

На правах рукописи



4847393

ТАРАКАНОВ Владимир Павлович

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ И ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ
НЕЛИНЕЙНЫХ ЗАДАЧ ФИЗИКИ ПЛАЗМЫ
ПОСРЕДСТВОМ КОДА КАРАТ

01.04.08 — физика плазмы

АВТОРЕФЕРАТ

*диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук*

Тараканов.

19 МАЙ 2011

Москва – 2011 г.

Работа выполнена в Объединенном институте высоких температур РАН
и в Институте общей физики им. А.М. Прохорова РАН

Официальные оппоненты: член-корр. РАН, проф. А.Н. ЛЕБЕДЕВ (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН),
д.ф.-м.н., проф. В.Л. БРАТМАН (Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород),
д.ф.-м.н. В.И. МАЖУКИН (Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша)

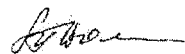
Ведущая организация: Институт сильноточной электроники СО РАН,
г. Томск

Защита состоится 23 мая 2011 г. в 15:00 на заседании диссертационного совета Д 002.063.03 в Институте общей физики им. А.М. Прохорова РАН (119991, г. Москва, ул. Вавилова 38).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН.

Автореферат разослан 22 апреля 2011 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета,
к.ф.-м.н.



Т.Б. Воляк

Общая характеристика работы

Актуальность тематики исследований

Основные цели и задачи диссертационной работы лежат в областях фундаментальной и прикладной электродинамики. Направления этих исследований диктуются необходимостью решения теоретических и практических задач, главными из которых являются:

- изучение фундаментальных свойств плазменных образований, в том числе их динамики, неустойчивостей, формирования кильватерных полей, взаимодействия пылевых частиц в плазме;
- изучение динамики релятивистских сильноточных электронных пучков, в том числе с формированием виртуального катода;
- изучение и оптимизация параметров плазменно-пучкового разряда;
- разработка релятивистских, в том числе плазменных, СВЧ-генераторов и усилителей;
- разработка широкополосных источников излучения и приборов с возможностью оперативного управления частотой генерации;
- изучение механизмов взаимодействия электромагнитных, в частности лазерных, импульсов с мишенями, в том числе с ускорением ионов, инициацией DD-синтеза и пр.

Решение перечисленных задач невозможно без численного моделирования изучаемых или проектируемых объектов, поэтому автором была поставлена задача разработки компьютерного кода, позволяющего выполнять численный эксперимент в насколько возможно широкой области электродинамических исследований, причем код должен был работать автономно от автора и стать исследовательским инструментом в лабораториях. Существовавшие на момент начала работы коды не могли решить поставленной задачи, а существующие на данный момент коды в лучших для них случаях могут конкурировать с разработанным кодом КАРАТ.

Начиная с конца 80-х годов, автор разрабатывает компьютерный код КАРАТ, который должен был удовлетворять поставленным выше требованиям, и к настоящему времени в этом направлении сделано достаточно много. Некоторая часть результатов изложена в этом тексте. Кодом КАРАТ уравнения Максвелла решаются, будучи представленными в конечно-разностном виде. Материальные уравнения представляются разными моделями, в том числе PiC-моделью и другими феноменологическими моделями. Графический интерфейс кода позволяет

быстро и точно описывать задачи, характерные для физики плазмы, для физики пучков, в том числе с большими токами, для разработки генераторов электромагнитного излучения и конструирования технологических установок. Результаты моделирования доступны в виде разнообразных графиков непосредственно после завершения счета и во время его. В таком виде код был представлен научному сообществу в 1990–1992 гг. на семинарах и конференциях, в том числе на 9th Int. Conf. on High Power Particle Beams (BEAMS'92), когда имеющиеся в настоящее время на рынке коды (см. ниже) с похожими на код КАРАТ характеристиками не существовали, а уже имевшиеся были предназначены для решения узкого класса задач и работали только в руках разработчиков. До настоящего момента код КАРАТ непрерывно дорабатывается для решения возникающих в среде пользователей задач, хотя интенсивность процесса сейчас (2010 г.) в разы меньше чем в 90-е годы.

КАРАТ есть полностью электромагнитный код на базе Particle-in-Cell (PiC) метода. Он предназначен для решения нестационарных электродинамических задач, имеющих сложную геометрию и включающих динамику в общем случае релятивистских частиц (электронов, ионов, нейтралов). КАРАТ пригоден для моделирования электронных приборов типа ламп обратной волны, виркаторов, лазеров на свободных электронах, пучково-плазменного разряда и пр.; для моделирования элементов задачи электромагнитного подавления, включая описание антенн, распространения и взаимодействия излучения с облучаемым объектом; для моделирования устройств с электронными и ионными пучками, лазерно-плазменного взаимодействия. Код может выполнять моделирование в электромагнитном или потенциальном приближениях. Плазма моделируется макрочастицами (PiC) и/или гибридными моделями. При необходимости может быть подключено моделирование столкновений, например при описании проникновения электронного пучка в газ и/или вторичной эмиссии с поверхностями.

Существуют три составные части кода, обрабатывающие соответственно 1D-, 2D- и 3D-задачи. Во всех трех случаях учитываются все три компонента электромагнитных полей и компонент импульсов. 2D-часть моделирует в плоской X - Z , полярной R - θ и осесимметричной R - Z геометриях, 3D-часть — в декартовой X - Y - Z и цилиндрической R - θ - Z геометриях.

Для решения уравнений Максвелла применяется разностная схема с перешагиванием на прямоугольных сетках со сдвигом. Конкретная реализация схемы обладает свойством точного описания граничных условий на поверхностях счетной области. Тесты показывают существенное преимущество используемой

схемы над другими вариантами по сохранению энергии и при тестировании на задачах, имеющих аналитические решения.

Методы описания границ и элементов счетной области позволяют описывать все встречавшиеся варианты, а это многие сотни постановок задач, в частности, в счетную область могут быть включены фольги под определенными потенциалами, в которых моделируется поглощение частиц и пр. На границах могут быть заданы условия запуска внутрь электромагнитных волн и/или выпуска их наружу. Это обеспечивает возможность моделирования подключения к питающему коаксиалу источников, описываемых сосредоточенными параметрами в виде RLC-цепочек.

Внешнее магнитное поле задается несколькими способами, а именно, описанием магнитных катушек, заданием величины поля на оси системы и заданием поля в каждой точке области. Последний вариант предполагает наличие информации из другого специализированного кода или из реальных измерений.

Квазистатическое электрическое поле задается путем задания потенциалов на граничных электродах и последующего решения уравнения Лапласа в объеме.

Основные параметры PIC-частиц, а именно, заряд, масса, коэффициент укрупнения, задаются в соответствующем меню. Затем в коде оценивается возможное число частиц, которые будут использованы в моделировании пучков и/или плазменных образований. Начальное положение частиц плазмы задаются в меню как области с плазмой постоянной и/или переменной в пространстве плотности. Угловое и энергетическое распределения инжектируемых частиц задается специальными таблицами.

Требования к компьютерам не жестче, чем у других вычислительных кодов: достаточно PC с памятью больше 1 GB RAM, дисковое пространство ≥ 5 GB. Поддерживаются лазерные и струйные принтеры.

Такая минимальная конфигурация позволяет использовать в 2D-сетку порядка 500×5000 узлов и в 3D соответственно $151 \times 151 \times 1001$ и более 10^6 частиц. Каждый типичный запуск занимает от нескольких минут до десятков часов.

Код КАРАТ, изначально написанный на языке Fortran 77, модернизирован до уровня Fortran 90 и 95. Его текст может быть откомпилирован практически на любом компьютере. Для запуска кода в стандартной комплектации необходима операционная система Windows [торговая марка Microsoft Corp.]. Есть опыт работы под другими ОС, в том числе под Linux.

Один и тот же общий (user friendly) графический интерфейс, написанный на языке C++, используется для задания начальных и граничных условий во всех

трех 1-2-3 D вариантах кода, поэтому моделирование при меньшей размерности может использоваться при постановке задачи большей размерности. Все результаты представляются в виде единообразных таблиц и плоских и объемных графиков для *snar shot*'ов и историй. Постпроцессор позволяет получать файлы, пригодные для печати, а также в виде числовых таблиц для обработки любым софтом построения графиков. 'On-line help' инструкции включены в интерфейс.

Можно перечислить ряд кодов, имеющих сравнимые с кодом KAPAT возможности в области их применимости, но каждый из которых имеет область применимости меньше, чем у кода KAPAT: OOPIC (Object Oriented PIC) и XOO из University of California at Berkeley, PIC3D VIPER от AEA, MAGIC и MAGIC3D (ранее известный под названием SOS) от Mission Research Corp., MASK и ARGUS от Science Application International Corporation, ICEPIC от Air Force Research Laboratory, QUICKSILVER и TWOQUICK от Sandia National Laboratory, ISIS от Los Alamos National Laboratory. Также имеется множество публикаций с использованием специализированных PIC-кодов, предназначенных для моделирования плазменных процессов в счетных областях прямоугольной формы¹.

Стационарные пучки заряженных частиц могут быть эффективно описаны методом траекторий. В осесимметричном случае такое описание приводит к методу трубок тока. На основе этого метода, самосогласованным образом дополненного уравнениями для собственного электростатического поля пучка и уравнениями для внешних электростатического и магнитного полей, разработан целый ряд кодов, позволяющих с высокой точностью рассчитывать различные инжекторы заряженных частиц, моделировать транспортировку стационарных пучков. Область применения таких кодов лишь отчасти пересекается с таковой для нестационарных по своей сути PIC-кодов. Назовем лишь такие известные отечественные траекторные коды как POISSON-2, SuperSAM.

Код KAPAT тестировался путем сравнения результатов моделирования и аналитических решений, а также успешно применялся при моделировании различных физических задач, в том числе лампы обратной волны, виркаторов, пучково-плазменного разряда и т.д. Результаты имеют разумное согласие с результатами реальных экспериментов.

Цели диссертационной работы

1. Развитие методов численного моделирования применительно к задачам электродинамики.

¹ Pukhov A., 'Three-dimensional simulations of ion acceleration from a foil irradiated by a short-pulse laser', *Phys. Rev. Lett.*, v.86, p.3562 (2001).

2. Создание универсального кода как средства вычислительного эксперимента в электродинамике.
3. Моделирование различных электродинамических объектов с целью получения новой научной информации о них и развития кода путем включения в него новых алгоритмов, необходимых для моделирования этих объектов.

Новизна результатов и научная ценность

Следующие научные результаты были впервые получены в ходе выполнения настоящей диссертационной работы:

1. разработаны численные алгоритмы, необходимые для создания универсального электродинамического кода, как то оригинальная на момент ее написания версия разностной схемы решения уравнений Максвелла, алгоритмы самосогласованной эмиссии, запуска и вывода волн разного типа, визуализации результатов;
2. написан и отлажен компьютерный код КАРАТ, пригодный для моделирования широкого круга электродинамических задач с удобной визуализацией результатов и описания постановки проблемы;
3. при моделировании исследованы процессы во многих физических задачах, как то динамика сильнооточного электронного пучка, в том числе с образованием с виртуального катода; определены рабочие параметры экспериментальной конструкции гигаваттного двухсекционного виркатора с электродинамической обратной связью; исследован механизм генерирования сверхкоротких импульсов СВЧ-излучения в режиме пространственного накопления энергии в протяженных существенно неоднородных структурах; промоделирован процесс генерации наносекундных высоковольтных импульсов в длинных коаксиальных линиях, в том числе со спиральным внутренним проводником; промоделирован процесс излучения наносекундных импульсов антеннами различных типов; изучен процесс плазменно-пучкового разряда в экспериментальной установке и оптимизированы ее параметры; промоделированы разнообразные экспериментальные устройства, в том числе плазменной электроники.

Научная ценность перечисленных результатов обусловлена тем, что впервые создан компьютерный код, пригодный для выполнения вычислительных экспериментов в любой области классической электродинамики, о чем свидетельствуют полученные в различных лабораториях новые результаты посредством кода КАРАТ. Полученные при моделировании результаты позволили объяснить различные физические закономерности, которые нашли свое применение как в теоретических построениях, так и при конструировании различных устройств.

Достоверность результатов диссертационной работы

Достоверность научных результатов, полученных посредством кода КАРАТ и представленных в диссертационной работе, обеспечивается использованием комплексного тестирования результатов моделирования при сравнении их с доступными аналитическими и экспериментальными результатами, их широкой публикацией и возможностью их повторения.

Личный вклад автора

Идея написания универсального электродинамического кода КАРАТ принадлежит автору. Вся структура кода и графический интерфейс разработаны автором. Код написан автором. Графический интерфейс запрограммирован В.Ю. Симоновым. Автор принимал участие в большинстве постановок вычислительных экспериментов, приведенных в диссертации, в их выполнении и обсуждении. Случаи использования кода без участия автора, сознательно включенные в текст для демонстрации возможности его автономного от автора использования, явным образом оговариваются.

Практическая ценность работы

1. Разработанные автором и использованные в коде КАРАТ численные схемы, алгоритмы позволяют выполнять вычислительный эксперимент с достаточной для приложений точностью.
2. Результаты моделирования кодом КАРАТ в задачах физики плазмы, лазерной физики, сильноточной и плазменной электроники позволяют облегчить и сделать более целенаправленным проведение натуральных экспериментов и конструирование электронных приборов, делают возможным более экономичное использование научных и производственных ресурсов.
3. Полученные в работе сведения о физических механизмах изучаемых объектов (формирующих линий, релятивистской ЛОВ, двухсекционного виркатора, плазменно-пучкового разряда, инжекции пучков со спутников) определяют требования к технологиям, которые использовались при изготовлении устройств для повышения их выходных параметров, в частности при разработке сильноточных импульсно-периодических ускорителей электронов семейства СИНУС, источника импульсов сверхширокополосного излучения субгигаваттной мощности (ИСЭ СО РАН), ионно-струнного источника с трубчатым электронным пучком (ОИЯИ), плазмохимического реактора для обработки материалов (ИРЭ РАН).

Результаты диссертации и сам код КАРАТ используются в Объединенном институте высоких температур РАН, Институте общей физики РАН, Физическом институте РАН (г. Москва), Институте сильноточной электроники СО РАН (г. Томск), Институте электрофизики УрО РАН (г. Екатеринбург), Институте прикладной физики РАН (г. Нижний Новгород), Институте радиэлектроники РАН, Всероссийском научно-исследовательском институте экспериментальной физики (г. Саров), компании ITHPP (International Technologies for High Pulsed Power) и исследовательском центре Gramat (Франция), Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (S. José dos Campos, Бразилия) и в других лабораториях.

Публикация и апробация результатов

Большая часть результатов была опубликована в журналах «Физика плазмы», «Журнал технической физики», «Physics of Plasmas», «Nuclear Instruments and Methods in Physical Research», «IEEE Transactions on Plasma Science» и др. и была представлена на конференциях BEAMS начиная с 1990 г., EUROEM начиная с 1994 г., IEEE Pulsed Power Conf. начиная с 1993, и других конференциях.

Библиография содержит 84 ссылки на работы по теме диссертации. Опубликованы еще многие десятки моделирований кодом КАРАТ без формального соавторства соискателя.

Структура и объем диссертации

Диссертация включает введение, три главы, заключение и список литературы из 238 наименований. Объем диссертации составляет 267 страницы, число рисунков 231.

