

**СЕКЦИИ 4-5**  
**“ЭЛЕКТРОНИКА, ЭЛЕКТРОДИНАМИКА,  
МИЛЛИМЕТРОВЫЕ И ТЕРРАГЕРЦОВЫЕ ВОЛНЫ”**

ЭФФЕКТЫ БЛИЖНИХ ПОЛЕЙ В ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СЛУЧАЙНО- НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ <b>Ю.Н. Барабаненков, М.Ю. Барабаненков</b> .....	4
ВОЗДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИМПУЛЬСА НА РАДИОЭЛЕКТРОННЫЕ УСТРОЙСТВА <b>В.А. Вдовин, В.В. Кулагин, В.А. Черепенин</b> .....	7
МЕТОД РАСЧЕТА ИНТЕГРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СИЛЬНОТОЧНЫХ ДИОДОВ С КРОМОЧНЫМИ МАГНИТОИЗОЛИРОВАННЫМИ КАТОДАМИ <b>А.В. Громов, Н.Ф. Ковалев, А.В. Палицин</b> .....	10
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МОДЕЛИ "БЕГУЩЕГО ОКНА" В ЗАДАЧЕ ФОРМИРОВАНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ЗЕРКАЛА <b>И.Я.Гущина, В.Н.Корниенко</b> .....	13
ФОРМИРОВАНИЕ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЧАСТОТНО- МОДУЛИРОВАННЫХ ВОЛН СВИСТОВОГО ДИАПАЗОНА ЧАСТОТ В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ <b>М.Е. Гущин, С.В. Коробков, А.В. Костров, А.В. Стриковский</b> .....	16
МЕТОД СИНТЕЗА ВОЛНОВОДНЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ <b>Г.Г. Денисов, Д.И. Соболев</b> .....	18
ПРОЦЕССЫ ОБРАЗОВАНИЯ И НЕСТАЦИОНАРНОЙ ДИНАМИКИ ВИРТУАЛЬНОГО КАТОДА В НЕРЕЛЯТИВИСТСКОМ ЭЛЕКТРОННОМ ПОТОКЕ В ТОРМОЗЯЩЕМ ПОЛЕ (ДВУМЕРНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ) <b>Е.Н. Егоров, Ю.А. Калинин, А.А. Короновский, Д.И. Трубецков, А.Е. Храмов</b> .....	21
О ВОЗМОЖНОСТИ РЕАЛИЗАЦИИ НА РЕЛЯТИВИСТСКОМ СИЛЬНОТОЧНОМ УСКОРИТЕЛЕ КВАНТОВОГО ЭЛЕКТРОННО- ПОЗИТРОННОГО ПЛАЗМОИДА <b>В.И. Канавец</b> .....	24

ЭЛЕКТРОННО-ПОЗИТРОННЫЙ ШАРОВОЙ ПЛАЗМОИД С S-ВОЛНАМИ <b>В.И. Канавец</b> .....	27
ЛЕНГМЮРОВСКИЕ ВОЛНЫ В ТОНКОЙ ПЛАЗМЕННОЙ НИТИ <b>С.Б. Кирпичев, О.П. Поляков, П.А. Поляков</b> .....	30
ЭЛЕКТРОДИНАМИКА СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СТРУКТУР <b>В.Ф. Кравченко</b> .....	33
«КЛИНОТРОННЫЙ» РЕЖИМ РАБОТЫ В ОРОТРОНЕ <b>П.Б. Махалов, А.Э. Федотов</b> .....	34
ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА В ОРОТРОНЕ ПРИ РЕЗОНАНСЕ ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ <b>Е.А. Мясин</b> .....	37
ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ В ОРОТРОНЕ В ДИАПАЗОНЕ 110 ...190 ГГц НА ВТОРОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ГАРМОНИКЕ <b>Е.А. Мясин, А.Ю. Ильин, В.В. Евдокимов, С.Г. Чигарев</b> .....	40
О ДИНАМИКЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ В РАСШИРЯЮЩИХСЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ <b>А.В. Пеклевский, В.Л. Саввин</b> .....	43
ТУННЕЛЬНАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ВОЛН ПРОИЗВОЛЬНОЙ ФИЗИЧЕСКОЙ ПРИРОДЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ ЕЕ ПРИМЕНЕНИЯ <b>В.В. Сидоренков, В.В. Толмачев</b> .....	46
ВЛИЯНИЕ ИОНИЗАЦИИ ОСТАТОЧНЫХ ГАЗОВ НА ДИНАМИКУ ВИРТУАЛЬНОГО КАТОДА <b>Р.А. Филатов, Ю.А. Калинин, А.Е. Храмов, А.А. Короновский</b> .....	49
РАССЕЯНИЕ СВЕТА ОДИНОЧНОЙ УГЛЕРОДНОЙ НАНОТРУБКОЙ <b>М.В. Шуба</b> .....	52
ВЫРОЖДЕНИЕ МОД БЕРНСТЕЙН В РЕЛЯТИВИСКОЙ ПЛАЗМЕ С НЕРЕЛЯТИВИСКИМ ПОПЕРЕЧНЫМ РАЗБРОСОМ ТЕМПЕРАТУР <b>Д.В. Вагин, П.А. Поляков, А.Е. Русаков</b> .....	55

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА САМООРГАНИЗУЮЩИХСЯ МЕТАЛЛОСОДЕРЖАЩИХ ЛЬ-МОНОСЛОЕВ <b>В.В. Грушевский, А.И. Драпеза, Г.Г. Крылов, Г.В. Крылова</b> .....	58
СПЕКТР ИЗЛУЧЕНИЯ, ГЕНЕРИРУЕМЫЙ ПЛАНАРНЫМ МСЭ С КОМБИНИРОВАННЫМ БРЭГГОВСКИМ РЕЗОНАТОРОМ <b>А.В. Аржанников, Н.С. Гинзбург, В.Г. Иваненко, П.В. Калинин, А.С. Кузнецов, С.А. Кузнецов, Н.Ю. Песков, А.С. Сергеев, С.Л. Сеницкий, В.Д. Степанов, В.Ю. Заславский</b> .....	61
НЕСТАЦИОНАРНЫЙ РЕЖИМ КОНВЕРСИИ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В ТЕРАГЕРЦОВЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ <b>М.И. Бакунов, М.В. Царев, С.Б. Бодров</b> .....	64
ОДНОРЕЗОНАТОРНЫЙ ГИРОУМНОЖИТЕЛЬ ЧАСТОТЫ <b>И.В. Бандуркин, В.Л. Братман, Г.Г. Денисов, Ю.К. Калынов, А.В. Савилов</b> .....	67
САМОФОКУСИРОВКА ВОЛНОВОГО ПУЧКА НА ИЗЛОМАХ И ИЗГИБАХ ПОВЕРХНОСТНОГО РЕЛЬЕФА В УСЛОВИЯХ ПРОЯВЛЕНИЯ АНОМАЛИИ ВУДА <b>А.А. Гревцев, В.А. Комагоркин, И.А. Суханов</b> .....	70
СРЫВ ГЕНЕРАЦИИ ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ НАРУШЕНИИ СИММЕТРИИ ВАРОТРОНА <b>Н.А. Изотов, В.А. Комагоркин, А.В. Котов</b> .....	73

ЭФФЕКТЫ БЛИЖНИХ ПОЛЕЙ В ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА  
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СЛУЧАЙНО-  
НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

Ю.Н. Барабаненков<sup>1</sup>, М.Ю. Барабаненков<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Институт радиотехники и электроники РАН, Москва*

<sup>2</sup> *Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН,  
Моск. обл., Черноголовка*

На протяжении более столетия проблемы распространения и рассеяния электромагнитного излучения радио, микроволновых, оптических частот в средах со случайными неоднородностями, с которыми постоянно сталкиваются такие области науки и техники как связь, дистанционное зондирование и обнаружение, передача изображений, биооптика, молекулярная оптика, электроника, решаются с помощью феноменологической теории переноса (ФТП) излучения [1]. Эта теория переноса, возникшая в ее первоначальном виде на границе позапрошлого и прошлого столетий в трудах Хвольсона (1890), Шустера (1905) и Шварцшильда (1906), применялась без существенных с физической точки зрения изменений вплоть до конца шестидесятых годов прошлого столетия. Однако далее появилась насущная необходимость анализа условий применимости основных физических представлений ФТП с точки зрения более общего микроскопического подхода. Эта необходимость была вызвана, в первую очередь, теоретическим предсказанием нового физического явления-локализации излучения в рассеивающей среде [2-4]. В результате исследований оказалось [5], что ФТП электромагнитного излучения выводится из статистической теории многократного рассеяния волн в случайно-неоднородной среде путем пренебрежения повторным рассеянием волны на одной и той же эффективной неоднородности среды (однотрупповое приближение), совместно с использованием приближения Фраунгофера (дальняя зона) для полей, рассеянных неоднородностями. Несколько позже [6] удалось показать, что учет некоторого рода многогрупповых рассеяний, описываемых циклическими (максимально перекрестными диаграммами), ведет к широко известному в настоящее время эффекту когерентному усилению обратного рассеяния [7] -слабой локализации излучения в рассеивающей среде. Этот эффект дает интерференционную поправку к ФТП в узком конусе направлений рассеяния “ назад “, с шириной конуса порядка отношения длины волны к длине экстинкции излучения.

Несмотря на достижения [7] в изучении КУОР, в настоящее время в связи с непрекращающимися попытками обнаружения сильной

локализации волн в трехмерных случайно-неоднородных средах имеется потребность модифицировать ФТП, включая автоматически в рассмотрение эффекты интерференции встречных волновых потоков согласованно с законом сохранения энергии излучения. Кроме того, бурное развитие оптики ближних полей [8] различного диапазона спектра электромагнитного излучения вызывает необходимость освободить ФТП от приближения Фраунгофера в описании многократного рассеяния волн, допуская эффекты взаимного облучения неоднородностей среды их ближними полями и взаимную трансформацию однородных и неоднородных волн при их многократном рассеянии [9].

В лекции излагается новый подход [10] к построению модифицированной теории переноса электромагнитного излучения в случайно-неоднородной среде с учетом эффектов ближних полей и интерференции встречных волновых потоков. Подход основан на системе линейных дифференциальных уравнений для угловых спектральных амплитуд волн, распространяющихся в прямом и обратном направлениях по отношению к оси параметра погружения в слой трехмерной случайно-неоднородной среды с заданными условиями излучения на границах слоя. Записываются аналоги уравнений Дайсона и Бете-Солпитера для усредненных по ансамблю угловых спектральных амплитуд и матрицы когерентности угловых спектральных амплитуд локального волнового поля. Полученное уравнение Дайсона применяется к решению граничной задачи о прохождении волны когерентного излучения через слой случайно-неоднородной среды и задача об отражении такой волны от слоя с учетом эффектов ближних полей, возникающих в процессе когерентного многократного рассеяния волн. Исследуется зависимость вклада ближних полей в формирование эффективной комплексной диэлектрической проницаемости случайно-неоднородной среды от вида корреляционной функции флуктуаций случайной диэлектрической проницаемости среды. Полученное уравнение Бете-Солпитера решается методом итераций, в приближении двукратного частично-когерентного рассеяния. Это решение используется для рассмотрения вклада ближних полей в когерентное усиление обратного рассеяния падающей распространяющейся волны слоем случайно-неоднородной среды. Показывается, что вклад ближних полей может быть замечен в "крыльях" кривой когерентного усиления обратного рассеяния, т.е. при некоторой угловой отстройке от точного направления рассеяния назад. Решение уравнения Бете-Солпитера применяется также к задаче о падении неоднородной волны на слой случайно-неоднородной среды. Здесь обсуждается проблема передачи субволновой компоненты функции когерентности неоднородной волны через слой случайно-неоднородной среды.

ЛИТЕРАТУРА

1. S.Chandrasekhar. “Radiative Transfer”, New York, Dover, 1960.
2. P.W. Anderson // *Phys. Rev.* 1958. V. 109. No 5. P. 1492
3. М.Е. Герценштейн, В.Г. Васильев // *Теор. вер. и ее применения.* 1959. Т. 4. С. 391.
4. Ю.Л. Газарян // *ЖЭТФ.* 1969. Т.56. С. 856.
5. Ю.Н. Барабаненков, В.М. Финкельберг // *ЖЭТФ.* 1967. Т.53, С.978.
6. Ю.Н. Барабаненков // *Изв. Высш. уч. зав.-Радиофизика.* 1973. Т.26. С. 88.
7. Yu.N. Barabanenkov, Yu.A. Kravtsov, V.D. Ozrin, A.I. Saichev. “Progress in Optics”. (E.Wolf ed.) Amsterdam. Elsevier. 1991. V.29.P.65.
8. “Near- Field Optics”, (S. Jutamulia ed.). New York. SPIE Press. V.MS172. 2002.
9. Yu.V. Gulyaev, Yu.N. Barabanenkov, M.Yu. Barabanenkov, S.A. Nikitov // *Phys. Rev. E.* 2005. V.72. P. 026602-1.
10. Y.N. Barabanenkov, M.Y. Barabanenkov, Progress In Electromagnetic Research Symposium (PIERS 2006). Proceedings. March 26-29. 2006. Cambridge. Massachusetts. USA. P. 10.

## ВОЗДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИМПУЛЬСА НА РАДИОЭЛЕКТРОННЫЕ УСТРОЙСТВА

В.А. Вдовин, В.В. Кулагин, В.А. Черепенин  
*ИРЭ РАН, Москва*

Цифровые электронные приборы широко используются в современных радиоэлектронных устройствах. В то же время они относятся к классу электронных элементов, чувствительных к высоким уровням электромагнитных полей. В этой связи исследования, посвященные проблеме электромагнитной совместимости электронной аппаратуры и, прежде всего, полупроводниковой при её работе вместе с мощными импульсными генераторами, а также анализ причин нарушений функционирования радиоэлектронных систем в сложной электромагнитной обстановке, представляются актуальными.

Механизмы воздействия мощных электромагнитных импульсов на радиоэлектронную аппаратуру можно разделить на три группы. К первой отнесем тепловое воздействие на элементы приборов. Процессы во второй группе обусловлены различными электрическими разрядами, как между конструктивными элементами аппаратуры, так и внутренними пробоями функциональных деталей, например, диодов, транзисторов и т.д. Эти процессы связаны с наличием в системе электрического поля с большой напряженностью. К третьей группе можно отнести сбои и помехи, наведенные электромагнитными импульсами. Обычно эти процессы не связаны с необратимыми повреждениями каких-либо элементов. В современной технике, имеющей, как правило, цифровые элементы, они могут вызвать долговременную неработоспособность аппаратуры. В качестве примера можно привести операционную систему компьютеров, в которой сбой лишь в одном бите переданной информации может привести к зависанию прибора в целом. Две последние группы относятся к классу так называемых нетепловых воздействий, когда функциональные элементы практически не меняют свою температуру до и после воздействия. Анализ последней группы воздействий и составляет содержание настоящей работы.

Рассмотрим некоторые результаты, относящиеся к описанию импульсных тепловых воздействий на полупроводниковые приборы. В настоящее время предложены некоторые феноменологические модели, описывающие процессы, ведущие к вторичному пробое р-п-переходов, сам вторичный пробой и явления, происходящие после него. Эти модели часто противоречивы, но, в общем, все они определяют локальную критическую температуру, инициирующую процесс вторичного пробоя. Модели повреждений для обратно смещенных р-п-диодов можно найти в работе [1]. Ванш и Белл [см., например, 1] для предсказания уровней

повреждений элементов предложили модель, основанную на локальном рассеянии энергии при лавинном пробое перехода.

Отметим, что необратимые изменения, вызванные тепловыми процессами, требуют существенной энергии на повреждаемом элементе. Для повреждения же элементов электромагнитными импульсами короткой длительности за счет электрического разряда необходима ещё большая мощность. Таким образом, при сравнительно небольшой мощности импульса на элементе основной причиной неработоспособности радиоэлектронных систем будут являться, по-видимому, сбои и ложные срабатывания, а также помехи и возмущения рабочего режима устройств. В настоящей работе исследуется лишь этот механизм.

Рассматриваются причины появления помех и сбоев в типичном радиотехническом звене цифровой системы – генераторе прямоугольных колебаний. В качестве математической модели обобщенного цифрового элемента используется генератор Ван-дер-Поля с регулируемой величиной коэффициента нелинейности  $\mu$ , на который действует внешняя сила. Уравнение модели имеет хорошо известный вид [2]

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

При малом значении параметра нелинейности  $\mu$  такая модель описывает поведение высокочастотного генератора синусоидальных колебаний в поле сильной электромагнитной волны, в другом предельном случае большой нелинейности колебания генератора имеют вид меандра с чередующимися интервалами относительно медленного изменения, сменяющимися быстрыми переключениями. Величина параметра  $\mu$  определяет глубину положительной обратной связи в системе: чем меньше параметр  $\mu$ , тем более узкую полосу имеют колебания генератора, в пределе приближаясь к чисто синусоидальным колебаниям. Компенсация потерь за счет обратной связи происходит здесь фактически только на одной частоте – резонансной. Если же параметр  $\mu$  значительно больше единицы, то колебания напоминают релаксационные и имеют широкий спектр гармоник. Здесь уже величина обратной связи настолько большая, что обеспечивает генерацию на целом ряде частот, связанных с частотой основного колебания.

Отметим, что генератор Ван-дер-Поля представляет собой пример автоколебательной системы, которая на фазовой плоскости описывается замкнутой кривой [2]. Устойчивости предельного цикла этой и других систем, имеющих аналогичный фазовый портрет, посвящено множество работ [3]. Однако исследование процессов установления генератора при большом параметре нелинейности  $\mu$  весьма затруднительно



традиционными методами и может быть эффективно проведено только численно.

В данной работе проводится теоретический анализ влияния мощного электромагнитного импульса на работу генератора Ван-дер-Поля. При этом длительность внешнего воздействия  $f(t)$  считается значительно более короткой, чем период колебания генератора. Форма внешнего воздействия  $f(t)$  выбирается синусоидальной, причем длительность будет изменяться, и составлять от одного до четырех-пяти периодов колебаний.

Для математического моделирования использовалось безразмерное уравнение Ван-дер-Поля (1), причем амплитуда колебаний выбиралась равной двум (при этой амплитуде происходила компенсация затухания в контуре).

Показано, что в результате таких воздействий возможны переключения цифровых систем, которые могут привести как к сбоям в работе программ, так и нарушениям работы задающих (тактовых) генераторов, причем переключения обладают сильным пороговым эффектом по амплитуде внешнего воздействия. Получена зависимость, характеризующая связь мощности внешнего сигнала, вызывающего переключения цифровых элементов, с длительностью его периода. Эта зависимость описывается полиномом третьего порядка по  $\tau^{-1/2}$  в отличие от модели теплового воздействия, дающего полином второго порядка. Другим отличием рассмотренного механизма от теплового воздействия является неинерционность электрического воздействия, выражающаяся в независимости пороговой амплитуды от количества периодов в импульсе. Существенным практическим моментом является, видимо, также и то, что электрическое воздействие может проявляться при амплитудах электромагнитного импульса значительно меньших, чем требуется для теплового повреждения элементов.

Исследованы также эффект зависимости амплитуды внешнего импульса, вызывающего переключение схемы, от задержки этого импульса по отношению к началу периода и эффект многократных переключений генератора Ван-дер-Поля для случая, когда количество периодов во внешнем импульсе больше одного.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Л.У. Рикетс, Дж.Э. Бриджес, Дж. Майлетта “Электромагнитный импульс и методы защиты” М.: Атомиздат, 1979.
2. Н.Н. Боголюбов, Ю.А. Митропольский “Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний” М.: Наука, 1974.
3. А.А. Андронов, А.А. Витт, С.Э. Хайкин “Теория колебаний” М.: Физматгиз, 1959.

МЕТОД РАСЧЕТА ИНТЕГРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК  
СИЛЬНОТОЧНЫХ ДИОДОВ С КРОМОЧНЫМИ  
МАГНИТОИЗОЛИРОВАННЫМИ КАТОДАМИ

А.В. Громов, Н.Ф. Ковалев, А.В. Палицин  
Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

В мощных приборах релятивистской высокочастотной электроники широко применяются взрывоэмиссионные пушки с кромочными и лезвийными катодами. В них удачно сочетаются эффективное усиление прикатодного ускоряющего поля с возможностью формирования тонкостенных замагниченных пучков, отличающихся малыми расслоениями и небольшими разбросами по скоростям. Конструкции этого типа пушек просты и технологичны, однако их расчет оказался непростой задачей из-за сложной структуры поля вблизи эмитирующей кромки. В частности, прямое применение мощных универсальных программ не всегда приводит к корректным результатам. В этой ситуации становятся полезными разработки пусть даже упрощенных расчетных схем и моделей, но с корректным учетом особенностей структур электронного пучка и поля у катодной кромки.

В работе предложен метод расчета параметров электронного пучка, получаемого с кромочного катода в диодной пушке в случае, когда эмиссионная способность катода считается неограниченной. С целью упрощения изложения в работе рассматривается планарная электронная пушка (рис.1), также задача содержит ряд идеализаций: режим работы стационарный; задача двумерная; катод и электронный пучок бесконечно тонкие в масштабах системы; форма анода может быть произвольной, но для упрощения рассуждений считается, что анод симметричен относительно плоскости  $x=0$ ; электроны пучка имеют только продольную составляющую скорости и движутся однонаправленно (т.е. виртуальные катоды отсутствуют.); разброса электронов по скоростям нет.

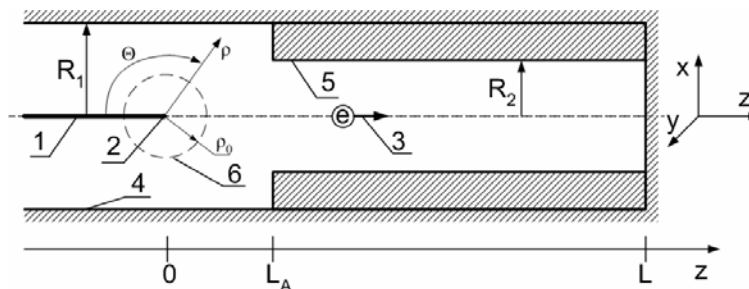


Рис.1. Схема решения планарной задачи об инжекции электронного пучка с кромочного катода в нерегулярный канал транспортировки.

Параметры пучка находятся из решения электростатической задачи с учетом пространственного заряда пучка. Для случая, когда форма анода регулярна и пучок в процессе ускорения переходит в однородное по оси z состояние, аналитические зависимости тока электронного пучка от приложенного ускоряющего напряжения найдены в работе [1]. Однако задача нахождения аналитической зависимости параметров электронного пучка на всем протяжении от катода до коллектора оказывается трудно разрешимой даже в этом простейшем случае, не говоря уже о системах с нерегулярным анодом. Поэтому для решения подобного рода задач широко используются численные методы.

В случае тонкостенных электронных пучков можно учесть пространственный заряд пучка с помощью граничного условия, которое для задачи с планарной геометрией с учетом закона сохранения энергии и симметрии задачи относительно плоскости  $x=0$  имеет следующий вид:

$$\frac{\partial \gamma}{\partial x} = \chi \frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \quad (1)$$

где  $\gamma = (1 - V^2 / c^2)^{-1/2}$  - релятивистский фактор,  $\chi = 2\pi \frac{eJ}{mc^3}$  - безразмерный ток электронного пучка,  $J$  - ток электронного пучка,  $c$  – скорость света,  $e > 0$  и  $m$  - заряд и масса электрона.

Как показано в работе [2], ускоряющее поле вблизи эмитирующей кромки имеет особенность, что затрудняет прямое применение численных методов расчета. Для корректного учета этой особенности удобно разбить расчетную область на две части. Вблизи кромки катода используется упрощенная аналитическая зависимость электростатического потенциала от тока получаемого электронного пучка, которая в случае ограничения тока пространственным зарядом имеет вид:

$$\varphi_0 = A_0 \rho^{2/3} \sin\left(\frac{2}{3} \vartheta\right), \quad 0 < \vartheta < \pi \quad (2)$$

$$A_0 = \frac{\sqrt{3}}{(e/m)^{1/3}} (2\pi J)^{2/3},$$

в остальной области используется численный метод расчета. В (2) учтен первый член разложения потенциала по цилиндрическим гармоникам с дробными индексами в локальной системе координат  $(\rho, \vartheta)$ , показанной на рис.1. Потенциал (2) точно удовлетворяет уравнению Лапласа, граничному условию на катоде и граничному условию на пучке (1) в

нерелятивистском приближении, которое справедливо в достаточно малой окрестности  $\rho < \rho_0$ , где  $(\gamma - 1) \ll 1$ .

Полная схема решения планарной задачи об электронном пучке, эмитируемом с кромочного катода в нерегулярный канал транспортировки, показана на рис.1. На катоде (1) задан потенциал  $\varphi = 0$ , на аноде (4)  $\varphi = U_a$ , потенциал левой торцевой стенки задан линейно нарастающим в предположении, что кромка катода (2) достаточно удалена от нее, на правой торцевой стенке  $\varphi = U_a$ , на пучке (3) задано граничное условие (1). Цифрой (6) обозначена граница области аналитического задания электростатического потенциала, содержащей особенность. Во всей остальной области распределение потенциала находится численным решением уравнения Лапласа.

