородностей. Обнаружены локальные колебания с экспоненциально спадающим характером поля, возбуждаемые в ЦСНР при нарушении периодичности на концах системы и в её середине.

Экспериментальное исследование характеристик ЦСНР с одноступенчатым изменением периода (скачком фазовой скорости) позволило оценить характер изменения амплитуды и фазы поля в области скачка и на однородных участках системы. Установлено значительное влияние локального поля и полей затухающих волн, возбуждаемых на неоднородностях, на распределение поля по длине ЦСНР.

Проведённые исследования характеристик ЦСНР с периодическими неоднородностями позволили установить зависимость величины и характера смещения её полосовых составляющих и ширины полос непропускания между ними от типа и числа вводимых неоднородностей. Выявлен локальный характер распределения поля на резонансных видах ЦСНР, расположенных вблизи длинноволновой границы однородной системы.

Список используемой литературы.

- 1. Григоренко Л.П., Копылов В.В., Корешков Е.Н. и др. Оценка влияния концевых неоднородностей замедляющей системы типа цепочки связанных резонаторов на модуляцию тока за пределами полосы прозрачности // Радиотехника и электроника. 1979. Т.24. №5, С.897-900.
- Тамм И.Е. О возможных связанных состояниях электронов на поверхности кристалла / В собр. науч. трудов.-М.:Наука, 1975.Т.І.-С.216
- 3. Краснушкин П.Е., Потемкин В.В. О локальных колебаниях в дискретных периодических структурах //Вестник МГУ. 1949. №10, С.33
- 4. Накрап И.А., Савин А.Н., Шараевский Ю.П. Влияние дипольного эффекта затухающих волн на распределение поля в замедляющей системе типа цепочки связанных резонаторов со скачком фазовой скорости волны// СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии: Материалы 15-ой Международной Крымской конференции (КрыМиКо2005). Севастополь: Вебер. Украина, 2005. С. 209-210.
- 5. Дашенков В.М. Методы исследования замедляющих систем: Дис. на соискание...докт. физ.-мат. наук. Саратов: СГУ, 1972.
- Накрап И.А., Савин А.Н., Шараевский Ю.П. и др. Метод расчёта электродинамических характеристик замедляющей системы типа цепочки связанных неидентичных резонаторов на основе регрессионных моделей её эквивалентных параметров // Радиотехника и связь: Материалы Международной н.-т. конференции – Саратов: СГТУ, 2005. –С. 155–161.

КЛАСС МИЛЛИМЕТРОВЫХ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМ В СРАВНЕНИИ С ТРАДИЦИОННОЙ ЦЕПОЧКОЙ СВЯЗАННЫХ РЕЗОНАТОРОВ

Накрап И.А., Савин А.Н.

Национальный исследовательский Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

Представлены результаты исследования класса миллиметровых замедляющих систем: типа петляющего волновода (классический петляющий волновод, связанные прямоугольные резонаторы, встречно-штыревые), а также резонаторного типа (гребёнка-квадрат, кольцо на встречных металлических опорах и традиционная цепочка связанных резонаторов). Приведены результаты сравнительного анализа характеристик исследованных систем с точки зрения их применения в зависимости от функционального назначения ЛБВ О-типа коротковолнового частотного диапазона.

Ключевые слова: замедляющая система, полоса пропускания, дисперсионная характеристика, сопротивление связи, лампа бегущей волны.

Введение

Одной из важнейших проблем при разработке электровакуумных приборов СВЧ является оптимизация электродинамических характеристик (ЭДХ) волноведущих периодических структур (ПС) в соответствии с их функциональным назначением и заданными выходными параметрами прибора.

Экспериментальные дисперсионные характеристики (ДХ) и сопротивление связи (R_{ce}) короткозамкнутых макетов замедляющих систем (ЗС) определялись методом малых резонансных возмущений. При этом, измерение R_{ce} проводилось модифицированным методом «бисерного зонда» с учетом реального распределения поля в зазоре ячейки и влияния высших пространственных гармоник. Погрешность определения ДХ не превышала 0,02%, R_{ce} –10%.

В докладе представлены результаты исследования характеристик 3С типа петляющий волновод (ПВ), гребёнкаквадрат (ГК), колец на встречных металлических опорах (КН) в сравнении с традиционной цепочкой связанных резонаторов (ЦСР).

Замедляющая система типа петляющий волновод и её модификации

Исследование ЭДХ ЗС типа ПВ (рис. 1) обусловлено необходимостью создания усилителей в миллиметровом и терагерцовом диапазонах с повышенной мощностью и шириной полосы усиливаемых частот при относительной простоте её изготовления. Основное внимание в последние годы было сосредоточено на моделировании и оптимизации приборов с ЗС ПВ и их характеристик. При этом практически отсутствуют работы по полному и последовательному изучению электродинамических характеристик ПВ и тем более по оптимизации его характеристик, за исключением работы [1].



Рис.1. Продольный и поперечный разрезы классического ПВ (a), ПВ с трубками дрейфа (б), ПВ с односторонними (в) и двухсторонним прямоугольными накладками (г).

Исследуемые системы типа петляющий волновод (ПВ) имели следующие номинальные размеры: ширина поперечного сечения a=56 мм и высота b=43,8 мм, толщина диафрагмы t=4,3 мм, L=14,3 мм, ширина щели связи m=10 мм, C=15 мм, $2r_1=10$ мм, $2r_2=12,9$ мм. Конфигурации ПВ и их переменные размеры даны в таблице №1. Экспериментальные ДХ ПВ в координатах c/v_{ϕ} (замедление фазовой скорости пространственных гармоник) от длины волны λ приведены на рис. 2a, R_{c6} пространственных гармоник – на рис. 2б (при изменении размеров и конфигурации ПВ).

Ta	бл.	1.	Размеры	ячеек	исследуемых	1	H	3
----	-----	----	---------	-------	-------------	---	---	---

Nº 3C	1	2	3	4	5	6
№ рисунка	рис.1а	рис.1в	рис.1в	рис.1г	рис.1б	рис.1г
<i>f, мм</i>	0	2,45	3,8	1,9	3,8	3,8
-						
d/L	0,7	0,53	0,43	0,43	0,17	0,17

Наиболее пологую и широкополосную ДХ имеет ПВ-1 без накладок (рис. 1а). ДХ ПВ-1 – ПВ-4, ПВ-6 (классического и с прямоугольными накладками) имеют одинаковую длинноволновую границу при значительном смещении коротковолновой границы в длинноволновую сторону при введении накладок и увеличении их высоты (соответственно уменьшения относительного зазора *d/L*).



Рис.2. Дисперсионные характеристики (а) и сопротивление связи (б) 3С типа ПВ и его модификаций.

Введение накладок и увеличение их высоты приводит к уменьшению полосы пропускания и увеличению R_{ce} систем относительно классического ПВ. В ПВ с двухсторонними накладками R_{ce} увеличивается в 3 раза (при введении накладок) и в 10 раз (с уменьшением зазора) по сравнению с классическим ПВ (рис. 2б).

Асимметричное или симметричное введение накладок (рис. 1в, 1г) не влияет на ДХ ПВ при одинаковых зазорах d/L (ср. ДХ ПВ-3 и ПВ-4). Асимметрия пространства взаимодействия влияет только на R_{c6} . R_{c6} ПВ-3 с односторонними накладками незначительно превышает R_{c6} ПВ-4 с двухсторонними накладками, особенно на больших фазовых сдвигах (вблизи коротковолновой границы).

Применение трубок дрейфа в ПВ (рис. 16) значительно повышает *R*_{св}, т.к. увеличивается концентрация поля в пространстве взаимодействия (см. рис. 26, кривая 5).

Поведение ДХ ПВ-5 с симметричными трубками дрейфа соответствует характеру ЦСР с прямоугольными резонаторами. Длинноволновая отсечка уже не определяется размером широкой стенки (как в ПВ), коротковолновая близка к границе ПВ-6 с симметричными накладками такой же высоты, как и высота трубок дрейфа в ПВ-5. При этом ширина полосы пропускания ПВ-5 с трубками дрейфа в 1,7 раза превосходит ширину полосы ПВ-6 с накладками. Но введение трубок дрейфа усложняет технологию изготовления 3С, лишая её преимуществ по сравнению с классической ЦСР.

Замедляющая система типа гребенка-квадрат и её модификации

ЗС типа ГК, заявленная А. Карпом в 1979 г. отличается технологичностью изготовления и сборки, имеет малые потери, большую ширину полосы пропускания. Существенными недостатками системы являются небольшое R_{ce} и возможность самовозбуждения вблизи коротковолновой границы.

В первых работах исследовались ДХ ГК в высших полосах пропускания и возможные типы нестабильностей в ЛБВ с такими системами. В работе представлены результаты исследования ЭДХ ГК при изменении основных размеров (рис. 3), а также оптимизации ГК с целью увеличения R_{cs} минус первой пространственной гармоники и подавления самовозбуждения вблизи коротковолновой границы основной полосы пропускания. Предварительные результаты приведены в работе [2].

В ГК сочетаются электродинамические свойства двух систем: ЦСР и штыревой (лестничной). ЗС такого типа характерна ДХ с небольшим изменением замедления фазовой скорости и коротковолновой границей, расположенной в области допустимого синхронизма с электронным пучком. ГК имеет две щели связи в виде усечённых сегментов, форма и размеры которых при постоянном диаметре резонатора зависят от ширины гребёнок (рис.3).

Исследование ЭДХ ГК проведено при изменении конфигурации её ячеек при следующих номинальных размерах: период L=13 мм, ширина зуба t=10 мм, отношение зазора к периоду d/L=0,23, 2a=8 мм. Экспериментальные ДХ ГК в координатах c/v_{ϕ} от длины волны λ приведены на рис. 4а, R_{ce} пространственных гармоник – на рис. 4б.



Рис.3. Продольный и поперечный разрезы ЗС типа ГК без пазов (а) и с пазами и выступами на зубьях (б).



Рис.4. Дисперсионные характеристики (а) и сопротивление связи (б) 3С типа ГК и её модификаций. Зависимость ДХ ГК от основных размеров: d/L, t, диаметра резонатора 2R в основном соответствует свойствам ЦСР с двумя щелями связи при некотором отличии.

С увеличением диаметра экрана длинноволновая граница ДХ смещается в длинноволновую сторону больше, чем коротковолновая, что приводит к значительной аномалии дисперсии. При этом незначительно уменьшается сопротивление связи в середине полосы (ср. ЭДХ ГК-1 и ГК-10).

Уменьшение ширины зуба смещает ДХ ГК в длинноволновую сторону при небольшом увеличении аномалии (см. ДХ ГК-2 и ГК-10). При введении пазов длинноволновая граница смещается в сторону высоких частот больше чем коротковолновая, c/v_{ϕ} уменьшается, крутизна ДХ увеличивается (ГК-2, 3, 4, 5). Таким образом, коротковолновая граница смещается из области допустимого рассинхронизма. Оптимизация глубины паза *h* позволяет подобрать требуемую крутизну ДХ при одновременном подавлении самовозбуждения на коротковолновой границе.

При изменении формы резонатора (введении продольных пазов и выступов на зубьях гребёнок), получено увеличение сопротивления связи минус первой пространственной гармоники в 1,7 раза в области рабочих фазовых сдвигов $\varphi = 1.5\pi \div 1.3\pi$ (ср. ЭДХ ГК-1 и ГК-6, 7).

Замедляющая система типа колец на встречных металлических опорах и ее модификации

ЗС типа КН имеет ряд преимуществ по сравнению с ЗС ЦСР – устойчивость к самовозбуждению на коротковолновой границе полосы пропускания, возможность применения вневакуумной магнитопериодической фокусировки, но уступает ЦСР по величине R_{c6} . В работе представлены результаты оптимизации формы и размеров экрана, высоты опор ЗС типа КН (рис. 5) с целью повышения её R_{c6} и управления ДХ без изменения формы и размеров пространства взаимодействия.



Рис.5. Продольный и поперечный разрезы ЗС типа КН с круглым экраном (а) и с пазами (б, в).

Исследование ЭДХ КН проведено при изменении конфигурации её ячеек при следующих номинальных размерах: период L=9,5 мм, отношение зазора к периоду d/L=0,5, $2a_2=18$ мм, $2a_1=14,2$ мм, 2a=8,5 мм, f=3,8 мм, $b_{na3}=2$ мм, $h_{na3}=4,3$ мм. Экспериментальные ДХ КН в координатах c/v_{ϕ} от длины волны λ приведены на рис. 6а, R_{cs} пространственных гармоник – на рис. 6б.



Рис.6. Дисперсионные характеристики (а) и сопротивление связи (б) 3С типа КН и её модификаций.

КН-3 с пазами и увеличенной за счёт них высотой опор (δ =0) имеет повышенное R_{cs} по сравнению с КН-1 без пазов практически без изменения ширины полосы пропускания. Но при этом увеличивается крутизна ДХ. Наиболее пологую ДХ на рабочем участке имеет КН-2 с пазами без увеличения высоты опор (δ =4,3 мм) по сравнению с КН-1. Введение паза в экран системы без изменения высоты опор мало влияет на поведение R_{cs} в средней части полосы. При этом вблизи $\phi = \pi R_{cs}$ увеличивается почти в два раза по сравнению с КН-1 без пазов (R_{cs} =60 Ом). Оптимизация ширины пазов b_{na3} и их глубины позволяет увеличить R_{cs} модифицированных КН в 2,5÷1,5 раза в области рабочих фазовых сдвигов (ϕ =1,1÷1,3 π).

Заключение

В результате исследования ЭДХ ПВ с прямоугольными накладками или трубками дрейфа в области пространства взаимодействия получено увеличение R_{ce} минус первой пространственной гармоники в 1,5÷2 раза при сохранении рабочей полосы частот и небольшом изменении крутизны ДХ.

Оптимизация ГК позволила повысить R_{ce} в 1,7 раза в области рабочих фазовых сдвигов φ =1,3÷1,5 π за счёт изменения формы экрана. При этом изменением формы экрана ГК без изменения пространства взаимодействия удалось сформировать ДХ основного резонаторного типа с замедлением вблизи коротковолновой границы выше предполагаемой области рассинхронизма.

Исследование ЭДХ КН показало значительное увеличение R_{ce} (2,5÷1,5 раза) в области рабочих фазовых сдвигов при (ϕ =1,1÷1,3 π) за счёт изменения формы круглого волноводного экрана введением продольных пазов и увеличения высоты опор.

Предложенные конструктивные изменения исследованных ЗС типа ПВ, ГК, КН дают возможность управления ДХ в широких пределах, а также повышения *R*_{*c*^{*b*}} рабочей пространственной гармоники.

102 Москва, 24-25 октября, 2013г. Полученные экспериментальные результаты показывают, что использование 3С указанных типов и их модификации позволит конструировать замедляющие системы для ЛБВ с различным функциональным назначением (по частотному диапазону и по ширине полосы рабочих частот).

Список используемой литературы.

- Накрап И.А., Савин А.Н. Экспериментальное исследование электродинамических характеристик замедляющей системы типа петляющий волновод различных модификаций// СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии: Материалы 23-ей Международной Крымской конференции (КрыМиКо-2013). 9-13 сент. 2013 г. Севастополь, Украина: Изд-во «Вебер». 2013. С. 203-204.
- Накрап И.А., Савин А.Н. Оптимизация электродинамических характеристик замедляющей системы «гребёнка – квадрат»// СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии: Материалы 22-ой Международной Крымской конференции (КрыМиКо-2012). 10-14 сентября 2012 г. Севастополь, Украина: Изд-во «Вебер». 2012. С. 187-188.
- Накрап И.А., Савин А.Н., Вахлаева К.П. Оптимизация формы экрана замедляющей системы типа колец на встречных металлических опорах для повышения сопротивления связи// СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии: Материалы 20-ой Международной Крымской конференции (КрыМиКо2010). 13-17 сентября 2010 г., Севастополь, Украина. С. 255-256.

МОДЕЛЬ ПЛОСКОЙ ЛБВ С ИМПЕДАНСНЫМ ЭЛЕКТРОДОМ

Пчельников Ю.Н.¹, Елизаров А.А.²

SloWave Inc., Cary, NC, USA¹,

Московский институт электроники и математики Национального исследовательского университета

«Высшая школа экономики» (МИЭМ НИУ ВШЭ)²

В работе проанализирована импедансная модель ЛБВ на одном плоском электроде. Получены выражения для коэффициентов связи и депрессии. Представленная модель полезна для предварительной оценки параметров реальных ЛБВ с плоскими электродами.

Ключевые слова: лампа бегущей волны, замедляющая система, импедансный электрод, ленточный электронный поток.

Возможность увеличения рабочих частот и выходной мощности широкополосных ЛБВ при применении ленточного электронного потока (ЭП) [1-3] делает актуальным анализ взаимодействия такого потока с замедленной волной в плоской замедляющей системе (ЗС), такой как меандр или зигзаг. Особенностью таких ЗС является их малая периодичность, т.е. относительно небольшой период по сравнению с длиной замедленной волны. Это позволяет при их анализе воспользоваться т.н. импедансным приближением, в рамках которого можно пренебречь всеми пространственными гармониками кроме нулевой или ± 1 [4]. В отличие от цилиндрической спирали, всё поле которой при её замене спирально проводящим цилиндром может быть представлено нулевой пространственной гармоникой, в случае плоского проводника, как это показано в [4], нулевой гармоникой представлено лишь поле *Е-волны*, в то время как поле *H-волны* представлено ± 1 гармониками.