Краткое содержание диссертации

Во введении приведены сведения, изложенные выше, а также дан обзор методов численного моделирования в электродинамике и существующих кодов. Оценивается применимость метода PiC для моделирования плазменных и пучковых систем. Приведены требования к компьютерам, на которых можно выполнять вычислительный эксперимент посредством кода КАРАТ. Кратко описаны задачи, где его применение является эффективным.

В главе 1 описаны физические модели и алгоритмы, использованные в коде. Физическая модель кода КАРАТ включает описания процессов, характерных для электродинамики, с уникальной на настоящее время шириной охвата и полнотой. В основе кода лежат уравнения электродинамики в дискретном пред-

ставлении. Во-первых, пространство счетной моделируемой области разбивается на отдельные ячейки ортогональной равномерной сеткой, параллельной координатным осям. Во-вторых, носители зарядов также представляются в дискретном виде с зарядами, значительно превышающими элементарный заряд, что является основой метода РіС-частиц. Введено несколько типов частиц для моделирования одновременно нескольких объектов и обеспечения возможности выделения вклада каждого объекта. Впервые РіС-частицам придана дополнительная характеристика — уровень ионизации, что позволило описывать процессы в плазмах с ионами различной зарядности. Выписаны уравнения Максвелла и релятивистские уравнения движения Лорентца и выполнено их обезразмеривание в удобной для рассматриваемой области применимости виде. Для решения уравнений Максвелла используется конечноразностная схема с перешагиванием на прямоугольных сетках со сдвигом на полшага. Оригинальность схемы, имевшая место на момент написания этой части кода (конец 1980-х), состоит в конкретных значениях сдвигов, обеспечивающих выполнение граничных условий без экстраполяции. Тесты продемонстрировали улучшение выполнения сохранения энергии при использовании этой схемы. Заметим, что в задачах, где граничные условия не являются существенными, например в моделировании взаимодействия лазерного излучения с мишенью, могут использоваться и другие значения указанных сдвигов без потери точности. Рассмотрено решение уравнений Максвелла в 3D-случае в декартовых координатах X - Y - Z . Счетная область моделируемой задачи погружается в прямоугольную область, которая покрывается прямоугольной сеткой с ячейками размером h_x, h_y, h_z . В таком случае разностная схема записывается в виде

$$\frac{(\tilde{E}_x)_{i-1/2,j,k}^{n+1} - (\tilde{E}_x)_{i-1/2,j,k}^n}{\tau} = \frac{(\tilde{B}_z)_{j-1/2,i+1/2,k}^{n+1/2} - (\tilde{B}_z)_{j-1/2,i-1/2,k}^{n+1/2}}{h_y} - \frac{(\tilde{B}_y)_{i-1/2,j,k+1/2}^{n+1/2} - (\tilde{B}_y)_{i-1/2,j,k-1/2}^{n+1/2}}{h_z} - 4\pi(J_x)_{i-1/2,j,k}^{n+1/2},$$

где i, j, k соответствуют номерам сеточных точек (узлов) вдоль осей X, Y, Z , и $x_i = (i - 1)h_x, y_j = (j - 1)h_y, z_k = (k - 1)h_z$; τ — шаг во времени, n — номер шага во времени; $n \pm 1/2$ означает, что величина вычисляется в момент времени равном $\tau(n \pm 1/2)$; и выражения $i - 1/2, j - 1/2, k - 1/2$ означают, что величины вычисляются в точках $x_{i-1/2} = (i - 3/2)h_x, y_{j-1/2} = (j - 3/2)h_y, z_{k-1/2} = (k - 3/2)h_z$. Такая схема является явной и устойчивой при выполнении условия устойчивости Куранта $\tau < (h_x^{-2} + h_y^{-2} + h_z^{-2})^{-1/2}$.

Рассмотрены особенности решение уравнений Максвелла в цилиндрической системе координат R - θ - Z , в предположении что $\partial/\partial\theta \equiv 0$, т.е. в осесиммет-

ричной системе координат. В плоской 2D-геометрии решение уравнений Максвелла выполняется в декартовой системе координат $X-Z$. Плоскость XZ покрывается сеткой с шагами h_x и h_z . Соответствующая разностная схема может быть получена из 3D-схемы путем перехода к пределу $h_y \rightarrow \infty$ и пренебрежением членами с индексом j . Пространственное расположение на сетке компонент полей и их источников показано на рис. 1.

Все узлы сетки счетной области и соседние узлы делятся на несколько типов в соответствии с необходимостью вычисления различных компонент электромагнитного поля в данной точке.

Граничные условия для плоской волны используются для описания запуска и выхода электромагнитных волн из счетной области, которые при необходимости дополняются формированием вблизи окна области поглощения.

В дополнение к законам Ампера и Фарадея система уравнения Максвелла содержит также уравнения непрерывности: $\nabla \cdot \vec{B} = 0, \nabla \cdot \vec{E} = 4\pi\rho$, последнее из которых называется уравнением Пуассона.

Известно², что если поля E и B есть решения уравнений Ампера и Фарадея и удовлетворяют последним уравнения в начальный момент времени, то они продолжают им удовлетворять и в дальнейшем. Это положение справедливо и при получении численного решения, в том числе в коде KARAT. Однако не только из-за ошибок ограничения и округления, но и из-за того, что координаты частиц в PiC-методе меняются непрерывно, а значения плотностей токов необходимо знать в дискретных точках, что вызывает необходимость проведения интерполяции в ближайшие узлы сетки, возникает и нарастает нарушение уравнений непрерывности. Известны методы вычисления токов, обеспечивающие сохранение зарядов³, однако будучи реализованными в коде KARAT эти методы приводили к неприемлемому росту электромагнитных шумов при моделировании типичных для кода задач со сложной геометрией. Поэтому на настоящее время пришлось ограничиться корректировкой получаемых численных решений, применяя метод Boris'a⁴.

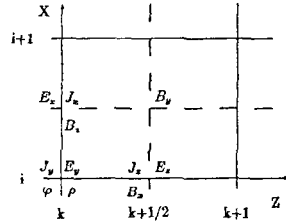


Рис 1. Сетка с расположением на ней компонент полей, плотностей токов и заряда в XZ геометрии

² Тамм И.Е., 'Основы теории электричества', Москва: Наука, 1966.

³ Umeda T., Omura Y., Tominaga T., Matsumoto H., 'A new charge conservation method in electromagnetic PiC simulation' *Comp. Phys. Comm.* 156(2003), 73-85.

⁴ Birdsall C.K., Langdon A.B., 'Plasma Physics via Computer Simulation'. NY: McGraw-Hill, 1985.

В коде PiC (Particle-in-Cell) метод применяется в двух случаях: во-первых, для вычисления полей, действующих на частицу, во-вторых, для вычисления плотности заряда и компонент плотности тока. Способ вычисления зависит от расположения пространственной сетки и форм-фактора макрочастицы. В плоском и 3D-случаях, форм-фактор S выбирается так, что частицы имеют формы прямоугольника и прямого параллелепипеда и постоянную плотность.

В коде при необходимости применяется цифровая фильтрация для подавления числовых шумов. Это делается для плотности заряда ρ , потенциала ϕ и компонент плотности тока J и полей E и B .

В разделе 1.5 рассмотрены основные моделируемые физические явления, в первую очередь PiC-моделирование пучков частиц и плазменных областей. Граничные условия для инжектируемых пучков частиц, а также начальных условий в плазменных образованиях, описывают широкий спектр функций распределения по энергиям и пространственным зависимостям, удовлетворяющих всем встретившимся постановкам задач. В частности, реализовано граничное условие, соответствующее границе плазменного объекта с полупространством, заполненным плазмой с заданными свойствами. Зависимость от времени тока пучка моделируется изменением количества инжектируемых макрочастиц на каждом шаге.

В 1.5.2 описывается моделирование столкновительных процессов. Если в области пучка или плазмы имеется газ, то их частицы испытывают упругие и неупругие столкновения с нейтралами. Наиболее общий способ описания этих столкновений состоит в применении метода Monte-Carlo. Для начала ограничимся одним типом нейтралов, например атомами Ar. Зададим их плотность $n_a(\mathbf{r}, t)$, в общем случае неоднородную в пространстве и зависящую от времени. Эти зависимости могут быть вызваны, например, самим процессом ионизации. Для каждой компоненты плазмы i , например электронов, определяются типы столкновительных процессов j , например упругие столкновения, ионизирующие и приводящие к возбуждению атомов. Далее для каждого типа процесса задается сечение $\sigma_{ij}(w_i)$ как функция энергии w_i частицы компоненты плазмы. Для минимизации вычислительных затрат в начале счета для каждого i и j создается двумерная таблица. Горизонтальная ось таблицы есть энергия частиц от минимально возможной до максимально возможной с шагом, обеспечивающим разрешение всех особенностей зависимости сечения от энергии w_i первичной частицы, причем шкала разбивается на несколько интервалов, в каждом из которых выбирается постоянный шаг в линейном или логарифмическом масштабах. Пусть в процессе моделирования в какой-то точке находится одна PiC-частица с опреде-

ленной энергией w и скоростью v . Вероятность того, что она испытает за шаг по времени τ столкновение типа j есть величина $\sigma_{ij}(w_i) n_\alpha v \tau$. Теперь, проводя интерполяцию в таблице по энергии и используя случайное равномерно распределенное от 0 до 1 число χ при выполнении условия

$$\left(\sum_{j=1}^{j-1} \sigma_{ij}\right) n_\alpha v \tau < \chi < \left(\sum_{j=1}^j \sigma_{ij}\right) n_\alpha v \tau,$$

можно утверждать, что с выбранной РiС-частицей реализуется столкновительный процесс номер j . Этот алгоритм обобщен на несколько видов частиц-мишеней, например несколько компонент газа и несколько уровней возбуждения атома или молекулы, а также разные химические состояния. Остается рассмотреть вопрос об определении сечений и реализации каждого типа столкновения.

Начнем с упругих столкновений. В области высоких энергий (не менее сотен эВ) упругие столкновения, вызывающие отклонение электронов, описываются формулой для дифференциального сечения рассеяния Резерфорда с экранировкой. Поскольку в области низких энергий ($w < 100$ эВ), представляющих интерес для моделирования газоразрядных процессов, аналитических выражения для сечений не существует, используем полученные в экспериментах зависимости сечений от энергии первичного электрона. Такие зависимости содержат, в том числе, и информацию о минимуме Рамзауэра при $w < 1$ эВ для атомов инертных газов с замкнутыми оболочками. Эта информация вводится в код в виде файла специального формата. Если проведенный анализ показал, что первичный электрон вызвал ионизацию, во-первых, необходимо определить новую энергию и направление первичного электрона, и, во-вторых, запустить в виде РiС-частиц возникшую при ионизации пару электрон-ион, которые будут давать вклад в плотности токов и зарядов. Здесь различаются два случая. Первый — когда энергия связи в атоме много меньше энергии первичного электрона и рассеяние можно рассматривать как рассеяние на свободном электроне, используются аналитические выражения для сечений⁵. Второй случай ионизации, важный в задачах о разряде в газах, — когда энергия связи в атоме порядка энергии первичного электрона.

В 1.5.2 описываются моделирования процессов, происходящих при столкновениях заряженных частиц с поверхностью твердого тела, как-то поверхностью прибора или поверхностью частиц, образующих пылевую плазму. В код введены несколько алгоритмов, позволяющих проследить судьбу сталкивающейся

⁵ Аккерман А.Ф., Никитушев Ю.М., Ботвин В.А. 'Решение методом Монте-Карло задач переноса быстрых электронов в веществе'. Алма-Ата: Наука, 1972.

гося первичного электрона и, при необходимости, вторичных частиц. При этом сначала выбирается часть границы счетной области, где будет организована вторичная эмиссия, затем выбирается тип первичных РiС-частиц, для которых будет использоваться указанная модель, а также тип вторичных частиц, которые для удобства анализа удобно выбрать другого типа по сравнению с первичными. Тогда легче находить физические закономерности поведения первичных и вторичных частиц. Простейшим вариантом является моделирование отражения с постоянным или зависящим от энергии и угла падения коэффициентом отражения, зеркальным или рассеянным. Если для отраженных частиц выбран другой тип РiС-частиц по сравнению с первичными, тогда отражение сводится к вторичной эмиссии, а первичные частицы всегда поглощаются.

Одна из моделей отражения электронов от поверхности твёрдых тел основана на информации, изложенной в книге⁶. Если свойства поверхности таковы, что при ожидаемой и/или полученной в предварительных моделированиях функции распределения электронов плазмы возможна вторичная эмиссия, то можно выбрать модель вторичной эмиссии. Одной из реализованных в коде моделей является следующая аппроксимация экспериментальной информации⁷: $\gamma = [(1 - \cos \alpha) + 0.5\gamma_m x^{0.55} \exp(-0.45x)]H(x)$, $x = (w - w_1)/w_2$, $\gamma_m < 3$ – максимальный коэффициент вторичной эмиссии, α – угол между скоростью электронов и нормалью к поверхности; w – кинетическая энергия электронов, бомбардирующих катод; $w_1 \approx 0.1$ кэВ – пороговая энергия и $w_2 \approx 0.6$ кэВ – энергетический параметр.

В блоке генерации тормозного излучения, использовавшемся в задаче о воздействии интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов на мишени, реализована математическая модель генерации гамма-квантов, основанная на результатах релятивистской теории тормозного излучения электрона на ядре⁸.

В основе другой математической модели блока DD-реакции лежит полуэмпирическая формула для сечения реакции синтеза $D + D \rightarrow {}^3\text{He} + n$: $\sigma_{DD}(E_0) = [(107.4 + 0.33 E_0)/E_0] \exp(-44.4/\sqrt{E_0})$, где E_0 – энергия быстрого дейтрона в кэВ, а сечение σ_{DD} – в барнах.

В 1.5.3 описываются моделирования процессов посредством введения в уравнения Максвелла дополнительного феноменологически описываемого тока $\mathbf{J}_a = \mathbf{J}_\sigma + \mathbf{J}_\varepsilon + \mathbf{J}_\mu + \mathbf{J}_p$. Так можно задать область с изотропной проводимостью σ . В этом случае член \mathbf{J}_σ вычисляется из выражения: $\mathbf{J}_\sigma = \sigma \mathbf{E}$. Область с конечной про-

⁶ Рязанов М.И., Тилинин И.С. 'Исследование поверхности по обратному рассеянию частиц'. М.: Энергоатомиздат, 1985. 148 с.

⁷ Бронштейн И.М., Фрайман Б.С. 'Вторичная электронная эмиссия'. М.: Наука, 1969. 407 с.

⁸ Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П., 'Квантовая электродинамика' М.: Наука, 1980.

видностью используется, в частности, при моделировании для формирования зоны поглощения электромагнитных волн.