Искомое решение находится из условия непрерывности нормальной составляющей электрического поля на границе области аналитического задания потенциала (6) и соответствует определенному значению тока электронного пучка. На рис.3. показана рассчитанная зависимость тока электронного пучка планарной пушки (рис.1) от положения анодной вставки (5) ( $L_A$ ).

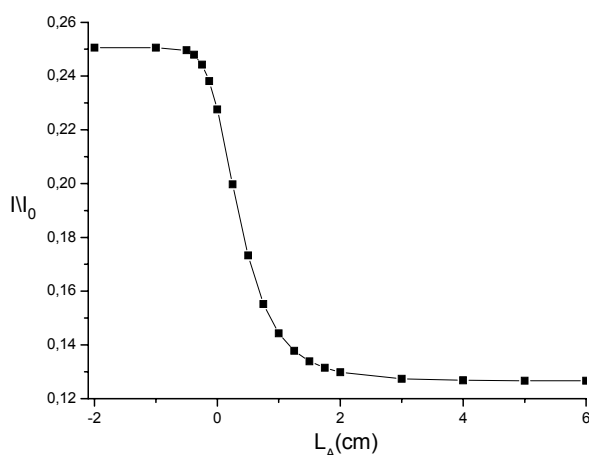


Рис.2. Зависимость тока электронного пучка от положения анодной вставки.  
( $R_1=1$  см,  $R_2=0,5$  см,  $L=10$  см,  $\gamma_a = 1,5$ ).

Описанный метод позволяет находить параметры электронных пучков, инжектируемых в различные, в том числе и нерегулярные, каналы транспортировки. Метод также применим для расчета коаксиальных диодов с магнитной изоляцией. Результаты расчетов тестовых задач подобного типа хорошо согласуются с известными аналитическими решениями.

## ЛИТЕРАТУРА

1. А.И. Федосов и др.// Изв. Вузов. Физика. 1977. Т. 10. С. 134.
2. А.В. Громов, Н.Ф. Ковалев // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 8. С. 19.

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МОДЕЛИ "БЕГУЩЕГО ОКНА" В ЗАДАЧЕ ФОРМИРОВАНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ЗЕРКАЛА

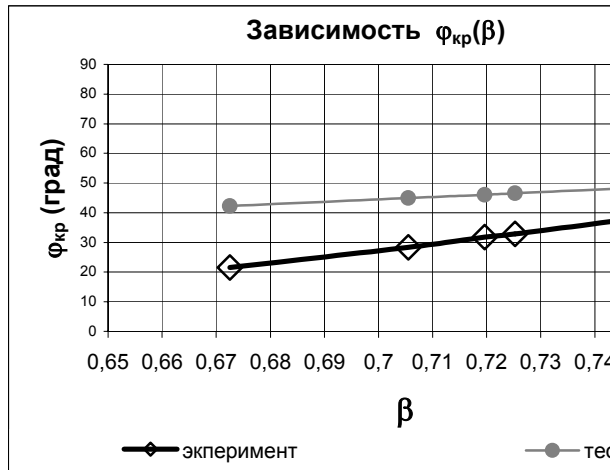
И.Я. Гущина, В.Н. Корниенко  
*ИРЭ РАН, Москва*

В ряде работ последних лет ([1]), были описаны методы получения плотных электронных сгустков путем ионизации твердых тонкопленочных мишеней сверхкороткими лазерными импульсами большой мощности. Если при этом величина напряженности поля падающей волны соответствует значению ускорительного параметра  $\alpha_0 = eE/mc\omega \gg 1$  (здесь  $E$  - напряженность электрического поля,  $e, m$  - заряд и масса электрона,  $c$  - скорость света,  $\omega$  - круговая частота), то, как показано в [2], полученные электронные сгустки можно ускорить до релятивистских скоростей. Этот вывод был сделан авторами на основании результатов численного моделирования, в котором учитывалось только одномерное движение заряженных слоев. При таких предположениях невозможно изучение роли краевых эффектов, возникающих на границах падающего импульса и приводящих к изменению распределения плотности электронов внутри сгустка. В [3] была предложена двумерная численная модель, основанная на самосогласованном решении уравнений Максвелла и уравнений движения заряженных частиц, позволяющая проводить исследования динамики электронов и ионов плазменного слоя с учетом конечной ширины падающего на него лазерного пучка. Проведенное моделирование, в частности, показало, что при достаточно больших значениях напряженности поля падающего импульса одновременно с ускорением происходит дополнительное уплотнение электронного сгустка. В результате его продольный линейный размер может уменьшаться до размеров порядка величины пространственного шага сетки, используемой для вычисления электромагнитного поля. В свою очередь, источники поля, локализованные в объеме, сравнимом с величиной минимальной дискретной области пространства, вызывают нарастание ошибки вычислений и могут приводить к появлению нефизических эффектов в решении. Одним из возможных способов устранения подобных эффектов является уменьшение величины шага дискретизации в вычислительной схеме. Однако, при неизменных размерах пространственной области, такой подход существенно увеличивает требуемый вычислительный ресурс.

В докладе предлагается модифицированная численная схема для решения задачи о создании тонкого релятивистского зеркала. Как и в [3], она основана на методе конечных разностей, используемом для решения уравнений электромагнитного поля в пространственно-временном представлении, и методе макрочастиц - для моделирования движения электронов и ионов плазменного слоя.

Рассмотрим систему, вид которой представлен на рис.1. При достаточно коротком фронте лазерного импульса, электроны плазменного слоя приобретают скорости, сравнимые со скоростью света, уже на первом полупериоде ускоряющей волны. Кроме того, электромагнитное поле перед фронтом импульса можно считать равным нулю. Это дает возможность для текущего

момента времени выбрать пространственную сетку таким образом, чтобы она охватывала только ту часть рассматриваемого объема, которая содержит ускоряемые электроны, а поле на ее правой границе отсутствует. Значение поперечной компоненты напряженности электрического поля на левой границе



сетки определяется, исходя из условий излучения [3]. Таким образом, решение задачи можно проводить с использованием следующего алгоритма. В начальный момент времени сетка охватывает область, в которой находится покоящийся плазменный слой (рис.1.). Через определенное число временных шагов фронт ускоряющего импульса достигнет правой границы пространственной сетки. В этот момент происходит ее смещение вправо на величину, равной нескольким пространственным шагам. Продольные координаты узлов сетки увеличиваются на соответствующую величину. На правой границе сетки устанавливаются нулевые значения поперечной компоненты поля и вычисления продолжаются.

Предложенный алгоритм решения позволяет при тех же самых вычислительных ресурсах использовать меньшие шаги сетки по временной и пространственным координатам и, соответственно, с большей точностью описывать динамику формируемого электронного сгустка. Двумерный вариант алгоритма был реализован в виде компьютерной программы, написанной на языке Си.

В качестве примера использования разработанной программы приведено решение задачи взаимодействия плазменного слоя толщиной 3 мкм и плотностью частиц в нем  $n=10^{18}$  см<sup>-3</sup> с плоской волной, имеющей амплитуду  $10^9$  Гс (длина волны - 1 мкм). Фронт волны имеет прямоугольный профиль по времени. Падающая волна проходит через неподвижную щелевую диафрагму шириной 5 мкм. Диафрагма располагается на расстоянии 1 мкм от поверхности плазменного слоя.

В области построения решения были введены пространственные сетки с расстоянием между узлами, равным 0.05 мкм. Количество узлов одной сетки - 45600.

На рис.2. приведены пространственные распределения плотности заряда, взятые в различные моменты времени. Как следует из рисунка, формируемое в результате взаимодействия с волной релятивистское электронное зеркало, за

счет периодически выполняемого сдвига пространственных сеток, занимает первую половину области по продольной координате.

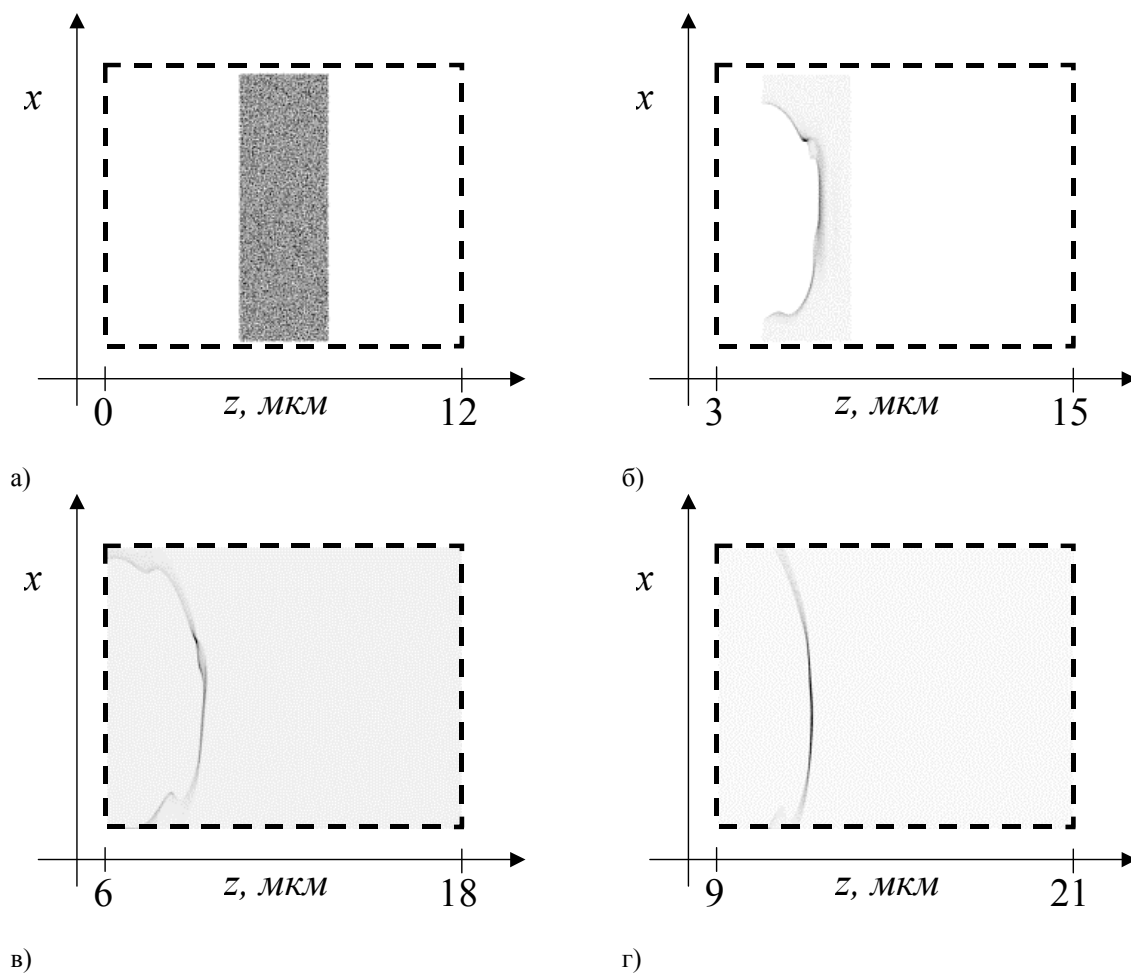


Рис.2. Распределение плотности электронов в моменты времени  $t = 0$  (а),  $t = 10$  фс (б),  $t = 20$  фс (в),  $t = 30$  фс (г). Пунктирной линией обозначены границы пространственных сеток.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 05-02-17297-а).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Р.В. Волков, В.М. Гордиенко, М.С. Джиджоев и др. // Квантовая электроника. 1997. Т. 24. № 12. С. 1114.
2. А.С. Ильин, В.В. Кулагин, В.А. Черепенин // Радиотехника и Электроника. 1999. Т. 44. № 4 С. 389.
3. В.Н. Корниенко, В.А. Черепенин // Труды школы-семинара "Волны-2004" Секция 4. С. 12.

ФОРМИРОВАНИЕ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЧАСТОТНО-  
МОДУЛИРОВАННЫХ ВОЛН СВИСТОВОГО ДИАПАЗОНА ЧАСТОТ В  
МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ

М.Е. Гушин, С.В. Коробков, А.В. Костров, А.В. Стриковский

*Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород*

Исследование процессов параметрического преобразования частоты и распространения частотно модулированных (ЧМ) волн представляет большой интерес в физике космической плазмы. Модуляции могут быть подвержены как естественные, так и искусственные сигналы, возбуждаемые наземными и спутниковыми передатчиками, квазимонохроматические и шумовые излучения. Известно, что в свистовом диапазоне частот преобразование амплитуды и частоты волны может быть вызвано нестационарными возмущениями внешнего магнитного поля [1, 2]. В магнитосфере Земли возмущения магнитного поля вызываются потоками энергичных частиц от Солнца, а также интенсивными низкочастотными магнитогидродинамическими волнами.

В работе экспериментально исследовано распространение волн свистового диапазона частот в магнитоактивной плазме с нестационарным магнитным полем. Эксперименты проводились на стенде «Крот» в распадающейся плазме с плотностью  $n = 4 \cdot 10^{10} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Для возмущения магнитного поля использовалась рамочная антенна ( $R = 10 \text{ см}$ ), через которую пропускался как периодический, так и аperiodический ток ( $I < 100 \text{ А}$ ). Явления преобразования амплитуды и частоты вистлеров исследовались при различных величинах внешнего магнитного поля ( $B_0 = 30 - 100 \text{ Гс}$ ), в широком диапазоне частот ( $f = 50 - 200 \text{ МГц}$ ).

Изучено распространение пробных монохроматических свистовых волн в плазме с нестационарным магнитным полем. Возмущение внешнего магнитного поля носило как гармонический, так и аperiodический характер. В экспериментах наблюдается параметрическое преобразование частоты вистлера ( $\Delta f/f_0 < \Delta B/B_0 \sim 5\%$ ). Результаты экспериментов с аperiodическим возмущением показывают, что в определенных условиях регистрируемые частотные огибающие сигнала, прошедшего через возмущенную область, воспроизводят форму возмущения магнитного поля (рис.1). При частотах свистовой волны близких к электронной циклотронной частоте, наблюдается дисперсионное сжатие вистлеров.

Для выявления механизмов, отвечающих за модуляцию вистлеров, исследовано распространение ЧМ свистовой волны в плазме без возмущения магнитного поля. В результате экспериментов обнаружено три механизма амплитудной модуляции сигнала: за счет дисперсионной компрессии свистовых волн, за счет затухания вистлеров с частотами,



близкими к электронной циклотронной частоте, а также за счет пространственной сепарации ЧМ волн.

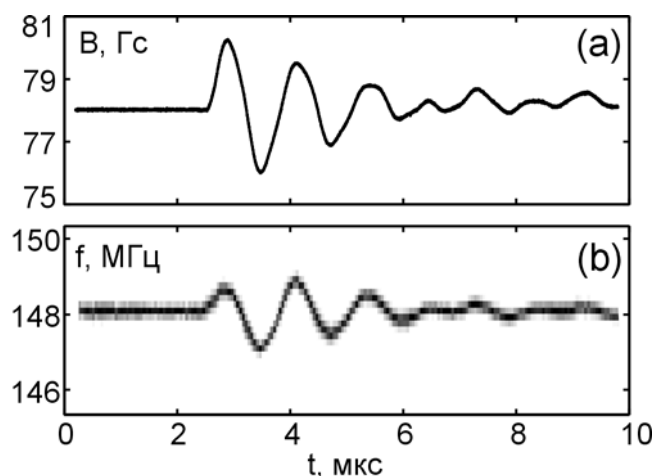


Рис. 1. (a) – осциллограмма магнитного поля в области его возмущения, (b) – спектрограмма зондирующей свистовой волны, прошедшей через область с возмущенным магнитным полем.

Разработан двумерный код для решения уравнений переноса частоты и волновых векторов методом характеристик, который позволяет моделировать параметрические явления в свистовом диапазоне частот. Результаты расчета хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Результаты экспериментов могут использоваться для объяснения спектральных форм дискретных магнитосферных излучений, интерпретации волновых явлений наблюдаемых во внутренних и внешних областях магнитосферы Земли [3], в целях диагностики геомагнитных возмущений.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А.В. Костров, М.Е. Гуцин, С.В. Коробков, А.В. Стриковский // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 78. С. 1026.
2. М.Е. Гуцин, С.В. Коробков, А.В. Костров, А.В. Стриковский // ЖЭТФ. 2004. Т. 126. № 11. С. 1123.
3. Т.А. Plyasova-Bakounina, J. Kangas, K. Mursula et al. // J. Geophys. Res. 1996. V. 101. P. 10965.

## МЕТОД СИНТЕЗА ВОЛНОВОДНЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

Г.Г. Денисов, Д.И. Соболев

*Институт прикладной физики Российской академии наук*

При построении волноводных линий передачи возникает необходимость в компонентах, обеспечивающих либо сохранение волноводных мод при изменении параметров линии, либо преобразование одних мод в другие с эффективным подавлением возникающих паразитных волн. Первые успешные попытки решения данной задачи относятся к концу 60-х годов XX века. Несмотря на актуальность и практическую значимость проблемы [1], предложенные до середины 90-х годов методы позволяли получать решения для достаточно ограниченных классов преобразователей. С развитием вычислительной техники встал вопрос о разработке регулярных методов синтеза. Применение стандартных методов оптимизации, адаптированных для данной задачи, означает компромисс между требуемой вычислительной мощностью и числом свободных параметров, то есть общностью метода. Тем не менее, к настоящему времени разработано несколько относительно успешных методов (см., например, [2]). В данной работе предложен новый метод синтеза, значительно превосходящий ранее известные как по требуемым вычислительным ресурсам, так и по эффективности синтезируемых преобразователей. Более подробное описание некоторых реализаций и применений метода можно найти в [3] и [4].

Согласно [3], рассмотрим систему линейных дифференциальных уравнений, описывающую распространение волн в нерегулярном волноводе (зависимость от времени  $e^{-i\omega t}$ ):

$$\frac{da_j}{dz} = ih_j(z) \cdot a_j + i \sum_{k \neq j} \kappa_{jk}(z) \cdot a_k, \quad (1)$$

где  $h_j$  – волновое число  $j$ -той моды, а  $\kappa_{jk}(z)$  – коэффициенты связи  $k$ -той и  $j$ -той волн. В простейшем случае, когда все волны распространяются без потерь в положительном  $z$ -направлении, волновые числа положительны. Волновые числа могут считаться как постоянными (при рассмотрении методом возмущений волновода с малыми деформациями), так и зависящими от координаты  $z$  (при рассмотрении нерегулярных волноводов методом поперечных сечений). Перенормировкой амплитуд всегда можно добиться выполнения соотношения  $\kappa_{jk}(z) = \kappa_{kj}^*(z)$ , при этом закон сохранения энергии имеет вид  $\sum_j |a_j|^2 = 1$ .

Будем считать полную длину преобразователя фиксированной и зададим на его концах два возможных граничных условия: в начале волновода – вектор амплитуд волн  $a_j(0)$ , соответствующий заданному полю на входе; в конце – желаемый вектор  $a_j(L)$ . Обозначим распределение волн, полученное с использованием первого граничного условия, как  $a_j^{(1)}(z)$ . В случае, если второе граничное условие является недостаточным, то недостающую фазу можно ввести, исходя из значений  $a_j^{(1)}$  на выходе. После этого можно получить распределение волн с использованием второго граничного условия. Обозначим это распределение как  $a_j^{(2)}(z)$ . В случае, когда профиль волновода обеспечивает полное преобразование начального вектора амплитуд в желаемый, равенство  $a_j^{(1)}(z) = a_j^{(2)}(z)$  будет выполнено для всех  $j$  и  $z$ . Если преобразование неполное, то, соответственно,  $a_j^{(1)}(z) \neq a_j^{(2)}(z)$ .

В данном методе на каждом шаге пара взаимодействующих волн ( $k$ -тая и  $j$ -тая) дает поправку к коэффициентам связи, определяемую разницей двух полученных распределений. В одномерном случае коэффициенты связи представляют собой произведение констант, зависящих от типов и индексов волн, на единственную функцию, характеризующую деформацию (например, кривизну в случае изгиба регулярного волновода или тангенс угла наклона образующей волновода в случае осесимметричной деформации):

$$\kappa_{jk}(z) = \gamma_{jk} \cdot f(z) \quad (2)$$

Более подробно про конкретный вид  $\gamma_{jk}$  в зависимости от геометрии волновода написано в [5]. В случае одномерной деформации поправка приобретает следующий вид:

$$\Delta f_{jk}(z) = \frac{\pi}{2L} \operatorname{Im} \left[ \frac{a_j^{(1)*} a_k^{(2)} - a_j^{(2)*} a_k^{(1)}}{\gamma_{jk}} \right] \quad (3)$$

В расчетах волноводов с количеством волн, большим двух, поправки от каждой пары взаимодействующих волн складываются:  $\Delta f(z) = \sum_{j \neq k} \Delta f_{jk}(z)$

(возможно исключение слабо взаимодействующих пар волн при расчете поправки). Каждая итерация метода представляет из себя вычисление распределений  $a_j^{(1)}(z)$  и  $a_j^{(2)}(z)$  при текущем  $f(z)$ , затем вычисление поправки  $\Delta f(z)$  и соответствующего изменения профиля. Метод может

быть обобщен также и на существенно более широкий класс двумерных деформаций поверхности волновода.

На данный момент метод позволил получить множество более эффективных вариантов геометрии ключевых элементов волноводных линий передач, в том числе несколько принципиально новых решений. Одним из них является волноводный поворот на угол  $90^\circ$  с сохранением моды  $TE_{01}$ . Длина волны  $\lambda = 30$  мм, длина волновода 50 см, диаметр волновода  $1.8\lambda$ . Мода  $TE_{01}$  вырождена с модой  $TM_{11}$ ; при данных параметрах волновода полный угол поворота близок к углу Жуге, за счет чего при постоянной кривизне достигается почти полная нежелательная трансформация  $TE_{01}$  в  $TM_{11}$ . Следует отметить, что данная нежелательная трансформация имеет место независимо от длины преобразователя. Таким образом, асимптотические теории, удовлетворительно работающие на невырожденных волнах, в данном случае не позволяют получить вообще никакого решения. Однако, в результате итерационного синтеза удалось на выходе получить до 99,98% мощности в моде  $TE_{01}$  за счет связи с волнами, с которыми вырождение отсутствует (в данном случае это в основном  $TE_{11}$  и  $TE_{12}$ ). При этом полное время расчетов составило около десяти секунд при частоте процессора 2 ГГц, что выгодно отличает данный метод от известных. При экспериментальной проверке данный преобразователь показал уровень паразитных мод на выходе, практически равный погрешности экспериментальной установки. К настоящему времени множество преобразователей, синтезированных данным методом, проверены как в численных, так и в натуральных экспериментах.

## ЛИТЕРАТУРА

1. M. Thumm // “Generation and Application of High Power Microwaves” R.A. Cairns and A.D.R. Phelps, Eds. Bristol, U.K.: IOP, 1996. P. 121.
2. B. Plaum, D. Wagner, W. Kasperek, M. Thumm. // Proc. of 25<sup>th</sup> International Conference on Infrared and Millimeter Waves, 2000, Beijing, China. P. 219.
3. Г.Г. Денисов, Г.И. Калынова, Д.И. Соболев // Известия ВУЗов. Радиофизика. 2004. Т. 47. № 8. С. 688.
4. D.I. Sobolev, A.V. Chirkov, G.G. Denisov, D.A. Lukovnikov, V.I. Malygin. // Int. J. of Infrared and Millimeter Waves. 2005. V. 26. No. 7. P. 953.
5. Б.З. Каценеленбаум “Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами” М.: АН СССР, 1961.

ПРОЦЕССЫ ОБРАЗОВАНИЯ И НЕСТАЦИОНАРНОЙ ДИНАМИКИ  
ВИРТУАЛЬНОГО КАТОДА В НЕРЕЛЯТИВИСТСКОМ ЭЛЕКТРОННОМ  
ПОТОКЕ В ТОРМОЗЯЩЕМ ПОЛЕ (ДВУМЕРНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ)

Е.Н. Егоров, Ю.А. Калинин, А.А. Короновский, Д.И. Трубецков,  
А.Е. Храмов

*Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского*

Явление неустойчивости, связанной с образованием виртуального катода (ВК) в потоке заряженных частиц, известно достаточно давно [1-2], однако использовать это явление для генерации СВЧ излучения стали сравнительно недавно – порядка тридцати лет назад. В настоящий момент известен ряд модификаций приборов с ВК. Достаточно много экспериментальных и теоретических работ, в которых показана нестационарная динамика ВК в таких приборах (см., например [3-5], и литературу в них). Однако, несмотря на многочисленные исследования приборов с ВК, детального понимания физики процессов, сопровождающих образование ВК и последующую его динамику в пучках заряженных частиц, не существует.