Импедансный электрод

Хотя для практического применения в плоской ЛБВ наибольший интерес представляет ЗС, образованная двумя параллельно расположенными импедансными электродами, симметрия такой ЗС позволяет воспользоваться анализом одного электрода с учётом параметров прилегающих к нему областей (рис.1а). Расположим начало прямоугольной системы координат *x*, *y*, *z* на импедансном проводнике, направив координату *x* вверх, а координату *z* направо в

направлении распространения волны. Для упрощения выкладок будем рассматривать случай, когда однородный по плотности ЭП полностью заполняет безграничную область снизу от электрода.



Puc.1. a) Модель, образованная плоским импедансным электродом и прилегающим к нему электронным потоком; b) возможная конфигурация импедансного электрода.

Полагая ширину импедансного электрода и ЭП, H, значительно превышающей область распределения поля волны около поверхностей импедансного электрода, пренебрежём полями рассеяния по бокам электрода и будем считать, что фронт возбуждаемой в рассматриваемой ЗС волны параллелен координате y и, следовательно, компоненты поля волны не зависят от этой координаты. При этом *E-волна* представлена компонентами E_z , E_x , H_y , а *H-волна* - компонентами H_z , H_x , E_y , пропорциональными волновому множителю *exp* $j(\omega t - \beta z)$, где t - время, β фазовая постоянная нулевой пространственной гармоники. При этом в выражениях для компонент *H-волны* присутствует множитель, выполняющий переход к противоположной фазе через каждый шаг [4]. В результате поперечное распределение компонент *E*- и *H*- волн определяется существенно разными поперечными постоянными, γ

и γ_1 . Если $\gamma = \sqrt{\beta^2 - k^2}$, где k - волновое число свободного пространства, то, полагая $k^2 << \gamma_1^2$ а $\pi/h >> \gamma$, находим $\gamma_1 \approx \frac{\pi}{h} + \gamma$. Отметим, что в заполненной однородным ЭП области поперечная постоянная,

обозначим её через T, отличается от поперечной постоянной γ соотношением, вытекающим из уравнений электроники [5].

Не останавливаясь на конкретной конфигурации проводников, образующих плоский импедансный электрод, будем полагать, что это может быть один или n идентичных по конфигурации и соединённых параллельно, электродов шириной H/n, каждый из которых образован периодической последовательностью наклонных к продольной оси проводников, соединённых противоположными концами с соседними проводниками и образующих ячейки с шириной H/n и шагом h (рис. 1b). Толщину электрода будем полагать бесконечно малой, а протекающий по нему ток поверхностным током. При этом, независимо от размеров и конфигурации образованных проводниками ячеек, в каждой из них разность потенциалов в продольном и поперечном направлениях одинакова, как и ток, протекающий через поперечное и продольное сечение, т.е. для каждой ячейки выполняются равенства

$$I = i_z H / n = i_y h, \ E_z(0)h = E_y(0)H / n,$$
 (1)
104
Москва, 24-25 октября, 2013г.

где i_z и i_y - плотности поверхностного тока соответственно в продольном и поперечном направлениях на поверхности импедансного электрода, т.е. при x = 0, а I - ток в проводниках импедансного электрода.

Эквивалентные параметры

Заменим импедансный электрод "укороченной длинной линией" [6] с погонной индуктивностью L в продольном проводнике, определяемой поперечными токами, и погонными ёмкостями C_1 и C_2 в поперечных проводниках линии, определяемыми параметрами областей соответственно снизу и сверху от импедансного электрода. При этом индуктивность определяется полем *Н-волны*, а ёмкости - полем *Е-волны*, удовлетворяя уравнению "укороченной линии"

$$\gamma^2 = \omega^2 L(C_1 + C_2) \tag{2}$$

Приравнивая скачок продольной компоненты напряжённости магнитного поля $H_z(0)$ на импедансном электроде компоненте плотности поверхностного тока $-i_y$, пользуясь соотношением (1) при n = 1 и учитывая экспоненциальный характер распределения поля около импедансного электрода, находим

$$H_{z}(x) = \frac{I}{2h} \exp(-\gamma_{1} x)$$
(3)

Интегрируя (3) по x и умножая на H, находим поток напряжённости магнитного поля, деля который на ток I и шаг h, получим формулу для погонной индуктивности

$$L = \mu_0 H / 2h^2 \gamma_1$$

Выражение для емкости полубесконечного пространства, прилегающего к импедансному электроду, хорошо известно [7]

$$C_1 = \varepsilon_0 HT, \ C_2 = \varepsilon_0 H\gamma \tag{5}$$

(4)

(6.1)

Подставляя в уравнение (2) полученные выражения для эквивалентных параметров, находим "горячее" дисперсионное уравнение импедансного электрода

$$2\gamma_1\gamma = \gamma_{10}\gamma_0(T/\gamma + 1)$$

где индекс ноль означает величины, полученным в отсутствие ЭП, т.е. удовлетворяющим "холодному" дисперсионному уравнению

$$2\gamma_{10}\gamma_0 = k^2 H / h^2, (6.2)$$

Коэффициенты характеристического уравнения ЛБВ

Эффективность взаимодействия ЭП с замедленной волной характеризуется коэффициентами характеристического уравнения ЛБВ, коэффициентом связи K_c и коэффициентом депрессии Γ , определяемыми через первую и вторую производные поперечной постоянной T по γ [8]

$$K_{c} = \frac{\gamma_{0}^{2}}{\beta_{0}^{2}} \frac{1}{T'-1}, \ \Gamma = \frac{1}{4} \left[1 - \frac{3\gamma_{0}^{2}}{K_{c}\beta_{0}^{2}} + \frac{T''\gamma_{0}}{(K_{c}\beta_{0}^{2}/\gamma_{0}^{2})^{2}} \right],$$
(7)

где один и два штриха означают первую и вторую производные, соответственно. В представляющих практический

интерес случаях, входящее в формулу для K_c отношение $\frac{\gamma_0^2}{\beta_0^2}$ близко к единице.

Дифференцируя (6) по γ , находим после перехода к пределу при $T = \gamma = \gamma_0$ и подстановки полученного выражения в формулу для K_c

$$K_{c} = \frac{\gamma_{0}^{2}}{\beta_{0}^{2}} \frac{1}{T'-1} = \frac{\gamma_{0}^{2}}{2\beta_{0}^{2}(1+\gamma_{0}/\gamma_{10})}.$$

После повторного дифференцирования и перехода к пределу получим после простейших преобразований

$$\Gamma = -\frac{3}{8} \tag{9}$$

(8)

Заключение

105 Москва, 24-25 октября, 2013г. Рассмотрена импедансная модель ЛБВ на одном плоском электроде. Получены выражения для коэффициентов связи и депрессии. При этом величина коэффициента связи оказалась близкой к значению, ожидаемому из физических соображений, в то время как коэффициент депрессии оказался отрицательным, что является неожиданным.

Рассмотренная модель окажется полезной для предварительной оценки параметров реальных ЛБВ с плоскими электродами.

Список используемой литературы.

- 1. EarlyL.M., Kravchyk F.L., Smirnova E.I., Carlstein B.E., et al. // Proc. IVEC 2006, April 25-27, 2006. Monterey, California, USA, P. 449.
- 2. Pchelnikov Yu.N., Electron beam interaction with the wave excited in a dielectric plate // Proc. IVEC 2012, April 24-26, 2012. Monterey, California, USA, P. 267.
- 3. Пчельников Ю.Н., Взаимодействие электронного потока с поверхностной волной в диэлектрической пластине, // РЭ. 2013. Т. 58. № 2. С. 178.
- 4. Пчельников Ю.Н., Особенности замедленных волн и возможности их нетрадиционного применения // РЭ. 2003. Т. 48. № 4. С. 494.
- 5. Лошаков Л.Н., Пчельников Ю.Н. Теория и Расчёт Усиления Лампы с Бегущей Волной. М.: Сов. радио, 1964.
- 6. Пчельников Ю.Н., О замене замедляющих систем трёхпроводной эквивалентной линией // РЭ. 1994. Т. 39. № 5. С. 728.
- 7. Пчельников Ю.Н., Некоторые свойства замедленных волн, вытекающие из анализа поля в импедансной гребёнке // РЭ. 2003. Т. 48. № 3. С. 293.
- 8. Лошаков Л.Н., Пчельников Ю.Н., Об определении коэффициентов уравнения для постоянных распространения в замедляющей системе при наличии электронного пучка // РЭ. 1959. Т. 4. № 10. С. 1670.

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕГУЛЯРНЫХ И ХАОТИЧЕСКИХ ТРАЕКТОРИЙ ЗАРЯДОВ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ ПУЧКЕ

Розов А.С. Байбурин В. Б.

Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А.

Особенности траекторий зарядов, как правило, определяют характеристики приборов и устройств со скрещенными электрическими и магнитными полями. Анализ этих траекторий всегда остаётся актуальным также с точки зрения понимания механизма процессов и развития теории отмеченных систем.

Одним из основных элементов механизма функционирования подобных систем: усилителей СВЧ – сигналов, магнитных ловушек и др.- являются заряженные пучки, той или иной формы, в частности цилиндрической. В простейшей постановке задачи задаются однородные в пространстве магнитные и электрические поля, направленные вдоль оси пучка, без учёта полей пространственного заряда пучка. При этом траектории имеют вид регулярной трёхмерной спирали растянутой вдоль очи пучка

Представляет интерес провести анализ траекторий зарядов, регулярных и хаотических с учётом полей зарядов пучка и неоднородного магнитного поля, с применением критериев нелинейной динамики

Анализ проводился применительно к схеме, изображённой на рис. 1, где r_s – радиус пучка, B_z –

индукция магнитного поля вдоль оси пучка, E_z – электрическое поле вдоль оси пучка, ρ – плотность зарядов в пучке.



Применительно к схеме на рис. 1, уравнения движения заряда в декартовой системе координат имеют вид:

$$\ddot{x} = \eta E_x + \eta B_z \dot{y}$$
$$\ddot{y} = -\eta E_y + \eta B_z \dot{x}$$
$$\ddot{z} = \eta E_z$$

В общем случае $E_x = E_x(x, y, z, t), E_y = E_y(x, y, z, t), B_z = B_z(x, y, z, t), E_z = const$

Система решалась численно методом Рунге-Кутта IV порядка точности для анализа выбирались, следующие зависимости :

$$E_{x} = \begin{cases} \frac{\rho r_{s}^{2} x}{2\varepsilon_{0} r^{2}}, r > r_{s} \\ \frac{\rho x}{2\varepsilon_{0}}, r < r_{s} \end{cases}, E_{y} = \begin{cases} \frac{\rho r_{s}^{2} y}{2\varepsilon_{0} r^{2}}, r > r_{s} \\ \frac{\rho y}{2\varepsilon_{0}}, r < r_{s} \end{cases}, \quad r = \sqrt{x^{2} + y^{2}} \end{cases}$$

Рассмотрим случай с неоднородным магнитным полем и $\rho \neq 0$. Характер траектории нестационарный.

$$B_{z} = B_{0} + \Delta B \sin(r) \sin(\omega t)$$

X0 = 0,2 Y0 = 0,2 V0x = 1 V0y = 1 Ro = 1 Bx =0 By =0 B0z =1 DeltaBz = 0,5 Rcr = 5



Траектория заряда при ho
eq 0, в неоднородном и нестационарным магнитном поле, $\frac{\eta B_z}{\omega} = 0.5$,

 $\Delta B = 0.5 проекция плоскости X-Y$ Также были рассмотрен случай в отсутствии пространственного заряда при $B_Z = B_0 + \Delta B \sin(\sqrt{x^2 + y^2}) \sin(\omega t) \quad \text{где } \omega \text{ - частота изменения переменной компоненты магнитной индукции.}$

> 107 Москва, 24-25 октября, 2013г.



Puc. 3



$\Delta B = 0.5$ проекция плоскости X-Y

Как показали расчёты в рассматриваемой задаче решающую роль играет зависимость магнитного поля, даже в случае когда пространственный заряд равен нулю наблюдались хаотические режимы, что подтверждалось положительными значениями показателя Ляпунова и возмущённым видом спектра мощности Фурье.

Литература

- Розов А.С. Байбурин В.Б. «Анализ регулярных и хаотических траекторий зарядов в заряженном цилиндрическом пучке» ВЕСТНИК САРАТОВСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО ТЕХНИЧЕСКОГО УНИВЕРСИТЕТА Том: 4 Номер: 1 2012 г С. 68-72
- Розов А.С. Байбурин В.Б. «Моделирование и расчёт траекторий зарядов в неоднородном и нестационарном магнитном поле». ВЕСТНИК САРАТОВСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО ТЕХНИЧЕСКОГО УНИВЕРСИТЕТА Том: 1 Номер: 1 2013 г С. 46-52

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМЫ ТИПА СДВОЕННОЙ ГРЕБЕНКИ ДЛЯ УСИЛИТЕЛЯ СУБТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА С ЛЕНТОЧНЫМ ПУЧКОМ

Рыскин Н.М.,^{1,2} Рожнёв А.Г.,¹ Каретникова Т.А.,¹ Торгашов Г.В.,² Синицын Н.И.,²

Шалаев П.Д.,³ Бурцев А.А.³

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

² Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН

³ОАО «НПП «Алмаз», г. Саратов

В работе представлен новый метод точного и быстрого расчета электродинамических параметров замедляющей системы ЛБВ и ЛОВ миллиметрового диапазона в виде одиночной и двойной гребенок в прямоугольном волноводе. Метод дает результаты, совпадающие с результатами расчета по трехмерной конечноэлементным программам, и работает более чем

> 108 Москва, 24-25 октября, 2013г.
на порядок быстрее. Приведены результаты расчета 3С для проектируемого ЛБВ-усилителя в диапазоне 0.2 ГГц.

Ключевые слова: лампа бегущей волны, ленточный электронный пучок, терагерцовоый диапазон, метод интегрального уравнения, метод Галеркина.

В последние годы исследования по освоению терагерцового (субмиллиметрового) диапазона широко ведутся в США, Китае, Индии, Южной Корее, странах Европы. Различными научными коллективами были предложены миниатюрные аналоги классических приборов вакуумной электроники: ламп бегущей и обратной волны, отражательных клистронов, приборов со скрещенными полями и др. [1-3] При создании подобных приборов естественным выглядит переход к пространственно развитым электродинамическим системам, которые позволяют использовать электронные пучки большой площади с реализуемыми значениями плотности тока. В частности, перспективными представляются приборы с ленточным электронным пучком и замедляющими системами (3С) типа плоской гребенки (см., например, [4-6]).

Известны различные методики аналитического расчета 3С с гребенками (см., например, [7]), однако большинство из них использует те или иные приближения, что не позволяет получать данные об электродинамических параметрах системы с необходимой точностью. Расчет с использованием трехмерных электродинамических программ, основанных на методе конечных элементов или конечных разностей, требует значительных машинных ресурсов и большого времени моделирования.

В настоящем докладе описан точный и быстрый метод электродинамического расчета, а также приводятся результаты численного моделирования электродинамических параметров 3С типа одиночной и сдвоенной гребенки в прямоугольном волноводе для усилителя диапазона 0.2 ТГц с выходной мощностью порядка 10 Вт.

Рассмотрим сдвоенную гребенку, нанесенную на широкие стенки прямоугольного волновода (см. рис. 1). Предполагается, что в общем случае гребенка является несимметричной, то есть зубцы в верхней и нижней ее части имеют различную высоту и толщину, но период обеих решеток одинаков, и равен $d_{.}$ Сдвиг нижней гребенки относительно верхней равен w. Для использования в качестве ЗС в электронных устройствах, наибольший интерес представляют системы, у которых обе гребенки идентичны, и сдвиг равен w = 0 или w = d/2, однако предлагаемая методика развита для общего случая, который может быть полезен при исследовании влияния неидентичности решетки на ее электродинамические свойства. В направлении y система ограничена плоскостями y = 0 и y = b, в которых находятся узкие стенки волновода.

Для расчета электродинамических параметров замедляющей системы использовался метод интегрального уравнения. В пролетном канале компоненты поля представлялись в виде разложения по пространственным гармоникам периодической структуры, что обеспечивает выполнение периодических граничных условий Флоке. В областях между штырями гребенки поля записывались в виде разложения по мембранным функциям, которые удовлетворяют необходимым граничным условиям на металлических поверхностях, ограничивающих эту область. Интегральное уравнение получается путем сшивания полей на границах между областью взаимодействия (пролетным каналом) и областями между штырями гребенки (резонаторами). Для изучаемой структуры эти условия позволяют получить систему двух связанных интегральных уравнений Фредгольма 1-го рода относительно E_z –компонент поля, определенных на соответствующих границах между пролетным каналом и верхними и нижними резонаторами.

Для численного решения полученной системы интегральных уравнений использовался метод Галеркина с учетом сингулярного поведения поля на ребрах штырей гребенки [8]. Метод позволяет сформулировать алгебраическую систему уравнений относительно коэффициентов разложения функций, описывающих распределение продольных компонент электрического поля на границах между различными областями, по системе ортогональных полиномов. Условие равенства нулю детерминанта системы задает дисперсионное уравнение для собственных волн в периодической структуре. В случае одиночной гребенки аналогичный алгоритм приводит к одному интегральному уравнению вместо двух.



Рис. 1. Геометрия сдвоенной гребенки (а) и одиночной гребенки (б)



Рис. 2. Диаграмма Бриллюэна (а), напряжение синхронизма (б), фактор $\gamma_1 a$ (в) и сопротивление связи (г) для следующих параметров: b = 850 мкм, l = 150 мкм, 2a = 200 мкм, d = 440 мкм (сплошные линии), 450 мкм (пунктир), 460 мкм (штрих-пунктир).