В случае изотропной диэлектрической области с диэлектрической проницаемостью ε член \mathbf{J}_ε дополнительного тока \mathbf{J}_a вычисляется из выражения:

$\mathbf{J}_\varepsilon = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi} \frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}}{\partial t}$. В случае изотропной магнитоактивной области с магнитной ди-

электрической проницаемостью μ член \mathbf{J}_μ дополнительного тока \mathbf{J}_a вычисляется

из выражения: $\mathbf{J}_\mu = \frac{c}{4\pi} \nabla \times \left(\frac{\mu - 1}{\mu} \mathbf{B} \right)$. Последние три модели описывают изотроп-

ную среду без частотной дисперсии. Например, это подходит для диэлектриков и газов вплоть до оптических частот. При наличии дисперсии можно применить модель П. Друде, которая в теории плазмы широко применяется для описания холодной плазмы⁹. Исходя из уравнения движения электронный плазменный ток \mathbf{J}_p вычисляется из уравнения

$$\frac{d\mathbf{J}_p}{dt} + \nu \mathbf{J}_p = \frac{\omega_p^2}{4\pi} \mathbf{E} + \frac{e}{mc} [\mathbf{J}_p \mathbf{B}_0],$$

где $\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_p}{m}}$ – плазменная частота, n_p – плотность плазмы. Эта модель под-

ходит для плазмы в отсутствии неупругих процессов и без пересечений траекторий частиц. Следующая феноменологическая модель предназначена также для описания сред с частотной дисперсией, в частности органических веществ. Это модель Г.А. Лоренца, когда плотность тока вычисляется из уравнения

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \Gamma_n \frac{\partial}{\partial t} + \omega_n^2 \right) \mathbf{j}_n = \frac{\omega_{p,n}^2}{4\pi} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E},$$

где ω_n – собственная частота, Γ_n – декремент затухания, $\omega_{p,n}$ – самосогласованное взаимодействие. Если имеется экспериментальная зависимость ε' и σ от частоты, то, применяя, например, метод наименьших квадратов, можно подобрать коэффициенты ω_n , Γ_n , $\omega_{p,n}$, соответствующие такой зависимости. В области высоких частот $\omega \gg \omega_n$ модель Г.А. Лоренца преобразуется в модель П. Друде (см. выше), соответствующую отсутствию квазиупругих сил, т.е. модели свободных электронов, пригодной для плазмы и электронов проводимости металлов. Если нужно учесть поляризацию связанных электронов атомов, то это можно сделать путем одновременного в одной и той же области включения моделирования друде-среды и диэлектрика с заданной диэлектрической постоянной, соответствующей именно поляризации связанных электронов.

⁹ Гинзбург В.Л., 'Распространение электромагнитных волн в плазме', М.: Наука, 1967.

В 1.5.4 описываются метод, в котором прямое моделирование ГИН'ов заменяется решением системы уравнений для RLC-цепочек.

Проводящая область в комбинации с граничными условиями для плоской волны, обозначаемыми в коде 'HOLE', обеспечивают достаточно низкий уровень отражения для большинства задач, но встречаются задачи, где требуются еще более низкий уровень отражения, например при моделировании генератора, в котором отраженная от выходного окна волна может изменить механизм генерации. Для таких случаев используются поглощающие граничные условия с идеальным согласованием, называемые в англоязычной литературе the Perfect Matched Layer (PML), уменьшающие отражение волн, падающих по касательной к поверхности. В 1.5.5 описана реализация в коде версия PML с расщеплением полей (split-field).

Для моделирования поглощения электромагнитного излучения на поверхностях резонаторов, волноводов и пр. в коде KARAT имеется возможность учесть конечную проводимость стенок, что описано в 1.5.6.

В главе 2 рассмотрена структура кода. Последовательность элементов решения уравнений Максвелла и решения уравнений движения РiС-частиц показана на рис.2.

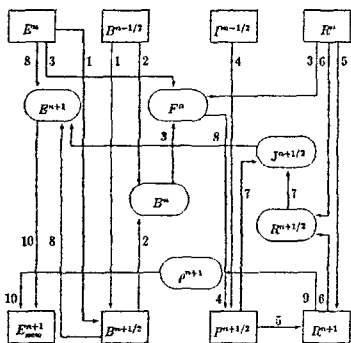


Рис.2. Алгоритм решения уравнений Максвелла и уравнений движения

структура графического интерфейса, который используется при описании задач в 1, 2 и 3D.

В 2.2.1 описано меню OUTINFO, где задаются параметры, определяющие вывод информации.

В 2.2.2 описано меню CALCINFO, где задаются величины, определяющие генерацию сетки и параметры численной схемы.

Здесь используются следующие обозначения: в сплошных рамках величины, полностью описывающие состояние системы на временном слое с номером n ; в пунктирных рамках промежуточные величины; числа показывают последовательность вычислений; стрелки показывают, какие величины используются для вычислений. Дополнительно на каждом временном шаге частицы пучка инжектируются и столкновительные процессы моделируются.

Рассмотрены основные подпрограммы кода, реализующие алгоритмы и весь процесс моделирования, после чего в разделе 2.2 описана

В 2.2.3 описано меню PHYSINFO, где задаются физические параметры используемой модели. На рис.3 указаны некоторые явления, моделируемые кодом.

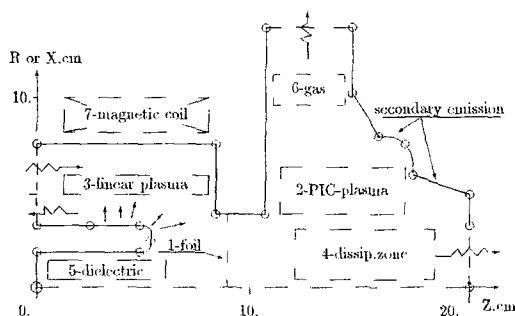


Рис.3. Некоторые моделируемые явления: 1 – проводящая фольга; 2 – PIC-плазма; 3 – область с линейной плазмой (друде-среда); 4 – диссипативная область; 5 – диэлектрическая область; 6 – область с газом; 7 – магнитные катушки

В 2.2.4 описано меню GEOMINFO, где задаются геометрические параметры счетной области. Указаны основные особенности описания геометрии в 3D.

В главе 3 излагаются представленные постановки задач и результаты моделирования.

В 3.1 речь идет о 1D-геометрии, когда сохраняется зависимость только от одной координаты z , однако три компоненты полей и три компоненты импульса сохраняются в коде, поскольку в этом случае возможны 1D-постановки задач, позволяющие получать результаты, применимые в многомерной геометрии. Имеющиеся 1D-постановки большей частью не опубликованы, но имеют методическое значение, поэтому помещены в данный текст. Первая задача описывает формирование виртуального катода (ВК), при этом наблюдаются все характерные его свойства. В задаче о динамике плазменного полупространства наблюдалось поведение частиц на границе такого полупространства с вакуумом, образование электронной «шубы» и вытягивание ею ионов с выходом их скорости на скорость ионного звука. В последней задаче рассмотрена динамика плазменного слоя, в котором электроны нагреты до температур, характерных для лазерных мишеней. Здесь наиболее интересно формирование непрерывно закручивающейся спиральной структуры на фазовой плоскости, что соответствует термализации слоя.

В 3.2 речь идет о 2D плоской геометрии, когда предполагается, что $\partial/\partial y \equiv 0$, при этом, как и в случае 1D, учитываются все три компоненты полей и импульсов частиц.

В 3.2.1 описаны моделирование фокусировки релятивистского пучка при прохождении сквозь фольгу. Впоследствии этот эффект наблюдался и в других

задачах, в частности в задаче о двухсекционном виркаторе. Впервые в таких условиях обнаружена и изучена характерная для данных условий шланговая неустойчивость (hose instability). На рис.4 изображены два момента времени. В первый момент наблюдается только фокусировка, а в следующий проявилась неустойчивость. Причиной фокусировки является равенство нулю расталкивающих электрических сил вблизи фольги, в то же время собственное магнитное поле, обеспечивающее фокусировку пучка, остается тем же, что и без фольги.

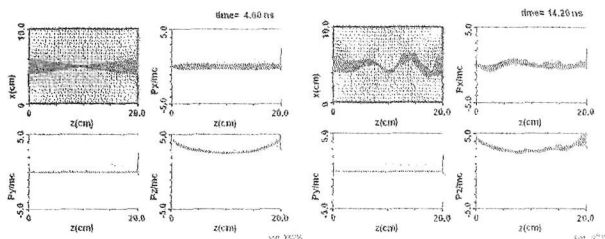


Рис. 4. Электрическое поле и частицы на плоскости X-Z, фазовые плоскости

В 3.2.2 рассмотрена инжекция ленточного пучка в плазму. Величина тока пучка превышает величину предельного вакуумного тока при таких параметрах. Кроме простого физического эффекта формирования обратного тока в плазме, начинают возбуждаться плазменные колебания, которые быстро нарастают до уровня, когда электроны пучка захватываются волной, причем дополнительно захватываются и электроны плазмы, после чего фактически они становятся физически неотличимы. Только использование двух типов РiС-частиц, позволяет изучить историю поведения электронов разного происхождения. Полученные результаты уточнили представления, ранее развитые в аналитических исследованиях, расширяя их на область параметров, где плотность пучка сравнима с плотностью плазмы.

В 3.2.3 проанализировано поведения плазмы, возникающей при облучении атмосферы вспышкой жесткого рентгеновского излучения, когда электронная компонента приобретает скорость практически в одной плоскости, нормальной к распространению квантов. Была рассмотрена эволюция такой анизотропной плазмы. В результате продемонстрировано развитие Weibel-неустойчивости, сопровождающейся нарастанием спонтанного магнитного поля, в энергию которого переходит энергия электронной компоненты. Понимание таких процессов важно для прогнозирования состояния атмосферы после высотных ядерных

В 3.2.4 рассмотрена задача, связанная с идеей о выпуске со спутника электронного пучка, сканирующего верхний слой атмосферы. Целью исследования

было определение особенностей инжекции пучка в плазму, которая непрерывно обновляется из-за смещения места инжекции за счёт движения спутника. Главной особенностью в этом случае является более интенсивное формирование обратного тока на спутник, компенсирующего нарастание положительного заряда последнего из-за эмиссии отрицательных электронов, что в свою очередь может обеспечить более устойчивую эмиссию пучка. Используется также X-Z геометрия для изучения асимметричных эффектов при зарядовой и токовой нейтрализации пучка при его инжекции в слой газа, где также моделируется его ионизация.

В 3.2.5 изложены результаты широкого круга задач, связанных с изучением взаимодействия сверхинтенсивного лазерного импульса с мишенью. Наиболее адекватным теоретическим методом исследования процессов, протекающих при взаимодействии фемто/пикосекундных лазерных импульсов с интенсивностью больше 10^{17} – 10^{18} Вт/см² с различными мишенями, является модель, в которой мишень моделируется как ионизованная бесстолкновительная PiC-плазма. Это возможно из-за того, что энергия движения частиц в поле интенсивного лазерного импульса существенно превышает энергию связи внешних электронов в твердом теле, а длина свободного пробега электронов в мишени превышает размеры мишени и счетной области. Хотя работы в этом направлении с использованием кода были начаты сравнительно недавно, в то время как эта область физики уже сформировалась, код КАРАТ в течение нескольких месяцев был модернизирован для этого круга задач. В код были введены алгоритмы, моделирующие явления, недоступны в расчетах другими кодами, даже специализированными в этой области физики. Это стало возможным вследствие правильной структуры кода: блоки, ранее отлаженные в других электродинамических задачах, были эффективно применены на новом поле исследований. Заметим, что для названного типа задач используется лишь незначительная часть кода, а остальная используется в упрощенных постановках, связанных с тем, что форма счетной области здесь прямоугольная. В первую очередь было исследовано ускорение ионов, в частности протонов, сопровождающее взаимодействие лазерного импульса с мишенью. Сравнение результатов счета с экспериментальными данными показало их хорошее соответствие. Найдено оптимальное значение угла падения, при котором энергия протонов достигает своего абсолютного максимума. Затем была исследована генерация гамма-квантов тормозного излучения при воздействии сверхинтенсивных фемтосекундных лазерных импульсов на тонкопленочные металлические мишени. На примере тонкой мишени из золота показано, что средняя энергия генерируемых гамма-квантов оказывается в

десятки раз меньше средней энергии электронов. Исследованы угловые распределения электронов и гамма-квантов. Показано, что угловое распределение наиболее высокоэнергетичных гамма-квантов повторяет угловое распределение электронов, покидающих мишень. В третьей постановке было рассмотрено воздействие сверхинтенсивных лазерных импульсов на мишени из дейтерированного полиэтилена. Показано, что длительность импульса нейтронов более чем на порядок превышает длительность лазерного импульса. Рассчитаны величины выхода нейтронов в широком диапазоне энергий лазерного излучения и продемонстрировано хорошее согласие этих величин с экспериментальными данными. Показано, что при облучении слонстой мишени из дейтерированного полиэтилена выход нейтронов существенно увеличивается из-за перераспределения потоков дейтронов. В перечисленных задачах мишень рассматривалась с начального момента как область заполненная $\text{P}i\text{C}$ -плазмой. Однако код позволяет рассмотреть и сам процесс ионизации мишеней с большим и средним зарядом ядра Z . В четвертой задаче изучался процесс ионизации газовой мишени и распространения волны ионизации в ней, когда акт ионизации происходил под действием электромагнитного поля, что описывается моделью Келдыша¹⁰. Модель ионизации атомов электромагнитным полем интенсивного лазерного импульса реализована в блоке GFI (Gas Field Ionization) Далее в цикле по времени, в процессе самосогласованного моделирования, в каждой точке, где задано начальное распределение газа из атомов, вычисляется соответствующая локальной плотности газа вероятность ионизации и рождения пары электрон–ион. В данной версии кода ион по умолчанию является макрочастицей седьмого типа (white). Последний тип частиц был введен специально для описываемой модели и частицы этого типа описываются наряду с обычными для $\text{P}i\text{C}$ -частиц параметрам, а именно x, y, z -координатами (в 2D-постановке только две – x, z), P_x, P_y, P_z – компонентами импульса, Q – коэффициентом укрупнения для каждой отдельной частицы, а также целочисленной степенью ионизации I . При рождении первичной пары из атома последнему параметру присваивается значение, равное 1. Одновременно на соответствующее значение уменьшается локальная плотность газа. Для рожденных частиц седьмого типа далее в цикле по времени для каждой отдельной частицы вычисляется вероятность последующей ионизации в соответствии со значением напряженности электрического поля в точке положения частицы седьмого типа. Если вероятность оказывается больше случайного числа

¹⁰ Попов В.С., Туннельная и многофотонная ионизация атомов и ионов в сильном лазерном поле (теория Келдыша), *УФН*. Т. 174. № 9. с. 921-951 (2004).

$0 < R < 1$, то степень ионизации I частицы седьмого типа увеличивается на 1 и запускается еще один макроэлектрон второго типа (green). В дальнейшем рожденные макрочастицы участвуют в PiC-моделировании на равных условиях со всеми остальными участниками ансамбля, лишь для частиц седьмого типа дополнительно учитывается их заряд, в I раз больше электронного. Было промоделирована ионизации тонкого водородного слоя на тыльной стороне мишени при облучении фемтосекундным лазерным импульсом ее фронтальной поверхности. Как обычно, в этом разделе счетная область представляла собой прямоугольник. Лазерный импульс, соответствующий параметрам комплекса «Петаватт», с длиной волны $\lambda = 0.91$ мкм и интенсивностью $I_0 = 10^{19}$ Вт/см², имел гауссов профиль как по времени, так и по пространству с длительностью $\tau = 70$ фс и размером пятна $r_0 = 5$ мкм по половине амплитуды с центром в точке $x = 15$ мкм.