В основе работы приборов с ВК лежат два основных механизма образования ВК. Первый из них связан с существованием ограничения на величину тока пучка проходящего через эквипотенциальную полость (так называемый предельный вакуумный ток [6]). Подобный механизм используется в работе виркаторов и различных его модификаций [3,4]. Второй механизм основан на введении дополнительного торможения электронного потока (отражательный триод, низковольтный виркатор [5,7-8]). Этот случай интересен тем, что допускает формирование ВК и генерацию СВЧ излучения при энергиях пучка гораздо меньших релятивистских, что ведёт к снижению энергетических затрат, габаритных размеров и, соответственно, к большей эффективности подобных приборов. Низковольтный виркатор при этом также отличается возможностью перестройки режимов генерации (от периодических до широкополосных хаотических колебаний), путём изменения величины тормозящего потенциала, а также возможностью работы без фокусирующего магнитного поля работах [7,10,11]. Проведённые оценки и дополнительные исследования выявили условия и параметры, при которых одномерная теория не позволяет получить даже качественного соответствия теории и эксперимента. В частности, это имеет место при малых величинах фокусирующего пучка магнитного поля (когда электронный пучок не замагничен), а также при больших фокусирующих полях и малых тормозящих потенциалах (см., например, [7,11]).

В данной работе приведены результаты численного моделирования процессов, происходящих в нерелятивистском электронном пучке в

режиме образования ВК в пространстве взаимодействия с тормозящим полем, с учетом принципиально двумерных эффектов динамики заряженных частиц. Исследовалась физика образования ВК и нестационарная динамика заряженных частиц и ВК в целом. Исследования проводились с помощью двумерной самосогласованной численной модели.

Пространство взаимодействия низковольтного виркатора (в рассматриваемой модели) представляет собой проводящую трубу дрейфа круглого сечения, которая закрыта с обоих концов сеточными электродами. На левый электрод и проводящий цилиндр подаётся одинаковый (ускоряющий) потенциал. На правый электрод подаётся тормозящий потенциал меньший или равный ускоряющему. Аксиально-симметричный электронный пучок инжектируется в пространство взаимодействия через левую (входную) границу пространства взаимодействия и выводится через правую (выходную), а также может оседать на боковой стенке пространства взаимодействия. Задача рассматривается в предположении аксиальной симметрии системы. Численно система моделировалась с помощью самосогласованной системы уравнений Власова-Пуассона. В представленной работе рассматривался случай отсутствия внешних фокусирующих магнитных полей.

Показано, что процесс образования ВК катода в пучке начинается в периферийной области, наиболее удалённой от оси пучка. По мере развития этого процесса, охватывается область всего сечения пучка, при этом ВК приобретает форму линзы. В областях до и после ВК за счёт модуляции скорости электронов колебаниями нестационарного ВК и дальнейшей группировки формируются электронные сгустки, которые начинают двигаться от ВК к входной и выходной границе системы, а затем покидают пространство взаимодействия либо через выходную сетку, либо через входную сетку или боковую стенку. Указанный процесс повторяется с определённой степенью периодичности.

Анализ динамики заряженных частиц в пространстве взаимодействия с помощью ортогонального разложения Карунена-Лоэва [12] показал, что во внутренних слоях пучка без фокусирующего электроны магнитного поля, динамика пространственного заряда определяется практически единственной электронной КЛ-структурой, самим ВК. В то же время, на периферии электронного потока динамика электронного пучка на периферии намного более сложная, чем в центре. При этом наибольший вклад в сложный выходной спектр низковольтного виркатора в режиме без фокусировки электронов магнитным полем вносят именно колебания электронов в потенциальной яме на периферии электронного потока. Подобное поведение энергии КЛ-мод качественно сохраняется при изменении величины тока пучка.

Выводы, полученные по результатам численного моделирования

были подтверждены экспериментальным исследованием нерелятивистского электронного пучка в тормозящем поле (см. работы [7-9]). Показано, что в натурном эксперименте наблюдается картина аналогичная полученной в численном моделировании, когда процесс образования ВК и развития колебаний пучка начинаются на периферии пространства взаимодействия, со временем охватывая центральную область пучка.

Таким образом, в работе приведены результаты исследования в рамках двумерной численной модели нелинейных нестационарных процессов, происходящих в нерелятивистском электронном пучке в режиме образования виртуального катода, формирующемся в тормозящем поле без фокусировки электронов магнитным полем (низковольтном виркаторе).

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 05-02-16286, 06-02-81014-Бел\_а, 06-02-72007-МНТИ\_а), а также гранта Президента РФ по государственной поддержке ведущих научных школ РФ (НШ-4167.2006.2). А.Е.Х. и А.А.К. благодарят за финансовую поддержку ФНП «Династия».

#### ЛИТЕРАТУРА

1. I. Langmuir, K.V. Blodgett // Phys. Rev. 1923. V. 22. P. 347.
2. Д.И. Трубецков, А.Е.Храмов “Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков” Т. 1. М.: Физматлит, 2003.
3. А.А. Рухадзе, С.Д. Столбецов, В.П. Тараканов // Радиотехника и электроника. 1992. Т. 37. № 3. С. 385.
4. А.Е. Дубинов, В.Д. Селемир // Радиотехника и электроника. 2002. Т. 47. № 6. С. 575.
5. Д.И. Трубецков, А.Е. Храмов “Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков” Т. 2. М.: Физматлит, 2004.
6. М.В. Кузелев, А.А. Рухадзе “Электродинамика плотных электронных пучков в плазме” М.: Наука, 1990.
7. Ю.А. Калинин, А.А. Короновский, А.Е. Храмов, Е.Н. Егоров, Р.А. Филатов // Физика плазмы. 2005. Т. 31. №11. С. 1009.
8. Е.Н. Егоров, Ю.А. Калинин, Ю.И. Левин, Д.И. Трубецков, А.Е. Храмов // Изв. РАН, сер. физич. 2005. Т. 69. № 12. С. 1724.
9. Ю.А. Калинин, А.Е. Храмов // ЖТФ. 2006. Т. 76. № 5. С. 25.
10. Е.Н. Егоров, Ю.А. Калинин, Ю.И. Левин, Д.И. Трубецков, А.Е. Храмов // Радиотехника и электроника. 2006 (в печати).
11. Е.Н. Егоров, Ю.А. Калинин, А.А. Короновский, А.Е. Храмов, М.Ю. Морозов // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. № 9. С. 71.
12. С. Ватанабе “Разложение Карунена-Лоэва и факторный анализ. Теория и приложения. Автоматический анализ сложных изображений” (под редакцией Бравермана Э.М.). М.: Мир, 1969.

## О ВОЗМОЖНОСТИ РЕАЛИЗАЦИИ НА РЕЛЯТИВИСТСКОМ СИЛЬНОТОЧНОМ УСКОРИТЕЛЕ КВАНТОВОГО ЭЛЕКТРОННО-ПОЗИТРОННОГО ПЛАЗМОИДА

В.И. Канавец

*Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, кафедра радиопизики*

Релятивистские сильноточные электронные ускорители часто используются в качестве генераторов мощного  $\gamma$  - излучения [1], вызванного радиационными потерями при тормозном излучении. При энергии электронов более 10 МэВ  $\gamma$  – излучение тратится, в основном, на создание большого числа электронно-позитронных пар. Частицы пар расходятся и замедляются. Затем происходит электрон-позитронная аннигиляция с выделением энергии 1,02 МэВ.

Время жизни позитронов обычно весьма мало и увеличивается до величин порядка микросекунды при образовании электронно-позитронных атомов-позитрониев на верхних уровнях энергии.

Время жизни позитронов может быть достаточно большим лишь при формировании электронно-позитронных квантовых плазмоедов, находящихся в определенных квантовых состояниях. Такие плазмоеды описываются комплексными одночастичными функциями распределения плотностей заряда электронов и позитронов  $\Psi_{e,p}$ , амплитуды которых медленно меняются в пространстве и времени. Изменение этих одночастичных волновых функций может соответствовать поведению одночастичных функций в теории сверхпроводимости и сверхтекучести [2].

Согласно принципу тождественности частиц, учет обменных эффектов позволяет выделить два основных вида плазмоедов: осцилляторного типа с антисимметричными волновыми функциями и с ненулевым спином и плазменного типа с симметричными волновыми функциями (S-волнами) и нулевым общим спином.

В конце жизни электронно-позитронных объектов происходит быстрая аннигиляция частиц разного знака. Удельное значение энергии аннигиляции плазмоеда может быть значительно больше энергии полной рекомбинации единицы объема полностью ионизованного воздуха (180 Дж/см<sup>3</sup> [3]). Заметим, что в природе, при взрывах некоторых типов шаровой молнии достигаются удельные уровни выделяемой энергии более 1 МДж/см<sup>3</sup>. Исследователи, не учитывающие наличие антивещества, считают, что процессы в шаровой молнии происходят за гранью науки [3].

Ниже предлагается использовать потоки частиц для получения различных электронно-позитронных образований, позволяющих рассмотреть физику отдельных задач теории квантовых плазмоедов с



различным временем жизни. Основное внимание уделяется возможности создания плазмоида в одном единственном квантовом состоянии с увеличенными временами жизни.

Уравнения Шредингера для функций  $\Psi_{e,p}$ , дополненные уравнением Пуассона для кулоновского потенциала  $\Phi$ , имеют вид

$$i\hbar \partial\Psi_{e,p}/\partial t = H_{e,p}\Psi_{e,p},$$

$$H_{e,p} = -(\hbar^2/2m)\Delta + U_{e,p},$$

$$U_{e,p} = \mp |e|\Phi,$$

$$\Delta\Phi = -(\rho/\varepsilon),$$

$$\rho = \rho_e + \rho_p,$$

$$\rho_e = -|e|n_e = -|e||\Psi_e|^2,$$

$$\rho_p = |e|n_p = |e||\Psi_p|^2,$$

$$\Delta\Phi = (|e|/\varepsilon)(|\Psi_e|^2 - |\Psi_p|^2),$$

$\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость среды. Квадрат модуля волновой функции  $|\Psi_{e,p}|^2$  равен плотности частиц  $n_{e,p}$ ,  $U_{e,p}$  – потенциальная энергия. На металлической стенке выполняется граничное условие для потенциала  $\Phi = 0$ .

Путем численного моделирования установлен ряд эффектов:

— в начальные промежутки времени происходит быстрое разделение самосогласованного плазменного поля, зависящего от кулоновского взаимодействия, и свободного поля, являющегося волнами де-Бройля частиц с малыми кулоновскими силами.

— свободное поле проявляет свойство «сверхпроникновения» при прохождении через диэлектрические объекты. Например, свободное поле не изменяется при прохождении через диэлектрическую пластинку, в то время как эта пластинка сильно влияет на самосогласованное плазменное поле;

— в системе многих частиц (электронов или позитронов) наблюдается характерное изменение волновых функций, имеющее вид слияния капель зарядов одного знака и разделение частиц разного знака. В результате линейная последовательность капель частиц одного знака приобретает вид жидкости в длинной канавке, двумерная последовательность становится поверхностью, покрытой соответствующей заряженной жидкостью. Дальнейшее взаимодействие зарядов приводит к деформации областей. На

плоскости они приобретают вид круга, а в трехмерной области становятся похожими на шаровой плазмод.

Если процессы рассматриваются после переизлучения свободного поля, то в основе работы остается физическая идея о возможности самоорганизации электронно-позитронной квантовой активной среды типа бесстолкновительной плазмы с переходом частиц в единое макроскопическое квантовое состояние с большим временем жизни — квантовый плазмод.

Для решения самосогласованной задачи с учетом резонансных процессов вместо моделей с потенциальными барьерами и ямами заданной конфигурации используются модели с динамическими барьерами и ямами при коллективном самосогласованном кулоновском взаимодействии.

Указанное квантовое состояние представляет собой не имеющую аналогий квантовую электронно-позитронную сверхжидкость, отличающуюся коллективным взаимодействием заряженных частиц при малой роли дискретных взаимодействий.

При решении задачи фактически используется предположение о существовании высокотемпературных макроскопических квантовых состояний с большим временем жизни, малой кинетической энергией и большой запасенной энергией аннигиляции электронно-позитронных пар.

Отметим возможность возникновения квантовых плазмодов в электронно-позитронной среде, созданной в результате рождения электронно-позитронных пар при поглощении в газах (в том числе в атмосфере) мощных потоков гамма-квантов различного происхождения (космические лучи, искусственные и естественные разряды, пучки заряженных частиц).

Требуемый поток гамма-квантов может быть получен в модифицированных устройствах типа СЭУ «Гамма» ИСЭ СО РАН [1] при увеличении энергии электронов в микросекундных импульсах с 2-3 МэВ до значений 10-15 МэВ.

## ЛИТЕРАТУРА

1. С.П. Бугаев, В.И. Канавец, В.И. Кошелев, В.А. Черепенин “Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы” Наука: Новосибирск, 1991.
2. Д.Р. Тилли, Дж. Тилли “Сверхтекучесть и сверхпроводимость” М.: Мир, 1977.
3. И. Имянитов, Д. Тихий “За гранью законов науки” Атомиздат.1980.

## ЭЛЕКТРОННО-ПОЗИТРОННЫЙ ШАРОВОЙ ПЛАЗМОИД С S-ВОЛНАМИ

В.И. Канавец

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, кафедра радиофизики

Обсуждается модель шарового плазмоида [1] на основе сведения процессов в центрально- симметричном поле к одномерному радиальному движению с нулевым азимутальным квантовым числом  $l = 0$ . Волновые функции электронов  $\Psi_e$  и позитронов  $\Psi_p$  имеют центральную симметрию и называются S-волнами. В модели учитывается связь радиальных электронных и позитронных колебаний в стоячих S-волнах. Шаровая система зарядов имеет вид вложенных сфер с чередующимся знаком.

При оценке времени жизни плазмоида учитывается, что при сдвиге фаз электронных и позитронных стоячих волн на  $\pi/2$  достигается максимальное взаимодействие потока и кулоновского поля при малой вероятности аннигиляции.

Параметры S-волн находятся при решении трёхмерного уравнения Шредингера для стационарных процессов с энергией  $E_{e,p}$  [2]. Формулы упрощаются при радиальном изменении потенциала поля зарядов  $\Phi(r)$  и потенциальной энергии  $U_{e,p} = \mp |e|\Phi$ .

В сферических полярных координатах  $r, \theta, \varphi$  формулы имеют вид

$$\begin{aligned} \Psi_{e,p} &= f_{e,p}(r) Y_{e,p}(\theta, \varphi), & f_{e,p}(r) &= g_{e,p}(r) / r, \\ \frac{d^2 g_{e,p}(r)}{dr^2} + \frac{2m}{\hbar^2} [E_{e,p} - U_{e,p}(r)] g_{e,p}(r) &= 0, \\ \Delta\Phi &= -\frac{\rho}{\varepsilon}, & \rho &= \rho_e + \rho_p, \\ \frac{1}{r} \frac{d^2(r\Phi)}{dr^2} &= \frac{|e| (|g_e|^2 - |g_p|^2)}{\varepsilon r^2}, \\ \rho_e &= -|e|n_e = -|e|\psi_e^2 = -\frac{|e||g_e|^2}{r^2}, & \rho_p &= |e|n_p = |e|\psi_p^2 = \frac{|e||g_p|^2}{r^2}, \\ \Delta\Phi &= \frac{|e|}{\varepsilon} (|\psi_e|^2 - |\psi_p|^2). \end{aligned}$$

Рассматривается шаровой плазмоид с радиусом много большим длины волны де-Бройля. Полагается, что в нем установились процессы с энергией  $E_\omega$ , отвечающие колебаниям на частоте  $\omega$ . Плазмоид находится в одном макроскопическом квантовом состоянии (сфазированы электронные и позитронные процессы) и резонирует на частоте  $\omega$ .

Обсудим фазировку с помощью стоячих волн электронов и позитронов. Выделим амплитуды волновых функций  $\omega_{e,p0}$

$$\psi_{e,p} = \psi_{e,p0} \exp(iS_{e,p}).$$

Введём граничные условия  $g_{e,p}(0) = 0$  и уточним замену переменных

$$r\psi_{e,p0}(r) = g_{e,p0}(r).$$

В рамках модели стоячих волн волновые функции электронов и позитронов представляются в виде прямых и встречных бегущих волн равной амплитуды ( $A_0$ ), причем амплитуды стоячих волн медленно меняются с радиусом. Бегущие и стоячие волны позитронов сдвинуты по фазе в радиальном направлении относительно волн электронов на угол  $\pi/2$

$$g_e r^{-\frac{1}{2}} = A_0 \exp(-i\omega t) \cos kr, \quad g_p r^{-\frac{1}{2}} = A_0 \exp(-i\omega t) \sin kr.$$

Функции  $g_{e,p}$  и их амплитуды  $g_{e0}$  и  $g_{p0}$  имеют вид

$$g_{e,p} = g_{e,p0} \exp(iS_{e,p}), \quad S_{e,p} = -\omega t,$$

$$g_{e0} = r^{\frac{1}{2}} A_0 \cos kr, \quad g_{p0} = r^{\frac{1}{2}} A_0 \sin kr.$$

Для суммы и разности амплитуд имеем  $A_0 = \sqrt{2}A_0$

$$g_{e0} + g_{p0} = r^{\frac{1}{2}} A_0 (\cos kr + \sin kr) = r^{\frac{1}{2}} A_0 \left( \cos kr - \frac{\pi}{4} \right),$$

$$g_{e0} - g_{p0} = r^{\frac{1}{2}} A_0 (\cos kr - \sin kr) = r^{\frac{1}{2}} A_0 \left( \cos kr + \frac{\pi}{4} \right).$$

Уравнение Пуассона содержит ненулевую правую часть

$$\frac{d^2(r\Phi)}{dr^2} = \frac{|e|}{\varepsilon} \frac{(|g_e|^2 - |g_p|^2)}{r}.$$

Проведём выкладки с учётом параметра  $W = \frac{2m}{\hbar^2} \frac{e^2}{\varepsilon} \frac{1}{4k^2} A_0^3$

$$\frac{(|g_e|^2 - |g_p|^2)}{r} = A_0^2 (\cos^2 kr - \sin^2 kr) = A_0^2 \cos 2kr,$$

$$\frac{d(r\Phi)}{dr} = \frac{|e|}{\varepsilon} \frac{A_0^2 \sin 2kr}{2k}, \quad r\Phi = -\frac{|e|}{\varepsilon} \frac{A_0^2 \cos 2kr}{4k^2},$$

$$\Phi = -\frac{|e|}{\varepsilon} \frac{1}{r} \frac{A_0^2 \cos 2kr}{4k^2}, \quad U = |e|\Phi = -\frac{e^2}{\varepsilon} \frac{1}{r} \frac{A_0^2 \cos 2kr}{4k^2}.$$

Волновые уравнения для  $g_{e,p}$  заменим уравнениями для сумм

$$\frac{d^2}{dr^2} (g_{e0} + g_{p0}) + \frac{2m}{\hbar^2} E (g_{e0} + g_{p0}) = -W \left( \frac{1}{r} \right)^{\frac{1}{2}} \cos 2kr \cos \left( kr + \frac{\pi}{4} \right).$$

Отбросив в правой части быстро меняющуюся величину, получим

$$\frac{d^2}{dr^2} (g_{e0} + g_{p0}) + \frac{2m}{\hbar^2} E (g_{e0} + g_{p0}) = -\sqrt{W} \left( \frac{1}{r} \right)^{\frac{1}{2}} \cos \left( kr - \frac{\pi}{4} \right).$$

Введем параметр  $kr = 2\pi r/\lambda$  и рассмотрим случай малых  $1/kr$ .

Для волн плазмоида имеем уравнение

$$\cos \left( kr - \frac{\pi}{4} \right) \left\{ -\frac{1}{4} - (kr)^2 + \frac{2m}{\hbar^2} (kr)^2 \frac{1}{k^2} \left[ E + U_w \frac{A_0^2}{k} \frac{1}{kr} \right] \right\} = \sin \left( kr - \frac{\pi}{4} \right) kr, \quad U_w = \frac{e^2}{8\varepsilon}.$$

Для реализации волнового механизма необходимо выполнение энергетического и фазового условий

$[U_w(A_0^2/k^2r)] \gg |E|$ ,  $(1/kr)\sin(kr-\pi/4)=0$ ,  $kr-\pi/4=2\pi N$ ,  $N \gg 1$ ,  $\cos(kr-\pi/4)=1$ .  
 При выполнении этих условий получаем формулы для числа  $k$

$$-1 + \frac{2m}{\hbar^2} \frac{1}{k^2} \left( E + U_w \frac{A_0^2}{k} \frac{1}{kr} \right) = 0, \quad k^2 = \frac{2m}{\hbar^2} \left( E + \frac{A_0^2 U_w}{k^2} \frac{1}{r} \right),$$

$$k^4 - \frac{2m}{\hbar^2} E k^2 - \frac{2m}{\hbar^2} U_w A_0^2 \frac{1}{r} = 0, \quad \frac{2m}{\hbar^2} E r^2 (kr)^2 - \frac{2m}{\hbar^2} U_w A_0^2 r^3 = 0.$$

Получившееся уравнение имеет два корня

$$(kr)_{1,2}^2 = \frac{1}{2} \frac{2m}{\hbar^2} E r^2 \left\{ 1 \pm \left[ 1 + \frac{4U_w A_0^2}{E^2 r} \frac{\hbar^2}{2m} \right] \right\}^{\frac{1}{2}}.$$

Выразим амплитуду через радиус и плотность числа частиц  
 $n = |\Psi|^2 = |g|^2 / r^2 = |r^{1/2} A_0|^2 / r^2 = A_0^2 / r$ ,  $A_0^2 = n r$ .

Подкоренное выражение принимает вид  $1 + \frac{4U_w A_0^2}{2m \hbar^2 E^2 r} = 1 + \frac{n}{E^2} 4U_w \frac{\hbar^2}{2m}$ .

Представим цифровые значения параметров

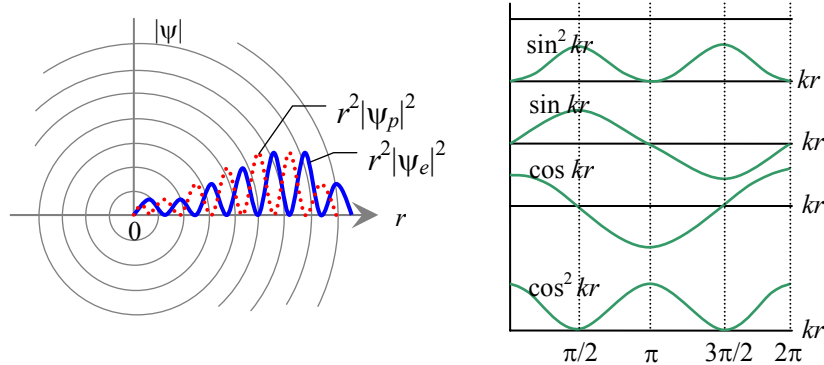
$$U_w = 3.5 \times 10^{-28} \text{ Дж.м}, \quad 2m/\hbar^2 = 2 \times 10^{38} \text{ 1/Дж.м}^2, \quad 4U_w / (2m/\hbar^2) = 7 \times 10^{-66} \text{ Дж}^2 \text{ м}^3.$$

Формула для волнового числа имеет вид

$$(kr)_{1,2}^2 = \frac{1}{2} \frac{2m}{\hbar^2} E r^2 \left\{ 1 \pm \left[ 1 + \frac{n}{E^2} \frac{4U_w \hbar^2}{2m} \right] \right\}^{\frac{1}{2}}.$$

Оценим параметры плазмоида. Шаровой плазмод радиусом  $r = 10$  см, с расстоянием между парами  $100\text{Е}$ , энергией частиц  $E = 0.01 \text{ eV} = 1.6 \times 10^{-21}$  Дж и плотностью частиц  $n = 10^{18} \text{ см}^{-3}$  (число частиц  $N = 10^{21}$ ), имеет энергию движения  $E_{\kappa N} = 1$  Дж и энергию аннигиляции шара  $E_{aN} = 10^8$  Дж = 100 МДж;  $(kr)_{1,2}^2 = 2 \times 10^{15}$ ,  $k_{1,2} = 4.5 \times 10^6 \text{ см}^{-1}$ ,  $\lambda = 0.01$  мкм.

Для плазмоида важно распределение плотности заряда электронов и позитронов  $r^2 |\Psi_e|^2$  и  $r^2 |\Psi_p|^2$  (см. рис.)



### ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Канавец. О возможности реализации на релятивистском сильноточном ускорителе квантового электронно-позитронного плазмоида. Труды школы-семинара. Звенигород. 2006.
2. А.Ф. Александров, А.А. Рухадзе “Лекции по электродинамике плазмopodobных сред” М.: МГУ. 2002.

## ЛЕНГМЮРОВСКИЕ ВОЛНЫ В ТОНКОЙ ПЛАЗМЕННОЙ НИТИ

С.Б. Кирпичев, О.П. Поляков, П.А. Поляков  
*Физический факультет МГУ*

Современные достижения нанотехнологий позволяют конструировать объекты на атомном уровне. Собирают нити из цепочек отдельных атомов или небольшой группы атомов, например, нити из углеродных нанотрубок. Коллективная динамика электронов в таких объектах требует квантовомеханического рассмотрения, так как поперечные размеры сравнимы с атомными размерами. Такие структуры называют квантовыми нитями. Если электроны зоны проводимости находятся в невырожденном состоянии, то их движение можно рассматривать как классическое одномерное движение частиц вдоль одной прямой с некоторой эффективной массой. Поэтому для анализа коллективных электронных колебаний (ленгмюровских волн) в квантовых нитях может оказаться полезной модель тонкой классической плазменной нити. Кроме этого рассматривая модель имеет непосредственный интерес для понимания законов распространения продольных волн в замагниченном плазменном шнуре и длинном плазменном волноводе, играющих важную роль в ряде задач физики плазмы и радиофизики.