На основе развитого алгоритма разработана программа, реализованная в системе компьютерной математики «Wolfram Mathematica» [9]. В программе предусмотрен расчет дисперсии и распределения полей собственных типов волн для заданных значений геометрических параметров системы частоты. Кроме этого, в программе рассчитывается

сопротивление связи Пирса, усредненное по сечению прямоугольного пучка, симметрично расположенного в пространстве взаимодействия системы.

Была проведена серия расчетов, направленных на получение оптимальных электродинамических параметров для ЛБВ коротковолновой части миллиметрового диапазона (рабочая частота 190 ГГц). Проведенные расчеты показали, что для увеличения сопротивления связи необходимо обеспечить достаточно однородное распределение поля в поперечном сечении пучка, что достигается уменьшением высоты канала. Как показали расчеты, высота канала должна быть не более 200 мкм. Изучено влияние основных параметров (периода, толщины и высоты ламели и т.д.) на дисперсию и сопротивление связи.

На рис. 2 приведены характерные результаты расчетов: диаграмма Бриллюэна, зависимости напряжения синхронизма, фактора $\gamma_1 a$ (γ_1 — поперечная постоянная распространения +1 пространственной гармоники) и сопротивления связи (усредненного по поперечному сечению пучка) от частоты при различных значениях периода 3С. Толщина ламели s = d - L = 150 мкм, высота l = 150 мкм. Ширина волновода b = 850 мкм. Ширина пучка на 100 мкм меньше ширины волновода, т.е. равна 750 мкм. Частота отсечки при таком значении b составляет 175 ГГц.

Отметим, что полученные характеристики полностью совпадают с результатами расчетов по 3-D конечноэлементной программе HFSS [10], причем время расчета по разработанной нами методике уменьшается в 50-100 раз (в зависимости от близости расчетной точки к границам полос пропускания замедляющей системы).

Для ЗС в виде симметрично расположенных одинаковых гребенок, E_z -компонента поля основной моды имеет нуль в плоскости симметрии системы. Для лучшего взаимодействия необходимо смещать электронный пучок в сторону одной из гребенок. В этом случае предпочтительно использовать ЗС, состоящую из одной гребенки и металлической стенки. Для подобной системы также были проведены расчеты диаграмм Бриллюэна, напряжения синхронизма, фактора $\gamma_1 a$ и сопротивления связи. Как и в случае ЗС, состоящей из двух гребенок, было получено полное совпадение результатов данной программы с результатами расчетов по программе HFSS.

Также в докладе приводятся результаты моделирования формирования и транспортировки ленточного электронного пучка высокой плотности для данного прибора. Обсуждаются возможности использования в качестве источника электронов углеродного нанотрубного автоэмиссионного катода, технологии изготовления автоэмиссионных катодов и катодно-сеточных узлов для повышения средней плотности автоэмиссионного тока с поверхности катода.

Работа поддержана грантами РФФИ № 11-02-01280 и 13-08-00986.

Список используемой литературы

- Rozhnev A.G., Ryskin N.M., Sokolov D.V., Trubetskov D.I., Han S.T., Kim J.I., Park G.S. Novel concepts of vacuum microelectronic microwave devices with field emitter cathode arrays // Physics of Plasmas. 2002. Vol. 9, No. 9. P. 4020-4027.
- Ives R.L. Microfabrication of high-frequency vacuum electron devices // IEEE Trans. Plasma Sci. 2004. Vol. 32. No. 3. P. 1277-1291.
- 3. Srivastava V. THz vacuum microelectronic devices // J. Physics: Conf. Series. 2008. Vol. 114. No.1. 012015.
- 4. Shin Y.M., Barnett L.R. Luhmann N.C. Phase-shifted traveling-wave-tube circuit for ultrawideband high-power submillimeter-wave generation // IEEE Trans. Electron Devices. 2009. Vol. 56. No. 5. P. 706-712.
- Shin Y.-M., Baig A., Barnett L.R., Tsai W.-C., Luhmann N.C., Pasour J., Larsen P. Modeling investigation of an ultrawideband terahertz sheet beam traveling-wave tube amplifier circuit // IEEE Trans. Electron Devices. 2011. Vol. 58. No. 9. P. 3213-3219.
- 6. Shin Y.-M., Baig A., Barnett L.R., Tsai W.-C., Luhmann N.C. System design analysis of a 0.22-THz sheet-beam traveling-wave tube amplifier // IEEE Trans. Electron Devices. 2012. Vol. 59. No. 1. P. 234-240.
- 7. Альтшулер Ю.Г., Татаренко А.С. Лампы малой мощности с обратной волной. М.: Сов. радио, 1963.
- 8. Заргано Г.Ф., Ляпин В.П., Михалевский В.С., Синельников Ю.М., Синявский Г.П., Чекрыгина И.М. Волноводы сложных сечений. М.: Радио и связь. 1986.
- 9. Wolfram Research, Inc., Mathematica, Version 6.0, Champaign, IL (2007).
- 10. High Frequency Structure Simulator (HFSS). ANSYS Inc, Pittsburg, PA, USA. http://www.ansoft.com/products/hf/hfss/

РАСЧЕТ ДИСПЕРСИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В СИММЕТРИЧНО МЕТАЛЛИЗИРОВАННОМ МАГНОННОМ КРИСТАЛЛЕ

Садовников А.В., Дулин Ю.В.

Саратовский государственный университет Н.Г. Чернышевского

Периодические магнитные структуры (магнонные кристаллы) могут быть использованы в качестве перестраиваемых фильтров, линий задержки, ответвителей и элементов устройств магнонной логики. Нагрузка периодической структуры, например, металлическим экраном приводит к трансформации спектра магнитостатических волн, при этом на дисперсионной характеристике может наблюдаться как сдвиг положения полос непропускания, так и изменение ширины запрещенных зон, образующихся в результате периодичности в направлении распространения волн.

Целью настоящей работы являлось изучение трансформации дисперсионных характеристик в периодической ферромагнитной структуре, металлизированной с обеих сторон. Расчет электродинамических характеристик проводился с помощью модификации метода конечных элементов, описанной в работе.

В данной работе с помощью модификации метода конечных элементов был проведен расчет электродинамических параметров одномерных магнонно-кристаллических структур, симметрично нагруженных металлом. Проведено подробное изучение дисперсионных характеристик, проявления свойств невзаимности при различных способах задания направления распространения поверхностной волны при изменении расстояния от ферромагнитной структуры до металлических экранов. Изучены пространственные распределения компонент электромагнитного поля и вычислены значения вектора Умова-Пойнтинга в различных точках дисперсионной кривой. Показана трансформация дисперсионных кривых и изменение полосы непропускания в рассматриваемой структуре.

ТЕОРИЯ УСИЛЕНИЯ И ГЕНЕРАЦИИ ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЛН В ПОЛОСАХ ПРОПУСКАНИЯ И ЗАПИРАНИЯ ПЕРИОДИЧЕСКОГО ПЕТЛЯЮЩЕГО ВОЛНОВОДА

Солнцев В.А.

²Московский институт электроники и математики Национального исследовательского университета

«Высшая школа экономики» (МИЭМ НИУ ВШЭ)

Рассмотрено применение общей теории и универсального характеристического уравнения электронных волн в периодических замедляющих системах к петляющему волноводу. Найдены зоны усиления волн в полосах пропускания и запирания волновода, эффективной генерации типа оротрона вблизи отсечки. Дана аналитическая теория усиления и генерации электронных волн для «однородного» петляющего волновода без учета отражений от его изгибов.

ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРОННО-ВОЛНОВЫХ ПРИБОРОВ ДЛЯ КОРОТКОВОЛНОВОЙ ЧАСТИ СВЧ ДИАПАЗОНА

Трубецков Д.И., Титов А.В., Фунтов А.А.

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского»

В работе изложены результаты теоретических исследований возможности использования электронноволновых приборов с целью продвижения в коротковолновую часть СВЧ диапазона. Построена общая линейная теория двухлучевого оротрона, показывающая увеличение мощности взаимодействия электронных потоков. Описан новый режим работы электронно-волновой лампы, названный интерференционным.

Ключевые слова: двухлучевой оротрон, электронно-волновая лампа, интерференционное усиление

Введение

Под электронно-волновыми приборами будем понимать различные устройства, в которых используется взаимодействие двух разноскоростных попутных электронных потоков.

Интерес исследователей к способам усиления и генерации электромагнитных сигналов в коротковолновой части сверхвысокочастотного диапазона в настоящее время сместился в терагерцовый диапазон. При этом обсуждаются электронные системы, казалось бы, ушедшие в прошлое. В частности, в работах [1-3] анализируется модель, в которой два попутных электронных потока взаимодействуют с продольной составляющей гауссова пучка в открытом резонаторе. Известная двухпучковая неустойчивость используется как механизм группирования. К сожалению, все указанные работы носят заявочный характер и не содержат конкретных результатов. Более того, в наиболее полной по объему работе [3] излагается известная линейная теория электронно-волновой лампы (ЭВЛ) (см., например, самые первые работы [4], [5]) даже без ссылок на первоисточники.

Заметим также, что аналогичная [1-3] схема была предложена Дэвисом Л.В. и Патсакосом Дж. и независимо В.П. Сазоновым (см. [6]). Однако в такой конструкции необходимо либо использовать ультрарелятивистские пучки, либо замедлять фазовую скорость излучаемой волны. В книге [6] такие способы обсуждаются.

Именно работы группы американских ученых [1-3] послужили толчком к исследованиям, результаты которых изложены ниже.

Цель данной работы состояла в исследовании возможности продвижения в коротковолновую часть с помощью систем с двумя электронными пучками. Работа состоит из трех частей. В первой части построена линейная теория двухлучевого оротрона. Во второй части предлагается новый режим работы ЭВЛ, который мы называем интерференционным. В третьей части построена приближенная нелинейная теория двухпучковой неустойчивости в применении к ЭВЛ-усилителю.

1 Двухлучевой оротрон

В данной части будет приведена теория двухлучевого оротрона. Подобная модель в приближении больших пространственных зарядов была рассмотрена в работе [7]. В ней авторами была построена линейная теория двухлучевого оротрона на основе метода связанных волн с учетом взаимодействия только двух волн пространственного заряда. Результатом явилось значительное увеличение мощности взаимодействия и снижение пусковых токов по сравнению с однолучевым оротроном.

Рассмотрим систему, состоящую из резонатора и двух электронных пучков. Взаимодействие двух электронных потоков с открытым резонатором описывается системой уравнений:

$$\frac{d^{2}i_{1}(x)}{dx^{2}} + 2jk_{e1}\frac{di_{1}(x)}{dx} - \left(k_{e1}^{2} - k_{p1}^{2}\right)i_{1}(x) + k_{p1}^{2}i_{2}(x) = j\frac{k_{e1}I_{01}}{2U_{01}}\frac{\overline{S}}{S_{0}}E(x),$$

$$\frac{d^{2}i_{2}(x)}{dx^{2}} + 2jk_{e2}\frac{di_{2}(x)}{dx} - \left(k_{e2}^{2} - k_{p2}^{2}\right)i_{2}(x) + k_{p2}^{2}i_{1}(x) = j\frac{k_{e2}I_{02}}{2U_{02}}\frac{\overline{S}}{S_{0}}E(x),$$
(1)

здесь $i_{1,2}$ – переменные составляющие токов пучков, $k_{e1,e2} = \frac{\omega}{v_{01,02}}$, $k_{p1,p2} = \frac{\omega_{p1,p2}}{v_{01,02}}$, ω – частота, $\omega_{p1,p2}$ – плазменные частоты пучков, $I_{01,02}$ – полные токи пучков, $U_{01,02}$ – ускоряющие напряжения пучков, \overline{S} – эффективная площадь, пучков, S_0 – площадь поперечного сечения пучков.

Для простоты будем предполагать, что распределение поля в резонаторе имеет вид

$$E(x) = E_0 e^{-j\beta x} \tag{2}$$

В этом случае выражение для суммарного тока имеет вид:

$$i(x) = \frac{j}{2} E_0 e^{-j\beta x} \left\{ \left[\frac{\frac{k_{el}I_{01}}{U_{01}} \frac{\overline{S}}{S_0} (\gamma_1 + jk_{e2})^2 + \frac{k_{e2}I_{02}}{U_{02}} \frac{\overline{S}}{S_0} (\gamma_1 + jk_{e1})^2}{(\gamma_1 - \gamma_2)(\gamma_1 - \gamma_3)(\gamma_1 - \gamma_4)} \right] \times \left[\frac{e^{(\gamma_1 + j\beta)x} - 1}{(\gamma_1 + j\beta)} \right] + \left[\frac{\frac{k_{el}I_{01}}{U_{01}} \frac{\overline{S}}{S_0} (\gamma_2 + jk_{e2})^2 + \frac{k_{e2}I_{02}}{U_{02}} \frac{\overline{S}}{S_0} (\gamma_2 + jk_{e1})^2}{(\gamma_2 - \gamma_1)(\gamma_2 - \gamma_3)(\gamma_2 - \gamma_4)} \right] \times \left[\frac{e^{(\gamma_1 + j\beta)x} - 1}{(\gamma_2 + j\beta)} \right] + \left[\frac{\frac{k_{el}I_{01}}{U_{01}} \frac{\overline{S}}{S_0} (\gamma_2 + jk_{e2})^2 + \frac{k_{e2}I_{02}}{U_{02}} \frac{\overline{S}}{S_0} (\gamma_2 + jk_{e1})^2}{(\gamma_2 - \gamma_1)(\gamma_2 - \gamma_3)(\gamma_2 - \gamma_4)} \right] \times \left[\frac{e^{(\gamma_1 + j\beta)x} - 1}{(\gamma_2 + j\beta)} \right] + \left[\frac{k_{el}I_{01}}{U_{01}} \frac{\overline{S}}{S_0} (\gamma_2 + jk_{e2})^2 + \frac{k_{e2}I_{02}}{U_{02}} \frac{\overline{S}}{S_0} (\gamma_2 + jk_{e1})^2}{(\gamma_2 - \gamma_1)(\gamma_2 - \gamma_3)(\gamma_2 - \gamma_4)} \right] \times \left[\frac{e^{(\gamma_1 + j\beta)x} - 1}{(\gamma_2 + j\beta)} \right] + \left[\frac{k_{el}I_{01}}{U_{01}} \frac{\overline{S}}{S_0} (\gamma_2 + jk_{e2})^2 + \frac{k_{e2}I_{02}}{U_{02}} \frac{\overline{S}}{S_0} (\gamma_2 + jk_{e1})^2}{(\gamma_2 - \gamma_1)(\gamma_2 - \gamma_3)(\gamma_2 - \gamma_4)} \right] \right]$$

$$+\left[\frac{\frac{k_{e1}I_{01}}{U_{01}}\frac{\overline{S}}{S_{0}}(\gamma_{3}+jk_{e2})^{2}+\frac{k_{e2}I_{02}}{U_{02}}\frac{\overline{S}}{S_{0}}(\gamma_{3}+jk_{e1})^{2}}{(\gamma_{3}-\gamma_{1})(\gamma_{3}-\gamma_{2})(\gamma_{3}-\gamma_{4})}\right]\times\left[\frac{e^{(\gamma_{3}+j\beta)x}-1}{(\gamma_{3}+j\beta)}\right]+$$
$$+\left[\frac{\frac{k_{e1}I_{01}}{U_{01}}\frac{\overline{S}}{S_{0}}(\gamma_{4}+jk_{e2})^{2}+\frac{k_{e2}I_{02}}{U_{02}}\frac{\overline{S}}{S_{0}}(\gamma_{4}+jk_{e1})^{2}}{(\gamma_{4}-\gamma_{1})(\gamma_{4}-\gamma_{2})(\gamma_{4}-\gamma_{1})}\right]\times\left[\frac{e^{(\gamma_{4}+j\beta)x}-1}{(\gamma_{4}+j\beta)}\right]\right\},(3)$$

здесь γ_i – корни дисперсионного уравнения

$$\left[p^{2}+2k_{e1}p-\left(k_{e1}^{2}-k_{p1}^{2}\right)\right]\left[p^{2}+2k_{e2}p-\left(k_{e2}^{2}-k_{p2}^{2}\right)\right]-k_{p1}^{2}k_{p2}^{2}=0$$
(4)

Если предположить малость разброса скоростей электронных потоков относительно их средней скорости, то можно использовать приближенную формулу для вычисления корней

$$\gamma_{i} = -\frac{2j}{\frac{1}{k_{e1}} + \frac{1}{k_{e2}}} \pm \frac{2j}{\frac{1}{k_{p1}} + \frac{1}{k_{p2}}} \sqrt{\left(\frac{\frac{1}{k_{p1}} - \frac{1}{k_{p2}}}{\frac{1}{k_{e1}} + \frac{1}{k_{e2}}}\right)^{2}} \pm \sqrt{4\left(\frac{\frac{1}{k_{p1}} - \frac{1}{k_{p2}}}{\frac{1}{k_{e1}} + \frac{1}{k_{e2}}}\right)^{2}} + 1$$
(5)

Мощность взаимодействия выражается общей формулой

$$P = \frac{1}{2} \int_{0}^{L} i(x) E^{*}(x) dx , \qquad (6)$$

где L – длина пространства взаимодействия, что дает нам:

Результатом является тот факт, что в случае использования двух пучков мощность взаимодействия электронных потоков с резонатором значительно выше. Также в этом случае значительно снижаются пусковые токи.