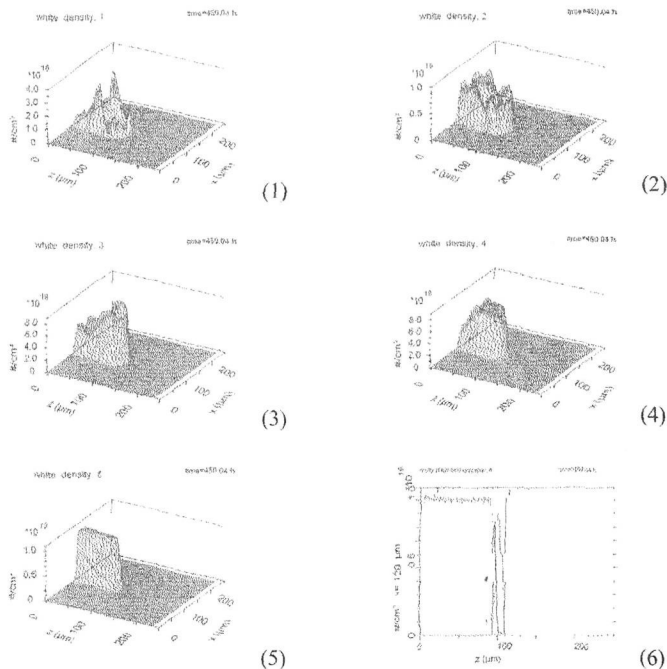


Рис.5. Профили концентраций ионов азота с различной степенью ионизации (1)–(5), а также сечение фронта ионизации (6) при $t = 450$ фс.

Как видно на рис. 5, максимальная степень ионизации, достигаемая при заданном значении интенсивности ионизирующего излучения, равна 5. Пяти-

кратно ионизованные атомы азота располагаются в центральной части фронта ионизации – в области максимальной амплитуды электрического поля ионизирующего излучения, в то время как ионы с меньшей степенью ионизации располагаются на периферии. Показано, что движение фронта ионизации в твердотельной мишени с плотностью плазмы, значительно превышающей критическую плотность, обусловлено полем разделения зарядов, возникающим при движении вглубь мишени высокоэнергетичных электронов, ускоренных на поверхности мишени при воздействии на нее лазерного импульса. Столь подробное изучение этого процесса возможно только при применении PIC-модели с частицами ионизации разной кратности.

В 3.2.6 рассмотрено формирование электронных сгустков при облучении пленок лазерами невысокой интенсивности ($\sim 10^{14}$ Вт/см² и даже $\sim 10^{10}$ Вт/см²) с тонкими пленками металлов, нанесенных на грань диэлектрической призмы по схеме Кретчмана (см. рис.6). Так в экспериментах удается получать электронные импульсы с энергией около 1 кэВ. Было промоделировано возбуждение поверхностных плазмонов, определены оптимальные параметры для максимального пондеромоторного ускорения электронов, а также исследованы механизмы управления расходимостью пучка и его энергетическим спектром в рамках схемы Кретчмана для наиболее часто используемых в плазмонике материалов. Получены функции распределения электронов по энергиям для различных параметров схемы возбуждения.

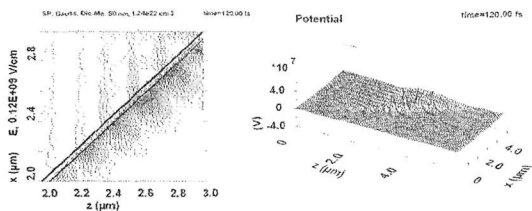


Рис.6 Векторное электрическое поле на части счетной области. Максимальное значение равно $1.1 \cdot 10^8$ В/см. Потенциал на плоскости $x-z$. Максимумы потенциала распределены вдоль поверхности металлической пленки

В 3.2.7 рассмотрено распространение сверхширокополосного (СШП) импульса сквозь биоматериалы и воду, описываемых моделью Лорентца, позволяющей с заданной точностью воспроизводить частотную дисперсию среды. Моделирование демонстрирует, что жировая ткань в области частот 1 ГГц поглощает электромагнитное излучение очень слабо, тогда в кровь излучение проникает на глубину меньше 1 мм. Другая постановка соответствует эксперименту, в котором используется генератор СШП ЭМИ. Генератор с рупорной антенной отстоит примерно на 1.8 м от поверхности деревянной пластины толщиной

2.5 см, на которую налит слой исследуемой жидкости толщиной от 0 до 3 см. Моделирование процессов излучения, распространения и прохождения СШП ЭМИ сквозь слои воды показали совпадение выявленных эффектов с результатами натурального эксперимента.

В разделе 3.3 речь идет о моделировании в R - Z -геометрии.

В 3.3.1 рассмотрены запуск, транспортировка и отражение ТЕМ-импульса в коаксиальном волноводе, переходящем в резонатор. Эта задача, на момент публикации имевшая самостоятельное значение, сейчас имеет методическое значение, а также сохраняет значение как элемент более сложных задач, например как следующая.

В 3.3.2 изложены результаты впервые выполненного моделирования излучения СШП наносекундного высоковольтного импульса сквозь коаксиальный ТЕМ-рупор (рис.7). Задача связана с разработкой радиолокационных систем, использующих мощные импульсы наносекундной и пикосекундной длительности без СВЧ-заполнения. Она являлась частью проекта по созданию импульсно-периодического источника СШП электромагнитных импульсов гигаваттного уровня мощности, обладающего максимальной простотой конструкции, а для обеспечения электропрочности весь высоковольтный тракт излучателя, включая и саму антенну, выполнялся в осесимметричном виде.

Результаты моделирования были использованы в ИСЭ СО РАН при конструировании антенны, которая вместе с компактным генератором высоковольтных монополярных импульсов СИНУС-120 образовала¹¹ импульсно-периодический источник сверхширокополосного излучения.

В 3.3.3 рассмотрена формирующая линия с секцией спирального типа генератора СИНУС (ИСЭ СО РАН), внутренний проводник которой имеет анизотропную (винтовую) проводимость. Спиральная линия позволяет увеличить длительность формируемого импульса при сохранении длины системы, а также увеличить волновое сопротивление генератора.

Граничное условие анизотропной проводимости, соответствующее идеально проводящей в спиральном направлении цилиндрической фольге, реализовано в RZ -версии. На рис.8 изображены расчетная и измеренная экспериментально форма импульса напряжения.

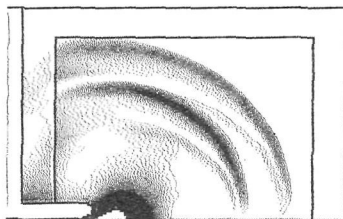


Рис. 7. Конфигурация счетной области и интенсивность излучения

¹¹ Авторы разработки В.П. Губанов, А.С. Степченко

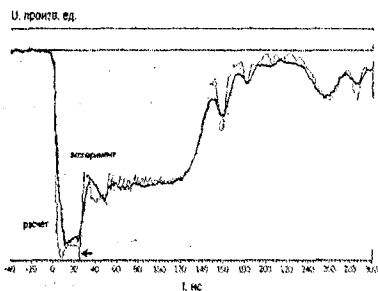


Рис.8 Расчетная и экспериментальная формы импульса напряжения на нагрузке генератора СИНУС-130

Экспериментальная форма импульса достаточно хорошо соответствует расчетной, что говорит о практической применимости кода при разработке волнового тракта высоковольтных генераторов такого типа.

В 3.3.4 рассмотрено моделирование устройств с виртуальным катодом (ВК), которые являются удобным объектом моделирования. Это связано с тем, что в электронных потоках, которые формируют ВК, во-первых, в силу их сложности и даже хаотичности не возникают условия для численной черенковской неустойчивости и, во-вторых, дебаевский радиус велик и сравним с размерами системы, т.е. легко обеспечивается условие, когда число узлов сетки, приходящихся на этот радиус, велико. Первые выполненные кодом КАРАТ моделирования касались именно СВЧ-генераторов с виртуальным катодом — виркаторов, которые в конце 1980-х годов предлагались в качестве «простых, надежных и высокоэффективных» источников электромагнитных импульсов гигаваттного уровня мощности. Выполненные с помощью кода расчёты показали, однако, что конструкции, не использующие более или менее сложные электродинамические структуры, обеспечивают КПД в лучшем случае в несколько процентов. Однако в дальнейшем возникали интересные задачи, в которых главным объектом являлся ВК.

В 3.3.5 рассмотрена электронная ловушка источников ионов, разрабатываемых в ОИЯИ (Дубна, Россия), в которых многозарядные ионы получают путем ионизации атомов стационарными электронными пучками с энергией несколько кэВ. В этих устройствах электронный пучок от термоэлектронной пушки транспортируется вдоль продольного магнитного поля сквозь область ионизации к рефлектору, находящемуся под потенциалом, близким к катодному, отражается от него и снова возвращается в пушку, где происходит последующее отражение электронов от катода. В итоге, подобный источник ионов представляет собой ловушку с накоплением электронов. В процессе накопления электроны совершают несколько сотен осцилляций между катодом и рефлектором, прежде чем покидают ее. РіС-моделирование ловушки было нацелено на обнаружение и объяснение наблюдаемых свойств. Предвидя необходимость огромных вычислительных ресурсов для проведения расчетов, связанную с большой длительно-

стью процесса (более 10 мкс) по сравнению с плазменным периодом электронного облака и с большим различием между его радиальным (порядка 1 мм) и продольным (более 1 м) размерами, задача решалась в потенциальном приближении. Сама ловушка при этом состояла из профилированной анодной трубы дрейфа и двух расположенных с торцов отражающих электродов (рис.9).

В такой постановке было промоделировано накопление электронов в ловушке с трубчатым пучком. Обнаружено, что начиная с некоторого момента времени, возникают два ВК, которые перерастают в участки сжатого состояния пучка. По мере накопления электронов суммарная длина этих участков растет, а длина участков двухпоточкового состояния пучка, соответственно, уменьшается. Все это происходит до тех пор, пока сжатое состояние не заполнит ловушку по всей длине, или пока накопленный пространственный заряд не закроет самосогласованную эмиссию электронов в пучке. Существование подобных продольных потенциальных структур в длинных электронных ловушках установлено впервые.

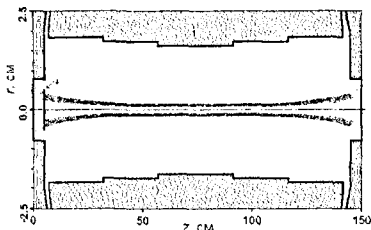


Рис.9 Геометрия ловушки и трубчатого пучка

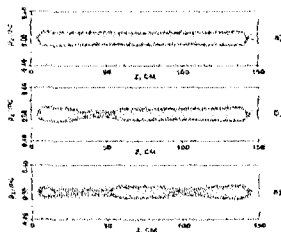


Рис.10 Мгновенные фазовые портреты электронов в ловушке в момент времени а) 3, б) 4.5, в) 6.5 мкс

На рис.10 показан фазовый портрет электронов, соответствующий этому состоянию в момент времени 3 мкс. Затем в ловушке почти одновременно в момент времени 3.85 мкс возникают два ВК.

Были проанализированы перспективы применения коаксиальной ловушки в качестве источника высокозарядных ионов и предложены технологические решения, оптимизирующие работу реального устройства.

В 3.3.6 рассмотрен цилиндрический виркатор как источник нейтронов. Задача о цилиндрическом виркаторе, где электроны эмитируются с цилиндрического катода в направлении оси, в окрестности которой образуется ВК и колебания которого вызывают излучение электромагнитного поля, нашла свое применение не только в разработке соответствующего источника микроволнового излучения, но и в объяснении и разработке реальных экспериментов, выполненных в Уни-

верситете Пьера и Марии Кюри (*Lab. des Plasmas Denses, Univ. Pierre et Marie Curie*) во Франции, в которых палладиевый анод насыщался дейтерием и наблюдалась генерация нейтронов¹². При моделировании видно (рис.11), как эмиттированные с внешнего катода электроны осциллируют между катодом и ВК. В поле ВК дейтроны ускоряются к оси и в последующем прodelьвают несколько осцилляций, проходя через ось, где их концентрация увеличивается, а энергия становится достаточной для реакции синтеза. Также как и в моделировании инициации DD-реакции синтеза лазерным импульсом, включен алгоритм реализации реакции $D + D \rightarrow {}^3\text{He} + n$. Образовавшиеся в результате этой реакции нейтроны и ядра гелия моделируются также РiС-частицами. Рассматривается их динамика до момента попадания на стенки камеры.

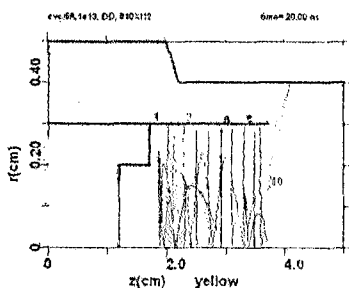


Рис.11. Траектории нескольких случайно выбранных дейтронов в RZ плоскости

В 3.3.7 рассмотрен ускоритель заряженных частиц на спутнике. Эта постановка задачи связана с изучением процесса нейтрализации спутника при инжекции с него в пространство пучка заряженных частиц. Очевидно, что если с изолированного тела в вакууме эмитировать частицы одного знака, то оно будет заряжаться и возникающий потенциал будет тормозить пучок. Аналогично исследуются инжекция со спутника ионного пучка, который используется в ионных двигателях, и компенсации заряда спутника дополнительными эмитторами электронов – нейтрализаторами.

В 3.3.8 рассмотрены результаты моделирования в INPE (Бразилия) гибридной магнитной фокусирующей системы (рис.12), предназначенной для мощных СВЧ ламп, таких как отражательные клистроны или лампы бегущей волны.

Оптимизированы параметры фокусирующей системы, состоящей из входного и выходного соленоидов и последовательности десятков постоянных NdFeB-магнитов для пучка с током в десятки ампер и энергией порядка десятков и сотен кэВ. Проведенные эксперименты на изготовленном в соответствии с результатами моделирования устройстве показали возможность транспортировки пучка с энергиями в интервале от 75 до 125 кВ.

¹² Kurilenkov Yu.K. et al. 'Suprathermal hard X-rays and energetic particles from plasmas "dust"', *Journal de Physique IV*, 2000, v.10, Pr. 5-409.

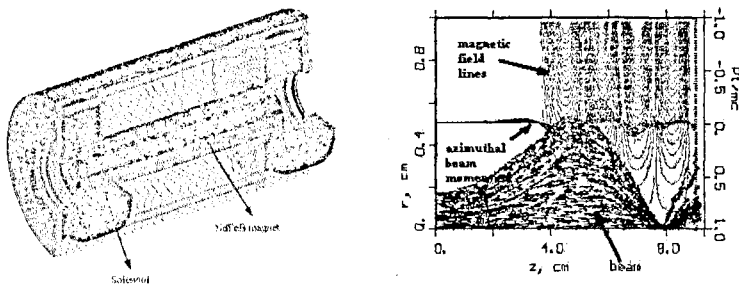


Рис.12. Слева – схема гибридной фокусирующей структуры. Справа – передняя часть фокусирующей системы. Входной соленоид отсутствует. Электронный пучок изображен векторами скорости, $V_0 = 100$ кВ, $I_0 = 24$ А, $B_0 = 0.0173$ Т. Изображены силовые линии периодической системы постоянных магнитов и азимутальный импульс частиц

Применение осесимметричной версии кода позволило в ИСЭ СО РАН провести ряд численных экспериментов с целью проверки теоретических моделей процессов, происходящих в вакуумных коаксиальных линиях с магнитной самоизоляцией и коаксиальных электронных диодах с магнитной изоляцией и самоизоляцией. Результаты моделирования, описанные в 3.3.9, позволили, в частности, предложить и успешно опробовать в эксперименте коаксиальный диод с магнитной самоизоляцией в качестве тестовой нагрузки для импульсных генераторов мультитигваттной мощности, обладающей стабильным во времени импедансом.