Основной трудностью в описании плазменных колебаний в приближении тонкой нити, когда ее радиус  $R \rightarrow 0$ , является возникновение сингулярности в напряженности электрического поля в области нити. Этот факт говорит о некорректности модели бесконечно тонкой нити для описания продольных колебаний плазменного шнура. Действительно, если воспользоваться известным решением для цилиндрического плазменного волновода, то нетрудно увидеть, что спектр продольных мод (ТМ – моды) существенно зависит от радиуса волновода [1]. В стандартной постановке задачи об определении спектра собственных мод в волноводе необходимо задать граничные условия на поверхности волновода [1]. В тоже время в случае квантовой нити нет резкой границы в распределении электронной плотности, что делает сложным постановку граничных условий. Аналогичная трудность возникает и в случае плазменного шнура с размытой границей. В тоже время, если возможны продольные колебания в тонкой плазменной нити, то их спектр должен слабо зависеть от граничных условий и формы границы.

В данной работе предложен метод расчета спектра продольных плазменных колебаний в тонкой плазменной нити не опирающийся непосредственно на граничную задачу уравнений электродинамики. В этом методе сила взаимодействия между зараженными частицами вычисляется непосредственно на микроскопическом уровне. Для

исключения нефизических сингулярностей используется метод регуляризации (сглаживания) особенности силы взаимодействия на близких расстояниях, аналогично тому, как это делается в методе крупных частиц при непосредственном численном моделировании плазменных систем [2].

Рассмотрим бесконечную тонкую плазменную нить, состоящую из тяжелых неподвижных ионов и подвижных электронов, способных двигаться вдоль одной координатной оси  $X$ . Тогда для проекции вектора напряженности  $E_x(x, t)$  на ось  $X$  в точке  $x$  в момент времени  $t$  можно записать следующее выражение:

$$E_x(x, t) = e \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\gamma(l) - \gamma_0}{(x-l)^2 + a^2/2} \operatorname{sgn}(x-l) dl, \quad (1)$$

где  $e$  - заряд электрона,  $\gamma(l)$  - линейная плотность электронов в точке  $l$  в момент времени  $t$ ,  $\gamma_0$  - линейная плотность ионов,  $\operatorname{sgn}(x-l)$  - знакопеременная функция,  $a$  - параметр регуляризации, исключающий сингулярность при  $x=l$ . Параметру регуляризации можно придать смысл радиуса крупной частицы (заряженного тонкого диска радиуса  $a$ ). В этом случае линейную плотность  $\gamma(x, t)$  можно связать с объемной плотностью  $n(x, t)$  по формуле:

$$\gamma(x, t) = n(x, t) \cdot \pi a^2. \quad (2)$$

Решая одномерную задачу о динамике электронной компоненты плазмы в рамках холодной гидродинамики [1]:

$$\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} + \frac{\partial (n v_x)}{\partial x} = 0, \quad (3)$$

$$nm \left( \frac{\partial n(x, t)}{\partial t} + \frac{v_x \partial v_x}{\partial x} \right) = e E_x(x, t), \quad (4)$$

в линейном приближении получим следующий дисперсионный закон для ленгмюровских волн в плазменной нити:

$$\omega^2 = \frac{\omega_p^2}{2} kb (\exp(-kb) \operatorname{Ei}(kb) + \exp(kb) E_1(kb)), \quad (5)$$

где  $\omega_p^2 = 4\pi e^2 n_0 / m$  - квадрат электронной плазменной частоты,  $b = a / \sqrt{2}$ ,  $k$  - величина волнового вектора ленгмюровской волны,  $\operatorname{Ei}(kb)$ ,  $E_1(kb)$  - интегральные показательные функции [3].

В пределах длинных и коротких волн, когда  $kb \ll 1$  и  $kb \gg 1$ , выражение (5) упрощается и принимает соответственно вид:

$$\omega^2 = \omega_p^2 k^2 b^2 (1 - C - \ln(kb)), \quad (6)$$

$$\omega^2 = \omega_p^2 (1 + 2/(k^2 b^2)), \quad (7)$$

где  $C$  - постоянная Эйлера [3].

Из формул (5)-(7) следует, что в бесконечно тонкой плазменной нити, когда  $b \rightarrow 0$ , не могут существовать ленгмюровские колебания. В этом случае частота плазменных колебаний (6) логарифмически расходится. Действительно, выразим плазменную частоту через линейную плотность электронов по формуле (2), тогда вместо (6) получим:

$$\omega^2 = \frac{4\gamma_0 e^2}{m} k^2 (1 - C - \ln(kb)). \quad (8)$$

Из выражения (8) непосредственно видно, что при  $b \rightarrow 0$  квадрат частоты ленгмюровских колебаний логарифмически расходится. Отметим, что расходимость выражения (8) слабая, логарифмическая. В реальной физической ситуации плазменная нить не может не иметь некоторых эффективных поперечных размеров. Следовательно, в реальной тонкой плазменной нити, по-видимому, продольные плазменные колебания могут существовать. При этом частота этих волн, для длин волн превышающих поперечные размеры нити, пропорциональна волновому вектору, то есть имеет такой же закон дисперсии, что и поперечные электромагнитные волны в вакууме или звуковые волны в среде. Отметим также, что качественно закон дисперсии (5) соответствует дисперсии плазменных мод цилиндрического плазменного волновода [1]. Однако в нашем случае при  $k \rightarrow 0$  имеется логарифмическая расходимость. Если длина волны продольных плазменных мод сравнима или меньше поперечных размеров плазменной нити, то частота колебаний ленгмюровских волн близка к плазменной частоте ( см. выражение (7)), то есть к частоте плазменных колебаний в безграничной однородной плазме. Этот вывод совпадает с аналогичным законом дисперсии в плазменном волноводе [1].

## ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Кролл, А. Трайвелпис “Основы физики плазмы” М.: Мир, 1975.
2. Р. Хокни, Дж. Иствуд “Численное моделирование методом частиц” М.: Мир, 1975.
3. “Справочник по специальным функциям”. Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. М.:Наука, 1979.



## ЭЛЕКТРОДИНАМИКА СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СТРУКТУР

В.Ф. Кравченко  
*ИРЭ РАН, Москва*

В лекции излагаются теоретические вопросы, относящиеся к поверхностному импедансу сверхпроводников. Рассмотрены различные импедансные граничные условия, а также определены границы их использования в краевых задачах электродинамики. Приведено большое количество физических моделей различных сверхпроводящих структур как для внутренних, так и для внешних краевых задач.

### ЛИТЕРАТУРА

1. В.Ф. Кравченко “Электродинамика сверхпроводящих структур. Теория, алгоритмы и методы вычислений” М.: Физматлит, 2006.

«Клиноотронный» режим работы В оротронЕ

П.Б. Махалов, А.Э. Федотов

*Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород*

Одной из сложностей, возникающих при укорочении длины волны излучения вакуумных СВЧ-генераторов, является уменьшение поперечных размеров пространства взаимодействия. Это вызвано опасностью возбуждения паразитных поперечных мод в системе с поперечными размерами, большими половины длины волны. Использование высокоселективного открытого резонатора в оротроне [1,2] позволяет смягчить эту проблему по сравнению с традиционными приборами, основанными на стимулированном черенковском и переходном излучениях электронов (лампами обратной волны, магнетронами, клистродами). Селекция мод позволяет значительно увеличить поперечный размер пространства взаимодействия и использовать более широкие электронные пучки. Однако данный метод позволяет развить пространство взаимодействия лишь по одной из поперечных координат. Действительно, в оротроне, как и в других нерелятивистских СВЧ приборах с медленными волнами, амплитуда синхронной с электронами гармоники поля спадает при удалении от поверхности периодической структуры на масштабе, много меньшем длины волны излучения. Соответственно, при распространении пучка над периодической структурой, например, над "гребенкой", на коротких волнах мала доля электронов, эффективно взаимодействующих с ВЧ полем.

Один из известных способов обеспечить взаимодействие всех электронов "толстого" пучка с медленной синхронной гармоникой заключается в использовании пучка, падающего на периодическую поверхность под небольшим углом. При этом для всех частиц пучка высокочастотное поле экспоненциально нарастает до практически одинаковой величины. Такие режимы были успешно реализованы для ламп обратной волны (ЛОВ) в миллиметровом и субмиллиметровом диапазоне [3]. Эта разновидность ЛОВ, получившая название "клиноотрон", значительно превосходит в указанном диапазоне традиционные лампы обратной волны по выходной мощности.

В данной работе исследуется возможность использования такого "клиноотронного" режима для повышения мощности нерелятивистского оротрона. Рассмотрим оротрон с полусимметричным двухзеркальным открытым резонатором, образованным вогнутым и плоским зеркалами (рис. 1). На плоское зеркало нанесена гребенчатая структура с периодом  $d$ . Электронный пучок, направляемый магнитным полем, движется углом  $\alpha$  к плоскому зеркалу и осаждается на периодическую структуру.

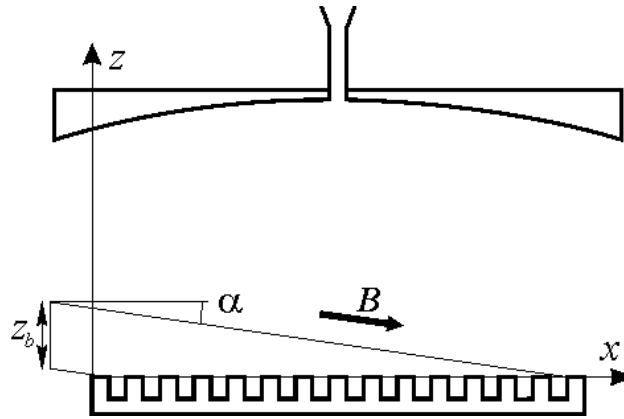


Рис.1. Схема оротрона с наклоненным пучком.

Создаваемая структурой первая пространственная гармоника высокочастотного поля находится в черенковском синхронизме с электронным пучком:

$$\omega \approx h\nu_0.$$

Здесь  $\omega$  – частота волны,  $h = 2\pi/d$ ,  $\nu_0$  – начальная скорость электронов. Уравнения, описывающие изменение нормированной энергии электронов  $u = (v/v_0)^2$  и их фазы относительно волны  $\theta = hx - \omega t$ , имеют вид

$$\frac{du}{d\xi} = -\text{Re}(b\Psi(\xi) e^{i\theta - \alpha\xi}),$$

$$\frac{d\theta}{d\xi} = \Delta + (1 - 1/\sqrt{u}).$$

Здесь  $\Delta$  – отстройка от синхронизма,  $\xi = hx$  – нормированная продольная координата, функция  $\Psi$  описывает плавное изменение амплитуды поля первой пространственной гармоники.

Выражение для стартового тока оротрона с наклоненным электронным пучком имеет следующий вид:

$$I_{st} = \frac{I_A}{2} \frac{\omega^3 h z_b}{c^3 \phi(\Delta) G} \frac{W}{Q}.$$

Здесь

$$\phi(\Delta) = \frac{\Delta}{4(\alpha^2 + \Delta^2)^2}, \quad G = \int_{l_x} \alpha \Psi^2(\xi) d\xi,$$

$W$  – энергия, запасённая в резонаторе,  $Q$  – его добротность,  $z_b$  – высота пучка.

Минимальное значение стартового тока достигается при величине отстройки  $\Delta_{opt} = \alpha/3^{1/2}$ . Формула для минимального стартового тока значительно упрощается, если осаждающийся электронный пучок занимает всю поверхность зеркала:

$$I_{st} = \frac{I_A}{3\sqrt{3}} \frac{\alpha^2 \gamma}{\pi k^2} \beta_0^2 h^2 S_b,$$

где  $\gamma$  – коэффициент потери энергии волны за один круговой обход резонатора,  $k$  – коэффициент связи первой гармоники поля пространственного заряда с соответствующей нулевой гармоникой,  $S_b$  – поперечная площадь пучка.

Численные расчеты КПД генератора проводились для длины волны 3 мм, периода структуры 0,3 мм и размеров электронного пучка  $3 \times 0,3 \text{ мм}^2$ . Согласно расчетам, электронный КПД такого генератора (рис. 2) может достигать 10 % при токе 300 мА, что значительно превосходит КПД традиционного оротрона с аналогичными параметрами.

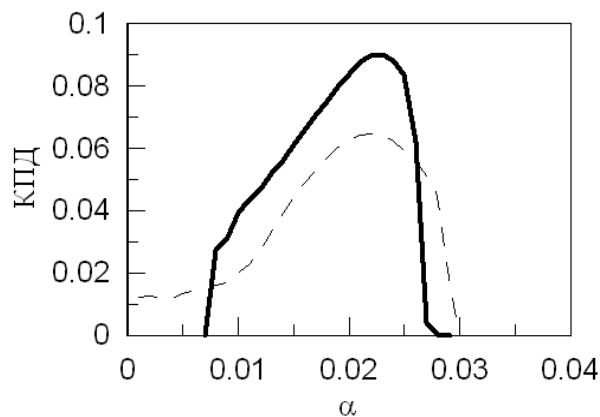


Рис.2. Зависимость КПД от угла падения электронного пучка ( $\Delta = 0.032$  – сплошная линия,  $\Delta = 0.022$  – пунктир).

Для исследования влияния высокочастотного пространственного заряда на выходные параметры оротрона, работающего в «клинотронном» режиме, квазистатическое поле пучка представлялось в виде суперпозиции элементарных источников, имеющих вид периодических наборов заряженных нитей. Все электроны такого источника имеют одинаковые фазы относительно рабочей волны. Линейные и численные расчеты показывают, что при рассматриваемых параметрах пространственный заряд достаточно слабо влияет на работу прибора.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ф.С. Русин, Г.Д. Богомолов // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 4. В. 6. С. 236.
2. “Генераторы дифракционного излучения” Под ред. Шестопалова В.П. Киев: Наукова думка, 1991.
3. “Клинотрон” Под ред. А.Я. Усикова. Киев: Наукова думка, 1992.

## ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА В ОРОТРОНЕ ПРИ РЕЗОНАНСЕ ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Е.А. Мясин  
ФИРЭ РАН, Фрязино

### ВВЕДЕНИЕ

При «холодном» моделировании взаимодействия с ВЧ полем открытой периодической структуры релятивистского электронного потока [1] и нерелятивистского [2] - было показано, что при резонансе дифракционного излучения это взаимодействие более эффективно, чем в его отсутствие. В работе [3] этот результат был подтверждён экспериментально в 8мм диапазоне длин волн как при одноволновом режиме излучения на первой пространственной гармонике, так и при двухволновом режиме излучения второй и третьей гармоник. В данном докладе рассмотрен вопрос о перспективах использования резонансных режимов при продвижении оротрона в терагерцовый диапазон частот.

### РЕЗОНАНС ПРИ ОДНОВОЛНОВОМ РЕЖИМЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотрим сначала условия существования резонансного режима при одноволновом излучении. Режим излучения плоского электронного потока, движущегося над открытой периодической структурой (ОПС) подчиняется закону Смита – Парселла

$$\cos\Theta_i = c/V - n_i (\lambda/l) \quad , \quad (1)$$

где  $c/V_e$  - отношение скорости света  $c$  в вакууме к скорости движения электронов  $V_e$ ,  $n_i$  – номер излучающейся  $i$ -ой гармоники,  $\lambda$  - длина волны излучения в вакууме,  $l$  – период ОПС,  $\Theta_i$  - угол излучения относительно направления движения электронного потока.

При обычном режиме излучения, который используется в классическом оротроне Ф.С. Русина и Г.Д. Богомолова, угол  $\Theta_i$  – немного больше  $90^\circ$ , и можно считать, что  $\cos\Theta_i = 0$ . В этом случае  $c/V_e = n_i (\lambda/l)$ , и для нерелятивистского электронного потока синхронное напряжение  $U$  для рабочей пространственной гармоники с номером  $q_i$   $U = (505/n_e)^2$  где  $n_e = c/V_e$ . При резонансе дифракционного одноволнового излучения угол  $\Theta_i$  - равен  $180^\circ$ , а  $\cos\Theta_i = -1$ . Поэтому излучению на той же длине волны, что и в нерезонансном случае, будет соответствовать большее синхронное напряжение  $U = [505/(n_e-1)]^2$ , необходимое для взаимодействия с медленной пространственной гармоникой  $q_i$  дифракционного ВЧ поля открытого резонатора. Если  $n_i = 1$ , то  $n\phi = \lambda/l$ ,  $q_i = q_1 = 1$ , и её замедление  $n\phi l = \lambda/l$ . Если  $n_i = 2$ ,  $q_i = q_2 = 2$ , то  $n\phi_2 = 2\lambda/l$  и т.д., т.е.  $n\phi_i = q_i \lambda/l$ . Таким образом, одноволновый резонансный режим дифракционного излучения может быть реализован как на первой, так и на высших излучающихся гармониках, и соответственно электронно-волновое взаимодействие – с высшими медленными пространственными гармониками ОПС. Для реализации одноволнового резонансного режима генерации в оротроне необходимо видоизменить его электродинамическую систему (ОЭДС)

[3], так как угол излучения отличается от  $90^0$  к поверхности плоского зеркала. Конечно, необходимо, чтобы рабочий ток прибора превышал пусковой ток генерации.

### РЕЗОНАНС ПРИ ДВУХВОЛНОВОМ РЕЖИМЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Проведем оценку возможности использования такого режима в сравнительно низковольтных ( $\beta_e = V_e/c < 0.3$ ) источниках электромагнитных колебаний. Рассмотрим случай наблюдения одновременно двух излучающихся гармоник одной длины волны:

$$\cos\Theta_i = c/V_e - n_i (\lambda/l) \quad (1)$$

$$\cos\Theta_{i+1} = c/V_e - n_{i+1} (\lambda/l) \quad (2)$$

Условие существования двухволнового излучения при движении электронного потока вблизи ОПС можно получить, решая совместно уравнения (1) и (2).

$$\Delta = (n_{i+1} - n_i) (\lambda/l), \quad (3)$$

где разность номеров соседних пространственных гармоник равна единице, а модуль  $\Delta \leq 2$ . Отсюда следует, что

$$(\lambda/l) \leq 2. \quad (4)$$

Можно показать, что этот режим существует до тех пор, пока отношение  $(\lambda/l)$  не будет равно единице. В случае этого равенства рождается третья  $n_{i+2}$  пространственная гармоника, и режим излучения становится трёхволновым. Так как нас интересует резонансный режим дифракционного излучения, то будем полагать, что гармоника с номером  $n_i$  излучается вперёд по отношению к направлению движения электронного потока под углом  $0^0$  градусов к поверхности плоской ОПС оротрона. Тогда угол излучения гармоники с номером  $n_{i+1}$ , как и напряжение, при котором этот режим реализуется, будут зависеть от величины отношения  $\lambda/l$ . Решая систему уравнений (1)-(2) для случая, когда гармоника с номером  $n_{i+1}$  излучается под углом  $180^0$ , а с номером  $n_i$  под углом  $0^0$  и  $(\lambda/l) = 2$ , получим минимальные значения напряжения для существования режима излучения с их участием (см. Таблицу 1).

Таблица 1

N	$0^0$	$180^0$	U
1	.n=1	.n= 2	$(505/3)^2 = 28336B$
2	.n=2	.n=3	$(505/5)^2 = 10201B$
3	n=3	.n=4	$(505/7)^2 = 5205B$
4	.n=4	.n=5	$(505/9)^2 = 3140B$

Генерируемую длину волны в данном "пограничном" случае при  $(n_2 - n_1) \lambda/l = 2$  будет определять период l ОПС. Для примера выберем период  $l = 0,6\text{мм}$ . Для этого периода максимальная длина волны  $\lambda = 1,2\text{мм}$ . Однако если длина волны будет уменьшаться, а одна из гармоник будет излучаться вперёд под углом  $0^0$ , то угол излучения другой гармоники будет уменьшаться, а напряжение, соответствующее этому режиму будет увеличиваться. Возьмём для примера двухволновый режим 2ой и 3ей гармоник. Нетрудно показать, что угол излучения для 3ей гармоники будет вести себя следующим образом.

Таблица 2

N	$\lambda$ (мм)	$\lambda/1$	U(кВ)	$b_3$	$b_2$	$\Theta_3$
1	1,2	2	10	0,2	- 0,2	$180^0$
2	1,1	1,8333..	11,7	0,178	- 0,215	$146^0$
3	1,0	1,666...	13,6	0,154	-0,231	$132^0$
4	0,9	1,5	16	0,125	-0,25	$120^0$
5	0,8	1,333...	19	0,0899	-0,27	$109^0$
6	0,6	1	28,3	0,000	-0,6(6)	$90^0$

При расчёте рабочего напряжения релятивистская поправка не учитывалась. Как следует из Таблицы 2, в первых трёх случаях необходимо вводить отражатель после анода, ориентированный под определённым углом, чтобы направить излучение на фокусирующее зеркало, желательно параллельно оси ОР, обеспечив его возбуждение (трансформацию излучения) на основном типе колебания  $TEM_{00q}$  [4]. Аналогичные расчёты были проведены и для других пар гармоник, приведенных в Таблице 1. Из проведенного анализа полученных результатов следует, что при двухволновом режиме рабочее напряжение для данной длины волны оказывается существенно меньше, чем, когда генерация возбуждается только на гармонике с меньшим номером. Так для  $\lambda = 1,2$ мм рабочее напряжение, указанное в строке 1 Таблицы 2, равно 10кВ, а для генерации на 2ой гармонике оно равно 16кВ.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

Взаимодействия на высших пространственных гармониках позволяет при использовании гармоники с номером  $q_i \neq 1$ , уменьшить длину волны в  $q_i$  раз при том же периоде ОПС, что и для гармоники с номером  $q_i = 1$ . Использование двухволнового режима генерации позволяет не только существенно увеличить период ОПС приборов при работе на высших пространственных гармониках, но и снизить рабочее напряжение по сравнению с одноволновым, даже нерезонансным режимом. Это даёт возможность существенно облегчить продвижение резонансных приборов в терагерцовый диапазон частот.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А.Н. Власов, В.А. Черепенин, С.Г. Чигарев // РЭ. 1990. № 8.Т. 35. С. 1965.
2. Е.А. Мясин, С.Г. Чигарев, В.В. Евдокимов, А.Н. Власов // РЭ. 1997. № 6. Т. 42.С. 733.
3. Е.А. Мясин, С.Г. Чигарев, В.В. Евдокимов, А.Ю. Ильин // РЭ. 2001. № 3. Т. 46. С. 364.
4. Е.А. Мясин, С.Г. Чигарев 20.12.2005. Патент РФ №2266586 с приоритетом от 01.08.2000.

## ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ В ОРОТРОНЕ В ДИАПАЗОНЕ 110 ...190 ГГц НА ВТОРОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ГАРМОНИКЕ

Е.А. Мясин, А.Ю. Ильин, В.В. Евдокимов, С.Г. Чигарев  
*ФИРЭ РАН, Фрязино*

### ВВЕДЕНИЕ

Вопросу освоения терагерцового диапазона частот уделяется в настоящее время особое внимание, о чём свидетельствует проведение уже 13-й ежегодной международной конференции по этой проблеме [1]. Однако продвижение в этот диапазон традиционных методов и подходов при создании электровакуумных приборов встречает серьёзные трудности в связи с катастрофическим уменьшением размеров их электродинамических систем (ЭДС). В первую очередь это относится к классическим приборам О-типа, работающим, как правило, на первой пространственной гармонике. Поэтому в нерелятивистских приборах необходимо найти пути эффективного генерирования колебаний терагерцового диапазона, используя высшие пространственные гармоники. Что касается приборов О-типа, то наилучшие перспективы в этом отношении имеют приборы с открытыми ЭДС (ОЭДС), и в частности, оротрон. Исследованию возможности эффективной работы оротрона на высших пространственных гармониках и посвящён данный доклад.

### ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДПОСЫЛКИ

В работе [2] рассмотрен вопрос о формировании пространственных гармоник в двухзеркальном открытом резонаторе (ОР) оротрона. При этом основное внимание уделено оптимизации ОЭДС на первой гармонике. Рассматривается вариант периодической структуры (ПС) в виде «гребёнки» с высотой гребней, равной четверти длины волны генерируемых колебаний. Однако, как показывают результаты экспериментов (в том числе и авторов работы [2]), генерация в оротроне может быть реализована в диапазоне частот порядка октавы. Поэтому представляет интерес исследовать изменение геометрии ПС по диапазону перестройки более подробно.