2 Линейная теория интерференционного режима в ЭВЛ-усилителе

В настоящем разделе для перехода в терагерцовый диапазон предлагается новый режим работы ЭВЛ, который мы называем интерференционным.

Начнем с необходимых напоминаний. Для модели двух бесконечно широких попутных электронных потоков, движущихся с разными, но мало различающимися постоянными скоростями v_{01} и v_{02} , в приближении слабых сигналов легко получить уравнения для переменных составляющих токов пучков i_1 и i_2 (см., например [8]):

$$\frac{d^{2}i_{1}}{dx^{2}} + 2j\beta_{e1}\frac{di_{1}}{dx} - \left(\beta_{e1}^{2} - \beta_{p1}^{2}\right)i_{1} = -\beta_{p1}^{2}i_{2},$$

$$\frac{d^{2}i_{2}}{dx^{2}} + 2j\beta_{e2}\frac{di_{2}}{dx} - \left(\beta_{e2}^{2} - \beta_{p2}^{2}\right)i_{2} = -\beta_{p2}^{2}i_{1},$$
(7)

где $\beta_{e1,e2} = \frac{\omega}{v_{01,02}}$, $\beta_{p1,p2} = \frac{\omega_{p1,p2}}{v_{01,02}}$, ω – частота сигнала, $\omega_{p1,p2}$ – плазменные частоты пучков.

Дисперсионное уравнение, соответствующее системе уравнений (7) в предположении, что i_1 и i_2 изменяются по закону $e^{-j\beta x}$, имеет вид:

$$\frac{\omega_{p_1}^2}{\left(\omega - \beta v_{01}\right)^2} + \frac{\omega_{p_2}^2}{\left(\omega - \beta v_{02}\right)^2} = 1,$$
(8)

уравнение (8) можно переписать следующим образом:

$$\frac{1}{\left(\frac{\delta\omega}{v\omega_p} + \frac{\gamma v}{\omega_p}\right)^2} + \frac{1}{\left(\frac{\delta\omega}{v\omega_p} - \frac{\gamma v}{\omega_p}\right)^2} = 1$$
(9)

При получении (9) введены средняя скорость $v = \frac{v_{01} + v_{02}}{2}$ и разброс скоростей $\delta = \frac{v_{01} - v_{02}}{2}$, а также $\beta = \frac{\omega}{v} + \gamma$. Кроме того предположено, что $\omega_{p1} = \omega_{p2} = \omega_p$ и $\gamma \delta \ll \gamma v$. Тогда при $\chi = \frac{\omega \delta}{\omega_p v}$ (параметр неоднородности) и $\xi = \frac{\gamma v}{\omega}$ уравнение (9) имеет аналитическое решение

$$\xi = \pm \sqrt{\left(\chi^2 + 1\right) \pm \sqrt{4\chi^2 + 1}}$$
(10)

Двухпучковая неустойчивость имеет место при $0 < \chi < \sqrt{2}$. В этом случае любая из переменных величин есть суперпозиция четырех парциальных волн – нарастающей, затухающей с расстоянием и двух волн постоянной амплитуды. Очевидно, что на достаточно большой длине будет превалировать нарастающая волна и возможно усиление начального возмущения.

Из определения параметра неоднородности χ видно, что при увеличении ω для того, чтобы не выйти из области неустойчивости $0 < \chi < \sqrt{2}$, необходимо либо уменьшать δ , либо увеличивать ω_p . Однако уменьшение δ ограничено разбросом электронов по скоростям, а увеличение ω_p приводит к провисанию потенциала по сечению электронного потока.

При увеличении χ только за счет увеличения частоты система выходит за пределы области неустойчивости, и переменные величины описываются суперпозицией четырех волн постоянной амплитуды, распространяющихся с разными фазовыми скоростями. Решив систему (7) аналитически, можно показать, что за счет интерференции этих четырех волн может иметь место увеличение $i_1(x)$ и $i_2(x)$ по сравнению с начальным возмущением.

Описанный выше механизм для случая $\chi = 1.5$ проиллюстрирован на Рис. 1. При этом имеют место четыре волны постоянной амплитуды (а). На некотором расстоянии от входа в систему, в зависимости от соотношения фазовых скоростей парциальных волн, будет наблюдаться их интерференция, что приведет к суммарному увеличению тока. На векторной диаграмме (b) показано, как векторы, соответствующие каждой парциальной волне в сумме дают вектор, модуль которого значительно превышает модули слагаемых векторов.



Puc.1. (а) – зависимость каждой парциальной волны тока, нормированной на начальное возмущение от безразмерной координаты $\ell = \frac{x}{\lambda}$, где λ – длина волны; (b) – векторная диаграмма демонстрирует сложение парциальных волн, приводящее к увеличению выходного сигнала в точке $\ell = 2.5$, символом Σ обозначен вектор суммарного тока.

Заключение

Полученные результаты показывают возможность использования электронно-волновых приборов с целью продвижения в субмиллиметровый диапазон длин волн. Двухлучевой оротрон является достаточно перспективным устройством, позволяющим значительно снизить пусковые токи по сравнению с однолучевым вариантом. Также большой интерес представляет интерференционный режим работы ЭВЛ, снимающий ограничения на повышения частоты.

Список используемой литературы

- 1. Bishofberger K., Kip A. // Vacuum Electronics Conference, 2008. IVEC 2008. IEEE International, p. 164.
- 2. Svimonishvili T., Bishofberger K., Faehl R. J., Carlsten B. E. // Plasma Science, 2010 Abstracts IEEE International Conference on, p. 1.
- 3. Bishofberger K., Carlsten B., Faehl R. // Proceedings of LINAC08, Victoria, BC, Canada, 1D-FELs, 504-505.
- 4. Nergaard. L.E. // RCA Rev., vol. 9, pp. 585-601; December, 1948.
- 5. Haeff A. The Electron-Wave Tube A novel method of Generation and Amplification of Microwave Energy. P.I.R.E. 1949 January, p4.
- 6. Вайнштейн Л.А., Лесик Н.И., Рожнев А.Г., Трубецков Д.И. Оротроны сверхвысокочастотные электронные приборы с открытыми резонаторами. Лекции по электронике СВЧ и радиофизике (6-ая зимняя школа-семинар инженеров). Саратов: Издательство Саратовского университета, 1983, с. 147-148.
- 7. Подин С.В., Трубецков Д.И. Линейная теория двухлучевого оротрона (приближение большого пространственного заряда). Радиотехника и электроника, вып. 8, 1995, стр. 1273-1277.
- 8. Шевчик В.Н., Трубецков Д.И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. // М.: Сов. Радио, 1970, 584 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ СИНХРОНИЗАЦИИ И КОНКУРЕНЦИИ МОД В МНОГОМОДОВЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ МАЗЕРАХ

Усачева С.А.¹, Чумакова М.М.¹, Перегородова Е.Н.¹, Рыскин Н.М.¹, Глявин М.Ю.², Новожилова Ю.В.²

¹ Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского ² Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Обсуждаются результаты исследования синхронизации и конкуренции мод в многомодовых электронных мазерах, полученные в последнее время в СГУ и ИПФ РАН. Рассмотрение ведется на основе хорошо известных «квазилинейных» моделей, которые описываются укороченными уравнениями для медленно меняющихся амплитуд. Приводятся результаты исследования синхронизации двух- и трехмодовой моделей резонансных генераторов при воздействии внешнего гармонического сигнала. Исследуется влияние отражений от выходного окна на конкуренцию мод в генераторе, обсуждается возможность стабилизации частоты излучения за счет захвата колебаний отраженным сигналом. Показана принципиальная необходимость учета запаздывающего характера отражений.

Ключевые слова: Синхронизация, конкуренция мод, гиротрон, отражения, запаздывание.

Вопросы селекции мод и управления спектром колебаний имеют большое значение для современных резонансных электронных мазеров со сверхразмерными колебательными системами, в особенности для гиротронов. Хотя имеется довольно много работ, в которых эти процессы изучаются для тех или иных конкретных приборов, попрежнему представляет интерес выяснение общих закономерностей многомодовой динамики, что возможно на основе методов теории колебаний. В настоящем докладе обсуждаются результаты решения нескольких подобных задач, полученные в последнее время в СГУ и ИПФ РАН. Будем исходить из уравнений так называемой квазилинейной теории, которая позволяет описать процессы конкуренции мод в гиротроне [19,20], а также в ряде других резонансных электронных генераторов [21,22]. В рамках этой теории мощность взаимодействия электронного пучка с полем резонатора представляется в виде ряда по степеням медленно меняющихся амплитуд собственных мод.

Вынужденная синхронизация конечномодовых моделей электронных автогенераторов

Один из наиболее известных способов управления спектром колебаний заключается в синхронизации многомодовой системы внешним сигналом. В работах [23,24] была изучена синхронизация двух- и трехмодовых моделей электронных автогенераторов. Исследование показывает, что имеется ряд нетривиальных эффектов, обусловленных многомодовой природой рассматриваемых систем: асинхронное возбуждение, инициированное внешним сигналом; появление порога синхронизации при воздействии на систему в многочастотном режиме, бистабильность режимов синхронизации при воздействии на систему в режиме бистабильности.

В частности, простейшая модель конкуренции двух мод описывается хорошо известными уравнениями для комплексных амплитуд $A_{1,2}$

$$\frac{dA_{1}}{dt} = \left(\sigma_{1} - \beta_{1}|A_{1}|^{2} - \gamma_{1}|A_{2}|^{2}\right)A_{1} + F\exp(i\omega t),$$

$$\frac{dA_{2}}{dt} = \left(\sigma_{2} - \beta_{2}|A_{2}|^{2} - \gamma_{2}|A_{1}|^{2}\right)A_{2},$$
(1)

где $\sigma_{1,2}$ — параметры возбуждения соответствующих мод, $\beta_{1,2}$ — коэффициенты нелинейного насыщения, коэффициенты $\gamma_{1,2}$ характеризуют влияние мод друг на друга и называются коэффициентами нелинейной связи мод, *F* и ω — амплитуда и частота внешнего воздействия. Считается, что внешний сигнал воздействует только на одну из мод.

Для данной модели найдены аналитические условия устойчивости одночастотного (синхронного) и двухчастотного режимов [23]. Аналитические результаты подтверждаются данными численного моделирования. Подробно изучены случаи воздействия на систему в одномодовом и двухмодовом режимах, а также в случае бистабильности. На рис. 1а приведен пример карты динамических режимов на плоскости параметров частота– амплитуда внешнего воздействия при таких значениях параметров, когда в автономной системе в процессе конкуренции побеждает первая мода. Интересно, что в неавтономной системе в области достаточно больших расстроек происходит асинхронное возбуждение второй моды и появляются области трехчастотных квазипериодических колебаний. Дальнейшее увеличение амплитуды воздействия приводит к подавлению сначала собственных колебаний первой моды, а затем — второй моды.

Также в работе рассматривается синхронизация системы трех взаимодействующих мод с приблизительно эквидистантным спектром. При этом существенную роль играет не только амплитудное, но и фазовое взаимодействие мод. Рассмотрена трехмодовая модель, в которой по мере увеличения параметра возбуждения вначале возбуждаются колебания основной моды, а затем происходит возбуждение боковых сателлитов, симметрично отстоящих от

основной частоты. В этой задаче можно выделить четыре принципиально различные ситуации, в зависимости от того, осуществляется воздействие на систему в режиме одномодовых или трехмодовых (автомодуляционных) колебаний, а также на частоте основной моды или на частоте одного из автомодуляционных сателлитов [24].

В случае, когда внешняя сила действует на частоте основной моды, уравнения, описывающие систему, выглядят следующим образом [24]:

$$\frac{dA_{0}}{dt} + (\gamma + i\omega_{0})A_{0} = \alpha e^{i(\theta - \omega_{0})} \left[\left(1 - \left| A_{0}^{2} \right| - 2 \left| A_{+}^{2} \right| - 2 \left| A_{-}^{2} \right| \right) A_{0} - 2A_{0}^{*}A_{+}A_{-} \right] + F \exp(i\omega t), \\
\frac{dA_{\pm}}{dt} + (\gamma + i\omega_{\pm})A_{\pm} = \alpha e^{i(\theta - \omega_{\pm})} \left[\left(1 - \left| A_{\pm} \right|^{2} - 2 \left| A_{0} \right|^{2} - 2 \left| A_{-} \right|^{2} \right) A_{\pm} - A_{0}^{2}A_{\pm}^{*} \right].$$
(2)

Здесь A_0 , ω_0 — амплитуда и частота основной моды, A_{\pm} , ω_{\pm} — амплитуды и частоты сателлитов, F и ω имеют тот же смысл, что и в уравнениях (1). На рис. 16 приведена карта динамических режимов для случая, когда автономная система находится ниже порога автомодуляции. Наблюдаются классические механизмы синхронизации посредством подавления и захвата частоты. Однако режим синхронизации устойчив лишь при амплитудах воздействия, не превышающих некоторого порогового значения. Выше этого порога наблюдается возбуждение сателлитов, т.е. автомодуляция, инициированная внешним сигналом.



Рис. 1. Разбиение плоскости параметров (6), F на области различных режимов для двухмодовой (а) и трехмодовой (б) модели. Цифрами показаны различные режимы колебаний: 1 — синхронизация; 2 — режим биений, в спектре присутствуют частоты основной моды и внешнего воздействия; 3 — двухчастотный режим, в спектре присутствуют частоты второй моды и внешнего воздействия 4 — трехчастотный режим.

Влияние запаздывающих отражений на конкуренцию мод в резонансном генераторе

Известно, что достаточно малое отражение от удаленной нагрузки может оказывать заметное влияние на спектр выходного излучения многомодовых генераторов, в особенности — гиротронов. Это могут быть как отражения от выходного окна или других элементов электродинамического тракта [25-27], так и отражения от плазмы в экспериментах по электронно-циклотронному нагреву [28]. В работе [29] на примере обобщенной модели генератора с отражением от нагрузки были исследованы условия устойчивости стационарных состояний и переходные процессы

в типичных для гиротронов условиях большого запаздывания и малого коэффициента отражения. Однако гиротроны, как правило, являются приборами с пространственно развитыми многомодовыми колебательными системами. Рассмотрим двухмодовую модель электронного генератора с отражениями. Будем исходить из уравнений квазилинейной теории [19,20]. В рамках этой теории мощность взаимодействия электронного пучка с полем резонатора представляется в виде ряда по степеням медленно меняющихся амплитуд собственных мод. Поле резонатора представляется в виде суперпозиции собственных мод с медленно меняющимися амплитудами $E = \sum_{s} A_s(t) E_s(\mathbf{r}) \exp(i\omega_0 t)$. В случае взаимодействия двух мод укороченные уравнения для амплитуд можно

записать в виде

а

$$\frac{dA_{1}}{dt} = \left(\sigma_{1} - \beta_{1} \left|A_{1}\right|^{2} - \gamma_{1} \left|A_{2}\right|^{2}\right) A_{1} + \rho_{1} e^{-i\psi_{1}} A_{1} \left(t - \tau\right),$$
(3)

$$\frac{dA_2}{dt} = \left(\sigma_2 - \beta_2 \left|A_2\right|^2 - \gamma_2 \left|A_1\right|^2\right) A_2 + \rho_2 e^{-i\psi_2} A_2 \left(t - \tau\right).$$
(4)

В уравнениях (3), (4) σ_s — параметры возбуждения, комплексные коэффициенты $\beta_{1,2}$ и $\gamma_{1,2}$ характеризуют соответственно эффекты линейного усиления, нелинейного насыщения и межмодовое взаимодействие (подробнее см. [19,20]). Последние слагаемые в правых частях (3), (4) описывают влияние сигнала, отраженного от нагрузки [25,29-31], в них $\rho_{1,2}$ — параметры отражений, τ — безразмерное время распространения сигнала от резонатора до отражателя и обратно, $\psi_{1,2} = \omega_{1,2}\tau$.

Для анализа была выбрана типичная для гиротронов ситуация, когда частоты мод являются близкими, а отражения на рабочей моде равны нулю $\rho_1 = 0$. Было найдено, что с ростом коэффициента отражения второй моды происходит переход к режиму бистабильности, а при дальнейшем увеличении — к режиму генерации второй моды. Вычислены бифуркационные значения коэффициентов отражения ρ_2 соответствующих переходов. Результаты анализа находятся в хорошем соответствии с численными расчетами.



Рис. 2. Зависимости значения параметра ρ_2 , при котором происходит переход в режим бистабильности (a) и в режим генерации паразитной моды (б), от фазы ψ_2 при $\tau = 0$ (кривые 1), $\tau = 0.1$ (кривые 2) и $\tau = 0.2$ (кривые 3). Кружками отмечены результаты, полученные численно.

На рис. 2 приведены зависимости пороговых значений $\rho_2(\psi_2)$, при которых происходит переход в область бистабильности и в область генерации второй моды. Зависимости $\rho_2(\psi_2)$ при конечных значениях τ полученные численно (отмечены кружками) и аналитически (сплошные кривые) хорошо согласуются между собой. С ростом τ

можно отметить, во-первых, что наличие фазовой нелинейности, за которую отвечают мнимые части параметров $\beta_{1,2}$, $\gamma_{1,2}$, приводит к сдвигу минимальных значений параметра отражений. Как показывают расчеты, для гиротрона при реалистичных значениях параметров влияние этого фактора достаточно существенно. Во-вторых, с увеличением запаздывания порог меняется все слабее. Это объясняется тем, что с увеличением τ и ρ_2 частота меняется таким образом, что принимает значения, оптимальные для возбуждения паразитной моды. Таким образом, учет конечного время запаздывания в данном случае играет принципиальную роль.