Также в ИСЭ СО РАН впервые выполнено нестационарное моделирование с подробным учетом геометрических параметров (раздел 3.3.11) мощного импульсного СВЧ-генератора: вакуумного электронного диода и релятивистской лампы обратной волны (ЛОВ), работающей на TM_{01} моде и запитываемой высокопоточным РЭП (рис.13). Физической основой ее работы является то, что в гофрированной замедляющей структуре обратная TM_{01} -мода имеет пространственную гармонику номер (-1) с фазовой скоростью, меньшей скорости света и направленной вдоль пучка. Это обеспечивает черенковское пучково - волновое взаимодействие (рис.14). Важное значение имеет выбор модели эмиссии электронов с катода. В коде предусмотрены несколько моделей, в том числе модель несамосогласованной эмиссии, когда эмитируется заданный ток, и модель самосогласованной эмиссии, когда величина тока обес-

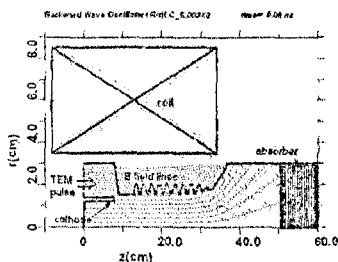


Рис.13 ЛОВ с коаксиальной магнитноизолированной электронной пушкой

печивает заданный ток, и модель самосогласованной эмиссии, когда величина тока обес-

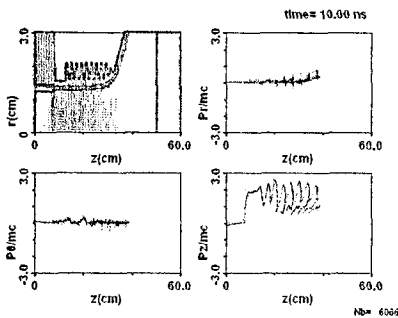


Рис.14. R-Z-сечение ЛОВ, векторное электрическое поле, пучок, движущийся вдоль силовых линий. Фазовые плоскости P_r , P_θ , P_z vs. z

магнитного поля и собственного объемного заряда электронного пучка, развить подходы к оптимизации мощностных и энергетических характеристик генераторов такого типа; способствовало выявлению механизма самопроизвольного ограничения длительности и энергии СВЧ-импульсов. Данные работы позволили разработать в ИСЭ СО РАН широкий класс высокоэффективных СВЧ-генераторов на основе различных вариантов релятивистской ЛОВ, в том числе с возможностью управления частотой генерации.

печивает равенство нулю нормальной компоненты электрического поля на поверхности катода.

Описанная постановка моделирования кодом в последующем развилась в ряд других задач, выполненные в ИСЭ СОАН. Так, изучались процессы, ограничивающие длительность импульса излучения ЛОВ, связанные с эмиссией плазмы с поверхности замедляющей структуры. Моделирование позволило продемонстрировать эффекты влияния на процессы генерации конечной величины ведущего

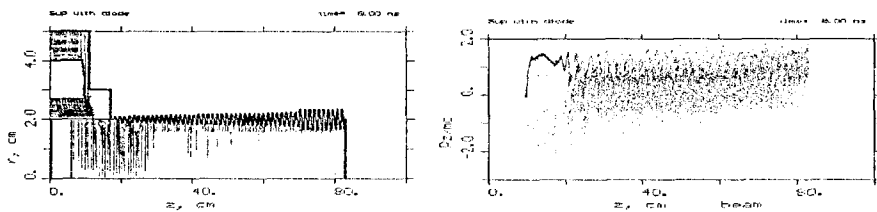


Рис.15 Динамика формирования удлиненного СВЧ-импульса в неоднородной замедляющей системе. Слева — карты вектора Пойнтинга, справа — фазовые портреты электронного пучка

В 3.3.12 рассмотрена генерация СВЧ-излучения с мощностью больше мощности пучка, что подтвердило концепцию¹³ генерирования сверхкоротких электромагнитных импульсов в режиме пространственного накопления электромагнитной энергии с мощностью, превосходящей мощность РЭП, в случае конечного ведущего магнитного поля.

Для определения конкретных физических условий, необходимых для эффективного пространственного накопления электромагнитной энергии,

¹³ Гинзбург Н.С. 'Об эффекте сверхизлучения сгустков релятивистских электронных осцилляторов' Письма в ЖТФ. Т. 14. В. 5. С. 440-443 (1988)

используя электронные пучки с длительностью τ_e , намного превышающей длительность СВЧ-импульса τ_r , моделировалось формирование трубчатого пучка в коаксиальном диоде (рис.15).

Прямое использование результатов оптимизации системы в численном эксперименте позволило в ИСЭ СО РАН и ИЭФ УрО РАН разработать экспериментальные макеты компактных генераторов сверхкоротких гигаваттных СВЧ-импульсов с рекордными показателями преобразования мощности рабочего электронного пучка в мощность излучения.

В 3.3.13 рассмотрено возбуждении кильватерных волн для последующего ускорения ими электронов (рис.16). Эти поля возбуждаются последовательно электронных сгустков от резонансного линейного ускорителя. Сгустки направляются в диэлектрическую структуру. О 3D-моделировании генерации кильватерной волны (см. раздел 3.5.6).

Большая серия работ (разделы 3.3.14–3.3.15) касается моделирования установок плазменной электроники в ИОФ РАН. Моделирование значительно улучшило понимание процессов, происходящих в устройствах, поскольку включало в себя такие важные элементы и свойства систем, как граничные условия на входе и выходе устройств, конечность магнитного поля (и, как результат, поперечное смещение частиц пучка и плазмы), пространственно-временную динамику плазмы, нелинейные процессы в ней, наличие дополнительных поглотителей в СВЧ-усилителях. Результаты моделирования, в которых плазма описывается в рамках модели и/или PiC-средой, находятся в хорошем согласии с экспериментальными результатами.

В 3.3.14 исследовано влияние отражённых от коллектора электронов на параметры пучка. Показано, что влияние отражённых электронов особенно сильно при малых токах пучка, например при токе $0.45I_0$, отражённые электроны могут увеличивать пространственный заряд пучка в дрейфовом пространстве на 100%, где I_0 – предельный вакуумный ток. Типичная картина на конфигурационной и фазовой ($Pz-z$) плоскостях изображена на рис.17 для коллектора из вольфрама при $I = 0.45I_0$.

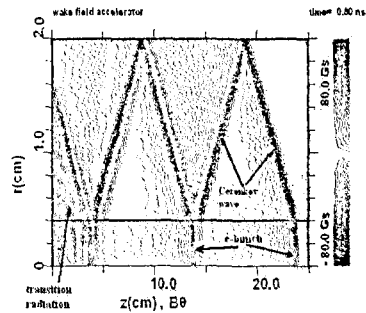


Рис.16. RZ плоскость осесимметричной диэлектрической структуры с $B\theta$ -компонентой поля, возбуждаемого электронными сгустками

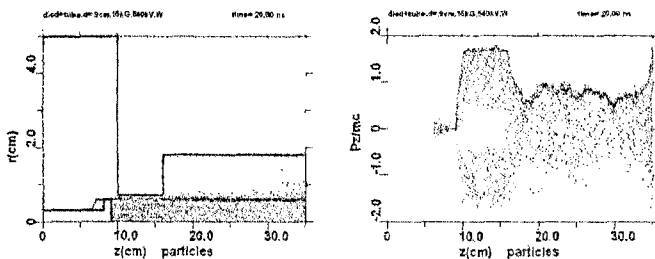


Рис.17 Конфигурационный и фазовый Pz - z портреты электронного пучка.

В экспериментах по вакуумной релятивистской СВЧ-электронике принимаются специальные меры, запрещающие появление отражённых электронов в дрейфовом пространстве. Для этой цели коллектор помещают в область ослабленного магнитного поля, и отражённые от коллектора электроны при движении в область электродинамической структуры должны пройти сквозь магнитное зеркало. Это позволяет значительно уменьшить присутствие отражённых электронов в дрейфовом пространстве, однако полностью уничтожить поток отражённых электронов таким способом невозможно. Более того, принципиальная возможность катастрофического ухудшения параметров пучка продемонстрирована в данном разделе.

В 3.3.15 рассмотрено моделирование СВЧ-устройств с плазмой, которые отличаются от вакуумных прежде всего возможностью широкой электронной перестройки частоты, осуществляемой изменением плотности плазмы от одного импульса тока РЭП к другому. В этих приборах импульсный сильноточный РЭП (с длительностью импульса 30–1000 нс, энергией 0.2–2 МэВ, током 0.1–10 кА) инжектируется в заранее приготовленную трубчатую плазму. В моделировании электронный пучок всегда описывается PiC -частицами, а плазма в линейном приближении (друде-среда) или/и PiC -моделью. Поскольку часто длительность импульса сравнима со временем перекрытия его фронтом пространства взаимодействия, то важным является изучение переходных процессов, сопровождающих вход фронта пучка.

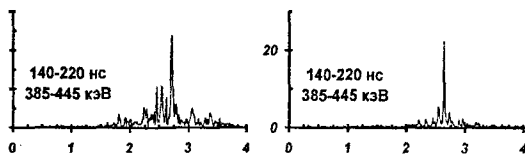


Рис. 18. Спектры СВЧ-излучения: слева – эксперимент, справа – расчёт

На рис.18 представлены экспериментальные и счетные спектры для концентрации плазмы $n_p = 9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Различия результатов эксперимента и моделирования связаны также с используемым в расчёте предположением о неизменности свойств и линейности плазмы, неподвижности ионов.

Рассмотрены также задачи, в которых изучаются вопросы, поддающиеся изучению только при кинетическом описании плазмы, а именно моделировании ее РЭС-средой. Так, в экспериментах наблюдается прекращение СВЧ-генерации, несмотря на то что электронный пучок продолжает идти через электродинамическую систему. Пока не моделировались процессы ионизации и рекомбинации: текущее количество ионов и электронов определялось только их появлением и исчезновением на границах. Существующая теория плазменных релятивистских СВЧ-генераторов¹⁴ использует ряд предположений, в том числе о неподвижности ионов плазмы. Для более адекватного сравнения теории с экспериментом было проведено моделирование с учетом динамики ионов. Расчеты проводились для однократно ионизированных молекул гелия, азота, криптона и ксенона.

С ростом массы ионов эффективная длительность процесса СВЧ-излучения растет, достигая 20 нс при использовании ксенона (рис.19).

Существенной особенностью плазменно-пучковых систем, использующих сильноточные РЭП, является эмиссия электронов с коллектора. Фронт тока РЭП, инициирующий обратный ток в плазме, а также сильные СВЧ-поля на коллекторе вызывают эмиссию электронов с его поверхности. Код позволяет различать электроны, эмитированные с коллектора, и электроны, присутствовавшие в плазме до начала процесса.

На рис.20 показано распределение погонной плотности электронов по длине СВЧ-генератора с плазмой гелия, причем здесь учитываются электроны обеих групп. Обращает на себя внимание наличие областей значительного снижения плотности частиц в непосредственной близости от границ: плоскости ин-

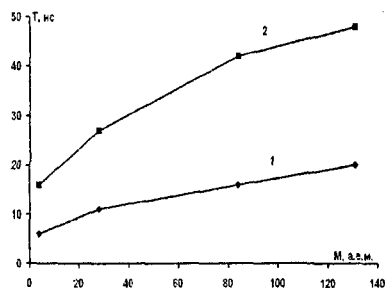


Рис.19 Зависимости эффективной длительности СВЧ-излучения (1) и момента срыва СВЧ-генерации (2) от массы ионов плазмы

¹⁴ Кузелев М.В., Рухадзе А.А., Стрелков П.С. 'Плазменная релятивистская СВЧ-электроника' М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2002. 544 с.

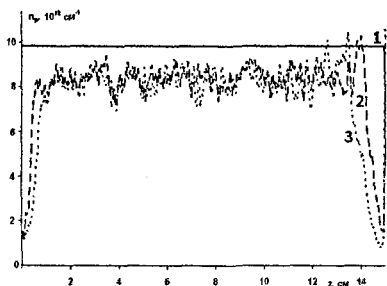


Рис.20 Распределение погонной плотности электронов n_p по длине генератора: 1 – 0 нс; 2 – 15 нс; 3 – 25 нс

Разряд локализуется в области этого контура, положение которого можно легко изменять с целью проведения плазменной обработки с заданной точностью, обеспечивая однородность профиля травимой структуры. Рассмотрена реальная технологическая установка, источником плазмы в которой служит ВЧ индукционный разряд. Основными элементами системы являются три электромагнитные катушки, одновитковая ВЧ-антенна и прозрачная для электромагнитного поля кварцевая камера.

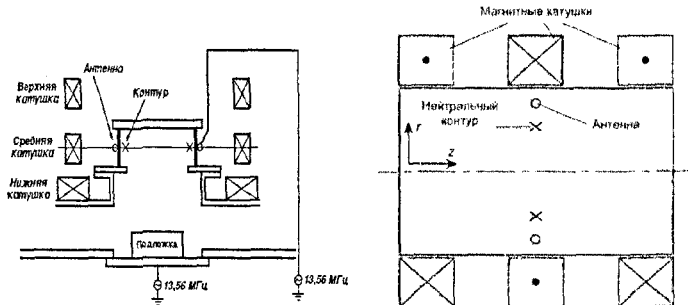


Рис.21 Конструкция ионно-плазменной технологической установки и моделируемая схема

Ток средней катушки противоположен токам крайних катушек. В результате в средней плоскости, перпендикулярной оси катушек, формируется замкнутый магнитный НК без магнитного поля. Для закачки энергии в систему по одновитковой антенне, concentричной катушкам и НК, пропускают ВЧ-ток. В НК индуцируется вихревое электрическое поле, которое при соответствующем давлении рабочего газа, заполняющего кварцевую камеру, может зажигать и поддерживать разряд, что и наблюдается в моделировании. НК представляет собой магнитную ловушку для электронов.

жекции РЭП слева и коллектора справа, что является причиной укорочения СВЧ-импульса.

В 3.3.16 рассмотрен ВЧ индукционный плазменный разряд в системе с нейтральным контуром (НК). Его особенность состоит в том, что в плоскости, поперечной оси симметрии системы, имеется замкнутый контур в виде кольца, на котором магнитное поле равно нулю (рис.21, 22). Значительная часть плазмы в таком

Она позволяет наиболее эффективно расходовать энергию электрического поля на ионизацию рабочего газа. Кроме того, минимизируются потери частиц на стенках рабочей камеры. Наблюдаемое увеличение температуры электронов в ВЧ индукционном разряде с НК в области выполнения условия электронного циклотронного резонанса (ЭЦР) и доказывает наличие в разряде механизма нагрева электронов, дополнительного к стохастическому, – локального электронно-циклотронного нагрева. Знание механизмов, определяющих параметры плазмы в разряде, необходимо для направленного динамического контроля этих параметров в технологических приложениях. Результаты проведенного исследования согласуются с имеющимися в литературе экспериментальными данными.