Пример такого исследования приведен на рисунке 1 в виде графических зависимостей амплитуд 5-ти первых пространственных гармоник от заполнения  $d/l$ , где  $d$  – ширина канавки (щели),  $l$  – период гребёнки при глубине канавки (высоте гребня)  $b = 0,15\lambda$ , где  $\lambda$  – длина волны. В отличие от случая, оптимального для работы на первой пространственной гармонике, исследованного авторами [2], когда 2-я



пространственная гармоника вообще отсутствует, можно видеть, что, во-первых, при всех  $d/l$ , кроме  $d/l = 0,5$ , она присутствует, и, во-вторых, достигает максимума как при больших, так и при меньших значениях  $d/l$ , причём имеет место разница амплитуд в этих максимумах.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАКЕТ ОРОТРОНА

Исходя из сказанного выше, в качестве первого шага, была создана двухрядная ПС с периодом  $l=0.6$  мм, имевшая заполнение  $d/l = 0,25$ , а глубину канавки 0,25 мм. Выбор величины периода был продиктован двумя обстоятельствами. Во-первых, мы исследовали ранее [3] оротрон, который работал на первой пространственной гармонике с ПС, имеющей такой же период, но с заполнением  $d/l = 0,5$  и с глубиной канавки  $b = 0,5$  мм, во-вторых, дополнительно была исследована работа оротрона с ПС, имеющей период 0,3 мм, заполнение  $d/l = 0,5$  и глубину канавки  $b = 0,5$  мм. Это давало возможность более детально провести сравнение работы приборов, работающих на первой и второй гармониках.

Созданный макет оротрона имел в качестве ОЭДС полусферический ОР, на плоском зеркале которого помещалась гребенчатая ПС. В качестве фокусирующего зеркала использовались сферические зеркала с двумя различными радиусами кривизны  $R_1 = 93$  мм и  $R_2 = 170$  мм.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Так как геометрия пространства взаимодействия и ОЭДС оротрона с радиусом кривизны  $R_1 = 93$  мм была такой же, как в оротронах, работающих на первой пространственной гармонике, то диапазон рабочих напряжений должен был соответствовать диапазону прибора с периодом 0,3 мм. Так и оказалось в эксперименте. На рис.2 представлены зависимости выходной мощности (в относительных единицах) и напряжения от частоты для оротрона со сферическим зеркалом, имеющим радиус кривизны  $R_1 = 93$  мм. Из анализа этих зависимостей следует, что диапазон частот генерации перекрывает практически весь 2 мм диапазон и начало 1 мм диапазона. При этом низкочастотная (НЧ) граница перестройки совпадает с НЧ границей оротрона с ПС при периоде 0,3 мм (она в обоих случаях ограничена диапазоном изменения напряжения источника питания), а ВЧ граница соответствует существенно более высоким частотам, что можно объяснить меньшей глубиной канавки (0,25 мм, а не 0,5 мм). Эта тенденция ещё более выражена в оротроне с  $R_2 = 170$  мм, так как ВЧ граница перестройки ограничена частотой 190 ГГц, что можно объяснить увеличением радиуса кривизны на плоском зеркале и, как следствие, длины взаимодействия.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в результате проведенных исследований показана возможность существенного увеличения периода ПС оротрона при работе даже только на второй пространственной гармонике. И, что особенно важно, возможность увеличения ширины выступов гребёнки в 3 раза, и, следовательно, возможность увеличения её жёсткости. Показана перспективность работы низковольтных приборов этого класса с ОЭДС, оптимизированной для работы на высших пространственных гармониках, для продвижения в субмиллиметровый диапазон длин волн.

Работа выполнена при частичной поддержке Программы ОФН РАН «Проблемы радиофизики», раздел «Освоение терагерцового диапазона».

## ЛИТЕРАТУРА

- 1 Ye.A. Myasin, V.V. Evdokimov, A.Yu. Ilyin, S.G. Tchigarev Joint 30<sup>th</sup> Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves and 13<sup>th</sup> Int. Conf. on Terahertz Electronics. Williamsburg, Virginia, USA. Sept. 19 – 23. 2005. Confer. Dig. P. 506.
- 2 Ф.С. Русин, Г.Д. Богомолов // Электроника больших мощностей. 1968. М.: Изд-во «Наука». Вып. 5. С. 38.
3. Е.А. Мясин, В.В. Евдокимов, А.Ю. Ильин, С.Г. Чигарев // Радиотехника и электроника. 2005. Т. 50. № 8. С. 991.

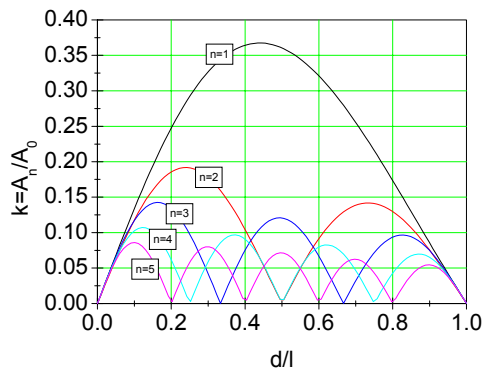


Рис.1. Амплитуды пространственных гармоник в ОР с плоскими зеркалами и отражающей ПС на плоском зеркале, безразмерная глубина канавки  $b/\lambda=0.15$ .

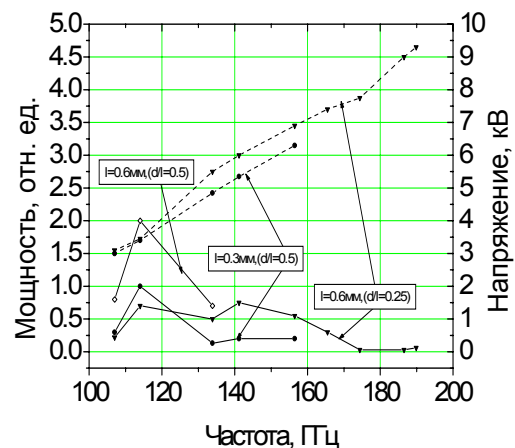


Рис. 2. Экспериментальные зависимости мощности оротрона (сплошные кривые) и напряжения (пунктир) от частоты для ПС, имеющей период  $l = 0,6\text{мм}$ ,  $d/l=0,25, b=0,25\text{мм}$  ( $0,09 < b/\lambda < 0,16$ ), ПС с  $l=0,6\text{мм}$  и  $0,3\text{мм}$ ,  $d/l=0,5$  и  $b=0,5\text{мм}$  ( $0,18 < b/\lambda < 0,25$ ).

О динамике электронных потоков в расширяющихся магнитных полях

А.В. Пеклевский, В.Л. Саввин

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Изучена динамика электронного потока в циклотронном преобразователе энергии (ЦПЭ) – мощном электровакуумном приборе, предназначенном для преобразования СВЧ энергии в постоянный электрический ток. Принцип действия прибора основан на преобразовании кинетической энергии циклотронного вращения потока в потенциальную электрическую энергию и подробно описан в [1]. Там же приводится аналитический вывод для области реверсивного изменения продольного магнитного поля (области преобразования): преобразование поперечных (вращательных) скоростей частиц потока в продольные скорости для бесконечно тонкого пучка в бесконечно коротком симметричном реверсе может быть полным. Однако приведенные там же экспериментальные данные показали очень низкую эффективность преобразования, что указывает на то, что применение модели бесконечно короткого реверса и бесконечно тонких (нитевидных) электронных пучков не адекватно для анализа работы и конструирования реальных приборов. Принципиально важно учитывать при анализе динамики электронных потоков протяженность области изменения магнитного поля, конечные размеры и форму пучка, а также действие кулоновских полей [2,3].

Традиционно профиль продольного магнитного поля на оси системы представляется в виде несимметричного косинуса:

$$B(z) = 0.5 \cdot B_0 \left[ 1 + C_0 + (1 - C_0) \cos \left( \Theta \frac{z}{z_{\max}} \right) \right], \quad 0 < z < z_{\max}, \quad (1)$$

где  $B_0$  – значение продольного магнитного поля на входе в область преобразования,  $C_0$  – отношение величины продольного магнитного поля на выходе из области реверса к начальному значению  $B_0$ ,  $\Theta = \pi$ ,  $z_{\max}$  – протяженность области реверса. Значения радиального и продольного магнитных полей вне оси системы вычисляется с помощью известных формул параксиального приближения.

Однако на практике реализовать такой профиль вдоль оси магнитной системы довольно сложно, особенно для значений  $0 < C_0 < -0.2$ . В области малых значений фокусирующего электронного потока становится неустойчивыми, поэтому важно исследовать динамику электронного потока в расширяющихся магнитных с другой конфигурацией, легче реализуемой на практике.

Наиболее интересным является случай  $\Theta = \pi/2$ . Этот профиль соответствует четверти косинуса, а радиальные магнитные поля

увеличиваются вдоль рассматриваемой области по закону синуса, достигая максимального значения на выходе из нее. Учитывая, что именно радиальное магнитное поле «разворачивает» векторы радиальных скоростей электронов в продольном направлении, осуществляя, таким образом, непосредственно процесс преобразования, такой режим преобразования весьма интересен для изучения.

Численное моделирование движения электронного потока при различных профилях магнитного поля ( $\Theta = \pi, 3\pi/4, \pi/2, \pi/4$ ) показало, что динамика процесса существенно зависит от профиля поля. Это выражается в изменении ряда наблюдаемых величин – величины разброса продольных скоростей в пучке, радиуса, формы пучка и, как результат, коэффициента трансформации вращательной энергии электронов в поступательную кинетическую энергию. Однако наиболее важным результатом моделирования является тот факт, что высокоэффективные режимы не исчезают; различным профилям поля соответствуют различные наборы значений оптимальных параметров. Это, с одной стороны, облегчит разработчикам задачу по конструированию магнитной системы, с другой стороны, позволит посредством изменения параметров магнитного поля несколько «сместить» высокоэффективные режимы преобразования в более предпочтительные области параметров.

На рис. 1. приведена контурная диаграмма величины коэффициента трансформации поперечной кинетической энергии в продольную (эффективности области преобразования) в зависимости от протяженности области реверса, выраженной в длинах циклотронных волн  $N_c$ , и глубины реверса магнитного поля, выраженного коэффициентом  $C_0$  для случая расширяющегося магнитного поля ( $\Theta = \pi/2$ ). Следует отметить, что при таком профиле поля процесс трансформации векторов скоростей пучка происходит весьма эффективно – высокоэффективные режимы трансформации (свыше 90%) протянулись в широком диапазоне параметров (на рисунке протяженные светлые области).

На рисунках 2 и 3 при тех же параметрах и в тех же осях приведены результаты вычислений среднеквадратичного отклонения продольных скоростей  $\sigma$  в пучке и относительный разброс скоростей в потоке  $\delta$ . Минимальным значениям  $\sigma = 0.004$  соответствуют светлые области. Эти рисунки показывают, что режимы с малым разбросом продольных скоростей в потоке ( $\delta = 0.10 - 0.15$ ) реализуемы в узком диапазоне значений (узкие светлые полосы). В области пересечения светлых участков рисунков 1 и 2 реализуемы высокоэффективные режимы преобразования с низким разбросом скоростей.

Режимы преобразования с такими характеристиками электронного потока дадут значительно более высокую эффективность рекуперации электронного потока. Это особенно важно, т.к. именно проблемы вторичной эмиссии и эффективной рекуперации пучка не позволяют пока

реализовать на практике высокоэффективное преобразование СВЧ энергии [4].

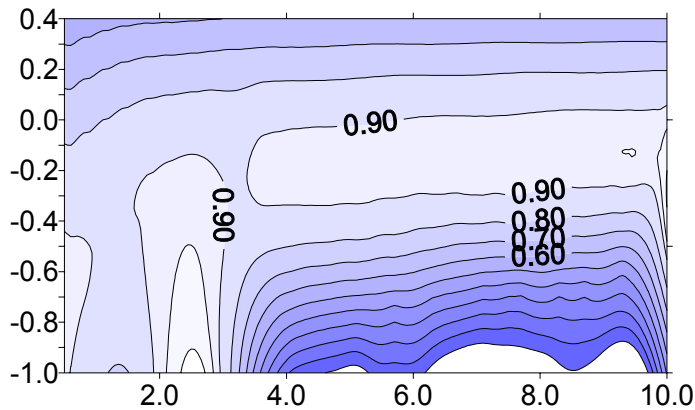


Рис. 1. Коэффициент преобразования энергии поперечного вращения пучка (5kV, 2A,  $P_{вх}=50\text{kW}$ )

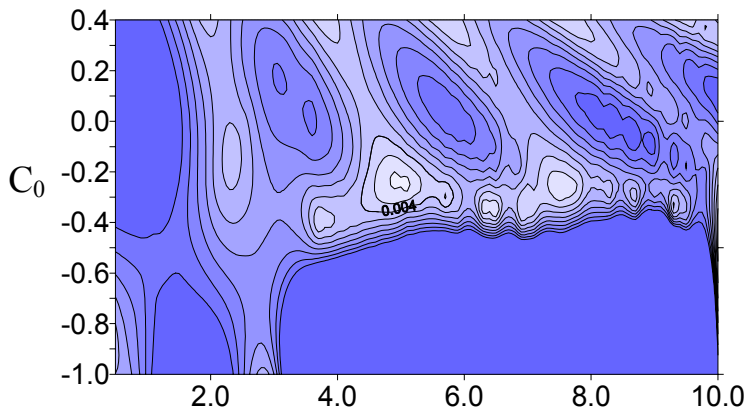


Рис. 2. Среднеквадратичное отклонение поперечных скоростей электронного потока (5kV, 2A, 50kW)

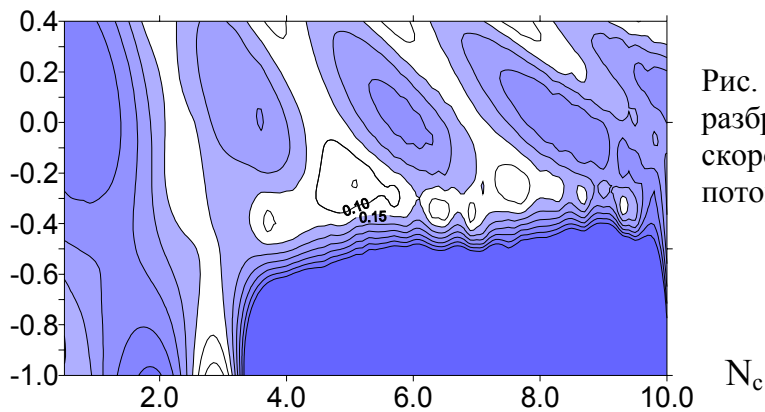


Рис. 3. Относительный разброс продольных скоростей в электронном потоке (5kV, 2A, 50kW)

#### ЛИТЕРАТУРА

1. D. Watson, R. Grow, C. Johnson // J. Microwave Power. 1970. V. 5. No. 2. P. 72.
2. А.В. Пеклевский, В.Л. Саввин // Известия РАН, серия физическая. 1999. Т. 63. No. 12. С. 2368.
3. В.Л. Саввин, А.В. Пеклевский, Г.М. Казарян и др. // Известия РАН, серия физическая. 2001. Т. 65. No. 12. С. 1695.
4. Ю.А. Будзинский, С.В. Быковский, С.П. Кантюк и др. // Радиотехника. 1999. No. 4. С. 32.

## ТУННЕЛЬНАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ВОЛН ПРОИЗВОЛЬНОЙ ФИЗИЧЕСКОЙ ПРИРОДЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ ЕЕ ПРИМЕНЕНИЯ

В.В. Сидоренков, В.В. Толмачев

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

В работах [1, 2] установлено, что в средах с комплексным показателем преломления (а именно, в металлах) интерференционная составляющая вектора Пойнтинга потока энергии  $\vec{P}_{инт} = [\vec{E}_1, \vec{H}_2] + [\vec{E}_2, \vec{H}_1]$  электромагнитных (ЭМ) затухающих встречных волн не равна нулю, является незатухающей и пропорциональна мнимой части волнового числа  $k = \alpha + i\beta$ :

$$\langle P_x(x) \rangle_{инт} = -\frac{\beta}{\omega\mu_0} |C_1| |C_2| \sin(\gamma_1 - \gamma_2 + 2\alpha x), \quad (1)$$

где  $C_1 = |C_1| e^{i\gamma_1}$  и  $C_2 = |C_2| e^{i\gamma_2}$  - комплексные амплитуды волн. Согласно (1), усредненный по времени интерференционный поток  $\langle P_x(x) \rangle_{инт}$  в среде с поглощением ( $\beta \neq 0$ ) осциллирует вдоль направления распространения волн с периодом  $\pi/\alpha$ , а в “запредельной” ( $\alpha = 0$ ) среде  $\langle P_x(x) \rangle_{инт} = const$ , и его величина и знак определяются разностью начальных фаз этих волн  $\gamma_1 - \gamma_2$ . Видно, что в прозрачной ( $\beta = 0$ ) среде поток  $\langle P_x(x) \rangle_{инт}$  встречных волн отсутствует при любых амплитудах и фазах интерферирующих волн.

Данный феномен нетривиален в том смысле, что в случае волн одного направления интерференционный поток энергии  $\langle P_x(x) \rangle_{инт}$  перечисленных выше особенностей не имеет. Он так же, как потоки энергии каждой из волн, пропорционален  $\alpha$  и в поглощающей среде по мере распространения вглубь затухает по экспоненте, степень которой пропорциональна  $\beta$ .

Обсуждаемому явлению дано условное название «электромагнитная туннельная интерференция», которое логически следует из сопоставления с результатами обычной квантовомеханической задачи о туннелировании микрочастицы через потенциальный барьер. Проиллюстрируем это на примере одномерного потенциального барьера простейшей прямоугольной формы:  $U(x) = U_0$  при  $-d/2 < x < d/2$  и  $U(x) = 0$  при  $|x| > d/2$ .

В первом случае, когда энергии частицы  $E = \hbar^2 k^2 / 2m$  больше высоты барьера  $U_0$ , то есть при  $E - U_0 > 0$ , поле волновой функция частицы в области внутри барьера имеет вид двух встречных волн вероятности

$$\Psi(x) = C_1 e^{iqx} + C_2 e^{-iqx}, \quad (2)$$

где  $q = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(E - U_0)}$ , а  $C_1 = |C_1| e^{i\gamma_1}$  и  $C_2 = |C_2| e^{i\gamma_2}$  - комплексные амплитуды. Тогда плотность потока вероятности внутри барьера

$$j_x(x) = \frac{i\hbar}{2m} \left( \Psi \frac{\partial \Psi^*}{\partial x} - \Psi^* \frac{\partial \Psi}{\partial x} \right) = \frac{\hbar q}{m} |C_1|^2 - \frac{\hbar q}{m} |C_2|^2 \quad (3)$$

есть сумма потоков волн вероятности: первой волны, распространяющейся в положительном направлении оси  $OX$ , и второй – в противоположном направлении, при полном отсутствии взаимодействия полей этих волн.

В другом случае, когда энергия частицы  $E$  меньше высоты барьера, то есть при  $E - U_0 < 0$ , волновая функция частицы внутри барьера имеет вид

$$\Psi(x) = C_1 e^{sx} + C_2 e^{-sx}, \quad (4)$$

где  $s = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - E)}$ , а  $C_1$  и  $C_2$  – то же, что и в (2). В таких условиях плотность потока вероятности внутри барьера

$$j_x(x) = 2 \frac{\hbar s}{m} |C_1| |C_2| \sin(\gamma_1 - \gamma_2). \quad (5)$$

Итак, когда  $E - U_0 < 0$ , функция  $j_x(x)$  в (5), в отличие от  $j_x(x)$  в (3), описывает туннелирование микрочастицы через барьер, обусловленное интерференцией за счет сложения амплитуд волн вероятностей. Полная аналогия между выражениями  $\langle P_x(x) \rangle_{инт}$  в (1) и  $j_x(x)$  в (5) очевидна, что оправдывает название «электромагнитная туннельная интерференция».

Приведем примеры конкретных приложений обсуждаемого здесь явления. Рассмотрим туннельную интерференцию бозонных волн, но не электромагнитных (разговор о них будет ниже), а волн бозе-конденсата куперовских электронных пар, когда сравнительно просто можно описать сложный в традиционном изложении "эффект Джозефсона" в сверхпроводниках. Здесь соотношение (5) уже есть аналог фундаментального соотношения Джозефсона для электрического тока  $I_s = I_{OS} \sin(\gamma_1 - \gamma_2)$ , протекающего через два сверхпроводника, разделенных туннельным контактом (слой диэлектрика, обычного проводника;  $\gamma_1 - \gamma_2$  – разность начальных фаз волновых функций куперовских пар). Различие только в амплитудных значениях сверхпроводящего  $I_{OS}$  и обычного  $I_0$  туннельных токов, поскольку при заданной толщине слоя "а" их отношение  $I_{OS}/I_0 \sim e^{as}$  может составлять несколько порядков. Напомним, что  $s = [\sqrt{2m(U_0 - E)}]/\hbar$ .

Как физическое явление ЭМ туннельная интерференция, по существу, есть эффект Джозефсона со всеми его удивительными следствиями, которые можно наблюдать теперь и в ЭМ полях. Это явление исследовано в пленках металла на оптических и СВЧ частотах [1, 2]. В частности, предложены способ передачи ЭМ сигналов через сильно поглощающие среды [3], повышающий на порядки эффективность передачи сигналов в радио- и оптических каналах с большим затуханием, и способ индукционного нагрева изделий из электропроводных материалов [4], где использование туннельной интерференции повышает КПД нагрева в сравнении с обычным индукционным нагревом на 50-100%. Исследования туннельной интерференции получили дальнейшее развитие в ряде работ других авторов.

Из теории приемной антенны (длинноволновое приближение) известно, что ЭМ мощность, поступающая в цепь антенны, в точности равна мощности

интерференционного потока  $\vec{P}_{инт} = [\vec{E}_1, \vec{H}_2] + [\vec{E}_2, \vec{H}_1]$ , обусловленного интерференцией полей  $\vec{E}_1, \vec{H}_1$  падающей на антенну волны и полей  $\vec{E}_2, \vec{H}_2$  волны, рассеиваемой излучателем при приеме. Таким образом, на передачу в антенну ЭМ энергии, то есть на  $\langle P_x(x) \rangle_{инт}$ , можно влиять в точке приема лишь повышением амплитуды рассеиваемых антенной полей посредством увеличения коэффициента поляризации излучателя. Следовательно, при приеме сигналов на пассивную антенну повышение потока  $\langle P_x(x) \rangle_{инт}^{пас}$  практически невозможно, однако на активно лучащую антенну аналогичный поток  $\langle P_x(x) \rangle_{инт}^{акт}$  можно сделать весьма большим (на порядки) за счет встречной когерентной подсветки ближней зоны на частоте несущей сигнала [5, 6]. Как видим, и здесь используется все та же туннельная интерференция ЭМ полей, реализованная впервые в эффекте Джозефсона.

Другое, не менее важное направление развития физических понятий о туннельной интерференции – это проблема синтеза голограмм длинноволнового приближения с размерами порядка длины волны, преобразующих моду (структуру) одного ЭМ поля в моду другого ЭМ поля [7]. В частности, такие ЭМ интерференционные преобразователи (ЭМИПы) моды дипольного излучателя в моду поля плоской волны предлагаются в качестве нового класса антенн направленного излучения СВЧ диапазона [8].

Можно надеяться, что использование представлений о *туннельной интерференции* волн произвольной физической природы будут плодотворными в различных областях естествознания и современной техники.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.В. Сидоренков, В.В. Толмачев // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 21. С. 34; 1990. Т. 16. Вып. 3. С. 20; Вып. 20. С. 5.
2. В.В. Толмачев, В.В. Савичев, В.В. Сидоренков // Вестник МГТУ. Сер. Приборостроение. 1990. № 1. С. 125.
3. А.с. № 1689925. Способ передачи электромагнитных сигналов через тонкопленочную среду // Б.И. 1991. № 41.
4. А.с. № 1707782. Способ индукционного нагрева плоского изделия из электропроводного материала // Б.И. 1992. № 3.
5. В.В. Сидоренков, В.В. Толмачев // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Приборостроение. 1992. № 1. С. 43.
6. В.В. Сидоренков, В.В. Толмачев, С.В. Федотова // Известия РАН. Сер. Физическая. 2001. Т. 61. № 12. С. 1776.
7. В.В. Сидоренков, В.В. Толмачев // Изв. РАН. Сер. Физическая. 1997. Т. 61. № 12. С. 2370.
8. Патент № 2089027. Объемное голографическое антенное устройство. // Б.И. 1997. № 24.



## ВЛИЯНИЕ ИОНИЗАЦИИ ОСТАТОЧНЫХ ГАЗОВ НА ДИНАМИКУ ВИРТУАЛЬНОГО КАТОДА

Р.А. Филатов, Ю.А. Калинин, А.Е. Храмов, А.А. Короновский  
*Саратовский госуниверситет им. Н.Г. Чернышевского*

В настоящее время активно изучаются источники излучения СВЧ диапазона, использующие в качестве активной среды электронные пучки с виртуальным катодом (ВК) [1,2]. Одним из перспективных устройств с виртуальным катодом, предложенных в последнее время, является низковольтный виркатор [3], в котором образование нестационарного ВК в нерелятивистском электронном потоке осуществляется за счёт дополнительного торможения электронов в пространстве дрейфа. В подобной системе возможно формирование ВК и генерация хаотического широкополосного сигнала при малых токах и плотностях электронного пучка [3]. Отметим, что низковольтный виркатор представляет значительный интерес в качестве источника широкополосных хаотических сигналов среднего уровня мощности в сантиметровом и миллиметровом диапазоне длин волн [3].