Отдельного рассмотрения требует случай гиротрона с козырьковым квазиоптическим выходным преобразователем, при отражении от которого происходит трансформация в моду встречного вращения [27,31]. В этом случае даже при малых отражениях колебания представляют собой суперпозицию двух мод: основной и малой примеси вторичной (соответствующей моде встречного вращения), причем этот режим всегда является устойчивым.

Заключение

Результаты работы развивают и дополняют теоретические представления о синхронизации в многомодовых системах. Выявлены принципиальные отличия от известной картины вынужденной синхронизации в системе с одной степенью свободы, а именно наличие режима асинхронного возбуждения, существование бистабильности. Показано, что, отражения от нагрузки могут существенно изменить характер режимов генерации многомодовых генераторов. В частности, при увеличении коэффициента отражения паразитной моды происходит переход от режима, в котором устойчивыми являются колебания основной моды, к бистабильности, а затем — к режиму генерации паразитной моды. При увеличении времени запаздывания происходит изменение частоты паразитной моды и, как следствие, изменение благоприятных для возбуждения паразитной моды значений набега фазы. Также показано, что существенную роль играет реактивная (фазовая) нелинейность, которая приводит к зависимости частоты от амплитуды колебаний.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 11-02-01411а и № 12-02-01298а.

Список используемой литературы

- 19. Нусинович Г.С. Теория многомодового гиротрона // В сб. «Гиротрон». Горький: ИПФ АН СССР, 1981. С. 146-168.
- 20. Nusinovich G.S. Mode interaction in gyrodevices // Int. J. Electron. 1981. Vol. 51. No. 4. P. 457-474.
- 21. Вайнштейн Л.А. Общая теория резонансных электронных автогенераторов // Электроника больших мощностей. Сб. 6. М.: Наука. 1969. С. 84-129.
- 22. Пищик Л.А., Трубецков Д.И., Четвериков А.П. Нестационарные процессы в резонансных релятивистских генераторах типа О // Лекции по СВЧ электронике и радиофизике (5-я зимняя школа-семинар инженеров). Кн. 1. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та. 1981. С. 42-68.
- 23. Перегородова Е.Н., Рыскин Н.М., Усачева С.А. Синхронизация системы двух конкурирующих мод внешним гармоническим сигналом // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2011. Т. 19. № 3. С. 154-170.
- 24. Перегородова Е.Н., Усачева С.А., Рыскин Н.М. К теории синхронизации автомодуляционных колебаний // Нелинейная динамика. 2012. Т. 8. № 5. С. 913-929.
- 25. Antonsen T.M., Cai S.Y., Nusinovich G.S. Effect of window reflection on gyrotron operation // Phys. Fluids B. 1992. Vol. 4. No. 12. P. 4131-4139.
- 26. Dumbrajs O., Glyavin M.Yu., Zapevalov V.E., Zavolsky N.A. Influence of reflections on mode competitions in gyrotrons // IEEE Trans. Plasma Sci. 2000. Vol. 28. P. 588-596.
- 27. Dumbrajs O. Influence of possible reflections on the operation of European ITER gyrotrons // J. Infrared Millim. Terahz. Waves. 2010. Vol. 31. P. 892-898.
- 28. Батанов Г.М., Колик Л.В., Новожилова Ю.В. и др. Реакция гиротрона на слабое отражение волн от плазмы, промодулированное низкочастотными колебаниями // ЖТФ. 2001. Т. 71. № 5. С. 90-95.
- 29. Новожилова Ю.В., Рыскин Н.М., Усачева С.А. Нестационарные процессы в генераторе с запаздывающим отражением от нагрузки // ЖТФ. 2011. Т. 81. № 9. С. 16-22.
- 30. Usacheva S.A., Chumakova M.M., Glyavin M.Y., Novozhilova Y.V., Ryskin N.M. Effect of window reflection on mode competition in gyrotron // Proc. 14th IEEE International Vacuum Electronics Conference. 21-23 May 2013, Paris, France.
- 31. Новожилова Ю.В., Рыскин Н.М., Чумакова М.М. Влияние отражения от удаленной нагрузки на конкуренцию мод в гиротроне с квазиоптическим выходным преобразователем // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2012. Т. 20. № 6. С. 136-147.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГИРОТРОНА СО СЛАБО-ОТРАЖАЮЩЕЙ НАГРУЗКОЙ

Харчев Н.К., Петелин М.И. *, Каппа А. **, Кончеков Е.М., Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Колик Л.В., Малахов Д.В., Мартинез Х.**, Новожилова Ю.В. *, Петров А.Е., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н.,. Степахин В.Д, Толкачев А.В. **

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

*Институт прикладной физики РАН, Россия

**СІЕМАТ, Мадрид, Испания

В работах [1,2] было показано, что даже слабое отражение от внешних структур (нерегулярностей тракта, плазменной нагрузки) может изменять такие параметры гиротронного излучения, как мощность, спектральные характеристики, а также профиль излученного волнового пучка. Такого рода эффекты исследованы в серии специальных экспериментов и интерпретированы теоретически.

- G. M. Batanov, L. V. Kolik, Yu. V. Novozhilova, M. I. Petelin, A. E. Petrov, K. A. Sarksyan, N. N. Skvortsova, and N. K. Kharchev, Response of a Gyrotron to Small-Amplitude Low-Frequency Modulated Microwaves Reflected from a Plasma // Technical Physics, Vol. 46, No. 5, 2001, pp. 595–600
- N.K.Kharchev, G.M.Batanov, Yu.V.Bondar, L.V.Kolik, D.V.Malakhov, A.E.Petrov, K.A.Sarksyan, N.N.Skvortsova, M.I.Petelin, Yu.V.Novozhilova, A.Cappa, J.Martinez, A.Tolkachev. Gyrotron Affected by Modulated Reflection: New Experiments. // Proceedings of 8th International Workshop "Strong Microwaves and Terahertz Waves: Sources and Applications", IAP RAS, Nizhny Novgorod, 2011, p.90.

ВОЗМОЖНОСТИ РАСШИРЕНИЯ ПОЛОСЫ УСИЛИВАЕМЫХ ЧАСТОТ МОЩНЫХ СВЧ ПРИБОРОВ ЗА СЧЕТ ПРИМЕНЕНИЯ ПОПЕРЕЧНОГО ДВИЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ВОЛНЫ

Хворов М.И.

ФГУП «НПП «Торий», г. Москва,

Рассмотрены особенности прибора ЛПВ, отличающегося поперечным направлением движения электронов по отношению к направлению распространения волны и многократным взаимодействием с одним и тем же высокочастотным зазором при сохранении условий синхронизма вплоть до 4-х кратного уменьшения их скорости. Показана возможность 2-5 кратного изменения частоты при неизменных величинах анодного напряжения и мощности прибора.

Простейшая теория лампы поперечной волны.

Клистроны и ЛБВ работают на принципе превращения модуляции по скорости Vx на входном участке (ВЧ зазоре) прибора в модуляцию по плотности на выходном. Естественно требуются соответствующие замедляющие системы (Vx<<C).

Аналогичная ситуация (в смысле превращения модуляции Vx в модуляцию по плотности) сохраняется и для отражательного клистрона с одним зазором. И, если в клистронах и ЛБВ электроны вне ВЧ зазоров находятся в свободном дрейфе (ускоренные догоняют замедленных), то в отражательном клистроне на них действует тормозящее поле

$$dV_x/dt = -e/m^*U_k/D_k, \qquad (1)$$

где напряжение коллектора U_k =Const возвращает электроны тем позже, чем больше их начальная скорость.

$$2D_{t\kappa} := 2Vx / (e/mU_k/D_k)$$

Здесь D_{tk} - время двух пролетов коллектора, где V_x - скорость вылетевших из зазора электронов.

Пусть в направлении, поперечном к плоскости рис. 1, между плоскостями двух рядов центральных электродов распространяется волна (не замедленная), и все ускоренные в ВЧ зазоре электроны исчезают на коллекторе, а заторможенные возвращаются в ВЧ зазор. Обозначим V₀ - скорость, которую получают электроны, пролетая в пространстве у катода $V_0^2/2 = (e/m)U_k$ при первом пролете. Они полностью отдавали бы ее коллекторному полю, если бы она не менялась в ВЧ зазоре. Подставив V₀ в (2), представим его в более удобном виде:

$$2D_{tk} = 4V_x D_k / V_0^2 = 4D_k / V_0^* V_x / V_0$$

Запишем теперь главное соотношение (условие синхронизма) для времен пролета зазора, коллектора и пространства у катода в пренебрежении влиянием объемного заряда вблизи катода и коллектора на время пролета. При этом учтем его влияние на величину самого тока, хотя в реальной конструкции придется делать Dk<Ds (пунктир на рис 2) и учесть разницу в их влиянии и на условие синхронизма. Обозначим D_t общее время одного пролета. Позже учтем, что для синхронизма возвращающиеся заторможенные электроны должны снова попасть в тормозящую фазу BЧ поля (т.е. должно пройти один или нечетное число полупериодов BЧ поля T/2). Тогда для среднего варианта (рис. 2)

$$T/2 = D_t = D_{ts} + 2D_{tk} = (D_s V_0 / V_x + 4D_k V_x / V_0) / V_0$$
(3)

Из соотношения (3) следует, что если все зазоры равны (или D_k/D_s с учетом объемного заряда меньше единицы настолько, чтобы оставалось $D_{tk} = 2D_{ts}$), то сумма D_t не меняется вплоть до уменьшения V_x в 4 раза. Это означает, что усилитель такого рода при выполнении соотношения (1) может иметь малую долю потерь КПДз = 1 - 1/16 (без учета доли потерь на коллекторе). При многократном пролете и при постоянстве тока с катода, наведенный ток с каждым пролетом будет нарастать, пока объемный заряд не заставит внешние (отработанные) электроны осесть на ламели прежде, чем скорость Vx не станет настолько малой, чтобы нарушить синхронизм (1).

Понятно, что уменьшение V_x предполагает тормозящую фазу ВЧ поля в зазоре при пролете его электронами и главное, чтобы эта фаза повторилась и при обратном пролете. Как уже упоминалось, этим условием будет $D_t = T/2$, где T - период колебаний. Дальнейшее исследование обнаружило возможность на одном и том же приборе иметь еще 3 режима работы на разных напряжениях или частотах. В выражении (3) появляются еще три режима T/2, 3T/2, 5T/2 и даже 15T/2 (при в 3 раза меньшей величине наведенного тока).

Проведено моделирование вначале для трех разных режимов, соответствующих в выражении (1) T/2, 3T/2, 5T/2 и отличающихся напряжением. Но потом была обнаружена возможность сохранения всех параметров (напряжения, тока и зазоров), при изменении лишь выражения для высокочастотного поля $sin(n\Box t)$, где n =1, 3, 5 для разных режимов, отличающихся рабочей частотой и соответствующим числом сгустков (1, 3, 5) при каждом пролете. При





этом сохраняются времена пролета всех зазоров. Но с ростом частоты меняется не только число сгустков в разных зонах, но и фаза их возвращения в зазор, приводящая к падению мощности на границах этих зон.

Ширина катода существенно меньше зазора и наклон формирующих электродов можно выбрать так, чтобы скомпенсировать рассеивающее поле краев ВЧ зазора. Тогда на поперечное расталкивание электронного потока внутри зазора в основном окажут влияние возвращающиеся и уже заторможенные электроны. Очевидно, что после первого пролета часть электронов, которые ускорены (0,5I_a), отдают коллектору мощность 0,5I_aUsin \Box t. Если усреднить ее за половину ВЧ периода, то для оценки потерь на коллекторе после 1 - го пролета получим

$$\mathbf{P}_{\mathbf{k}} = (2/\Box) (1/2) \mathbf{I}_{\mathbf{a}} \mathbf{U} \Box \tag{4}$$

При этом важно отметить, что эта доля (4) не зависит от частоты (не существенно половина или 3 половины периода проходят при одном пролете) важно, что во всех случаях и когда на первом пролете сменяется несколько зон ускорения и торможения, величина $2/\Box$ есть усреднение sin \Box t в каждой зоне, а суммарный наведенный ток от числа этих зон не зависит. Не зависит потому, что суммарный заряд и соответствующие скорости электронов остаются неизменными. Понятно, что вторая половина электронов, которая замедлена отдает такую же мощность ВЧ полю Ps = Pk, но возвращаясь обратно к катоду ее удваивает (если есть синхронизм).

$$P_{s} = 2P_{k} = 2/\Box I_{a}U = I_{n}U/2, \qquad (5)$$

где $I_n = 4/\Box$ Ia можно рассматривать как наведенный ток всех остающихся отрезков электронного потока за один двойной пролет от катода до коллектора и обратно. Это выражение также можно считать независимым от частоты,

если время пролета самого ВЧ зазора для всех частот остается существенно меньше половины периода. Если таких двойных пролетов 2, то $In=8I_a/\square$.

Выбор конкретных параметров прибора был связан с желанием проверки возможности работать на потенциале синхронизма магнетрона $U^*:=256*10^3/m^2$, который у магнетрона на порядок меньше U_a . Здесь $U_a=U^*$, что позволяет при том же напряжении 36 кв. на порядок увеличить все размеры. При этом будем пренебрегать определенным снижением мощности для режимов с изначальным углом пролета рі (здесь для всех режимов с максимальным п) при его дальнейшем повышении. Конечно, для этих режимов был бы нужен меньший зазор.

Для режима 36 кВ и ВЧ зазоре 0.9 см $I_a = 400$ A (при



ширине катода 0.2 см и полной длине 100 см), выбранного как наиболее широкополосного для работы на средней волне 8.5 см (n=3), получается в максимуме мощность 12 Мвт при КПД = 80% (также, как и для остальных 2-х волн, 24см для n=1 и 4.8 см для n=5 с некоторой оговоркой).

Конечно это при определенных зазорах (для 4.8 см для соответствия рис 3 нужен меньший зазор) и величине ВЧ поля, обеспечивающих четырехкратное уменьшение за 4 пролета. Сложнее разобраться в реальной полосе частот с приемлемым КПД.

При выбранной конструкции $D_k = D_s$ (Dk=0.8D_s с учетом объемного заряда) в рассматриваемой зоне возможны 3 режима (средних на рис 3), из которых средний по D_k и углу пролета (3T/2) имеет наибольшую полосу частот. В правой части рис 3 указаны длины волн в максимумах крайних зон, а в нижней соответствующие им частоты. При выборе $D_k = 1.5D_s$ их будет 4 и каждый с несколько меньшей полосой. А при выборе $D_k = 0.5D_s$ всего две полосы по

краям диапазона (рис 3). Если на средней длине волны выбранного режима 8.5 см сохраняется синхронизм при всех 4-х пролетах, то при увеличении или уменьшении частоты мощность снижается вследствие нарушения условия синхронизма, но характерно, что она всегда остается больше нуля и лишь на некоторых частотах обращается в нуль.

Ограничение по нижней частоте для всех режимов связано с тем, что меньше, чем с одним сгустком, прибор просто не может работать. При каждом Dk в последующих зонах растет число сгустков 1, 3, 5, 7 таким образом чтобы с ростом частоты сохранялся синхронизм (в серединах зон возвращающиеся электроны попадают в ту же тормозящую фазу). А ограничение по верхней частоте обусловлено нежелательностью снижения КПД при повышения угла пролета рабочего (для волны 4.8 см) зазора.

Так в полосе между 24см. и 4.8см есть 2 частоты (для n=2 и n=4), где мощность равна нулю (это 12 и 6 см). В этих случаях при обратном пролете электрон попадает в ту же фазу теперь ускоряющего поля (затем замедляющего и т.д.). Оценив изменение мощности при в 2 раза меньшей полосе (от n=2.5 до n=3.5 это 7-10см), можно видеть возможность сделать прибор на 11.3 Мвт при КПД 70% по краям этого диапазона или с большей полосой (не более, чем в 2 раза) при соответственном снижении КПД (рис. 3).

При решении этой задачи) возникает необходимость оценки увеличения времени пролета, связанного с влиянием объемного заряда (учета закона 3/2) в зонах ускорения и торможения, которым в выражении (1) пренебрегалось. В данном случае оказалось необходимой эта поправка на время пролета порядка 20-ти процентов (пунктир на рис. 1), полученная из того же закона.

$$V/V_k = (Z/D_k)$$
, где $V_k * V_k = 2(e/m)U_k$. (6)

Уменьшение зазоров D_k с 0.9 см до 0.72 см не усложнит конструкцию, но заставит изменить и другие параметры (в частности увеличить ток в 1.5 раза или поставит перед необходимостью соответственно уменьшить ширину катода, т.е. сделать 2 мм вместо 3 мм, что и сделано).

Рассмотрим теперь каково должно быть сочетание между начальной шириной луча (0.2 см), шириной пролетного зазора (выбрано 0.9 см) и остальными параметрами, чтобы электроны успели уменьшить свою скорость в 4 раза. По Алямовскому напряженность электрического поля на краю ленточного пучка не зависит от его толщины $E_z = I_a/(2\epsilon_0 V_x)$, где I_a - линейная плотность тока ампер на метр.

Учитывая, что при каждом двойном пролете (туда и обратно) появляется новый сгусток и происходит изменение Е_z, можно найти напряженность на границах последних потоков, остающихся в пространстве взаимодействия. Если мы условимся, что двойных пролетов будет 2, то нужно учесть наведенные токи и расталкивающие поля двух (дважды и четырежды побывавших в тормозящих полях) сгустков электронов¹.