В 3.3.16 изложены результаты моделирования пучково-плазменного разряда (ППР) в экспериментальной установке, работающей в ИРЭ РАН, и на основании результатов моделирования сформирована теоретическая модель происходящих в реальном эксперименте процессов. Эффект пучковой неустойчивости при распространении электронного пучка в плазме и обусловленное этим эффектом явление ППР известны с 60-х годов и подробно исследовались при различных условиях и параметрах системы. Однако выявившаяся в последнее время перспектива использования ППР в технологии обработки поверхности материалов для микро- и нанoeлектроники вновь привлекла внимание к физике взаимодействия пучка с плазмой в слабом магнитном поле. В частности, встал вопрос о природе обнаруженного эффекта формирования в ППР ионного потока, распространяющегося по нормали к оси разряда с энергией, существенно превышающей тепловую энергию электронов плазмы. С целью выяснения механизма ускорения ионов проведено моделирование взаимодействия в системе плазма–пучок при параметрах модели, качественно соответствующих условиям экспериментов: изучалось распространение электронного пучка через ограниченный объем, заполненный плазмой. В данной постановке задачи выявлены основные особенности взаимодействия в продольно ограниченной системе и их следствия, важные для конечной задачи: определение баланса токов и энергии

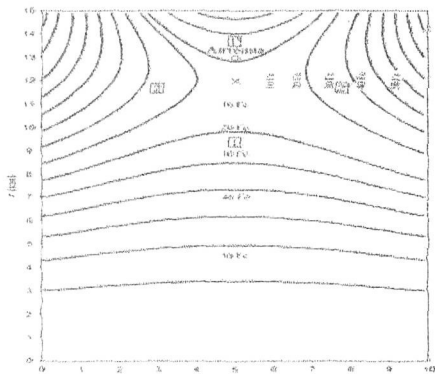


Рис. 22 Конфигурация магнитного поля: 1, 1', 2 и 2' – магнитные ловушки

ческих соотношений для компонентов плазмы в системе. Счетная область – цилиндр длиной 20 см и радиусом 5 см (рис.23). Большая часть его поверхность находится под нулевым потенциалом. Справа круглый коллектор электронов, потенциал которого может выбираться. Также имеется зонд с заданным потенциалом, на котором анализируются потоки частиц. С левого торца осуществляется инжекция частиц пучка с энергией 2 кэВ и током 0.5 А. Изначально цилиндр заполнен плазмой с плотностью 10^{10} см^{-3} . Вся счетная область погружена во внешнее стационарное магнитное поле в 50 Гс.

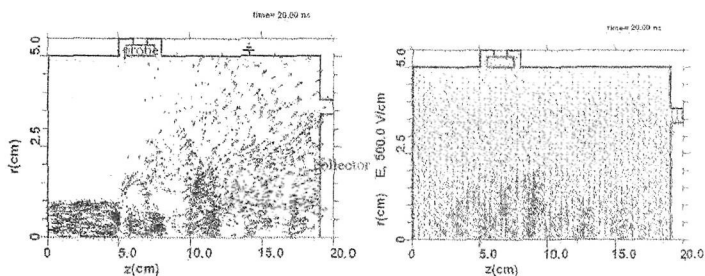


Рис.23 Плоскость RZ . Частицы пучка стрелками. Напряженность электрического поля показана стрелками, точки – ионы и электроны плазмы

Численные и физические параметры подбирались так, чтобы дебаевский радиус был больше шага сетки и в дебаевской сфере число макрочастиц было значительно больше единицы. Масса ионов была уменьшена, чтобы увидеть динамику ионов за доступное счетное время. Основные результаты компьютерного эксперимента сводятся к следующему. Наиболее быстрым процессом, развивающимся в системе, как и следует из теории взаимодействия в системе плазма - пучок, является возбуждение колебаний электронов пучка и плазмы с частотой $\omega \approx \omega_{pe}$ и продольным волновым числом $k_z \approx \omega/V_0$ и соответствующая генерация электрического поля (рис.24). Однако уже через время порядка $(2-5)\tau_{trans}$ ($\tau_{trans} = 7.6 \text{ нс}$ – время пролета невозмущенного пучка) явно проявляется существенное свойство моделируемого объекта: исследуемая система представляет собой плазменный резонатор, накопление энергии в котором приводит к постоянному изменению условий, в которые попадает инжектируемый пучок. Все это наглядно видно на фазовых портретах электронов пучка в различные моменты времени после начала инжекции.

Интенсивный уход электронов из приосевой области на торцы системы стимулирует повышение потенциала этой области плазмы и, как следствие, дрейф немагнитных ионов на периферию этой области. Согласно результа-

там моделирования, энергия ускоренных таким образом ионов может достигать нескольких десятков эВ, что и наблюдается в реальном эксперименте. Моделирование позволило определить механизм исследуемого эффекта и найти способ управления энергией и плотностью ионного потока. Одно из возможных приложений эффекта — новый тип плазмохимического реактора для обработки материалов, используемых в электронике.

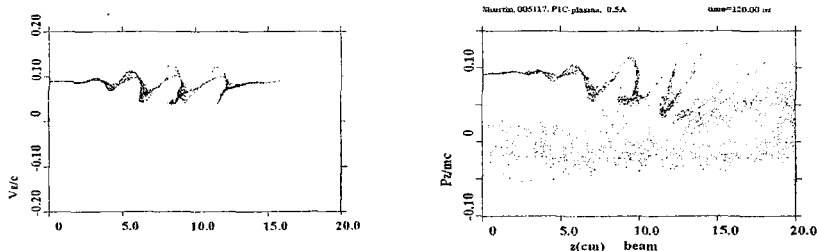


Рис.24 Фазовые портреты электронов пучка в моменты времени $t = 6$ (слева) и 120 нс (справа)

В 3.3.16 изложены впервые полученные результаты, совместно с *Rutherford Appleton Lab.* (Великобритания), о парном взаимодействии пылевых частиц в плазме. Взятые две одинаковые пылевые частицы сферической формы, погруженные в плазму. Выбиралась характерные для этой области физики плазмы параметры: диэлектрические частицы радиусом 7 мкм, расположены на расстоянии 30 мкм, плотность электрон-ионной плазмы 10^{12} см^{-3} , электронная температура 3 эВ. Если ось Z цилиндрической системы координат выбрать проходящей сквозь центры частиц, то задача становится осесимметричной и становится возможным применения RZ версии кода. Целью моделирования является вычисление динамики заряда пылевых частиц и сил, действующих на частицы в предположении, что частицы плазмы при попадании на поверхность частиц поглощаются. Ясно, что силы возникают, во-первых, из-за электростатического взаимодействия — во-первых, из-за отталкивания зарядившихся отрицательно частиц, и, во-вторых, из-за передаваемых пылевым частицам импульсов от поглощаемых частиц из плазмы, причем из-за взаимной экранировки двумя частицами потоков из плазмы: эта сила будет подталкивать частицы друг к другу. Одним из результатов моделирования было получение зависимости полного равновесного потенциала взаимодействия двух пылевых частиц (рис.25).

Этот потенциал есть результат притяжения частиц из-за бомбардировки частицами плазмы и взаимной экранировки потоков и расталкивания из-за одинакового отрицательного знака их зарядов. С применением полученного потенциала промоделирован процесс формирования кристаллической структуры из пылевых частиц.

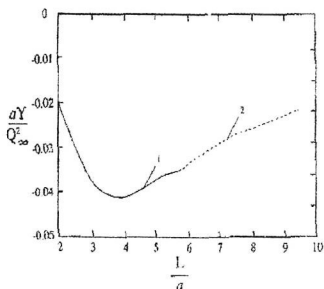


Рис.25 Полный потенциал взаимодействия двух пылевых частиц в зависимости от расстояния между центрами: 1 – моделирование, 2 – теоретическое продолжение

В разделе 3.4 речь идет о моделировании в 2D полярной системе координат, для которой, как и для 3D цилиндрической системы координат $R-\theta-Z$, пока нашлась очень узкая область применимости, а именно, в этих координатах описываются и моделируются магнетроны.

В 3.4.1 исследована физика магнитной изоляции плотного электронного потока в гладком вакуумном коаксиальном магнетронном диоде (рис.26). В момент $t = 3.6$ ns начинается лавинный рост числа вторичных электронов. К моменту $t = 8$ ns формируется квазистационарный режим магнетронного диода с током утечки электронов на анод $I_{eA} \approx 4$ А при низком уровне осцилляций диодного тока ($\delta I_{AC}/I_{AC} \sim 1\%$). Электронный поток в зазоре разбивается в азимутальном направлении (вдоль электрического дрейфа) на ряд отдельных сгустков. Коллективные (турбулентные) колебания зарядов происходят при взаимодействии электронов со скрещенным $E \times B$ -полем и при обмене с ним импульсом и энергией. Самоорганизация турбулентных электронных потоков обеспечивается свойствами катода: как малой первичной эмиссией на катоде, так и наличием вторичной эмиссии с коэффициентом больше 1. Результаты счета верифицировались по выполнению баланса потребленной и адсорбированной мощностей и баланса крутящих моментов как полученных при утечке электронов поперек магнитного поля, так и переданных аноду и катоду при падении на них электронов. Численные расчёты сопоставлены с известными экспериментальными данными и показано их хорошее согласие. Обнаружена и исследована специфическая неустойчивость, связанная с обратной бомбардировкой катода и вторичной эмиссии электронов с катода. Таким образом, $R\theta$ -версия кода может быть использована в расчетах по совершенствованию мощных СВЧ-генераторов и сильноточных инжекторов заряженных пучков.

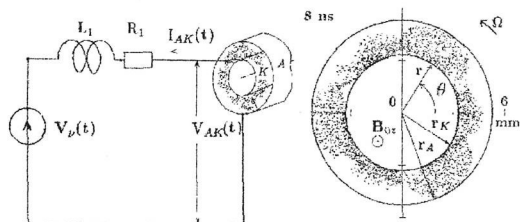


Рис.26. Слева – схема подключения магнетронного диода к внешней цепи. Справа – процесс формирования электронных облаков в диодном зазоре при однородной начальной эмиссии ($I_{e0} \sim 2$ А) электронов с катода

В разделе 3.5 речь идет о моделировании в 3D декартовой системе координат, поскольку в ряде рассмотренных задач оказалось невозможным ограничиться двумя пространственными измерениями.

В 3.5.1 изложены результаты моделирования, выполненные в ОИВТ РАН, широкополосной рупорной антенны, разработанной для излучения субнаносекундных видеопульсов с ультрашироким спектром от мощного полупроводникового генератора. Антенна сконструирована как ТЕМ-рупор с апертурой 27×13 см. По коаксиальному входному фидеру с импедансом 50Ω поступает импульс напряжением более 50 кВ. Внешний электрод коаксиала переходит в горизонтальную плоскость, а центральный электрод в изогнутый трапециидальный лепесток (рис.27 - 28).

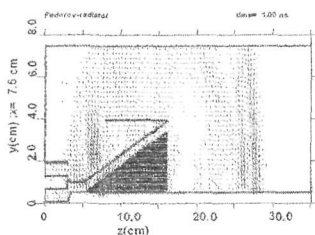
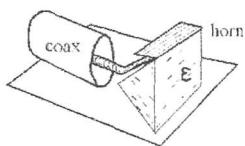


Рис.27 Схематическое изображение ТЕМ-рупора
Рис.28 Сечение (Y,Z) счетной 3D-области в момент $t = 1$ нсек (векторы – напряженность электрического поля)

Плоскость и лепесток образуют рупор, заполненный диэлектрической вставкой с $\epsilon = 1.09$ для достижения синфазности волны на излучающем торце рупора в открытое пространство. Истории показывают (рис.29), что форма импульса изменилась. Из однополярного он стал двухполярным. Изменения совпадают с изменениями, имеющими место в эксперименте. Таким образом, выполнено 3D-моделирование, результаты которого близки к результатам натуральных экспериментам по излучению и распространению мощного СШП-ЭМИ в диапазоне длин волн 1.5–30 см. Получена картина возбуждения импульсом СШП-ЭМИ отверстия в проводящем экране – открытом резонаторе.

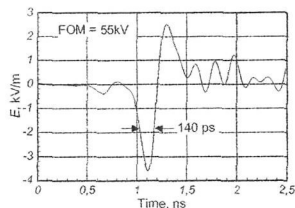
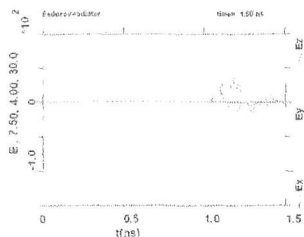


Рис.29 Промоделированные истории компонент электрического поля в точке и экспериментальная осциллограмма электрического поля

Результаты имеют значение при оценке экранирующей свойств экрана с отверстием, а также в экспериментах, когда требуется локализовать СШП-ЭМ волну на исследуемом объекте, например, на пылевом облаке в столбе тлеющего разряда.

Совместно с Inst. Colombiano del Petroleo (Колумбия) решена (см. раздел 3.5.2) технологическая задача о распространение электромагнитной волны на промышленной частоте $f = 2.45$ ГГц по металлической трубе, на стенках которой осажден парафин. Такая постановка соответствует ситуации, обычной при добыче тяжелой нефти богатой парафинами, когда возникает задачи очистки скважины и перекачивающих труб от этого загрязнения. Целью моделирования является определение мощности и времени воздействия электромагнитной волной для плавления парафина для последующего его удаления. Полученные результаты позволяют сделать вывод, что нагрев парафина с температуры в 30°C до температуры деструкции в 80°C в области максимального поглощения микроволнового излучения от источника мощность 7 кВт происходит за время ~ 15 сек. Отличия для различных мод TE_{01} , TE_{11} , TM_{01} , TM_{11} не превышают 10–30%. Оценки потерь тепла через стенки волновода из-за теплопроводности не превышают 1% микроволнового излучения.

3.5.3 есть продолжение задачи, рассмотренной выше (см. раздел 3.2.1) в XZ-геометрии. Здесь впервые было выполнено 3D-моделирование сильноточного релятивистского электронного пучка при его инжекции сквозь фольгу в резонатор.

Оказалось, что, несмотря на развитие шланговой неустойчивости, частицы внутри волновода движутся практически прямолинейно. Данное моделирование выявило развитие асимметричной неустойчивости (рис.30), полностью искажающей процесс транспортировки пучка, при осесимметричных начальных и граничных условиях и параметрах пучка (энергия более МэВ и ток несколько кА), которые должны были бы обеспечить его проведение по трубе длиной 20 см.

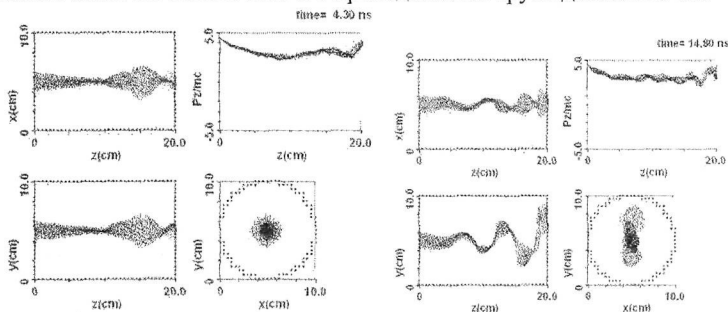


Рис.30 Сечения XZ, YZ, YX и фазовая плоскость Pz vs. Z при $t = 4.3$ и 14.8 нс

В 3.5.4 описано впервые выполненное 3D-моделирование сжатого состояния пучка при его инжекции вдоль цилиндрической трубы переменного сечения в сильном ведущем магнитном поле. Параметры соответствуют реальному эксперименту: магнитное поле 4 Т, радиус левой трубы $R_1 = 1.5$ см, ее длина $z_1 = 9.0$ см, радиус правой трубы $R_2 = 2.5$ см, полная длина $z_2 = 20$ см, энергия инжектируемого трубчатого пучка 0.5 МэВ, его радиус $R_b = 1$ см. Для таких параметров предельный ток в узкой трубе $I_{lim1} = 8.5$ кА, в широкой $I_{lim2} = 4$ кА. Выбранное значение магнитного поля позволяет сделать предположение, что движение частиц будет практически одномерным, азимутальные возмущения будут подавлены, однако моделирование показывает, что это не так.