Важной задачей исследования колебательных явлений в пучке с ВК является учёт влияния положительных ионов на колебания пространственного заряда в потоке электронов с ВК. Наличие положительных ионов в пучке (которые возникают благодаря ионизации остаточных газов [3]), с одной стороны, компенсирует пространственный заряд, тем самым, препятствуя образованию ВК [2], а с другой - возбуждает дополнительные колебания ионов, что приводит к уменьшению изрезанности в спектре мощности широкополосных хаотических колебаний ВК [3]. Также известно, что при инжектировании релятивистского электронного пучка со сверхкритическим током в рабочую камеру виркатора, заполненную газом низкого давления, сначала в ней формируется ВК, в области которого происходит интенсивная ионизация газа (скорость электронов мала, а их концентрация в области ВК сильно превосходит концентрацию в плоскости инжекции). За счёт ионизации и появления положительного заряда ионов происходит зарядовая нейтрализация ВК, в результате чего он смещается по направлению движения пролетных электронов к выходной стенке трубы дрейфа. При достижении ВК выходной стенки СВЧ генерация в виркаторе прекращается. Эффекты, связанные с движением ВК в пространстве дрейфа виркатора, предложено использовать для ускорения ионов.

Представляется интересным и важным рассмотреть влияние положительных ионов в пролетном промежутке на физические процессы в нерелятивистском пучке с ВК, поэтому целью данной работы являлось

теоретическое и экспериментальное исследование влияния ионизации остаточных газов на динамику ВК и характеристики генерации низковольтного виркатора.

Для моделирования процессов ионизации в диодном промежутке и учета влияния положительных ионов была предложена следующая численная схема. При инжектировании электронного пучка в трубу дрейфа, заполненную остаточным газом электроны могут производить ударную ионизацию молекул газа, в результате которой образуется положительно заряженный ион и медленный вторичный электрон. Положительные ионы вводились путем расчета коэффициента ионизации [4], который определяется, как количество ионов, образуемых одним электроном на пути в 1 см при давлении в 1 мм рт. ст. и температуре 20°C. Таким образом количество пар «положительный ион – медленный электрон» образуемых в единичном объеме за время  $\Delta t$  выражается как:

$$N = n \varepsilon_p (\bar{v}) \bar{v} \Delta t ,$$

где  $\varepsilon_p$  – нормированный коэффициент ионизации, зависящий от давления в рабочей камере и от средней по модулю скорости всех  $n$  частиц прошедших за время  $\Delta t$  через единичный объем.

В докладе численно (в рамках одномерного приближения) и экспериментально рассмотрены процессы в рабочей камере низковольтного виркатора при наличии остаточных газов. Численное моделирование показывает, что после того как в пространстве дрейфа образуется ВК начинается интенсивная ионизация газа в области ВК, где скорости электронов достаточно малы [4]. Затем по мере компенсации пространственного заряда электронов положительными ионами ВК смещается к выходной сетке диодного промежутка до тех пор, пока полностью не вытеснится из пространства взаимодействия. Вытеснение ВК приводит к срыву СВЧ генерации. Затем под действием внешнего поля достаточно тяжелые, малоподвижные положительные ионы медленно дрейфуют к правой сетке, таким образом, плотность положительного пространственного заряда в межсеточном пространстве снижается, и создаются условия для возникновения второго ВК и возобновления генерации. Вновь начинается активная генерация ионов в пространстве взаимодействия и происходит вытеснение ВК и последующее рассасывание положительного пространственного заряда, затем этот процесс повторяется.

Полученные в рамках одномерной модели результаты были проверены в рамках двумерной численной модели, которая позволяет анализировать динамику виртуального катода при малых величинах фокусирующего магнитного поля, а также дрейф ионов в радиальном направлении. Полученные результаты качественно подтвердили полученные результаты в рамках одномерной модели. В частности,

показано, что при формировании виртуального катода в пучке в режимах без ведущего магнитного поля при больших давлениях остаточного газа также наблюдается вытеснение виртуального катода из пространства взаимодействия и срыв генерации в низковольтном виркаторе.

В экспериментальном исследовании на макете низковольтного виркатора были получены усредненные спектры мощности [5], на которых отчетливо выделяются несколько зон СВЧ генерации, а также видны интенсивные низкочастотные колебания ионов в полосе частот от 10 кГц до 10 МГц. Отдельные зоны генерации соответствуют тому, что после вытеснения ВК из пространства взаимодействия, он возникает заново в новом месте пространства взаимодействия и генерация возобновляется на новой частоте.

Таким образом, в работе рассматривается влияние ионизации остаточного газа в рабочей камере низковольтного виркатора на характеристики генерации и колебательные процессы в электронном пучке с ВК. Наличие положительных ионов приводит к вытеснению ВК из пространства взаимодействия и срыву СВЧ генерации в системе. Численный расчет хорошо совпадает с полученными экспериментальными данными.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты №№ 05-02-16286 и 06-02-81013), ФЦНТП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития науки и техники» (НИР 2006-РИ-19.0/001/053, 2006-РИ-19.0/001/054) и Президентской программы поддержки ведущих научных школ РФ (НШ-4167.2006.2).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А.А. Рухадзе, С.Д. Столбецов, В.П. Тараканов // Радиотехника и электроника. 1992. Т. 37. №3. С. 385.
2. Д.И. Трубецков, А.Е. Храмов “Лекции по СВЧ электронике для физиков”. Т.2. М.: Физматлит, 2004.
3. Ю.А. Калинин, А.А. Короновский, А.Е. Храмов, Е.Н. Егоров, Р.А. Филатов // Физика плазмы. 2005. Т. 31. №11. С. 1009.
4. И.В. Алимовский “Электронные пучки и электронные пушки” М.: Сов. Радио, 1966.
5. Р.А. Филатов, Ю.А. Калинин, А.Е. Храмов // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. № 11. С. 61.

## РАССЕЯНИЕ СВЕТА ОДИНОЧНОЙ УГЛЕРОДНОЙ НАНОТРУБКОЙ

М.В. Шуба

НИИ Ядерных проблем БГУ

Уникальные электронные свойства углеродных нанотрубок (УНТ) [1] обусловили ряд принципиальных особенностей их взаимодействия с электромагнитным излучением. Проводимость УНТ отличается сильной анизотропией и частотной дисперсией. Она варьируется в широких пределах в зависимости от типа углеродной нанотрубки (металлы либо полупроводники). Эти свойства в сочетании с особенностями конфигурации УНТ определяют электромагнитные явления в них, одним из которых является распространение сильно замедленных волн [1].

До недавнего времени электромагнитные свойства углеродных нанотрубок рассматривались на основе модели бесконечно длинной трубки. Учет краевых эффектов в электродинамике одиночной полубесконечной УНТ на основе метода факторизации впервые выполнен в [2]. Позже на основе метода интегральных уравнений была построена адекватная теория рассеяния света одиночной трубкой конечной длины [3,4].

Целью настоящей работы является применение разработанной в [4] теории для выяснения свойств УНТ как одиночного рассеивателя электромагнитного излучения. Анализ охватывает широкий диапазон частот (от терагерцового до ультрафиолетового), включая область квантовых оптических переходов.

Пусть углеродная нанотрубка длиной  $L$  и радиусом  $R$  ( $L \gg R$ ) находится во внешнем поле с аксиальной компонентой  $E_z(\mathbf{r}, t) = E_{0z}(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t)$ . Длина волны в свободном пространстве  $\lambda$  существенно превышает радиус трубки ( $\lambda \gg R$ ). Внешнее поле возбуждает на поверхности трубки плотность аксиального тока  $j(z, \varphi)$  ( $z, \rho, \varphi$  - координаты цилиндрической системы с осью  $z$ , направленной вдоль оси УНТ, и с началом в центре трубки).

Так как  $L \gg R$  и  $\lambda \gg R$ , то решение уравнений Максвелла, удовлетворяющее 1) граничным условиям [2] на поверхности одиночной УНТ конечной длины, 2) условию излучения на бесконечности, 3) условию равенства нулю сосредоточенных зарядов на концах трубки  $j(\pm L/2, \varphi) = 0$ , сводится к решению интегро-дифференциального уравнения относительно усредненной по азимутальному углу плотности тока в УНТ [4]:

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \left( k^2 - \frac{i\omega}{2\pi\sigma_{zz}RX} \right) \right\} j(z) = -\frac{i\omega}{2\pi RX} E_{0z}(z) + \frac{1}{X} \left\{ \frac{d^2}{dz^2} + k^2 \right\} V(z, j(z)) \quad (1)$$

где

$$V(z, j(z)) = \int_{-L/2}^{L/2} \ln(2p |z - z'|) \left[ \frac{z - z'}{|z - z'|} \frac{\partial j(z')}{\partial z'} - ikj(z') \right] e^{ik|z-z'|} dz',$$

$p = R^{-1} \exp(X/2)$ ,  $X = -2K_0(\sqrt{\kappa^2 - k^2}R)I_0(\sqrt{\kappa^2 - k^2}R)$ ,  $\kappa$  - корень дисперсионного уравнения бесконечно длинной УНТ [1].

Уравнение (1) представляет собой интегро-дифференциальное уравнение, в котором первый член в правой части описывает действие сторонней ЭДС, а второй член – влияние концов на распределение тока по трубке (собственная ЭДС). Пренебрежение 2-ым слагаемым в правой части уравнения (1), сводит последнее к общеизвестному телеграфному уравнению для импедансного провода, которое в модифицированном виде было применено к УНТ в работе [5]. При  $\sigma_{zz} \rightarrow \infty$  уравнение (1) сводится к уравнению Леонтовича - Левина для идеально проводящего вибратора [6]. Решение уравнения (1) при заданном стороннем поле  $E_{0z}(z)$  и граничном условии  $j(\pm L/2) = 0$ , позволяет найти распределение плотности тока вдоль оси УНТ и затем определить поляризуемость трубки и распределение напряженности электрического и магнитного полей в ближней и дальней зоне (см. [4]).

Рассмотрим численные результаты для некиральных трубок, которые следуют из уравнения (1) с учетом частотной дисперсии ее проводимости. Как видно из рисунка 1, для металлических нанотрубок в длинноволновой области ( $L \gg \lambda$ ) наблюдается резонансное поведение электрической поляризуемости. Такое поведение электромагнитного отклика УНТ аналогично геометрическим резонансам Ми в малых частицах оптически плотного диэлектрика. В отличие от последних, в УНТ резонируют формируемые в ней собственные поверхностные волны. Коэффициент замедления поверхностных волн (отношение фазовой скорости волны к скорости света) для металлических трубок достигает  $10^{-2}$ , а для полупроводниковых трубок –  $10^{-4}$ . Поэтому резонансы для металлических трубок смещены в терагерцовую, а для полупроводниковых трубок – в гигагерцовую области частот.

При сопоставлении полученных результатов для одиночной трубки с экспериментальными результатами по оптическим свойствам композитов из нанотрубок выяснилось, что похожие резонансы диэлектрических свойств композитов из УНТ наблюдались в терагерцовом и дальнем ИК диапазонах частот [7].

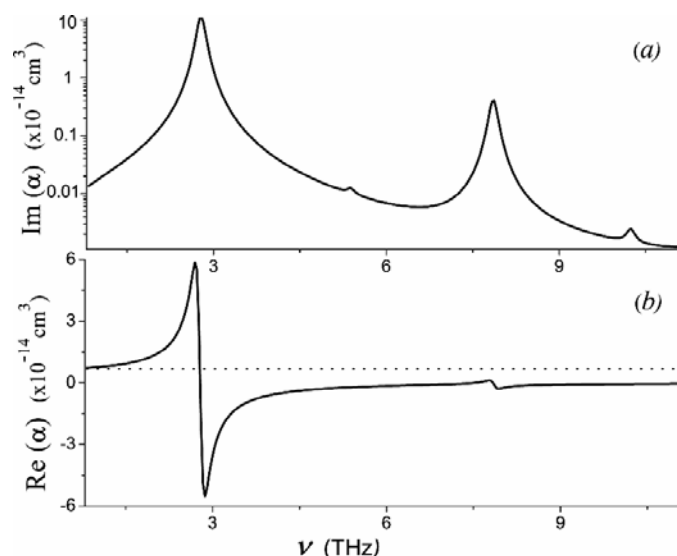


Рис. 1. График зависимости мнимой (а) и действительной восприимчивости одиночной металлической УНТ (9,0) от частоты, падающего излучения,  $L = 1$  мкм. Кривая из точек рассчитана для идеально проводящей трубки.

В диапазоне частот, где имеют место оптические переходы (от ближнего ИК до УФ), поверхностные волны испытывают сильное затухание. При этом распределение тока в средней части трубки подчиняется закону Ома, т.е. идентично распределению напряженности падающего поля. Поверхностные волны, сравнимые по амплитуде с напряженностью падающего поля  $E_{0z}$ , возбуждаются лишь вблизи концов УНТ.

Развитый в [4] подход получил обобщение на случай пучка из параллельных нанотрубок, а также многослойных УНТ и трубок, заполненных или покрытых металлом.

## ЛИТЕРАТУРА

1. G.Y. Slepyan, S.A. Maksimenko, A. Lakhtakia, et. al. // Phys. Rev. B. 1999. V. 60. № 24. P. 17136.
2. G.Ya. Slepyan, N.A. Krapivin, S.A. Maksimenko, et. al. // Int. J. of Electron. and Commun. 2001. V. 55. № 4. P. 273.
3. G.W. Hanson // IEEE Trans. Antennas Propagat. 2005. V. 53. P. 3426.
4. G.Ya. Slepyan, M.V. Shuba, S.A. Maksimenko, A. Lakhtakia // Phys. Rev. B, 2006 (принято к печати).
5. P.J. Burke, S. Li, Z. Yu cond-mat/0408418 (2004).
6. М.А. Леонтович, М.Л. Левин // ЖТФ. 1944. Т. 14. № 9. С. 481.
7. A. Ugawa, A.G. Rinzler, D.B. Tanner // Phys. Rev. B. 1999. V. 60. N. 16. P. R11305.

ВЫРОЖДЕНИЕ МОД БЕРНСТЕЙН В РЕЛЯТИВИСКОЙ ПЛАЗМЕ С  
 НЕРЕЛЯТИВИСКИМ ПОПЕРЕЧНЫМ РАЗБРОСОМ ТЕМПЕРАТУР

Д.В. Вагин, П.А. Поляков, А.Е. Русаков  
 Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

Моды Бернштейн возникают благодаря наличию теплового разброса скоростей электронов в магнитоактивной плазме и в чистом виде могут наблюдаться при распространении волны перпендикулярно внешнему магнитному полю [1,2]. Важной особенностью этих мод является то, что они существуют в области отсечки колебательного спектра холодной замагниченной плазмы. В данной работе рассмотрена проблема трансформации мод Бернштейн с увеличением температуры вплоть до ультрарелятивистских значений. Существует ряд работ, в которых высказывается сомнение в возможности существования таких мод в случае релятивистских температур [3,4]. Поэтому было проведено теоретическое и численное исследование наличия этих резонансов в модели релятивистской плазмы с нерелятивистским поперечным разбросом температур. Данный выбор был сделан, исходя из соображений, что, во-первых, в лабораторных условиях реализуется именно такая конфигурация, во-вторых, решение трехмерной задачи в релятивизме натывается на объективные математические трудности.

Гидродинамическое рассмотрение плазмы является достаточно грубым, поскольку требует установления локального равновесного распределения в системе. Поэтому в качестве основы было взято кинетическое описание плазмы. Система Власова-Максвелла – это система нелинейных интегродифференциальных уравнений, и решение ее в общем виде не представляется возможным. Была проделана процедура линеаризации. Рассматривались лишь волновые решения. В качестве равновесной была взята анизотропная двухтемпературная функция распределения:

$$f_0 = C \exp\left(-\alpha\sqrt{1+u_{\perp}^2} - \beta\sqrt{1+u_z^2 + u_{\perp}^2}\right) \\
 C^{-1} = \int_{(\infty)} \exp\left(-\alpha\sqrt{1+u_{\perp}^2} - \beta\sqrt{1+u_z^2 + u_{\perp}^2}\right) d\vec{u}, \quad (2)$$

где температурные параметры  $\alpha$ ,  $\beta$  характеризуют поперечную и продольную температуры соответственно.

В цилиндрической системе координат с осью  $z$  вдоль магнитного поля выражение для тензора диэлектрической проницаемости имеет вид:

$$\sigma_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} + i \sum_a \frac{\omega_{pa}^2}{\Omega_a \omega} \int d\vec{u} \frac{u_{\alpha}}{u_0} \int_{\infty}^{\varphi} d\varphi' u_0 \left( \frac{\partial f_{0a}}{\partial u_{\beta}} \right)_{\varphi'} \exp \left[ i \frac{u_0}{\Omega_a} \int_{\varphi}^{\varphi'} (\omega - \vec{k}\vec{v}) d\varphi'' \right]. \quad (3)$$

где индексы  $\alpha, \beta=1, 2, 3$ ;  $\Omega_a$  — циклотронная частота частиц сорта  $a$ ,  $\omega_{pa}$  — плазменная частота,  $\vec{v}$  — вектор четырехмерной скорости. Суммирование производится по всем сортам частиц. Вводим специальные функции:

Результаты численного решения дисперсионных уравнений для нерелятивистского и релятивистского случаев приведены на рис. 1-3. Видно, что при больших значениях  $\beta$  циклотронные моды (кривые 2–4 на рис. 2) еще присутствуют, однако эти моды являются сильнозатухающими, причем затухание тем сильнее, чем выше частота. При дальнейшем увеличении температуры эти моды и вовсе пропадают.

Таким образом, уже при слаборелятивистских температурах в плазме припадают резонансы на циклотронных частотах. Такой процесс связан, по-видимому, с релятивистским увеличением массы электрона при возрастании энергии. В частности, этот эффект может привести к тому, что резонансный нагрев плазмы в токамаках при высоких температурах станет неэффективным.

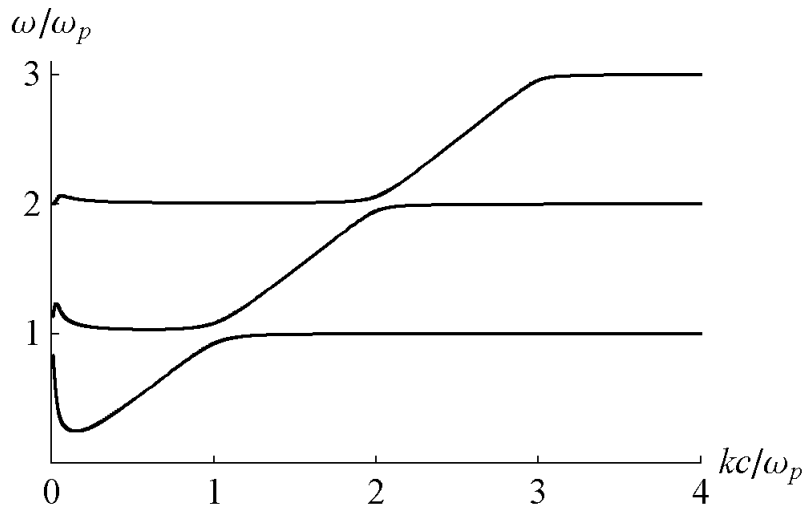


Рис. 1. Нерелятивистские дисперсионные кривые.



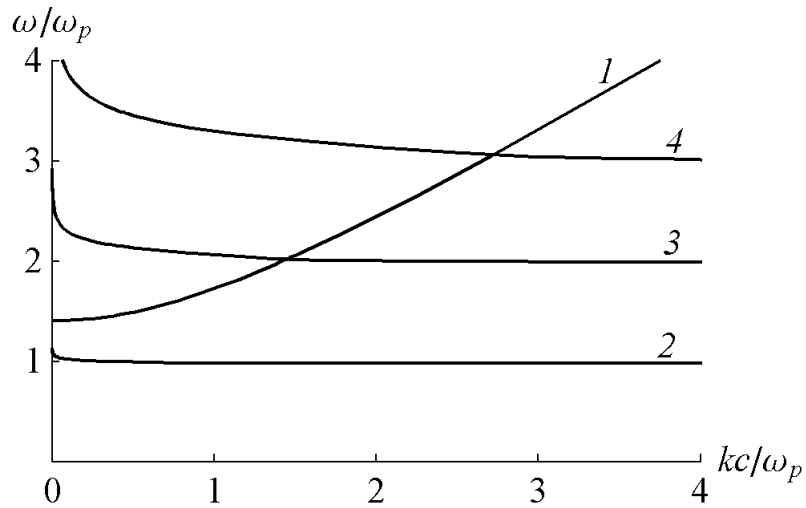


Рис. 2. Дисперсионные кривые для слабо-relativистского случая  $\beta = 100$ .

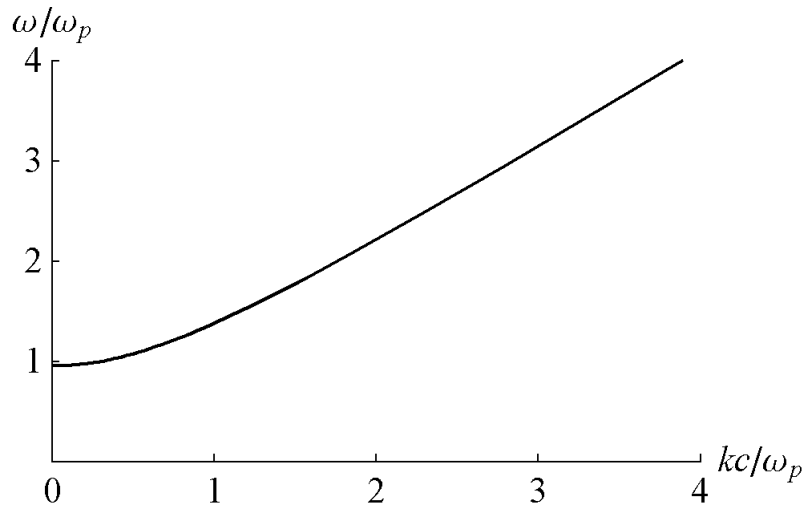


Рис. 3. Дисперсионная кривая для случая умеренного релятивизма  $\beta = 1$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. I.V. Bernstein // Phys. Rev. 1958). V. 109.
2. Д. Балдвин, А. Бернштейн "Кинетическая теория плазменных волн в магнитном поле" (сборник "Достижения физики плазмы" М.: Мир, 1974).
3. П.А. Поляков // Физика плазмы. 1997. Т. 23. № 2. С. 190.
4. А.Б. Михайловский // Письма в астрон. журн. 1979. Т. 5. № 11. С. 604.

## ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА САМООРГАНИЗУЮЩИХСЯ МЕТАЛЛОСОДЕРЖАЩИХ ЛБ-МОНОСЛОЕВ

В.В. Грушевский, А.И. Драпеза, Г.Г. Крылов, Г.В. Крылова  
Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Одним из перспективных материалов, который находит широкое применение в наноэлектронике, является тонкая металлосодержащая монослойная пленка, формируемая самосборкой по технологии Ленгмюра-Блоджетт (ЛБ). Методами структурных исследований показана их фрактальная геометрия, обусловленная наличием островков неупорядоченной и упорядоченной фаз [1]. Для расчета проводимости и диэлектрической релаксации такого рода систем целесообразно использовать метод прямого имитационного моделирования на основе электрических эквивалентных схем формируемой монослойной структуры, которую создают на чувствительной области емкостного сенсора “открытого типа” [2].

Целью данной работы является изучение механизмов проводимости и электронного транспорта по фрактальным сетям в тонких металлосодержащих ЛБ-пленках.

Монослои формировали в высокоупорядоченном состоянии типа “твердое тело” на различных субфазах и наносили на поверхность сенсора при постоянном давлении поджатия. Для формирования монослоев из молекул стеариновой кислоты и молекул стеарата дитионил пиррола (ДТП) использовали субфазы: раствор  $HNO_3, Fe(NO_3)_3, Er(NO_3)_3$  (субфаза А), раствор  $Fe(NO_3)_3, HNO_3$  (субфаза В), раствор  $HNO_3$  (субфаза С), раствор  $HCl$  (субфаза D), раствор  $FeCl_3, HCl$  (субфаза Е), раствор  $Fe(NO_3)_3, HCl$  (субфаза F).

Расчет построенных эквивалентных электрических схем проводился следующим образом. Так как измерительная система включена в автогенератор в одно-экспоненциальном режиме, то можно предположить, что релаксация заряда датчика с пленкой происходит с собственной частотой  $\omega$ . Находился импеданс  $Z_q^{(i)}$   $i$ -го элемента датчика с пленкой. Если импеданс чисто мнимый, то реактивная составляющая сигнала датчика рассчитывалась по токам Кирхгофа, протекающим по имеющемуся всего одному замкнутому контуру. Если активная составляющая импеданса дает вклад в релаксацию, то эквивалентная электрическая схема  $i$ -го элемента имеет уже два замкнутых контура. Одно-экспоненциальный режим измерительной схемы, при котором время релаксации в одном из контуров бесконечно большое, позволил предложить метод нахождения сопротивления  $i$ -го элемента как корней

секулярного уравнения на собственные частоты, используя значение электрической емкости, которую предварительно рассчитывали с помощью закона Кирхгофа для одноконтурного элемента. Геометрию укладки и толщину  $l_1$  токопроводящей области ЛБ-монослоя рассчитывали с помощью дисперсионного интеграла для поляризационного оператора [3]. Результаты расчетов  $l_1$  приведены на рис. 1.