При этом, при уменьшении поперечной скорости V_x , плотность в сгустке в той же мере увеличивается ($\Box v$:= Const), пока есть еще запасы вне зазора, т.е. наведенный ток за каждый пролет остается одинаковым. Тогда наведенный ток для каждого пролета будет $I_{n1} = I_a/(2\epsilon_0 V_0)$, а общий наведенный ток $I_n = I_an/(\epsilon_0 V_0)$. При этом V_x/V_0 может уменьшаться, а п определяется из условия, когда поле E_z достаточно, чтобы вытолкнуть крайний сгусток на поверхность ламелей.

Рассмотрим эти взаимосвязи. Если наведенный ток (произведение плотности заряда на скорость) при каждом возвратно-поступательном пролете в.ч. зазора (сопровождающимся уменьшением скорости) остается постоянным (J_n= v=const), то с каждым пролетом растет напряженность поля на его границе пропорционально произведению

¹ Для выбранного участка частот предполагаемое уменьшение в 4 раза к концу пролетов скорости может быть сделано выбором величины входного сигнала или величины сопротивления волноводной системы. И не важно, попадают ли электроны на анод в начале или в конце последнего пролета. Понятно, что это можно сделать только для одной зоны выбранной для работы

плотности заряда на замедление \Box/v . То есть E_{zn} растет как \Box^2 или как $1/(v^2)$. Зная увеличение напряженности поля при пролете каждого из 4-х отрезков зазора, можно найти сумму всех времен пролета. Точность здесь не важна. Лишний пролет мало меняет общий КПД, но был бы важен для увеличения мощности прибора.

Воспользуемся связью поперечного поля $E_z c V_x E_z=I_a/(2\epsilon_0 V_x)$ для каждого из отрезков. Для упрощения положим на первом пролете $V_x=V_0$ (практически она в 1.5 раза уменьшается на прямом пролете и в 1.5 раза увеличивается на обратном, что мало влияет на результат). А также используя разделение пролета на 4 участка, можно ввести среднюю скорость на каждом. Тогда известно $E_{z1}=I_a/(2\epsilon_0 V_0)$, а также и E_{zn} для всех остальных полей прямых и обратных пролетов (их оказалось по 2, но в разных полупериодах и в среднем не менее чем в 2 раза увеличенной средней плотностью заряда на двух средних и в 4 раза на последнем).

Важно отметить, что в действительности для четных и нечетных пролетов складываются напряженности только двух поперечных полей в каждом полупериоде. Так при нечетных пролетах $E_z = E_{z1}$ на первом пролете и $E_z = E_{z1} + E_{z3} = E_{z1} + 2E_{z1}$ на третьем, а при четных $E_z = E_{z2}$ на втором полупериоде и $E_z = E_{z2} + E_{z4} = 2E_{z1} + 3E_z$ на четвертом. Обозначим E_{zzn} - поле на границах $V_{z1} = 4.4 \times 10^6$ последнего участка к концу каждого нечетного и четного полупериода. Тогда $E_{zz} = E_{z1} + E_{z2} + E_{z3} + E_{z4} = E_{z1}(1+2+3+5)$. Поскольку $E_{z1} = 3.15$, то $E_{zz} = 34.6$. Зная E_z к концу каждого и для всех пролетов можно найти границы их расположения в каждого зазоре. Для этого нужно учесть, что при каждом пролете dV/dt := e/mEz. Тогда к концу каждого пролета можно посчитать для каждого пролета $dVz/dt := e/mE_z$. Зная скорости каждого пролета $V_{z1} = 4.4 \times 10^6$, $V_2 = 20 \times 10^6$, $V_{z3} = 20 \times 10^6$, $V_{z4} = 80 \times 10^6$ и время их пролетов, находим соответствующие смещения границ электронного потока. А если совсем грубо все усреднить $dZ_{cp} = V_{zcp} \times D_{tcp} := 20 \times 10^6 \times 20 \times 10^6 \times 20 \times 10^{-10} = 0.35 \times .01$.

Заключение.

Автор далек от мысли об исчерпанности проведенных исследований. В частности при подаче входного сигнала в основной зазор, численное моделирование позволяет ожидать усиления порядка 30 дб. и видимо, должен бы быть определенный пороговый сигнал, связанный с какими либо причинами. А здесь даже неускоренные электроны, которые при первом попадании на коллектор в процессе поворота должны бы удвоить свою плотность, оставляют на нем весь лишний заряд. Возможно, что пороговый сигнал близок к нулю, но с ростом усиления режим может стать критичен к изменению параметров.

Моделирование в безразмерных параметрах проводилось в основном для среднего режима $D_k = D_s$ и полный диапазон частот всех зон отмечался разницей длин волн в серединах крайних зон. Здесь это 24см/4.8см = 5. Ясно, что реальный диапазон будет несколько больше, если учесть и спадающие части их характеристик. Видно, что при $D_k = 1.5D_s$ полный рабочий диапазон частот всех зон будет больше чем 33.6/4.8 = 7 раз. Понятно, что с увеличением D_k/D_s он мог бы стать еще больше и должно бы быть ограничение, возможно связанное с увеличением влияния объемного заряда в зоне возврата электронов.

Выбор исследованных вариантов зазоров до катода и коллектора в значительной степени случаен. Также неясно необходимо ли их делать равными. Необходимо отметить также, что рис 1 несколько идеализирован. Выбрав оптимальный режим одной зоны, можно ухудшить параметры другой. Так, выбрав $U_a=U^*$ получаем возможность работать на волне 8 см с приличным зазором 9 мм, но ухудшаем работу на волне 4.8 см. На этой волне приходится уменьшать амплитуду и работать с повышенном (>□) углом пролета зазора, естественно снижающими параметры для этого режима. Таким образом частные условия оптимальной работы, такие как запас по начальному углу пролета и условия для реализуемости достаточного числа пролетов пока не получаются одновременно достижимыми для всех режимов. Может решение найдется позже.

Важным вопросом является влияние рассогласованности нагрузки в таком (не обладающем вентильностью) приборе. Повышаются требования по полосе частот к вводу и выводу энергии, нуждающегося в отдельной разработке.

Понятно, что необходимо не просто хорошее согласование, но и вентильная развязка на выходном конце прибора. В принципе возможен переход на волноводную систему с работой вдали от границы полосы пропускания. Важно отметить также, что и сам термин поперечной волны используется здесь не как характеристика формы электронного потока, а как характеристика направлений движения электронов и волны.

МНОГОМОДОВЫЕ РЕЖИМЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОНОВ С ВЧ ПОЛЕМ ПРОСТРАНСТВЕННО-РАЗВИТЫХ РЕЗОНАТОРНЫХ СИСТЕМ МНОГОЛУЧЕВЫХ СВЧ ПРИБОРОВ КЛИСТРОННОГО ТИПА

Царёв В.А.

Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А.

В работе приведены результаты численного 3D моделирования многомодовых двухзазорных фрактальных резонаторов, которые могут найти применение в новых многочастотных многолучевых CBU клистронах и клистродах, работающих в качестве мощных генераторов, усилителей и умножителей частоты. Анализируются различные способы одновременного возбуждения в этих резонаторах рабочих мод с кратными частотами, и дается оценка эффективности их взаимодействия с пространственно-развитым электронным потоком.

Ключевые слова: многолучевой клистрон, клистрод, двухзазорный резонатор, фрактал, многомодовое взаимодействие

В последние годы в радиоэлектронике особое внимание уделяется разработке и исследованию многолучевых клистронов (МЛК) и клистродов (МЛКД) [1,2]. Резонаторы в таких приборах обычно настраиваются на частоту, соответствующую первой гармонике конвекционного тока. Высшие моды колебаний в резонаторах таких приборов, как правило, считались паразитными. Идея использования высших мод для улучшения качества группировки в однолучевых клистронах с двухзазорными резонаторами известна давно [3]. Однако для многолучевых приборов ее не удавалось реализовать на практике. Впервые возможность использования в МЛК двухмодовых двухзазорных полуволновых резонаторов с плотным расположением пролетных каналов показана в ряде работ, выполненных в последние годы во ФГУП «НПП» Исток [4]. В этих работах показано, что при настройке таких резонаторов одновременно на две рабочие моды (противофазную -с частотой $f_{ПP}$ и синфазную - с частотой $f_{C\Phi} = 2 f_{ПP}$) возможно не только повышение электронного КПД таких приборов (с 36 до 50%), но и одновременное получение выходной мощности на двух рабочих частотах без изменения массы и габаритов прибора и его фокусирующей системы.

Особый интерес для реализации многомодового режима взаимодействия представляют новые типы фрактальных пространственно-развитых двухзазорных резонаторов (ФДР), которые, так же как и известные в радиотехнике фрактальные антенны [5], отличаются многочастотностью, миниатюрностью и повышенным характеристическим сопротивлением [6]. Однако они в настоящее время мало изучены.

В данной работе анализируются различные способы одновременного возбуждения в этих резонаторах рабочих мод с кратными частотами, и дается оценка эффективности их взаимодействия с пространственно-развитым электронным потоком.

Конструкция резонатора и метод исследования

Фракталами называют бесконечно самоподобные фигуры, каждый фрагмент которых повторяется при уменьшении масштаба. Фракталы находят все большее и большее применение в науке и технике. Одной из самых распространенных форм фракталов является, так называемый, древовидный фрактал Пифагора [7]. Он называется так потому, что каждая тройка попарно соприкасающихся квадратов (рис. 1) ограничивает прямоугольный треугольник и получается картинка, которой часто иллюстрируют теорему Пифагора. На рис. 1 показана схема перехода от абстрактного фрактала «дерево Пифагора» к исследуемой конструкции фрактального резонатора.



Puc.1. Переход от абстрактного фрактала «дерево Пифагора» к исследуемой конструкции фрактального резонатора: 1 - корпус резонатора, 2 - боковые крышки, 3 - опорный проводник,4 - радиально направленные проводники - «ветки»; 5 - втулки; 6 - отверстия для пролета электронов; 7 - пролетные трубы.



Рис.2. Схема резонатора и конструкция элементов перестройки частоты

Основным инструментом для исследования являлась разработанная программа трехмерного моделирования REZON [8], позволяющая определять для каждой моды комплекс электродинамических и электронных параметров, необходимых для расчета МЛК и МЛКД. К электродинамическим параметрам резонатора относятся: резонансная частота, характеристическое сопротивление резонатора и собственная добротность, а к электронным – нормированная активная проводимость G_e/G_0 и коэффициент эффективности взаимодействия M [9].

Результаты моделирования

В результате проведенных исследований были найдены оптимальные форма и размеры резонатора (таблица 1), а также определены конструкция и местоположение перестроечных элементов в ФДР, обеспечивающих независимую настройку частот синфазного $f_{C\Phi}$ и и противофазного $f_{\Pi\Phi}$ видов колебаний на кратные резонансные частоты ($f_{C\Phi}/f_{\Pi\Phi}=3, f_{C\Phi}/f_{\Pi\Phi}=4$).

Таблица 1.

Геометрические размеры резонатора, настроенного на рабочие частоты 0.816 и 2.45 ГГц							
а,мм	һ,мм	Ѕ,мм	2r ₄ ,мм	W,мм	t,мм	l,мм	d,мм
2	27	26	96	13,5	5	10	6

Установлено, что в одной и той же конструкции ФДР, также как в однолучевой конструкции двухзазорного резонатора [8], возможно независимое управление частотами низших противофазной и синфазной мод без изменения формы корпуса резонатора, а также размеров области пространства взаимодействия. Как видно из рис.3, частотой синфазного вида можно управлять, добиваясь кратности ($f_{C\Phi}/f_{\Pi\Phi}=4$) за счет изменения глубины погружения в объем резонатора радиальных ребер ($\Delta = \delta$), а изменение частоты противофазного вида можно регулировать, добиваясь их кратности ($f_{C\Phi}/f_{\Pi\Phi}=3$), путем изменения ширины ребер в продольном направлении ($\Delta = \sigma$).

Определен характер изменения поведения величины характеристического сопротивления резонатора в каждом из пролетных каналов от величины перемещения ребер Δ при различных методах настройки (рис.4). Максимальное уменьшение характеристического сопротивления наблюдается при регулировке частоты противофазного вида (примерно на 30%) за счет изменения глубины погружения в объем

резонатора радиальных ребер. При регулировке частоты синфазного вида при больших перемещениях радиальных ребер наблюдается неоднородность величин ρ в разных пролетных каналах.



Рис.3. Зависимость отношения частот синфазного и противофазного видов колебаний от изменения размеров радиального ребра $\Delta = \delta$ или $\Delta = \sigma$: 1 – изменение размера δ при $\sigma = 0$, 2- изменение размера σ при $\delta = \text{const}=20$ мм.



Рис.4. Зависимость характеристического сопротивления синфазного и противофазного видов колебаний от изменения размеров радиального ребра $\Delta = \delta$ или $\Delta = \sigma$: 1 – изменение размера δ при $\sigma = 0$, 2-изменение размера σ при $\delta = const=20$ мм.



Рис.5. Зависимости коэффициента эффективности взаимодействия М и относительной активной электронной проводимости резонатора G_e/G₀ от невозмущенного угла пролета двойного зазора между торцами пролетных труб γD для синфазного и противофазного видов колебаний.

Приведенные на рис.5 зависимости электронных параметров от угла пролета двойного зазора позволяют выбрать оптимальный режим взаимодействия, соответствующий компромиссным условиям достижения высокой эффективности взаимодействия, как на противофазном, так и на синфазном видах колебаний при разных отношениях их частот.

Заключение

Проведено численное трехмерное моделирование нового типа двухмодовой пространственно- развитой электродинамической системы - фрактального двухзазорного древовидного резонатора.

Найдены условия достижения кратности частот 3:1 и 4:1 основного (противофазного) и высшего синфазного видов колебаний. Дана оценка эффективности их взаимодействия с пространственноразвитым электронным потоком.

Новые СВЧ - технологии, основанные на использовании СВЧ приборов с многомодовым режимом взаимодействия, могут найти применение в новых перспективных информационных и телекоммуникационных, в системах промышленного нагрева с повышенной энергоэффективностью и энергосбережением, в радиолокации и ускорительной технике.

Список используемой литературы:

1. Пугнин В.И. «Оценка предельной мощности многолучевых клистронов с резонаторами на основном виде колебаний для современных РЛС». //Радиотехника, 2000 г., №2, С. 43-50.

2.Galdetskiy A. V., Korolev A. N. TV IOTs: achievements and prospects. // Int. Crimean Conf. on Microwave Technology and Telecommunications. Conf. proceedings. Sevastopol. 2006. P. 37-40.

3. А.с. № 930428 МКИ Н01Ј23/18. «Резонатор для несинусоидального периодического сигнала» /Голубев С.Н., Царев В.А. Опубл. 19.06.1995. Бюл. №19.

4. Борисов А.А, Галдецкий А.В., Королев А.Н., Мамонтов А.В., Симонов К.Г., Морозов О.А., «Сверхмощные импульсные клистроны и многочастотные СВЧ электровакуумные приборы». Достигнутые характеристики, перспективы разработок // Актуальные проблемы электронного приборостроения АПЭП-2012 : материалы 10-й юбилейной междунар. науч.-техн. конф., г. Саратов, 19-20 сент. 2012 г. / СГТУ. -Саратов, 2012. - С. 113-124.

5. Ю. В. Гуляев и др. «О проектировании фрактальных радиосистем. Численный анализ электродинамических свойств фрактальной антенны Серпинского»// Радиотехника и электроника. - 2005. - Т. 50, N 9. - С.1070-1076.

6. Царев В.А. «Электровакуумные СВЧ-приборы клистронного типа с многомодовыми резонаторами»// Актуальные проблемы электронного приборостроения АПЭП-2012 : материалы 10-й юбилейной междунар. науч.-техн. конф., г. Саратов, 19-20 сент. 2012 г. / СГТУ. - Саратов, 2012. - С. 104-113.

7. Тихоплавов В.Ю., Тихоплавов Т.С. Гармония хаоса, или Фрактальная реальность. СПб.: Весь, 2003. 340 С.

8. Патент RU № 2037903, МПК Н01Ј23/18. «Резонатор для несинусоидального сигнала». Клокотов В.М., Царев В.А., Ширшин В.И., Опубл.20.12.2001, БИ № 35.

9. Хайков А.З. Клистронные усилители. М.: Связь, 1974.-392с.

О ПОВЕДЕНИИ КОРНЕЙ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ В ПОЛОСЕ ЗАПИРАНИЯ ЛБВ С ПЕРИОДИЧЕСКИМИ ЗАМЕДЛЯЮЩИМИ СИСТЕМАМИ, С УЧЕТОМ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА

Шабанов Д.С.

Московский институт электроники и математики Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики»

Рассмотрено влияние параметра пространственного заряда на решения полученного ранее универсального характеристического уравнения электронных волн, и соответственно на усиление в ЛБВ с периодическими ЗС. Главное внимание обращено на особенности поведения корней характеристического уравнения в полосе запирания как случае кинематического приближении, так и с учетом параметра пространственного заряда.

Ключевые слова: ЛБВ, резонаторные замедляющие системы, частоты отсечки, параметры Пирса, пространственный заряд

Применение для расчета ЛБВ с резонаторными замедляющими системами (3С) волнового анализа, разработанного для спиральных ЛБВ, встречает значительные трудности, связанные с «запиранием» резонаторных 3С на частотах отсечки, обращением в бесконечность сопротивления связи отдельных волн и взаимодействием электронного потока вблизи этих частот с пространственными гармониками двух волн – прямой и встречной.