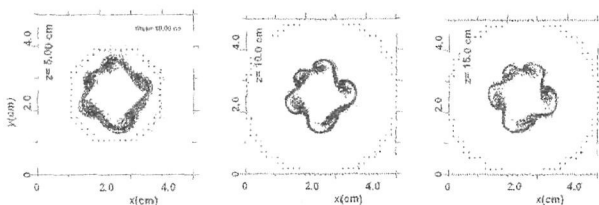


Рис.31 Три сечения YX при $Z=5, 10$ и 15 см при $t = 10$ нсек

Поскольку моделирование проводится в XYZ геометрии и поверхности описываются на прямоугольной сетке, то появление возмущений числом, кратным четырем, можно было бы рассматривать как проявление влияния неточности описания геометрии системы, однако пять струй есть проявление физических свойств моделируемого объекта (рис.31). Заметим, что струи проворачиваются при смещении по Z .

Применение 3D-версии кода позволило впервые выполнить моделирование (раздел 3.5.5) процессов генерации мощного СВЧ-излучения в двухсекционных волновых системах на основе прямоугольных волноводов электронными пучками с виртуальным катодом с электродинамической обратной связью (рис.32). На основе проведенной в численном эксперименте оптимизации геометрических и пучковых параметров устройства в ИСЭ СО РАН были разработаны эффективные источники гигаваттных импульсов СВЧ-излучения (виркаторы) дециметрового диапазона длин волн, в том числе с возможностью управления частотой генерации.

Здесь в волноводе прямоугольного сечения формируется виртуальный катод, который накачивает распространяющуюся вдоль оси X рабочую волну H_{01} . Особенностью конструкции является то, что пучок по пути от катода к ВК проходит сквозь модулирующую секцию, где его параметры модулируются под

действием электромагнитной волны, проникающей из основного волновода сквозь отверстие связи. Такая обратная электродинамическая связь обеспечивает ряд полезных характеристик генератора. На рис.33 видно наличие ВК.

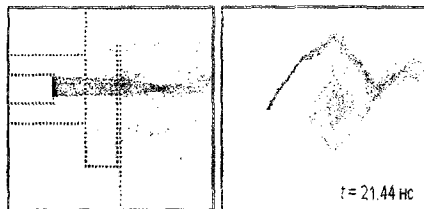
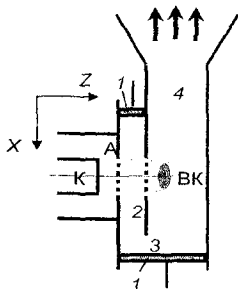


Рис.32 1 – короткозамыкающие поршни, 2 – модулирующая секция, 3 – отверстие связи, 4 – волновод прямоугольного сечения.

Рис.33 Сечение $Y = 5$ см и фазовые плоскости Pz vs. z в момент времени 21.44 нсек

Также наблюдается явление фокусировка пучка в области фольги, рассмотренное выше в разделах 3.2.1 и 3.5.3. В реальном эксперименте фокусировка пучка приводит разрушению сеток, разделяющих части резонатора. Разработанные на основе результатов численного моделирования виркаторы с предмодуляцией электронного пучка с рабочими частотами 1.4, 2.1 и 2.6 ГГц и рабочей волной H_{10} были исследованы в экспериментах, проведенных на ускорителе СИНУС-7 (длительность импульса 50 нс, энергия электронов до 2 МэВ, ток пучка до 20 кА). Эксперименты продемонстрировали соответствие с результатами численного моделирования по основным параметрам, таким как тип волны, частота генерации, время раскачки колебаний, оптимальное соотношение амплитуд ВЧ-полей в секциях резонатора. Подтверждены характерные резонансные зависимости мощности генерации от величины зазора в вакуумном диоде, положения настроечных поршней резонатора, ширины окна связи. Эффективность генерации составила 8–10%, что близко к значениям, полученным в численном эксперименте

Совместно (см. 3.5.6) с факультетом прикладной физики Колумбийского университета, США (*Applied Phys. Dept., Columbia Univ., U.S.A.*) исследовались генерация и последующее использование кильватерных и переходных полей в различных структурах, потенциально пригодных для применения в ускорителях заряженных частиц.

В 3.6.1 помещены результаты 3D-моделирования релятивистского магнетрона с разрезным катодом, состоящим из нескольких стержней, где обеспечена самосогласованная эмиссия электронов. Полученные результаты свидетельствуют, что 3D-моделирование адекватно описывает механизм СВЧ-генерации, характерный для магнетронов.

В **Заключении** кратко описаны результаты диссертационной работы.

Библиографический список включает цитированные источники и 105 ссылок на работы, где применялся код КАРАТ. Опубликованы еще многие десятки моделированных кодом, не вошедшие в диссертацию.

Основные результаты диссертационной работы, выносимые на защиту

1. Разработаны численные алгоритмы, необходимые и достаточные для создания универсального электродинамического кода: оригинальный (на момент создания) вариант разностной схемы для решения уравнений Максвелла, алгоритмы построения расчетной области в геометриях различных размерностей и в различных системах координат, алгоритмы самосогласованной эмиссии заряженных частиц, ввода и вывода электромагнитных волн различных типов, алгоритмы для задания граничных и начальных условий для плазменных образований и пучков частиц, для моделирования сред с дисперсией, а также эффективные алгоритмы для визуализации результатов расчета.
2. На основе разработанных алгоритмов написан на языке программирования Фортран и отлажен компьютерный код КАРАТ, пригодный для моделирования широкого круга электродинамических задач, предоставляющий удобные для пользователя возможности постановки задач и анализа результатов расчета. Корректность и надежность кода подтверждаются его многолетней и практически автономной (при минимальном вмешательстве автора кода или без него) эксплуатацией десятками пользователей в различных научно-исследовательских организациях мира.
3. С использованием кода, в научном соавторстве с диссертантом, выполнен теоретический и численный анализ фундаментальных задач физики плазмы и получены новые результаты в задачах динамики сильноточного электронного пучка в вакуумном и плазменном волноводах, динамики виртуального катода, формирования кильватерных волн в диэлектрических структурах, динамики пучково-плазменного разряда, парного взаимодействия пылевых частиц в плазме, динамики взаимодействия лазерных пучков с мишенями, в том числе с учетом ускорения ионов, генерации гамма-квантов и нейтронов.

4. Моделирование с помощью кода КАРАТ позволило детально изучить процесс плазменно-пучкового разряда в экспериментальной установке и оптимизированы ее параметры, исследовать важные аспекты инъекции пучков заряженных частиц с космических аппаратов, исследовать взаимодействие сверхинтенсивного лазерного импульса с различными мишенями, в том числе с образованием нейтронов в реакции синтеза.

5. На основании результатов моделирования, в научном соавторстве с диссертантом в научно-исследовательских организациях России разработаны и оптимизированы конструкции приборов мощной вакуумной и плазменной электроники, основанных на новых физических механизмах и нашедших практическое применение: гигаваттных двухсекционных виркаторов дециметрового диапазона длин волн, генераторов сверхмощных СВЧ-импульсов с бегущими волнами, в том числе генераторов импульсов предельно малой (субнаносекундной) длительности, работающих в режиме пространственного накопления электромагнитной энергии; сильноточных импульсных генераторов на основе формирующих линий, в том числе со спиральным внутренним проводником; источников сверхширокополосных наносекундных и субнаносекундных электромагнитных импульсов наносекундной длительности с антеннами различных типов.

Список публикаций по теме диссертации

1. Tarakanov V.P., 'User's Manual for Code KARAT', BRA Inc., Va, USA (1992)
2. Котетешвили П.В., Рухадзе А.А., Рыбак П.В., Тараканов В.П. 'Зарядовая нейтронизация РЭП в закрытом металлическом волноводе'. *Физика Плазмы*, т.17, №11, с.1383 (1991)
3. Koteteshvili P.V., Rukhadze A.A., Rybak P.V., Tarakanov V.P., 'The Dynamics of the REB in a Vacuum Waveguide', *Proc. XX ICP/IG*, Pisa, Italy, v.3, 721-722 (1991)
4. Rukhadze A.A., Rybak P.V., Tarakanov V.P., 'The "Hose Type" Instability of REB and Microwave Generation in the Waveguide'. *Proc. 9th Int. Conf. on High Power Particle Beams (BEAMS'92)*, Washington D.C., v.3, p.1556-1561 (1992)
5. Котетешвили П.В., Рухадзе А.А., Рыбак П.В., Тараканов В.П. 'Динамика и излучение РЭП в вакуумном волноводе без внешнего магнитного поля' *Физика плазмы*, т.18, №7, с.850 (1992)
6. Котетешвили П.В., Рухадзе А.А., Рыбак П.В., Тараканов В.П., 'Моделирование инжекции РЭП в плазменный волновод'. *Физика Плазмы*, т.17, №9, с.1162 (1991)
7. Alterkop V.A., Klumov V.A., Mishin E.V., Ruchadze A.A., Tarakanov V.P. 'Anisotropic Instability of Energetic Electrons Generated in the Earth Ionosphere with an X-ray Burst'. *Proc.XX ICP/IG*, v.1, p.35 (1991)
8. Klumov V.A., Tarakanov V.P. 'Anisotropic Instability of the Photoelectrons in the Earth ionosphere'. *Proc. of ISSS-4*, Kyoto-Nara, p.171 (1991)
9. Котетешвили П.В., Рухадзе А.А., Тараканов В.П. 'Инжекция пучка с движущегося источника'. *Письма в журнал технической физики*, №1, с.24 (1991)
10. Klumov V.A., Rukhadze A.A., Tarakanov V.P., 'Modelling of electron beam injection into a space plasma'. *Proc. of XXI ICP/IG Conf.*, Pisa, v.1, p.177 (1993)
11. Klumov V.A., Rukhadze A.A., Tarakanov V.P., 'Numerical simulation of REB injection from a moving source into an unbounded plasma'. *Proc. of XXI ICP/IG Conf.*, Pisa, v.1, p.179 (1993)
12. Klumov V.A., Tarakanov V.P., 'Beam-Plasma Discharge in the Ionosphere during Active Experiment' *Proc. of BEAMS-94*, v.2, p.580-583 (1994)

13. С.Н.Андреев, В.П.Тараканов, 'Ускорение электронов и протонов в сверхсильном лазерном поле: расчеты и модели' *Физика плазмы*, 2009,Т.35, №12 ,с. 1094–1101
14. С.Н.Андреев, В.П.Макаров, А.А.Рухадзе, В.П.Тараканов, Б.П.Якутов 'Ускорение электронов и протонов в сверхсильном лазерном поле: расчеты и модели'. *III Всероссийская школа по лазерной физике и лазерным технологиям, РФЯЦ-ВНИИЭФ*, 20-23 апреля, 2009, г. Саров, Россия. с.123
15. С.Н. Андреев, А.А. Рухадзе, В.П. Тараканов, Б.П. Якутов, 'Моделирование ускорения протонов при облучении майларовой мишени фемтосекундными лазерными импульсами', *Квантовая электроника*, т. 40, № 1, стр. 64 (2010)
16. С.Н. Андреев, С.Г. Гаранин, А.А. Рухадзе, В.П. Тараканов, Б.П. Якутов, 'Моделирование генерации гамма-квантов тормозного излучения при облучении тонких металлических пленок сверхинтенсивными фемтосекундными лазерными импульсами'. *Квантовая электроника*, Т. 40, № 4, 355–362 (2010)
17. Gladun A., Leiman V., Arsenin A., Mannoun O., and Tarakanov V. 'Generation of ultrashort electron bunches in nanostructures by femtosecond laser pulses' *Int. J. of High Speed Electronics and Systems (IJHSES)* - 2007, V.17, N.3
18. Gladun A., Leiman V., Arsenin A., Mannoun O., and Tarakanov V., 'Generation of Ultrashort Electron Bunches in Nanostructures by Femtosecond Laser Pulses' // 'Physics and Modeling of Tera-And Nano-Devices' (Editors M. Ryzhii and V. Ryzhii, World Scientific Publishing Comp., 2008), pp. 127-132. ISBN: 9789812779045; 110)
19. Gladun A., Leiman V., Arsenin A., Mannoun O., and Tarakanov V., 'Generation of Ultrashort Electron Bunches in Nanostructures by Femtosecond Laser Pulses'//*Laser Optics* 2008, ICPP 2008, Alushta 2008
20. Лебедев Е.Ф., Остроумов А.А., Тараканов В.П., Фёдоров В.М. 'Прохождение сверхширокополосного электромагнитного поля радиочастотного диапазона сквозь жидкие среды, моделирующие биологические ткани'; Тезисы докладов 3-й межд. конф. в Сарове 'Человек и электромагнитные поля' 2010 май 25-27, с.181
21. Selivanov I., Tarakanov V., Shkvarunets A., 'The Electrodynamic of Circular Waveguide Filled with a Magnetized Plasma Annuls for PCM-Amplifier'. *Proc. of BEAMS-92*, v.3, p.1538 (1992).
22. Губанов В.П., Коровин С.Д., Пегель И.В., Ростов В.В., Степченко А.С., Тараканов В.П., 'Генерация мощных сверхширокополосных электромагнитных импульсов наносекундной длительности в системе с коаксиальным ТЕМ-рупором' *Известия вузов. Физика*. 1996. № 12. С.110-118
23. Тараканов В.П., 'Универсальный электромагнитный код КАРАТ', в кн. 'Математическое моделирование. Проблемы и результаты'. М.: Наука, 2003, сс. 456-476
24. Alterkop B., Sokulin A., Tarakanov V. 'Two-Dimensional Approach to an Electron Beams with a Virtual Cathode'. *Proc. 7th Int. Conf. on High Power Particle Beams (BEAMS'88)*, Karlsruhe, FRG, v.2, p.889 (1988)
25. Alterkop B., Tarakanov V. 'Vircator in a Finite Magnetic Field'. *Proc. of ICPIG XX*, Pisa, Italy, v.3, p.687 (1991)
26. Альтеркоп Б., Рухадзе А, Сокулин А., Тараканов В. 'Осцилляции виртуального катода как источник СВЧ'. *ЖТФ*, т.61, №9, с.115 (1991)
27. Альтеркоп Б., Михайлов В., Рухадзе А., Тараканов В., 'Моделирование излучения РЭП в магнитной пробке'. *Физика Плазмы*, т.18, №6, с.733 (1992)
28. Korovin S. D., Pegel I. V., Polevin S. D., Tarakanov V. P. 'Numerical simulation of efficient 1.5 GHz vircator' *Proc. 11th Int. Pulsed Power Conf. Baltimore*, June 29–July 2, 1997. pp. 736-741
29. Дубинов А.Е, Селимир В.Д., В.П.Тараканов 'Управление излучением виркатора с помощью осевой токонесящей нити', *Письма в ЖТФ*, 2001,т.27, №24, с.6-10
30. Дубинов А.Е, Селимир В.Д., В.П.Тараканов, 'О возможности коллективного ускорения ионов в магнитонизированном виркаторе в режиме бегущей границы распределенного виртуального катода', *Письма в ЖТФ*, 2002, т.28, №4, с.71-77