Измерения сопротивления тонких монослойных пленок, сформированных на различных субфазах, показывают, что их значения лежат в диапазоне (200 – 800) Ом для стеариновой кислоты и (150 – 400) Ом для стеарата дитионил пиррола. Такие значения сопротивления пленки обусловлены воздействием сильных электрических полей двойного электрического слоя на монослой, напряженность которых может достигать, в нашем случае, значений  $10^7$ – $10^8$  В/м. Расчеты показывают, что значения удельной проводимости  $\sigma$  лежат в пределах типичных для полупроводников и полуметаллов, т.е.  $5 \cdot 10^3$  –  $27 \cdot 10^3$  ом $^{-1}$ м $^{-1}$  для монослоев на субфазах А – D (полупроводники) и  $41 \cdot 10^3$  –  $198 \cdot 10^3$  ом $^{-1}$ м $^{-1}$  для монослоев на субфазах Е и F (полуметаллы).

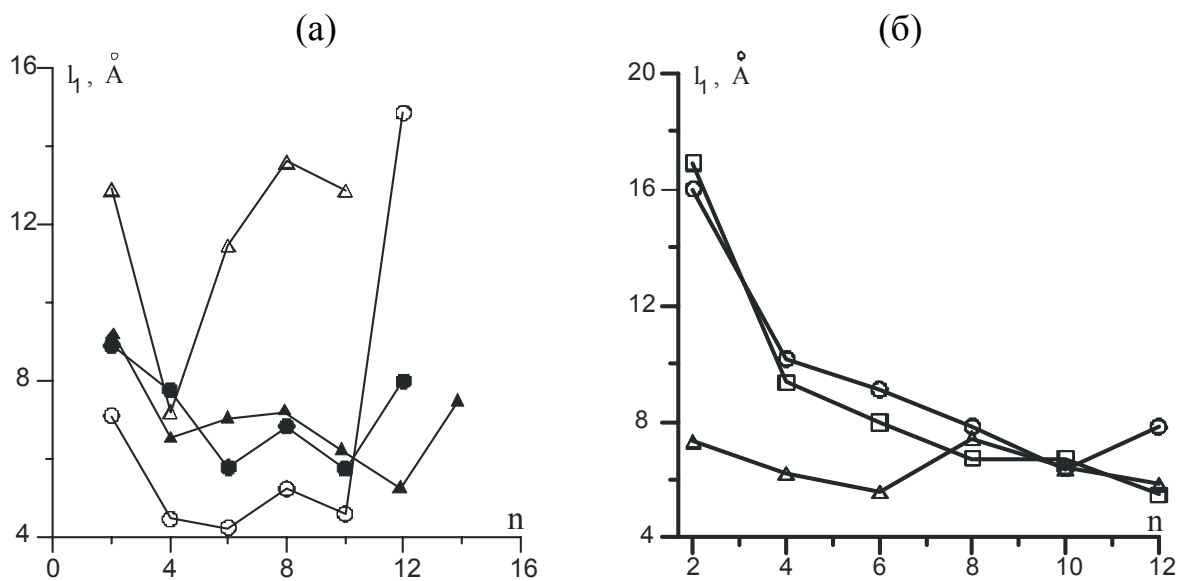


Рис. 1. Расчетные зависимости изменения толщины токопроводящей области монослоя  $l_1$  пленки в зависимости от числа монослоев  $n$ .

(а) пленка стеариновой кислоты для субфаз А(-O-), В(-●-), С (-Δ-), D (-▲-); (б) пленка стеарата DTP для субфаз Е(-O-), F(-□-), стеариновой кислоты для субфазы Е (-Δ-).

Рассчитанные значения сопротивления и значения диэлектрической проницаемости ЛБ-пленок, которые приведены на рис. 2, указывают на металлический тип проводимости. В то же время, структура формируемой пленки не является однородной. Поэтому ее следует рассматривать как фрактальную сеть с металлическими включениями.

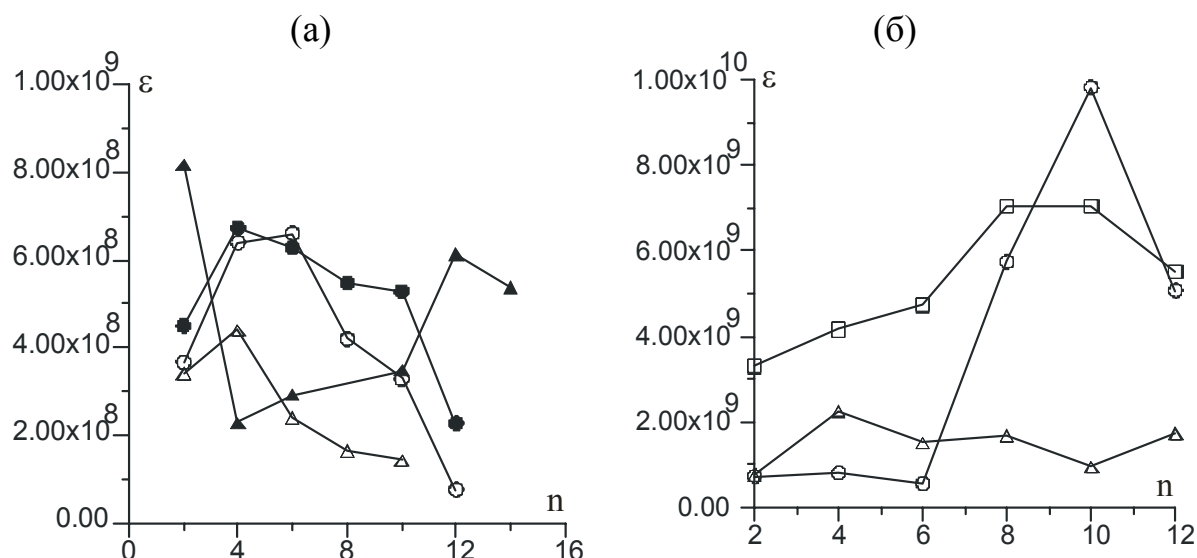


Рис. 2. Расчетные зависимости изменения диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  токопроводящей области пленок амфифильных молекул в зависимости от числа монослоев  $n$ . (а) пленка стеариновой кислоты для субфаз А(-O-), В(-●-), С (-Δ-), D (-▲-) ; (б) пленка ДТРстеарата для субфаз Е(-O-), F(-□-), стеариновой кислоты для субфазы Е (-Δ-).

Наноструктурированность ЛБ-пленок позволяет говорить о когерентном транспорте электрического заряда в ЛБ-монослое. Как известно [4], когерентный транспорт в неупорядоченных системах может описываться РМТ-моделями, которые позволяют получить аналитические результаты для флуктуаций проводимости в квази-одномерных системах. Последние могут использоваться для расчета поправок к диффузионному транспорту в двумерных и квази-двумерных неупорядоченных системах.

Таким образом, разработанная нами имитационная модель, включающая самосогласованный расчет когерентной и диффузионной компонент транспорта электрического заряда на двумерных фрактальных сетках с квази-одномерными звеньями, позволяет рассчитывать транспорт электрического заряда в сложно структурированных нанокompозитных материалах.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. V.M. Anishchik et al. // NPCS. 2002. V.5. № 3. P. 228.
2. В.В. Грушевский и др. //В кн.: "Медико-социальная экология личности: состояние и перспективы. Материалы III международной конференции, 7-8 апреля 2006 г., Минск". (Изд-во БГУ, Минск, Беларусь, 2006). С. 131.
3. В.Н. Грибов "Квантовая электродинамика" Ижевск: НИЦ "Регулярная и хаотическая динамика", 2001. 288 с.
4. T. Dittrich et al. "Quantum Transport and Dissipation" WILEY-VCH, 1998 372 pp.

Спектр излучения, генерируемый ПЛАНАРНЫМ мСЭ  
С КОМБИНИРОВАННЫМ БРЭГГОВСКИМ РЕЗОНАТОРОМ

А.В. Аржанников<sup>1</sup>, Н.С. Гинзбург<sup>2</sup>, В.Г. Иваненко<sup>1</sup>, П.В. Калинин<sup>1</sup>,  
А.С. Кузнецов<sup>1</sup>, С.А. Кузнецов<sup>1</sup>, Н.Ю. Песков<sup>2</sup>, А.С. Сергеев<sup>2</sup>,  
С.Л. Сеницкий<sup>1</sup>, В.Д. Степанов<sup>1</sup>, В.Ю. Заславский<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт ядерной физики им. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

<sup>2</sup>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

**Введение**

Одной из актуальных проблем, решаемых совместно группой исследователей из Института ядерной физики им. Г. И. Будкера и Института прикладной физики является генерация импульсов 4-мм излучения с высокой временной и пространственной когерентностью в электродинамической системе с поперечно-развитым пространством взаимодействия [1]. Эти исследования проводятся с помощью планарного мазера на свободных электронах на основе ленточного электронного пучка (установка ЭЛМИ, ИЯФ СО РАН). Для синхронизации излучения, генерируемого в различных точках по ширине этого пучка, используется планарный комбинированный брэгговский резонатор с двумерной распределённой обратной связью [2, 3]. Резонатор обладает набором собственных мод, различающихся по продольному индексу и лежащих в полосе брэгговского резонанса. Эти продольные «решеточные» моды были выбраны в качестве рабочих мод мазера. Помимо мод, обусловленных действием двумерной обратной связи, в резонаторе возникают паразитные «запертые» моды, связанные с возбуждением электромагнитных колебаний в двумерном отражателе за счёт отражения излучения от проводящих торцевых стенок [4]. Для подавления паразитных мод мы использовали поглотители СВЧ-излучения различной толщины, расположенные на торцевых стенках двумерного отражателя.

**Результаты компьютерных расчётов и «холодных» экспериментов**

Схема экспериментов с планарным мазером на свободных электронах показана на рис.1. Ленточный электронный пучок с сечением 0.4x7 см, током пучка до 3 кА и энергией электронов около 1 МэВ движется внутри



планарного резонатора в условиях сильного магнитного поля.

Ондуляторная компонента магнитного поля имеет период 4 см и амплитуду до 0.2 Т, продольная составляющая поля имеет величину 1.2 Т.

Компьютерный расчёт частотного отклика комбинированного резонатора, возбуждаемого широкополосным импульсом излучения, учитывающий различные значения коэффициента отражения торцевых стенок (R) двумерного отражателя показывает, что в случае «закрытого» двумерного отражателя (R=0.99) паразитные моды, появляющиеся вблизи частот 73.3 и 76.6 ГГц, имеют значения добротностей ~2000, тогда как добротности «решёточных» мод близки к 500. Если же коэффициент отражения с помощью поглотителей сделать малым (R=0.1), возбуждаются только продольные «решеточные» моды. В «холодных» экспериментах с резонатором зарегистрированы оба типа мод. Рисунок 2(а) демонстрирует детальную структуру «решёточных» мод на частотах 74÷76 ГГц, полученных в «холодных» экспериментах с использованием толстых поглотителей (R~0.15), расположенных вдоль торцевых стенок входного отражателя. Типичное значение добротности «решёточных» мод оказывается на уровне ~1000, в то время как добротность паразитных мод вблизи 73 и 77 ГГц не превышает 800.

### Результаты «горячих» экспериментов

Изучение спектрального состава импульсов излучения, генерируемых в лазере, проводилось с помощью четырёхканальной диагностики с полосовыми фильтрами Фабри-Перо, регистрирующей спектральную плотность излучения в полосах шириной ~0.68 ГГц вблизи частот 73.2, 74.2, 75.0 и 76.2 ГГц, а так же с помощью гетеродинной диагностики на основе балансного смесителя, позволяющей анализировать сигнал в перестраиваемой полосе ±500 МГц с разрешением ~30 МГц.

Анализ сигналов со смесителя гетеродинной диагностики позволяет выявить режимы одночастотной генерации длительностью до 350 нс при общей длительности импульса СВЧ-излучения до 500 нс.

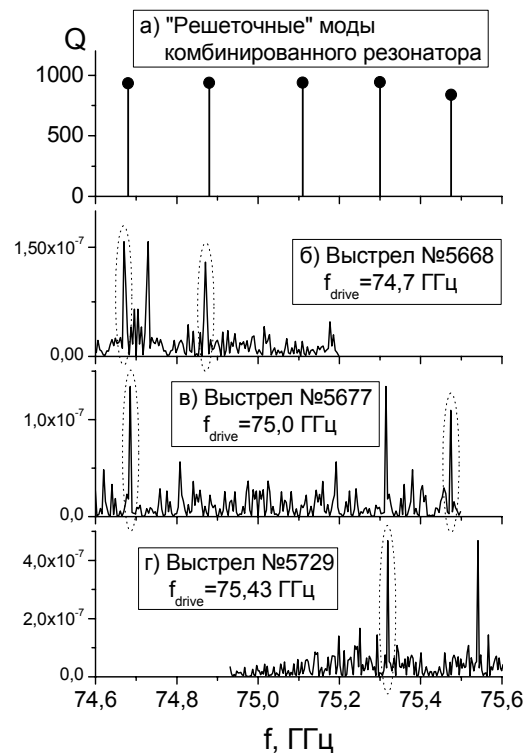


Рис. 2. Результаты «холодных» измерений добротностей «решёточных» мод резонатора с толстыми поглотителями и спектры сигналов, зарегистрированные с помощью гетеродинной диагностики в трёх разных выстрелах, построенные со смещением на частоту опорного генератора.

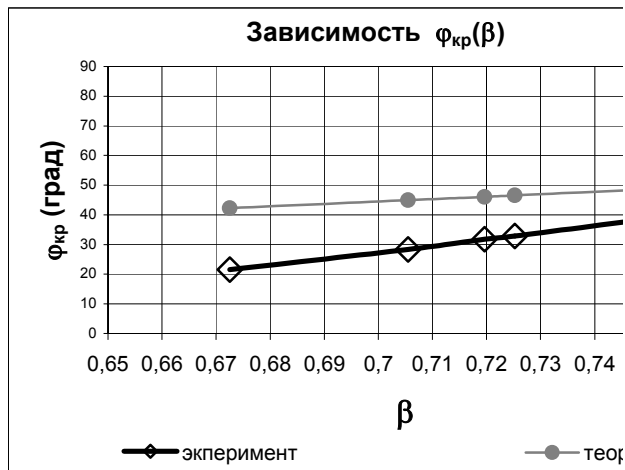
Двумерный

Одномерный

Зенит

Возникновение этих режимов совпадает по времени с резким нарастанием сигнала в третьем канале четырёхканальной диагностики, регистрирующем излучение с частотой вблизи 75 ГГц.

На рис.2(б,в,г) приведены спектры сигналов, демонстрирующие генерацию на частотах, которые соответствуют частотам собственных мод, представленных на рис.2(а).



В результате анализа сигналов, полученных с помощью четырёхканальной диагностики в пятидесяти выстрелах, построено нормализованное распределение энергии импульсов излучения для четырёх спектральных диапазонов (рис.3). Приведенный результат показывает, что эффективность возбуждения в мазере «запертых» мод (1, 4) по сравнению с «решёточными» (3)

оказывается несколько выше, таким образом, применение торцевых СВЧ поглотителей оказалось неэффективным.

### Заключение

Компьютерные расчёты и «холодные» эксперименты показали существование в комбинированном брэгговском резонаторе высокодобротных «решёточных» и паразитных «запертых» мод.

В «горячих» экспериментах на установке ЭЛМИ наблюдался высокий уровень спектральной плотности мощности излучения вблизи частот «решёточных» и «запертых» мод с преобладанием последних. Было обнаружено существование режимов одночастотной генерации с длительностью около 350 нс.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 05-02-17036.

### ЛИТЕРАТУРА

1. A.V. Arzhannikov et al. // Proc. 15<sup>th</sup> Int. Conf. on High Power Particle Beams. 2004. P. 3013.
2. N.V. Agarin et al. // NIM A. 2000. V. A445. P. 222.
3. А.В. Аржанников и др. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. №8. С. 72.
4. А.В. Аржанников и др. // Изв. Вузов. Радиофизика. 2005. Т. 58. № 10-11. С. 842.

## НЕСТАЦИОНАРНЫЙ РЕЖИМ КОНВЕРСИИ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В ТЕРАГЕРЦОВЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ

М.И. Бакунов, М.В. Царев, С.Б. Бодров

Нижегородский государственный университет, Нижний Новгород

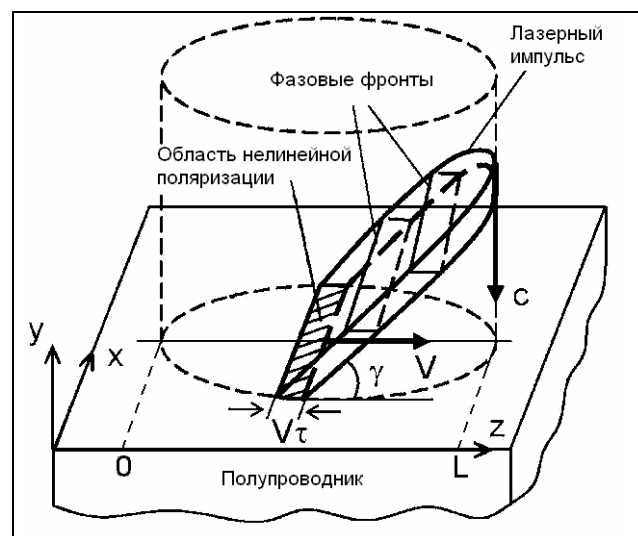
Освоение терагерцового (ТГц) диапазона частот – одно из наиболее "горячих" и бурно развивающихся направлений прикладной физики. Терагерцовый бум обусловлен перспективами важных практических приложений ТГц излучения для целей спектроскопии и имиджинга, управления химическими реакциями, манипуляции электронными состояниями в квантовых ямах и т.д. При этом наиболее сложной проблемой является разработка эффективных методов генерации ТГц излучения.

Недавно были предложены методы генерации поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) терагерцового диапазона частот при сканировании поверхности полупроводника фемтосекундными лазерными импульсами [1,2]. Из-за сильной локализации поверхностных волн вблизи волноведущей поверхности такие волны очень чувствительны к состоянию поверхности. Ожидается, что терагерцовые ПЭВ найдут широкое применение в спектроскопии биомолекул и в диагностике полупроводниковых поверхностей [3].

В работах [1,2] рассмотрение проводилось в предположении, что светоиндуцированный нелинейный источник движется по поверхности полупроводника равномерно и неограниченно долго. Однако реальные лазерные пучки имеют конечную ширину, что приводит к ограниченности длины пробега нелинейного источника по поверхности. Вызванные этим обстоятельством эффекты и рассмотрены в настоящей работе.

Исследование проводится для схемы синхронизированного возбуждения квазиплоской ПЭВ досветовым светоиндуцированным источником [1], которая является более эффективной по сравнению со схемой черенковского возбуждения [2]. В рассматриваемой схеме

Рис. 1. Схема освещения поверхности полупроводника фемтосекундным лазерным импульсом со скошенным фронтом интенсивности.





поверхность полупроводника освещается по нормали слабо сфокусированным фемтосекундным лазерным импульсом со скошенным (под углом  $\gamma$ , см. рис. 1) по отношению к фазовым фронтам фронтом интенсивности [4]. Создаваемое импульсом на поверхности световое пятно имеет вид полоски, движущейся со скоростью  $V = c \operatorname{ctg} \gamma$  вдоль оси  $z$  (рис. 1). При  $\gamma > 45^\circ$  скорость движения световой полоски по поверхности является досветовой ( $V < c$ ), и выполняется условие фазового синхронизма с квазиплоской терагерцовой ПЭВ. В отличие от [1] считается, что световая полоска пробегает по поверхности конечную дистанцию  $L$ .

В результате процесса оптической ректификации движущаяся световая полоска наводит в приповерхностном слое полупроводника нелинейную поляризацию

$$\vec{P} = \vec{p} \cdot \delta(y) \cdot \exp(-(t - z/V)^2 / \tau^2) \cdot (1(z + L/2) - 1(z - L/2)), \quad (1)$$

где  $\tau$  – длительность импульса,  $t$  – время,  $\delta$  – дельта-функция Дирака,  $1(z)$  – единичная функция Хевисайда. Направление и величина амплитудного вектора  $p$  определяется ориентацией кристаллографических осей и поляризацией падающего излучения.

Мы используем в качестве исходных уравнений уравнения Максвелла и уравнение движения электрона. Применяя разложение в двойной интеграл Фурье по времени и по  $z$  и сшивая граничные условия, получаем выражения для компонент электромагнитного поля. Эти выражения обобщают формулы работы [1] на случай лазерного пучка конечной ширины. Используя при взятии обратного преобразования Фурье методы контурного интегрирования, находим поля генерируемого волнового пакета поверхностных волн и переносимую им вдоль (против) оси  $z$  энергию.

Временная динамика возбуждения ПЭВ исследовалась численно. Наблюдалось формирование короткого волнового пакета ПЭВ, испытывающего по мере распространения вдоль границы дисперсионные искажения, которые существенным образом зависят от длины трассы  $L$ . Уменьшение  $L$  приводит к уширению спектра продольных волновых чисел нелинейного источника (1) и, как следствие, к уширению частотного спектра ПЭВ. Дисперсионные эффекты при распространении волнового пакета ПЭВ проявляются на меньших расстояниях для меньших  $L$ . Для случая  $V = 0.993c$  и для характеристик полупроводника, используемых для расчетов в [1], при  $L = 0.5$  см пиковая интенсивность ПЭВ падает в 4 раза при распространении ПЭВ на 1 см. При этом генерируемый волновой пакет «распадается» на несколько волновых пакетов, что объясняется наличием множества максимумов и минимумов в спектре продольных волновых чисел нелинейного источника.

Эффективность оптико-терагерцовой конверсии вводилась как отношение полной энергии волнового пакета ПЭВ, распространяющейся в  $+z$  направлении, к энергии оптического импульса и исследовалась в зависимости от параметров  $V$  и  $L$  (рис. 2). Оказалось, что для оценок эффективности конверсии можно пользоваться результатами работы [1], если дистанция, пробегаемая нелинейным источником, существенно превосходит длину формирования излучения ПЭВ

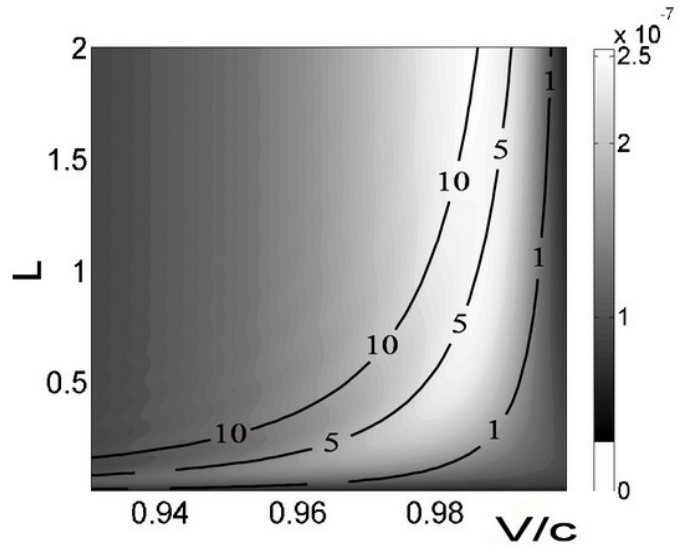


Рис. 2. Эффективность конверсии (нормированная на  $1 \text{ ГВт/см}^2$ ) в зависимости от  $L$  и  $V$  при  $\tau = 75$  фс. Показаны кривые постоянного значения величины  $L/L_f$  (см. (2)).

$$L_f = \frac{2\pi}{\omega \cdot (1/v_{gr} - 1/V)}, \quad (2)$$

где  $v_{gr}$  – групповая скорость ПЭВ,  $\omega$  – центральная частота.

Исследование временных и спектральных характеристик генерируемой ПЭВ показало, что в условиях, когда отношение  $L/L_f$  в несколько раз превышает единицу и  $V$  близко к  $c$ , формируется волновой пакет, имеющий форму короткого импульса (несколько осцилляций поля) и распространяющийся без изменения формы на большие (по сравнению с  $L$ ) расстояния. Это позволяет говорить о привлекательности рассматриваемой схемы как источника для поверхностной ТГц спектроскопии.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. M.I. Bakunov, A.V. Maslov, and S.B. Bodrov // J. Appl. Phys. 2005.V. 98. P. 033101.
2. M.I. Bakunov, A.V. Maslov, and S.B. Bodrov // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. P. 195336.
3. M.I. Bakunov, A.V. Maslov, and S.B. Bodrov // Optics&Photonics News, special issue “Optics in 2005”. 2005. V. 16. P. 29.
4. J. Hebling, G. Almasi, I. Kozma, and J. Kuhl // Opt. Express. 2002. V. 10. P. 1161.