Для преодоления этих трудностей развивались два основных направления теории резонаторных ЛБВ. Теория дискретного электронно-волнового взаимодействия основана на выделении в пространстве взаимодействия ЛБВ зазоров взаимодействия в составляющих ЗС резонаторах и участков дрейфа электронных потоков. В теории дискретного электронно-волнового взаимодействия ЗС резонаторной ЛБВ представляется той или иной эквивалентной схемой. Используются различные варианты RLC-схем или цепочек многополюсников. При моделировании ЗС эквивалентными схемами или системами во многих случаях можно описать дискретное взаимодействие электронного потока с полем 3C с помощью эквивалентных параметров, не имеющих, в отличие от обычного сопротивления связи, особенностей на частотах отсечки и дающих возможность исследовать взаимодействие в полосах запирания ЗС. Однако обоснование эквивалентных схем может состоять лишь в тщательном сопоставлении теоретических результатов решения «холодных» задач на основе эквивалентных схем с экспериментальными данными [1,2]. Разрабатывался также электродинамический подход к описанию возбуждения полей в периодических, в том числе резонаторных ЗС. В работе [3] дана теория электронных волн в периодических структурах, основанная на теории возбуждения периодических волноводов и на разложении всех ВЧ полей и токов электронного пучка в ряды по пространственным гармоникам. Получено общее характеристическое уравнение, однако вопрос о его решении на частотах отсечки и в полосах запирания ЗС не рассматривался. Общее разностное уравнение возбуждения периодических волноводов любого вида получено в работе [4] и найден его частный вид при возбуждении продольным током в приборах типа О. Его применение позволило сформулировать уравнения линейной теории дискретного электронноволнового взаимодействия в ЛБВ с периодическими резонаторными ЗС без использования каких-либо эквивалентных схем, справедливые в полосах пропускания, запирания и на частотах отсечки ЗС, и получить ряд результатов при их численном решении [5,6]. Более того, удается получить универсальное характеристическое уравнение электронных волн в периодических структурах, найти ряд его аналитических решений и их трансформацию при переходе от одной к другой границе полосы пропускания 3С с нормальной и аномальной дисперсией основной пространственной гармоники рабочей волны. Эти решения найдены в [7] без учета величины пространственного заряда для ЗС с бесконечно тонкими зазорами взаимодействия в полосах пропускания, включая их границы. В настоящей работе рассмотрено влияние пространственного заряда на решения универсального характеристического уравнения, полученного в [7], и соответственно на усиление в ЛБВ с периодическими ЗС, в полосе запирания, что представляет наибольший интерес при решении практических задач для проектирования мощных ЛБВ. Главное внимание обращено на особенности усиления по сравнению с результатами теории Дж. Пирса [8], справедливой только для ЛБВ с «гладкими» ЗС.

1. Универсальное характеристическое уравнение электронных волн и метод решения На рис. 1 дано схематическое изображение ЗС ЛБВ с дискретным взаимодействием.



Рис 1. Схема периодической 3С 131 Москва, 24-25 октября, 2013г.

В работе [6] с использованием конечно-разностного уравнения возбуждения найдена матрица коэффициентов A=(a_{ij}), связывающая безразмерные величины ВЧ тока электронного пучка I, скорости электронов (кинетического потенциала) V и поля F в (q+1)-ом зазоре взаимодействия 3C с их значениями в одном, а для поля в двух предыдущих зазорах:

$$I_{q+1} = a_{11}I_{q} + a_{12}V_{q} + a_{13}F_{q},$$

$$V_{q+1} = a_{21}I_{q} + a_{22}V_{q} + a_{23}F_{q},$$

$$F_{q+1} = a_{31}I_{q} + a_{32}V_{q} + a_{33}F_{q} + a_{34}F_{q-1},$$
(1)

В рассматриваемой линейной теории взаимодействия решение можно искать в виде электронных волн, для которых $I_{q+1}=\lambda I_q$, $V_{q+1}=\lambda V_q$, $F_{q+1}=\lambda F_q$. При этом получаем систему однородных линейных уравнений. Приравнивая к нулю определитель этой системы, получаем, однако, уравнение 4-ой степени относительно собственных чисел $\lambda=e^{i\psi}$, что объясняется разностным видом исходного уравнения возбуждения, связывающего значения безразмерного поля $F_q \sim U_q$ на трех шагах 3C [6]. В результате, раскрывая этот определитель, придем к универсальному характеристическому уравнению электронных волн в периодических структурах, полученному в [7]:

$$(\cos\psi - \cos\theta_{q})[\cos\varphi_{s} - \delta \cdot \cos(\varphi_{e} + \psi) - i(\varepsilon\varphi_{e})^{3}(Y_{1} - iY_{2})] + G = 0,$$
⁽²⁾

где

$$G = \frac{1}{2} \exp(-i\psi) a_{13} [\sigma(\varepsilon\varphi_{e})^{2} (\exp(i\frac{\theta}{2}) - M) \sin\theta_{q} + (\cos\theta_{q} - \exp(i\psi)) \cdot i\varepsilon\varphi_{e}^{2}M] + a_{23} [\varepsilon\varphi_{e}^{2}M \frac{\sin\theta_{q}}{\sigma} - (\cos\theta_{q} - \exp(i\psi)) \cdot i(\varepsilon\varphi_{e})^{2} (\exp(i\frac{\theta}{2}) - M)].$$
(3)

Это уравнение определяет комплексное возмущение ψ сдвига фазы электронной волны на шаг 3С по отношению к невозмущенному сдвигу фазы в электронном потоке $\varphi_e = \omega L/v_e$, т.к. $U_{q+1} = U_q \exp(i(\varphi_e + \psi))$. Величина Re(i ψ) определяет нарастание или затухание электронной волны вдоль 3С, а величина Im(i ψ) «горячую» поправку к скорости этой волны. Четыре комплексных значения i ψ находились с помощью системы MathCAD как собственные значения ($\lambda = e^{i\psi}$), матрицы коэффициентов A=(a_{ij}) в (1), что эквивалентно решению характеристического уравнения (2). Физический смысл и выражения для других входящих в (2), (3) величин приведены [6]. В частности, величина є имеем смысл параметра усиления «С» в ЛБВ, с тем отличием, что она выражается через локальный импеданс связи, поэтому не имеет особенностей на частотах отсечки и определена как полосах пропускания, так и в полосах запирания 3С.

2. Исследование влияния пространственного заряда за границей полосы пропускания

В работе [10] рассматривалось влияние параметра пространственного заряда на усиление в ЛБВ, в полосе пропускания ЗС.

Для случая полосы запирания (рис.2), набег фазы на период ЗС (ϕ_s) является комплексным и выражается следующим соотношением [5]:

$$\varphi_{s} = \varphi_{s}^{\prime} + i\varphi_{s}^{\prime\prime}, \qquad (4)$$
где $\varphi_{s}^{\prime} = 0$ или $\varphi_{s}^{\prime} = \pi, \varphi_{\pm s}^{\prime\prime} = \pm \frac{2\pi l}{\lambda_{\pi}} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_{\pi}}{\lambda}\right)^{2}}.$



Рис.2. Дисперсионная характеристика, для основной (m=0) и первой (m=1) рабочей пространственный гармоник.

Рассматривались тонкие зазоры взаимодействия, для которых коэффициент взаимодействия М \approx 1, угол пролета электронов $\theta = 0.01$, комплексная электронная проводимость зазора Y=0. Исследовались области усиления электронных волн, для которых Re(i ψ)>0, Im(i ψ)<0. Результаты представлены в виде, аналогичном диаграммам Пирса из [8].

Расчеты проводились при параметре усиления $\varepsilon = 0.01$ и трёх значениях параметра пространственного заряда $\sigma^2 = 0,1,2$, где $\sigma^2 = [\omega_q /(\varepsilon \omega)]^2 = 4 \cdot QC$, $\omega_q - pedyupobahhas$ плазменная частота электронного потока. В соответствии с этими параметрами выбраны значения плазменной электрической длины одного шага 3C: $\theta_q = \omega_q L / v_e = \varepsilon \sigma \phi_e$. Здесь значения ϕ_e вычислялись через параметр расстройки ξ (соответствующий параметру b по Пирсу) скоростей электронного пучка и холодной волны 3C (её набег фазы на период равен ϕ_s) с помощью известной формулы $\xi = (\phi_s - \phi_e) / (\varepsilon \phi_e)$. Параметр расстройки ξ и значения ϕ_s в пределах полосы пропускания задавались при расчетах. При этом соотношение λ/λ_{π} , где λ_{π} – граничная длина волны секции 3C, для запредельной полосы всегда больше 1 ($\lambda/\lambda_{\pi} > 1$). Результаты представлены на рисунках (3a, 36, 3в, 3г.), для значений $\lambda/\lambda_{\pi} = 1.01$; 1.05; 1.1; 1.5.



133 Москва, 24-25 октября, 2013г.





Для сравнения данных при максимальном пространственном заряде и его отсутствии необходимо сравнивать сплошные и точечные кривые. Важно, что при удалении от критической длины волны (при уменьшении ϕ_s) в полосе запирания, зоны усиления уменьшаются, но при постоянных значениях ϕ_s с ростом σ^2 от 0 до 2 зоны усиления, в отличие от полосы пропускания [10], расширяются. Вероятно, это связанно с тем, что рассматриваемый случай соответствует тому, что электронный пучок отдает энергию волне ($\phi'_s > 0$), которая нарастает в положительном направлении ($\phi''_s > 0$), это соответствует усиливаемой прямой волне в ЛБВ и при рассмотрении частоты ниже частоты отсечки, усиление сохраняется.

В целом тенденция затухания электронных волн в полосе запирания сохраняется, при всех значениях параметра пространственного заряда, но в отличие от холодных систем, введение электронного потока в замедляющую систему способствует более медленному затуханию зон усиления, поэтому при определенных значениях электродинамических параметров ЗС можно говорить о электронно-волновом взаимодействии затухающей волны и в полосах запирания ЗС.

Список используемой литературы

1. Roy W. Gould. Characteristics of Traveling-Wave Tubes wich Periodic Circuits. IRE Trans. on Electron Devices, vol. ED-5. 186-195, July, 1958.

2. Булгакова Л.В., Трубецков Д.И., Фишер В.Л., Шевчик В.Н. Лекции по электронике СВЧ приборов типа О. Изд-во Сарат. ун-та. 1974.

3. Вайнштейн Л.А. Электронные волны в периодических структурах. // ЖТФ, 1957, т.27., №10, С.2340-2352.

4. Солнцев В.А., Мухин С.В. Разностная форма теории возбуждения периодических волноводов. // РЭ. 1991. Т.36.№11.С.2161-2166.

5. Солнцев В.А., Колтунов Р.П., Обобщенная линейная теория дискретного электронноволнового взаимодействия в замедляющих системах, 2010г. Радиотехника и электроника. том 55. №11. С.1362-1375.

6. Назарова М.В., Солнцев В.А., Колтунов Р.П., Шабанов Д.С. Исследование дискретного электронно-волнового взаимодействия в полосах пропускания и запирания замедляющих систем. // Изв.вузов «ПНД», 2012, т.20, №3,с.118-131.

7. Солнцев В.А. Характеристическое уравнение и свойства электронных волн в периодических структурах // Радиотехника и электроника, 2012, т.57.

8. Пирс Дж. Р., Лампа с бегущей волной. Пер. с англ. п/р Овчарова В. Т., Москва, "Советское радио", 1952.

9. Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. радио, 1973.

10. Солнцев В.А., Шабанов Д.С. О влиянии пространственного заряда на усиление в ЛБВ с периодическими замедляющими системами. // материалы II Всероссийской научно-техническая конференции «Электроника и микроэлектроника СВЧ», 2013г.

К ВОПРОСУ ОБ ЭФФЕКТИВНОЙ ПЛОЩАДИ ЭМИССИИ МАТРИЧНЫХ АВТОКАТОДОВ ИЗ СТЕКЛОУГЛЕРОДА.

Шестеркин В.И.

ОАО" НПП" Алмаз"

На основе экспериментальных вольт-амперных характеристик исследована эффективная площадь эмиссии матричных автоэмиссионных катодов из стклоуглерода в зависимости от напряженности электрического поля и величины зазора диодного промежутка. Показано, что с уменьшением величины зазора площадь эмиссии возрастает. При значениях зазора меньше периода матрицы эффективная площадь эмиссии стремится к геометрической площади эмиссионных центров.

Ключевые слова: матричный автоэмиссионный катод, стеклоуглерод, эффективная площадь эмиссии.

Введение

Площадь эмиссии является важной характеристикой автоэмиссионных катодов. Она определяет величину плотности тока, которая в свою очередь характеризует режим работы автокатода от стабильной автоэмиссии до взрывной. Известно, что режим стабильной автоэмиссии простирается до значений плотности тока $\approx 10^9$ A/cm², выше которой наступает режим термо-автоэмиссии и далее взрывной эмиссии [1]. Если для термокатодов, работающих в режиме ограничения тока пространственным зарядом, площадь эмиссии однозначно определяется геометрической площадью поверхности катода, то для автоэмиссионных катодов, тем более матричных (многоострийных), площадь эмиссии заранее не известна и должна быть каким – либо способом определена. Общепринято рассчитывать площадь эмиссии отдельного микроострия, если известна его форма и размеры, по пороговому значению напряженности электрического поля на его вершине, при которой появляется заметная автоэмиссия. Считается, что эмиссия с гладкой вершины микроострия исходит со сферической поверхности, вырезанной основанием конуса с величиной телесного угла ≈ 60 градусов [2] и площадь эмиссии равна геометрической площади вырезанным основанием конуса

поверхности. Однако, реальная поверхность вершины микроострия не является гладкой, а имеет микрошероховатость (Рис. 1в) наноразмерного уровня. Учитывая экспоненциальную зависимость плотности автоэмиссионного тока от напряженности поля, основной вклад в ток эмиссии вносят лишь те наноострия, на вершинах которых напряженность поля максимальна. Поэтому ни о какой геометрической площади наноострий говорить не приходится и рассчитать ее не представляется возможным.

Целью данной работы является определение эффективной площади эмиссии матричного автоэмиссионного катода из стеклоуглерода СУ 2000 на основе экспериментально измеренных вольт-амперных характеристик (BAX) в диодах с изменяющимся зазором катод-анод и исследование ее зависимости от напряженности электрического поля и величины зазора диодного промежутка.

Постановка задачи

Вычислить реальную площадь эмиссии можно из уравнения Фаулера-Нордгейма, помножив левую и правую части уравнения на некоторый коэффициент Sэфф с размерностью [см²], который принято называть «эффективной площадью эмиссии». При этом в левой части уравнения вместо плотности тока будет ток катода Ік, который измеряется экспериментально. Значение Sэфф вычисляется из экспериментально полученных ВАХ, построенных в координатах Фаулера-Нордгейма по формуле:

$$S_{s\phi\phi} = \frac{I_k \exp\left(\frac{B\phi^{3/2}d_{k-a}}{KU}\right)}{A\left(\frac{KU}{d_{k-a}}\right)^2}$$
(1)

где: А и В –константы; ф-работа выхода; U- разность потенциалов между катодом и анодом; dк-a-зазор в диоде; K= Eocrp/Ed коэффициент усиления электрического поля на вершинах эмиссионных центрах; Eocrp - напряженность поля на эмиссионных центрах; Ed – напряженность поля в диодном промежутке.

Все входящие в формулу (1) величины либо известны, либо могут быть определены из эксперимента.

Результаты экспериментальных исследований

Исследования проведены на макетах диодов с подвижным анодом из стеклоуглерода при непрерывной откачке и давлении остаточных газов Рост $\approx 10^{-7}$ Тор. Катод из стеклоуглерода СУ 2000 имел форму цилиндра высотой 2 мм и диаметром 3мм. На торце цилиндра сформирована матрица микроострий в форме усеченного конуса высотой h=12мкм, радиусом окружности вершины конуса r=0.8 мкм, диаметром основания D=14 мкм (Рис. 1). Матрица микроострий была сформирована методами тонкопленочной технологии, фотолитографии и термохимического травления [3]. Микроострия располагались в углах квадратов со стороной L=20 мкм, что соответствовало плотности упаковки $N_0=2.5\times10^5$ шт/см².



Рис 1. Матричный автоэмиссионный катод из стеклоуглерода: а) матрица; б) острие; в) STM диаграмма вершины острия.

Второй образец катода имел шероховатую поверхность без микроострий, которая также сформирована методом термохимического травления. STM-диаграмма поверхности представлена на Рис. 1в. Система внутривакуумного перемещения позволяла в ходе эксперимента изменять величину зазора катод-анод dk-a от «0» (касание анодом вершин микроострий) до 1мм. ВАХ матричного автокатода при различных зазорах диодного промежутка представлены на Рис. 2.



Рис. 2. Зависимость тока катода I_k от напряженности поля E_0 при различных зазорах d_{k-a}

Из ВАХ в координатах Фаулера-Нордгейма вычислены значения Sэфф для обоих автокатодов при различных значениях d_{к-a} от 5мкм до 100мкм (Рис. 3).



Рис. 3. Эффективная площадь эмиссии в зависимости от напряженности поля на эмиссионных центрах при различных зазорах d_{k-a} :



Для обоих образцов автокатодов характерна одинаковая зависимость изменения Sэфф от величины зазора dк-a [4]. Минимальное значение площади эмиссии зарегистрированно при зазорах много больше периода матрицы, и при увеличении зазора оно стремится к некоторому предельному значению. Для безострийного катода минимальное и максимальное значения Sэфф различаются примерно в 10 раз, в то время как для матричного автокатода эти значения отличаются примерно в 10 раз, в то время как для матричного автокатода эти значения отличаются примерно на 5 порядков величины. Быстрый рост Sэфф наблюдается при dк-a < L. Такая зависимость объясняется тем, что вершина микроострия имеет плоскую форму. При увеличении зазора dк-а коэффициент усиления электрического поля на вершине микроострия возрастает [4], что приводит к увеличению напряженности электрического поля Ео на его вершине. Напряженность поля Ео возрастает на кромке микроострия сильнее, чем в центральной области плоской вершины микроострия. При дальнейшем увеличении зазора коэффициент усиления поля достигает своего максимального значения и напряженность поля на кроме практически не возрастает. Эффективная площадь эмиссии Sэфф при этом стремиться к своему минимальному значению.