## ОДНОРЕЗОНАТОРНЫЙ ГИРОУМНОЖИТЕЛЬ ЧАСТОТЫ

И.В. Бандуркин, В.Л. Братман, Г.Г. Денисов, Ю.К. Калынов, А.В. Савилов  
*Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород*

Хорошо известно, что в выходном излучении гиротронов [1], как и других СВЧ приборов, содержится небольшая доля излучения на частотах, кратных рабочей. Это обусловлено нелинейными свойствами электронного пучка, благодаря которым группировка частиц на рабочей частоте сопровождается группировкой и на ее гармониках, а образовавшиеся сгустки возбуждают в гиротроне вынужденные колебания на кратных частотах. В гироумножителях [2] – электронных приборах, целенаправленно использующих этот эффект для повышения частоты излучения, – относительно низкочастотная (НЧ) волна используется для группировки пучка на частоте этой волны и ее гармониках, а селективное излучение пучка на одной из этих гармоник происходит на участке, где выполнены условия резонансного возбуждения высокочастотной (ВЧ) волны. При этом НЧ сигнал может поступать от внешнего источника, либо возбуждаться тем же электронным пучком; в последнем случае на низкой частоте умножитель работает в режиме автогенератора. Важно, что для вынужденного излучения ВЧ волны сгруппированным электронным пучком можно использовать меньшие плотности токов, чем это требуется в автогенераторах, работающих на высокой гармонике. Кроме того, пространственно-временная структура излучаемой ВЧ волны определяется соответствующей структурой электронной группировки, что в значительной степени решает проблему селективности возбуждения высокой гармоники.

Наиболее известной конструкцией гироумножителя является последовательность двух резонаторов, первый из которых настроен на резонанс с НЧ, а второй – с ВЧ волной (Рис. 1а). Однако в схеме с самовозбуждающейся НЧ секцией такое взаимное расположение резонансных областей оказывается не оптимальным. При устойчивом самовозбуждении НЧ волны в первом резонаторе первая гармоника тока (на частоте НЧ волны) достигает максимума внутри этого резонатора. Кроме того, особенности группировки таковы, что чем выше номер гармоники тока, тем раньше по длине она достигает насыщения. Это означает, что рабочая высокая гармоника тока (на частоте ВЧ волны), насыщается в первом резонаторе и, следовательно, во втором резонаторе ВЧ волна излучается уже перегруппированным пучком, что малоэффективно. Кроме того, при высокой добротности резонаторов такая конструкция очень чувствительна к неточностям изготовления, т.к. последние приводят к рассогласованию (некратности резонансных частот) НЧ и ВЧ секций. Поэтому более эффективным является вариант

умножителя, в котором ВЧ излучающая секция «встроена» внутрь низкочастотного генератора (Рис. 1б). В этом случае положение максимума высокой гармоники тока может быть сделано оптимальным для резонансного возбуждения ВЧ колебания. К тому же взаимное расположение резонансных частот такой системы определяется, в основном, геометрией единственного резонатора и менее подвержено влиянию ошибок изготовления.

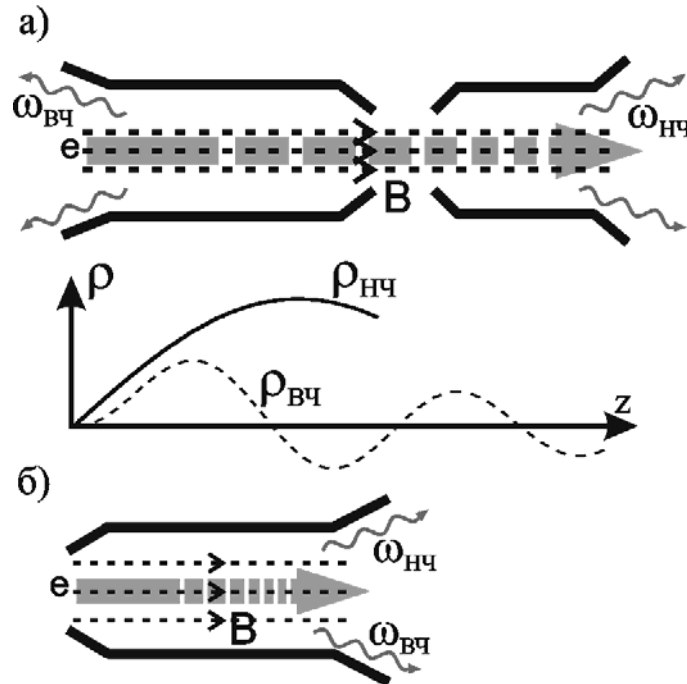


Рис. 1. Двухрезонаторная (а) и однорезонаторная (б) схемы гироумножителя и распределение гармоник высокочастотного тока.

В данной работе, в частности, решена проблема совмещения двух гиротронных мод с кратными частотами в одном квазиоптическом резонаторе и исследована эффективность соответствующего гироумножителя. Согласно расчетам, ориентированным на существующую в ИПФ РАН экспериментальную установку, КПД такой схемы при умножении частоты в пять раз (120 ГГц → 600 ГГц) на электронном пучке с энергией электронов 250 кэВ и током 3 А достигает 0.1%, что может быть достаточно для ряда приложений. Если ВЧ мода является высокодобротной, предложенная схема требует довольно тщательной настройки магнитного поля: оно должно быть таким, чтобы умноженная в пять раз «горячая» частота НЧ генератора попадала в узкую полосу ВЧ резонанса. Эту настройку можно упростить, если использовать менее добротные колебания на высокой гармонике, например - бегущую волну вместо квазикритической [3]. При этом для обеспечения взаимной синхронизации НЧ и ВЧ волн необходимо несколько усложнить профиль магнитного поля, как показано на Рис. 2. На низкой частоте такая схема

работает подобно гироклистрону с положительной обратной связью. В секциях I и III, где магнитное поле создает условия резонанса на первой циклотронной гармонике, происходит, соответственно, модуляция и отбор энергии пучка на низкой частоте. Секция II с нерезонансным для НЧ колебания полем в данном случае аналогична дрейфовому пространству гироклистрона. В ней происходит группировка пучка и излучение бегущей (попутной или встречной, в зависимости от знака профилирующей добавки к полю) волны на высокой гармонике. Расчеты показывают, что при некотором снижении КПД в такой схеме можно на порядок увеличить ширину полосы настройки магнитного поля.

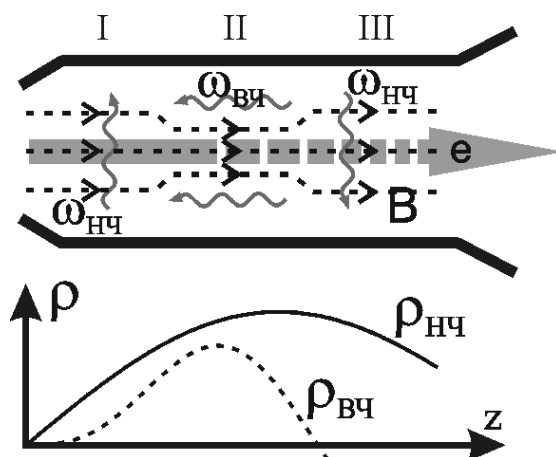


Рис. 2. Схема однорезонаторного умножителя «гиротрон-гироЛОВ (ЛБВ)».

Наконец, при уменьшении добротности также и НЧ резонанса, появляется возможность небольшого изменения частоты НЧ, а следовательно, и ВЧ колебаний при сохранении резонансных условий на обеих частотах. Исследованный в работе вариант умножителя типа «гироЛОВ-гироЛОВ» имеет полосу частотной перестройки около 2%, и может быть полезным, например, в спектроскопии.

Данная работа поддержана РФФИ (проекты № 05-02-16852 и 06-02-91176-ЯФ), Фондом содействия российской науке, Грантом Президента РФ (МД 1320.2005.2), Программой Президиума РАН «Электромагнитное излучение терагерцового диапазона» и CRDF (грант RUP1-2688-NN-05).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А.В. Гапонов, М.И. Петелин, В.К. Юлпатов // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1967. Т. 10. № 9-10. С. 1414.
2. В.С. Ергаков, М.А. Моисеев // Радиотехника и Электроника. 1977. № 22. С. 789.
3. И.В. Бандуркин, В.Л. Братман, А.В. Савилов // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. № 2. С. 72.

САМОФОКУСИРОВКА ВОЛНОВОГО ПУЧКА  
НА ИЗЛОМАХ И ИЗГИБАХ ПОВЕРХНОСТНОГО РЕЛЬЕФА  
В УСЛОВИЯХ ПРОЯВЛЕНИЯ АНОМАЛИИ ВУДА

А.А. Гревцев, В.А. Комагоркин, И.А. Суханов  
Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова,  
4-78а, д.1, стр.2, Ленинские Горы, ГСП-2, Москва-119992, РФ.  
Тел./факс: +7(495) 939-29-15, E-mail: [komagorkin@phys.msu.su](mailto:komagorkin@phys.msu.su)

Экспериментально обнаружен эффект самофокусировки аномалий Вуда вследствие неравновесного энергообмена между компонентами волнового пакета резонансной ПЭВ, неравномерно ослабленной радиационными потерями и отражением на изгибе амплитудно-модулированной периодической поверхности.

В эксперименте моделировалась ситуация теоретически предсказанная в [4] и являющаяся следствием гипотезы Комагоркина о возможности резонансного взаимодействия электромагнитных полей с высокими гармониками Фурье-разложения формы поверхностного рельефа реального городского или географического ландшафта, предложенной для объяснения эффекта проникновения электромагнитных полей в область глубокой тени при осуществлении радиосвязи в диапазоне 20-4500 МГц.

Узкий волновой пакет резонансных слабозатухающих поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) возбуждался в области проявления аномалий Вуда на амплитудно модулированной полуотражательной дифракционной решетке немонахроматическим излучением генератора качающейся частоты. Конструкция дифракционной решетки позволяла деформировать её центральную часть в цилиндрическую амплитудно модулированную поверхность с заданным радиусом кривизны, сохраняя плоскими участки на краях решетки и обеспечивая плавное сопряжение деформированных и не деформированных областей [5]. При отсутствии деформаций на решетке волновой пакет имел характерную дифракционную расходимость не превышающую  $10^\circ$ , и терял интенсивность вдоль оси трека в  $e$  раз на длине в 70-100 периодов в зависимости от длины волны и условий проявления аномалий Вуда (Рис.1).

При деформации поверхности решетки наблюдалось разрушение волнового пакета вследствие усиления отражения и возникновения радиационных потерь. Однако, при измерении интенсивности вдоль трека волнового пакета прошедшего изгиб поверхности и распространяющегося далее по не деформированному участку дифракционной решетки, при определенном соотношении параметров системы наблюдалось

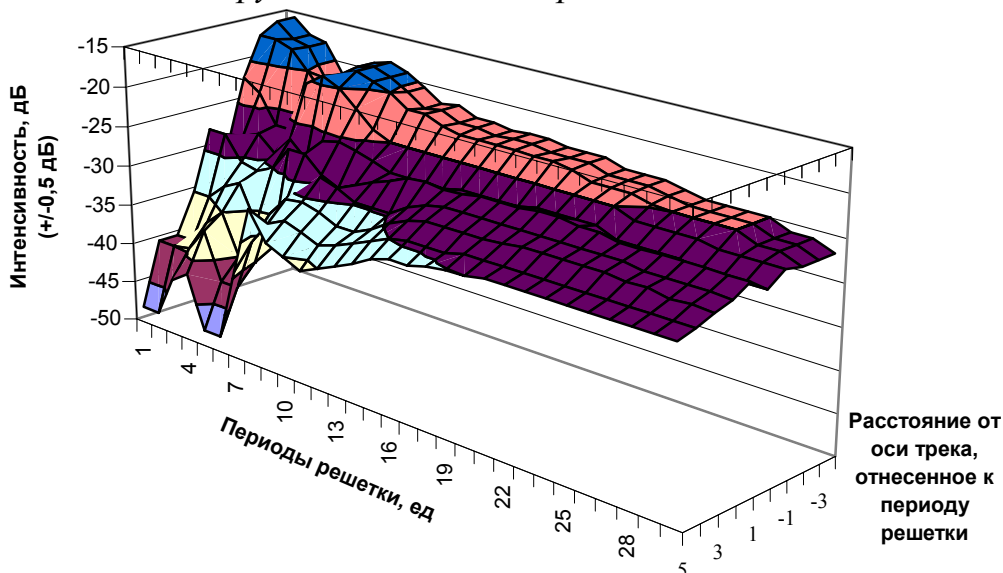


Рис. 1. Распределение интенсивности по треку волнового пакета резонансных ПЭВ, распространяющегося вдоль плоской бездефектной решетки

выраженное возрастание амплитуды резонансной ПЭВ на оси трека (Рис.2 волновой пакет распространяется справа на лево), свидетельствующее о том, что аномалия Вуда, при определенных условиях, обладает способностью самоорганизации, аналогичной эффекту самофокусировки световых пучков в нелинейных средах [1-3]. Характеристики трека волнового пакета, параметры затухания и расходимости, после самофокусировки (Рис.3) позволяют сделать вывод, что

самоорганизовавшийся волновой пакет имеет свойства исходного, соответствующего аномалии Вуда (Рис.1).

Установлено, что эффект самофокусировки наблюдается для узкого диапазона значений радиуса кривизны изгиба поверхности. При больших значениях радиуса кривизны неравновесность

энергообмена в волновом пакете резонансной ПЭВ незначительна и выравнивание происходит практически незаметно. При увеличении деформации в диапазоне

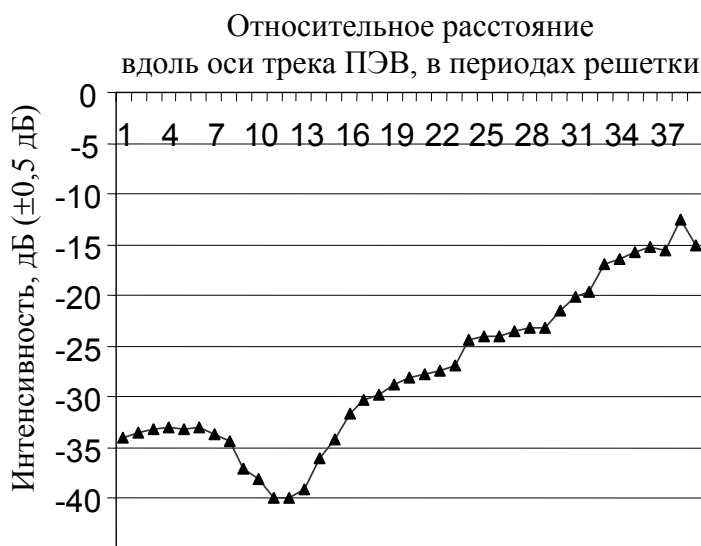


Рис. 2. Распределение интенсивности вдоль оси трека волнового пакета резонансных ПЭВ

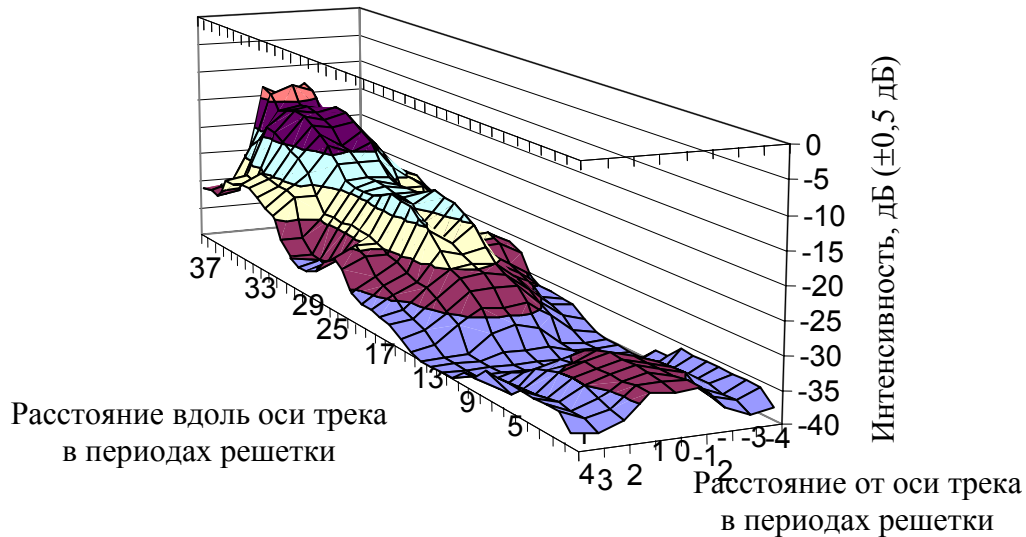


Рис. 3. Распределение интенсивности по треку волнового пакета резонансных ПЭВ, распространяющегося через изгиб поверхности дифракционной решетки

изменения радиуса кривизны  $R \in [40g; 55g]$ , где  $g$  – модуль вектора обратной решетки, эффект наблюдается и достигает максимума вблизи середины этого интервала. Дальнейшее уменьшение радиуса кривизны поверхности при сохранении общей длины деформированного участка приводит к полному подавлению прошедшей волны за счет отражения от области деформации и излучения, формирующегося вдоль трека ПЭВ на изогнутом участке поверхности.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Таланов // Письма в ЖЭТФ. 1965. Т. 2. Вып. 5. С. 218.
2. P.I. Kelley // Phys. Rev. Lett. 1965. V. 15. № 26. P.1005.
3. С.А. Ахманов, А.П. Сухоруков, Р.В. Хохлов // УФН. 1967. Т. 93. Вып.1
4. В.А. Комагоркин // Труды 12-ой Международной Крымской Микроволновой Конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии», Симферополь, Крым, 2002, т. 2.
5. А.А. Гревцев “Экспериментальное исследование резонансного рассеяния на периодически-модулированной цилиндрической поверхности при аномалии Вуда” // Магистерская диссертация, Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, кафедра радиофизики, 2005 г.



СРЫВ ГЕНЕРАЦИИ ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
ПРИ НАРУШЕНИИ СИММЕТРИИ ВАРОТРОНА

Н.А. Изотов, В.А. Комагоркин, А.В. Котов  
Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова,  
4-78а, д.1, стр.2, Ленинские Горы, ГСП-2, Москва-119992, РФ.  
Тел./факс: +7(495) 939-29-15, E-mail: [komagorkin@phys.msu.su](mailto:komagorkin@phys.msu.su)

Явление дифракционного излучения было теоретически предсказано в 1942 г. И.М. Франком [1], рассмотревшим движение зарядов над дифракционной решеткой. Однако лишь через 11 лет С. Смит и Э. Перселл смогли подтвердить теоретические выводы И.М. Франка обнаружив такое излучение в экспериментальном исследовании [2].

Выдающееся открытие нобелевского лауреата, академика РАН, профессора Московского университета Ильи Михайловича Франка значительно опередило технические возможности своего времени. Только по истечении 20 лет появилась первая реальная возможность практического использования дифракционного излучения для создания генераторов нового типа. В 1962 г. фирма Varo и управление разработок и исследований ВВС США сообщили об успешном испытании генератора дифракционного излучения, названного его создателями варотроном [0].

Работа варотрона основана на развитии принципа клистрона и лампы бегущей волны. Плоский пучок быстрых электронов взаимодействовал в варотроне с периодической структурой, в качестве которой была использована дифракционная решетка. Электронный пучок направлялся параллельно плоскости дифракционной решетки и перпендикулярно к ее штрихам. При периодическом пересечении силовыми линиями электрического поля электронов штрихов дифракционной решетки происходило излучение электромагнитной энергии.

Разработчики варотрона, также как Смит и Перселл при постановке своего эксперимента, использовали предложенную Франком модель движущегося осциллирующего диполя. Эта модель дифракционного излучения заряда движущегося равномерно и прямолинейно вблизи проводящей амплитудно-модулированной поверхности основана на вполне очевидной аналогии пары «заряд – его отражение» осциллирующему диполю.

Используя эту модель, Болотовский и Воскресенский обосновали тезис о возможности введения эффективного значения периода решетки в направлении движения потока зарядов, и качественному соответствию случая движения потока перпендикулярно штрихам решетки случаю движения под углом к этому направлению с поправкой на эффективный период решетки [4]. Несмотря на то, что этот тезис противоречит

фундаментальной роли симметрии пространства в природе, он многие годы непререкаем в практическом приборостроении и широко растиражирован в научной и учебной литературе.

Однако дипольная модель, очевидно, является лишь нулевым приближением. Более адекватная модель должна учитывать возможность построения множества «отражений» движущегося заряда, переменную пространственную ориентацию образуемых ими диполей, сложную временную динамику осцилляций и траекторию движения диполей, а также их взаимное влияние. При этом немаловажную роль играют диэлектрические свойства и форма рельефа решетки. Лавиннообразное усложнение модели на этом пути, утрата наглядности и сложности физической интерпретации результатов потребовали качественного изменения принципов построения физической модели и методов математического описания дифракционного излучения.

Пороговый характер угла между направлением движения потока зарядов и вектором периодичности решетки, и эффект отсутствия дифракционного излучения при значениях этого угла  $\varphi_{кр} = \arccos(\sqrt{1 - \beta^2}) < 0,5\pi$ , где  $\beta$  - скорость потока нормированная на скорость света, впервые был теоретически предсказан в [5] и является проявлением фундаментальной роли симметрии электродинамической системы в задачах дифракционной электроники. Характерно, что отсутствие излучения связано только со свойствами потока и не связано с параметрами и свойствами дифракционной решетки.

Эффект срыва генерации дифракционного излучения в варотроне при нарушении симметрии электродинамической системы был экспериментально

подтвержден и изучен в настоящей работе в условиях холодного модельного эксперимента.

В холодной модели варотрона был использован тефлоновый прямоугольный волновод, включенный в волноводный тракт стандартной 8-мм панорамы, в качестве эмулятора электронного потока.

Соотношения геометрических размеров и параметров электродинамической системы соответствовали классическому варотрону. Однако схема

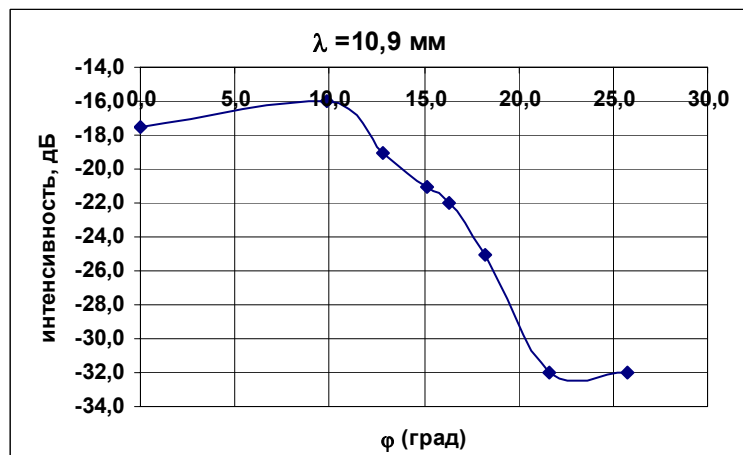


Рис. 1. зависимость дифракционных потерь от взаимной ориентации вектора обратной решетки и направлением распространения ПЭВ.

экспериментальной установки позволяла плавно изменять взаимную ориентацию оси волновода (направление электронного потока) и вектора периодичности отражательной 8-мм амплитудно-модулированной решетки.

В результате был зафиксирован устойчивый однозначный интерпретируемый эффект срыва генерации дифракционного излучения

(Рис.1) наблюдавшийся при значениях углов расстройки, качественно соответствовавших теоретически рассчитанным (Рис.2). Численное различие между экспериментальными и теоретическими данными обусловлено влиянием неоднородности поля диэлектрического волновода в условиях дифракционных потерь и краевыми эффектами на границах области диэлектрического волновода и дифракционной решетки.

Теоретическое предсказание эффекта было получено как прямое следствие гипотезы Рэля. Таким образом, экспериментально подтвержденное отсутствие излучения при углах больших, чем  $\varphi_{кр}$  может служить объективным критерием справедливости гипотезы Рэля.

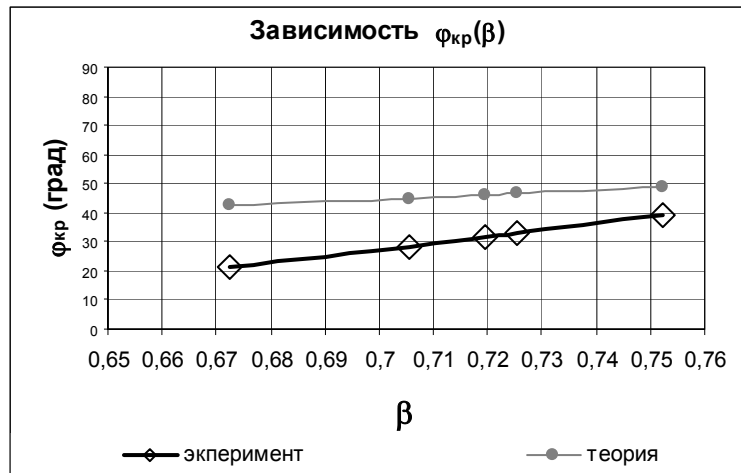


Рис. 2. Зависимость угла запертия электродинамической системы по радиационным потерям от скорости электронного потока.

## ЛИТЕРАТУРА

1. И.М. Франк // Изв. АН СССР, сер. физ. 1942. VI. № 1-2. С. 3.
2. S.J. Smith, E.M. Purcell // Phys. Rev. 1953. V. 92. P.1069
3. Electronics, October 19, p. 74 1962.
4. Б.М. Болотовский, Г.В. Воскресенский // УФН. 1966. Т. 88. Вып. 2. С. 209.
5. В.А. Комагоркин // Тезисы докладов VIII Всесоюзной научно-технической конференции "Метрология и стандартизация в научно-технической революции". Новосибирск, 25-27 октября 1989г.