При уменьшении зазора напряженность поля на кромке вершины уменьшается, а в центральной части вершины микроострия растет. Но, поскольку поверхность вершины микроострия не идеально гладкая, а имеет шероховатую поверхность и состоит из множества острий наноразмерного уровня с плотностью упаковки ≈10¹⁰ шт/см² (см. Рис. 1в), то напряженность поля на множестве из них достигает необходимых для автоэмиссии значений. Число эмиссионных центров возрастает, увеличивая и площадь эмиссии.

Для микроострий со сферической или с квазисферической формой вершины наблюдается увеличение Sэфф при увеличении зазора вследствие увеличения коэффициента усиления поля [2]. Поэтому для микроострий с плоской вершиной при изменении зазора изменения плотности тока для кромки микроострия и для его центральной части происходят во взаимообратных направлениях, компенсируя при некоторых значениях поля Е друг друга. Именно поэтому мы не наблюдаем Рис. 3 (с точностью до погрешности измерений) заметного изменения эффективной площади эмиссии в зависимости от величины напряженности поля.

На Рис. 4 представлены зависимости Sэфф и Jэфф единичного микроострия для общего тока катода Iк=60мA от величины зазора диодного промежутка, где Jэфф определяется как отношение тока отдельного микроострия к Sэфф. При dк-a \approx 1.5×L эффективная площадь эмиссии стремится к некоторому предельному значениюSэфф.пред \approx 5×10⁻¹⁵ см², что примерно на пять порядков величины меньше геометрической площади микроострия. На этой площади можно разместить примерно 100 атомов углерода. Для минимального значения Sэфф плотность тока эмиссионных центров для единичного микроострия достигает значения \approx 2×10⁸ A/см², что примерно в 10 раз меньше предельной плотности тока, выше которого наступает режим термо-автоэмиссии.



Рис. 4. Зависимость $S_{ij\phi\phi}$ и $J_{ij\phi\phi}$ от величины зазора d_{k-a}

Заключение

Приведенные результаты экспериментальных исследований показали, что при малых зазорах диодного промежутка можно достичь более высоких значений автоэмиссионного тока, но при более высоких значениях напряженности поля в диодном промежутке из-за низкого значения коэффициента усиления поля. Но в этом случае значения эффективной плотности тока на 4 – 5 порядков меньше, чем при больших зазорах. В этом случае существенно уменьшается разогрев эмиссионных центров джоулевым теплом и снижается вероятность пробоев [6]. При больших зазорах токовая нагрузка на эмиссионные центры резко возрастает пропорционально уменьшению S_{эфф}, что ограничивает возможность достижения больших токов. Кроме того, диод с матричным автокатодом становится более низковольтным вследствие большего коэффициента усиления поля на вершинах микроострий. Следовательно, для каждого конкретного случая применения матричного автокатода в диодах или в электронно-оптических системах необходимо находить компромисс между достижением более высоких значений токов, низковольтностью и стабильностью эмиссии автокатода.

Список используемой литературы

1. Елинсон М.И., Васильев Г.Ф. Автоэлектронная эмиссия. М.1958

2. Григорьев Ю.А., Шалаев П.Д., Бурцев А.А. и др. Исследование вакуумных автоэмиссионных микродиодов с изменяющимся зазором./Нано и микросистемная техника. №7.2008. с.47-51.

3. Пат.1738013. Россия. МКИ H01J 1/30. Способ формирования технологии преимущественно многоострийного катода. Ю.А. Григорьев., С.В.Васильковский., В.И. Шестеркин., З.А.Ярцева (Россия). № 481/937/ 24-21; Заявлено 09.04.90; Опубл. 06.04.93.

4. Y.A. Grigoriev, A.I. Petrosyan, V.V. Penzyakov et.al. Experimental study of matrix carbon field-emission cathodes and computer-aided design of electron guns for microwave power devices, expliring these cathodes//TechnikalDigest of IVMC-96. St.Petersburg. Russia. 1996. Pp. 522-525.

5. Григорьев Ю.А., Рехен Г.А., Семенов В.К., Шестеркин В.И. Электронные пушки с многоострийными автоэмиссионными катодами на основе углеродных материалов для СВЧ-приборов О-типа// Радиотехника и электроника.1995. V.40. №7. C.1127-1133.

6. Литвинов Е.А., Месяц Г.А., проскурский Д.И.//Успехи физических наук. 183. Том 139. Вып.2. с.265-298.

МЕТОД УПРАВЛЕНИЯ РАВНОМЕРНОСТЬЮ ИМПЕДАНСА ЗАЗОРА В ВЫХОДНЫХ КОЛЬЦЕВЫХ РЕЗОНАТОРАХ МНОГОЛУЧЕВЫХ МОЩНЫХ ШИРОКОПОЛОСНЫХ КЛИСТРОНОВ

Якушкин Е.П., Закиров Ю.Ю., Комаров Д.А., Коротков А.Ф.,

Климов В.М., Комиссаров С.Н., Парамонов Ю.Н.

ФГУП «НПП «Торий»

В настоящей работе рассмотрена возможность выравнивания импедансной характеристики фильтровой системы мощных многолучевых клистронов. Показано, что переход от цилиндрического сечения центральной втулки к эллиптическому, позволяет существенно улучшить равномерность импеданса зазоров.

Ключевые слова: СВЧ техника, многолучевые клистроны, импеданс зазора, фильтровые системы.

Характерной особенностью выходной фильтровой системы мощных многолучевых клистронов является неравномерность импеданса зазора в разных каналах. Чем ближе канал располагается к щели связи, тем больше перекос импедансной характеристики. В настоящем докладе предложен метод управления равномерностью импеданса зазора, основанный на использовании эллиптической втулки, расположенной в центре кольцевого резонатора выходной фильтровой системы. Результаты численных исследований показали, что изменяя площадь сечения эллиптической втулки, можно настроить активный резонатор на требуемую парциальную частоту, а изменяя соотношение полуосей осей эллиптической втулки - существенно выровнять импедансную характеристику. Кроме того, использование эллиптической втулки вместо цилиндрической позволяет увеличить средний импеданс зазора по всем каналам примерно на 8% (с 223 до 243 Ом). Результаты экспериментального исследования мощного многолучевого клистрона с выходной фильтровой системой, содержащей эллиптическую втулку, подтвердили выравнивание импедансной характеристики и увеличение импеданса зазора.



Рис. 1. Фильтровая система многолучевого клистрона «Август».



Рис. 2. Зависимость импеданса зазора во внешних каналах, расположенных около щели связи. 1. Цилиндрическая втулка. 2. Эллиптическая втулка.

Список используемой литературы.

1. Комаров Д.А., Морев С.П., Парамонов Ю.Н., «Управление полосовыми характеристиками мощных сверхвысокочастотных электровакуумных приборов с помощью фильтровых систем», Радиотехника и электроника, 2012г. Т. 57. №10. С.1-6.

СОДЕРЖАНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ	3
≻обзорные доклады	5
Братман В.Л., Глявин М.Ю, Гинзбург Н.С., Запевалов В.Е., Калынов Ю.К., Куфтин А.Н., Лучинин А.Г., Мануилов В.Н., Морозкин М.В., Седов А.С. ТЕРАГЕРЦОВЫЕ ГИРОТРОНЫ: СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ	, 7
Галдецкий А.В. ВАКУУМНЫЕ ИСТОЧНИКИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ1	1
Григорьев А. Д. Современные программные средства. Моделирования высокочастотных электромагнитных полей	1
Дмитриев А.С., Ефремова Е.В., Лазарев В.А., Рыжков А.И. Микроэлектронные твердотельные генераторы хаоса и их применение в системах беспроводной связи	6
Петелин М. И. КВАЗИОПТИЧЕСКАЯ ГИРОТРОНИКА	9
Трубецков Д.И., Дмитриев Б.С., Жарков Ю.Д., Калинин Ю.А., Храмов А.Е. нелинейная динамика и хаос в приборах и устройствах вакуумной электроники сверхвысоких частот	1
Трубецков Д.И., Краснова Г.М. О СОВРЕМЕННОМ СОСТОЯНИИ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ВАКУУМНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ И МИКРОЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ С УПРАВЛЯЕМОЙ ЭМИССИЕЙ	25
Черепенин В.А. СВЕРХМОЩНЫЕ РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ СВЧ УСТРОЙСТВА	8
≻ОРИГИНАЛЬНЫЕ ДОКЛАДЫ	9
Азов Г.А., Ефремова М.В., Хриткин С.А. МОДЕЛИРОВАНИЕ МОЩНОЙ ШИРОКОПОЛОСНОЙ ЛБВ ВАКУУМНО-ТВЕРДОТЕЛЬНОГО УСИЛИТЕЛЯ Х/Ки- ДИАПАЗОНА	1
Байков А.Ю., Грушина О.А. ДИСКРЕТНО-АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КЛИСТРОНА И МНОГОПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИМИЗАЦИЯ 3	4
Белявский Б.А., Бородин В.А., Носовец А.Ф. МОЩНЫЕ ИМПУЛЬСНЫЕ ЛБВ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА	5
Бенедик А.И., Рыскин Н.М. Генератор с автоэмиссионным катодом в фотонно–кристаллическом резонаторе 3	6
Гинзбург Н.С., Железнов И.В., Заславский В.Ю., Зотова И.В., Малкин А.М., Сергеев А.С. квазиоптическая теория релятивистских коротковолновых черенковских генераторов и усилителей	9
Гинзбург Н.С., И.В.Зотова, И.В.Железнов, А.С.Сергеев, В.Ю.Заславский МЕХАНИЗМЫ УСИЛЕНИЯ КОРОТКИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ГИРО-ЛБВ С МНОГОЗАХОДНОЙ РИНТОРОЙ ГОФРИРОВКОЙ	°
анптовой тофиновкой	ა

Глухова О.Е. , Иванов Д.В., Шалаев П.Д. Шестеркин В.И. Расчетно-экспериментальная оценка разброса абсолютных значений энергии
АВТОЭЛЕКТРОНОВ
Гришин С.В., Дмитриев Б.С., Жарков Ю.Д., Никитов С.А., Скороходов В.Н., Шараевский Ю.П. ГЕНЕРАЦИЯ ДИССИПАТИВНЫХ ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ СОЛИТОНОВ В КОЛЬЦЕВЫХ АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СИСТЕМАХ С РЕЗОНАНСНЫМИ ФЕРРОМАГНИТНЫМИ И ВАКУУМНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ
Гутцайт Э.М. Иванов И.М. Курушин А.А БАЛАНСНЫЙ СУММАТОР МОЩНОСТИ МАГНЕТРОНОВ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ВОЛН
Гутцайт Э.М., Курушин А.А. Анализ электромагнитных систем с квантовыми точками при использовании программы HFSS
Дармаев А.Н., Комаров Д.А., Морев С.П., Абаньшин Н.П., Горфинкель Б.И., Якунин А.Н., Шестеркин В.И., Шалаев П.Д. Дармаев А.Н., Коротков А.Ф., Морев С.П., Якушкин Е.П. численное моделирование электронного потока, формируемого планарными торцевыми автоэмиссионными ячейками абаньшина - горфинкеля и матричными углеродными автоэмиссионными ячейками григорьева - шестеркина
Дармаев А.Н., Коротков А.Ф., Морев С.П., Якушкин Е.П.ВЛИЯНИЕ НАСТРОЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ РЕВЕРСНЫХ МАГНИТНЫХ ФОКУСИРУЮЩИХ СИСТЕМ НА ТРЕХМЕРНУЮ СТРУКТУРУ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ВАКУУМНЫХ МНОГОЛУЧЕВЫХ СВЧ ПРИБОРАХ
Жидков Р.А. Облучатель с серной лампой для растениеводства65
Канавец В.И., Мозговой Ю.Д., С.А. Хриткин МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ПОЗИТРОННОЙ СРЕДЫ МЕТОДАМИ КЛАССИЧЕСКОЙ И КВАНТОВОЙ ТЕОРИЙ
Комаров Д.А., Морев С.П. к вопросу о применимости закона фаулера-нордгейма при определении величины плотности автоэмиссионного тока в эос с микроострийными эмиттерами
Краснова Г.М. ОСОБЕННОСТИ ДЛИТЕЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА С ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ВОЛНАМИ ПРИ НАЛИЧИИ МОДУЛЯЦИИ ЭМИССИИ (ШУМЫ, КАРСИНОТРОД, ФОТО-ЛБВ)73
Малыщик В. М., В.А. Пчелин, В.Б. Трегубов КОМПАКТНЫЕ ВНУТРИСОГЛАСОВАННЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ Х-ДИАПАЗОНА77
Мясин Е.А. Оптимизация оротрона с двухрядной периодической структурой на длину волны 1.3 мм на основе приближённой аналитической теории
Мясин Е.А., Евдокимов В.В., Ильин А.Ю. Три режима работы оротрона с двухрядной периодической структурой в диапазоне 105234 ггц
Мясин Е.А., Соловьёв А.Н. Оротрон с дрпс при длине волны 1,3мм с широким электронным потоком

Накрап И.А., Савин А.Н. ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА И ОСОБЕННОСТИ ВОЛНОВОГО ПРОЦЕССА В ПОЧТИ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ
ВБЛИЗИ ГРАНИЦ ПОЛОС ПРОПУСКАНИЯ И В ПОЛОСАХ НЕПРОПУСКАНИЯ
Накрап И.А., Савин А.Н. КЛАСС МИЛЛИМЕТРОВЫХ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМ В СРАВНЕНИИ С ТРАДИЦИОННОЙ ЦЕПОЧКОЙ Связанных резонаторов
Пчельников Ю.Н., Елизаров А.А. модель плоской лбв с импедансным электродом
Розов А.С. Байбурин В.Б. ИССЛЕДОВАНИЕ РЕГУЛЯРНЫХ И ХАОТИЧЕСКИХ ТРАЕКТОРИЙ ЗАРЯДОВ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ ПУЧКЕ 106
Рыскин Н.М., Рожнёв А.Г., Каретникова Т.А., Торгашов Г.В., Синицын Н.И., Шалаев П.Д., Бурцев А А
ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМЫ ТИПА СДВОЕННОЙ ГРЕБЕНКИ ДЛЯ УСИЛИТЕЛЯ СУБТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА С ЛЕНТОЧНЫМ ПУЧКОМ
Садовников А.В., Дулин Ю.В. РАСЧЕТ ДИСПЕРСИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В СИММЕТРИЧНО МЕТАЛЛИЗИРОВАННОМ МАГНОННОМ КРИСТАЛЛЕ
Солнцев В.А. ТЕОРИЯ УСИЛЕНИЯ И ГЕНЕРАЦИИ ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЛН В ПОЛОСАХ ПРОПУСКАНИЯ И ЗАПИРАНИЯ ПЕРИОДИЧЕСКОГО ПЕТЛЯЮЩЕГО ВОЛНОВОДА
Трубецков Д.И., Титов А.В., Фунтов А.А. теория электронно-волновых приборов для коротковолновой части свч диапазона
Усачева С.А., Чумакова М.М., Перегородова Е.Н., Рыскин Н.М., Глявин М.Ю.,
Новожилова Ю.В. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ СИНХРОНИЗАЦИИ И КОНКУРЕНЦИИ МОД В МНОГОМОДОВЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ МАЗЕРАХ
Харчев Н.К., Петелин М.И., Каппа А., Кончеков Е.М., Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Колик Л.В., Малахов Д.В., Мартинез Х., Новожилова Ю.В., Петров А.Е., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Степахин В.Д., Толкачев А.В. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГИРОТРОНА СО СЛАБО-ОТРАЖАЮЩЕЙ НАГРУЗКОЙ
Хворов М.И.
ВОЗМОЖНОСТИ РАСШИРЕНИЯ ПОЛОСЫ УСИЛИВАЕМЫХ ЧАСТОТ МОЩНЫХ СВЧ ПРИБОРОВ ЗА СЧЕТ ПРИМЕНЕНИЯ ПОПЕРЕЧНОГО ЛВИЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ВОЛНЫ 122
царев В.А. МНОГОМОДОВЫЕ РЕЖИМЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОНОВ С ВЧ ПОЛЕМ ПРОСТРАНСТВЕННО-РАЗВИТЫХ РЕЗОНАТОРНЫХ СИСТЕМ МНОГОЛУЧЕВЫХ СВЧ ПРИБОРОВ КЛИСТРОННОГО ТИПА
Шабанов Д.С.
О ПОВЕДЕНИИ КОРНЕЙ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ В ПОЛОСЕ ЗАПИРАНИЯ ЛБВ С ПЕРИОДИЧЕСКИМИ ЗАМЕДЛЯЮЩИМИ СИСТЕМАМИ, С УЧЕТОМ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА
Шестеркин В.И. к вопросу об эффективной площади эмиссии матричных автокатодов из стеклоуглерода.135

Якушкин Е.П., Закирова Ю.Ю., Комаров Д.А., Коротков А.Ф., Климов В.М., Комиссаров С.Н., Парамонов Ю.Н.