31. Рухадзе А.А., Столбецов С.Д., Тараканов В.П. 'Виркаторы'. *Радиотехника*, т.37, №3, с.385 (1992)
32. Ignatov A.M., Tarakanov V.P., 'Squeezed state of high-current electron beam'. *Physics of Plasmas*, V.1, P.741 (1994)
33. Nikulin M.G., Stolbetsov S.D., Tarakanov V. 'The Virtual Cathode Formation in A Junction of Tubes with Different Radii'. *Proc. of ICPIG XX*, Pisa, Italy, v.3, p.611 (1991)
34. Никулин М.Г., Федотов А., Шкварунец А., Столбецов С.Д., Тараканов В. 'Формирование виртуального катода при транспортировке РЭП в волноводе переменного сечения'. *Радиотехника и электроника*, т.37, №9, с.1665 (1992)
35. Chernikh E., Didenko A., Fortov V., Tarakanov V. et al., 'Electron Accelerator with Inductive Storage for Vircator Load'. *Proc. 8th Int. Conf. on High Power Particle Beams (BEAMS'94)*, v.1, 383-386 (1994)
36. Е.Д. Донец, Е.Е. Донец, Е.М. Сыресин, А.Е. Дубинов, И.В. Макаров, С.А. Садовой, С.К. Сайков, В.П. Тараканов, 'Формирование продольных нелинейных структур в электронном облаке электронно-струнного ионного источника', *Физика плазмы*, 2009, т.35, № 1, с.61-69
37. Е.Д. Донец, Е.Е. Донец, Е.М. Сыресин, А.Е. Дубинов, И.В. Макаров, С.А. Садовой, С.К. Сайков, В.П. Тараканов, 'Нелинейная динамика продольных структур в электронном облаке коаксиального электронно-струнного ионного источника', *ЖТФ*, т.81, №5, с.95-102 (2011).
38. А.Е. Дубинов, И.В. Макаров, С.А. Садовой, С.К. Сайков, В.П. Тараканов, 'Особенности накопления электронов в сильноточной электронной ловушке', *Письма в ЖТФ*, т.37, №5, с.81-86
39. Yu.K. Kurilenkov, V.P. Tarakanov, M. Skowronek, S.Yu. Guskov, and J. Duffy. 'Inertial electrostatic confinement and DD fusion at interelectrode media of nanosecond vacuum discharge. PiC simulations and experiment.' *J.Phys.A: Math&Theor.* v.42 (2009) 214041
40. Yu.K.Kurilenkov, V.P.Tarakanov, and S.Yu.Gus'kov 'Inertial Electrostatic Confinement and Nuclear Fusion in the Interelectrode Plasma of a Nanosecond Vacuum Discharge II: Particle in Cell Simulations', ISSN 1063780X, *Plasma Physics Reports*, 2010, Vol. 36, No. 13, pp. 1227-1234
41. Klumov B., Rukhadze A., Tarakanov V., 'Beam-Plasma Discharge in the Ionosphere during Active Experiment'. *Proc. of BEAMS-94*, v.2, p.580-583 (1994)
42. Aplin K.L. and Tarakanov V.P. (2004), 'Modelling studies of charged particle interactions for a space application', *Inst. of Physics Conf. Series* 178, 4, 155-160
43. Pegel I.V., Korovin S.D., 'Numerical experiment on Relativistic Cherenkov Backward Wave Oscillator', *Abstr. 1994 IEEE Int. Conf. On Plasma Science (ICOPS-94)*, Santa Fe, p.176
44. Korovin S.D., Mesyats G.A., Pegel I.V., Polevin S.D., Tarakanov V.P. 'Pulse width limitation in the relativistic backward wave oscillator' *IEEE Trans. Plasma. Sci.* 2000. v. 28. №3. pp.485-495
45. Коровин С.Д., Месяц Г.А., Пегель И.В., Полевин С.Д., Тараканов В.П., 'Механизм ограничения длительности микроволнового импульса релятивистской ЛОВ' *Письма в ЖТФ*. 1999. Т. 25, В. 6., С. 27-36.
46. Гинзбург Н.С., Новожилова Ю.В., Сергеев А.С., Зотова И.В., Ульмаскулов М.Р., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И., Фэлпс А., Кросс А.В., Виггинс С.М., Рональд К., Тараканов В.П., 'Генерация импульсов сверхизлучения сильноточными субнаносекундными электронными сгустками, движущимися в периодической замедляющей структуре' *Письма в ЖТФ*, 1998, Т.24, вып.18, С.7-13
47. Гинзбург Н.С., Новожилова Ю.В., Сергеев А.С., Зотова И.В., Ульмаскулов М.Р., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И., Фэлпс А., Кросс А.В., Виггинс С.М., Рональд К., Тараканов В.П., 'Generation of superradiative microwave pulses by intense electron bunches in the repetitive regime', *Abst. of the BEAMS'98 -12th Int. Conf. on High-Power Particle Beams: 1998*, Haifa, Israel, P.325
48. Гинзбург Н.С., Новожилова Ю.В., Сергеев А.С., Зотова И.В., Ульмаскулов М.Р., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И., Фэлпс А., Кросс А.В., Виггинс С.М., Рональд К., Тараканов В.П., 'Generation of ultrashort microwave pulses based on cyclotron superradiance', *IEEE Plasma Science*, V.27, N.2 pp.462-470, 1999;

49. Гинзбург Н.С., Новожилова Ю.В., Сергеев А.С., Зотова И.В., Ульмаскулов М.Р., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И., Фэлпс А., Кросс А.В., Виггинс С.М., Рональд К., Тараканов В.П., 'Generation of powerful sub-nanosecond microwave pulses by intense electron bunches moving in a periodic back-ward wave structure in the superradiative regime.' *Phys.Rev. E* V.60(3), pp.3297-3304, 1999
50. J.-M. Fang, T.C. Marshall, V.P. Tarakanov, and J.L. Hirshfield, 'Numerical Study of Interference between Transition Radiation and Cerenkov Wake Field Radiation in a Planar Dielectric Structure'. *Proc. of 2003 Particle Accelerator Conf.*, (Portland, Oregon), p.1882-1884
51. Богданкевич И.Л., Стрелков П.С., Тараканов В.П., Ульянов Д.К. 'Влияние отражённых от коллектора электронов на параметры сильнооточного релятивистского электронного пучка' *Физика плазмы*, 2004, т. 30, № 5, с. 412 – 418
52. Богданкевич И.Л., Стрелков П.С., Тараканов В.П., Ульянов Д.К., "Influence of the Electrons Reflected from Collector on the Parameters of a High-Current Relativistic Electron Beam", *Plasma Phys. Reports*, vol.30, #5, pp.376-382, 2004
53. Богданкевич И.Л., Стрелков П.С., Тараканов В.П., Ульянов Д.К., 'The influences of reflected electrons on the REB potential and on the energy distribution function of the REB electrons' // *Proc. of 15 Int. Conf. on High Power Particles Beams*, 2004, p. 182-185
54. И.Л. Богданкевич, И.Е. Иванов, О.Т. Лоза, А.А. Рухадзе, П.С. Стрелков, В.П. Тараканов, Д.К. Ульянов 'Тонкая структура спектров излучения плазменного релятивистского СВЧ-генератора', *Физика плазмы*, 2002, том 28, №8, с.748-757
55. И.Л. Богданкевич, А.А. Рухадзе, В.П. Тараканов 'О проявлении нелинейности плазмы в плазменном релятивистском черенковском генераторе на кабельной волне', *Прикладная физика*, 2002, вып.2, с.5-14
56. I.L. Bogdankevich, I.E. Ivanov, O.T. Loza, A.A. Rukhadze, P.S. Strelkov, D.K. Ulyanov, V.P. Tarakanov and E. Garate. 'Narrow- band radiation regime of tunable relativistic Cherenkov plasma maser' *AMEREM 2002 Symp.*, 2-7 June, Annapolis, Maryland, USA
57. I.L. Bogdankevich, A.A. Rukhadze, P.S. Strelkov, V.P. Tarakanov, 'Using PIC-plasma model in the numerical simulation of a relativistic Cherenkov plasma maser', *Вопросы атомной науки и техники (Украина), серия 'Физика плазмы*, 2003, №1, с.102-104
58. И.Л. Богданкевич, И.Е. Иванов, А.А. Рухадзе П.С. Стрелков, В.П. Тараканов 'О возможности использования нормального эффекта Доплера при реализации плазменного релятивистского СВЧ-усилителя в диапазоне частот 2–3 ГГц' *Прикладная физика*, 2008, №6 с.88-92
59. К.С.Беховская, И.Л.Богданкевич, П.С.Стрелков, В.П.Тараканов, Д.К.Ульянов 'Использование большого тока электронного пучка в плазменном релятивистском СВЧ-генераторе' *Прикладная физика*, 2010, №5 с.62-67
60. Arsenin A., Leiman V., Tarakanov V., 'Two-dimensional self-consistent simulation of a Neutral Loop Discharge' *Abstr. of Int. Conf. on Physics of Low Temperature Plasma 03*, May 11-15, 2003, Kyiv, Ukraine, p. 7-2-2
61. Арсенин А., Лейман В. Тараканов В., 'Численное моделирование высокочастотного индукционного разряда с нейтральным контуром (NLD)' *Краткие сообщения по физике ФИАН*, 2003, № 4, с. 19-29
62. Arsenin A., Leiman V., Tarakanov V., 'Collisionless electron heating in a very high frequency neutral loop discharge' *J. of Plasma and Fusion Research Series*, 2009, №8, pp. 1622-1625
63. Arsenin A., Leiman V., Tarakanov V., 'Particle Modeling of Magnetic Neutral Loop Discharge plasma' *Abst., 18th Topical Conf. on Radio Frequency Power in Plasmas*, 24-26 June 2009, Gent, Belgium, p.75
64. Arsenin A., Leiman V., Tarakanov V., 'Particle Modeling of Magnetic Neutral Loop Discharge plasma' *21st Int. Conf. on Numerical Simulation of Plasmas*, 6-9 Oct.2009, Lisbon, p. 41
65. Arsenin A., Leiman V., Tarakanov V., 'Нагрев электронов в высокочастотном индукционном разряде с нейтральным контуром' *Радиотехника и электроника*, 2007, Т.52, №8, С. 979-982

66. V.P. Tarakanov, E.G. Shustin. 'Dynamics of beam instability in a bounded volume of plasma: numerical experiment.' *Труды 13 Межд. конф. по физике плазмы*, Киев, 2006, <http://icpp2006.kiev.ua/CD/A/A045p.pdf>
67. N.V. Isaev, V.P. Tarakanov, E.G. Shustin. 'Ion flows from area of beam plasma discharge at low magnetic field – physics and application.' *Вопросы атомной науки и техники, Сер. "Плазменная электроника и новые методы ускорения"*, НАН Украины, 2006 №5, с. 100-104
68. В.П. Тараканов, Е.Г. Шустин 'Динамика пучковой неустойчивости в ограниченном объеме плазмы: численный эксперимент' *Физика плазмы*, 2007, т.33 №2, с.151-158
69. Н.В. Исаев, Е.Г. Шустин, М.П. Темирязева, В.П. Тараканов, Ю.В. Федоров. 'Ионные потоки из пучково-плазменного разряда в слабом магнитном поле: физика и применение' *Прикладная физика*, 2008, №3, с. 73-79
70. Н.В. Исаев, Е.Г. Шустин, М.П. Темирязева, В.П. Тараканов, Ю.В. Федоров. 'Пучково-плазменный разряд в слабом магнитном поле как источник плазмы для плазмохимического реактора' *Вопросы атомной науки и техники, сер. «Плазменная электроника и новые методы ускорения»*, 2008, №4, с. 169-173
71. И.Л. Клыков, Е.Г. Шустин, В.П. Тараканов, 'Ионный поток на проводящую и изолированную поверхности в пучково-плазменном разряде: компьютерная модель'. *Прикладная физика*, 2009, №6 с.87-90
72. Bingham R, Tarakanov V.P. and Tsytoich V.N., *Plasma Phys Rep* 22, 11, 932-942 (1996)
73. Khodataev Ya., Bingham R., Tarakanov V.P., Tsytoich V., Morfill G. 'The Free Boundary Dust-Plasma Crystal' *Physica Scripta* — 2001, v. 89, pp. 95 – 100
74. Agafonov A.V., Fedorov V.M., Tarakanov V.P. *Proc. of 1997 Particle Accelerator Conference (PAC'97)*. Vancouver, Canada. 1997. P.1299-1301
75. Agafonov A.V., Fedorov V.M., Tarakanov V.P. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерно-физические исследования*.1997. Вып.2,3. С.137-139
76. Agafonov A.V., Fedorov V.M., Tarakanov V.P. *Proc. of the 12th Intern. Conf. On High-Power Particle Beams (BEAMS'98)*. Haifa, Israel, 1998. P. 885-888
77. Agafonov A.V., Fedorov V.M., Tarakanov V.P. *Сб. док. XVII Сов. по ускорителям заряженных частиц*. Россия. Протвино, 2000. Т.2. С. 67-70
78. Agafonov A.V., Fedorov V.M., Tarakanov V.P. 'Динамика нарушения магнитной изоляции и самоорганизация электронного потока в магнетронном диоде', *ЖТФ*, 2004, т. 74, в. 1, с. 93-103
79. V.M.Fedorov, I.V.Grekhov, E.F.Lebedev, A.P.Milyev, V.E.Ostashev, V.P.Tarakanov, A.V.Ul'yanov. 'High Power Radiators for Electromagnetic Waves of Video-Pulses and Singularities at Propagation of Them' *IEEE EMC Proc. 7th Int. Sump.on EM Compatibility and EM Ecology*. St. Petersburg, Russia, 2007(IEEE Catalog № :07EX1804; ISBN: 1-4244-1269-2; Library of Congress: 2007925840), pp. 173-177
80. V. Dougar-Jabon, J.C.E. Remolina, M. Zarate, P. Uribe, P. Siabate, V. Tarakanov, 'Microwave adsorption in waveguide filled with paraffin'. *Strong Microwaves: sources and applications. V Intern. Workshop*. Nizhny Novgorod, Russia, Proc. p.123 (2002)
81. Ignatov A., Tarakanov V., Fedotov A. 'Squeezed States of High Current Electron Beam in a System with Virtual Cathode', *Proc. of BEAMS-92*, V.2, P.1373,(1992);
82. Kitsanov S.A., Klimov A.I., Korovin S.D., Kurkan I.K., Kutenkov O.P., Pegel I. V., Polevin S.D., Tarakanov V.P., Wioland R. 'Tunable L-band and S-band gigawatt vircators with feedback' *Proc. 13th Int. Conf. on High-Power Particle Beams (BEAMS'2000)*, Nagaoka, Japan, June 25-30, 2000. PP. 726-729
83. Korovin S., Kitsanov S., Klimov A., Kurkan I., Pegel I., Polevin S., Rostov V., Tarakanov V. 'Tunable vircators with e-beam premodulation' *Proc. Int. IEEE Conf. Pulsed Power Plasma Science (PPPS-2001)*, Las Vegas, 2001. – pp.495-499
84. T.C. Marshall, J.-M. Fang, J.L. Hirshfield, C. Wang, V.P. Tarakanov, S.-Y. Park, 'Wake Fields Excited in a Micron-Scale Dielectric Rectangular Structure by a Train of Femtosecond Bunches', *AIP Conf. Proc.* v.647 p. 361 (2002)

Подписано в печать 8 апреля 2011 г.
Формат 60х90/16
Объём 2,7 п.л.
Тираж 70 экз.
Заказ № 08041163

Оттиражировано на ризографе в ООО «УниверПринт»
ИНН/КПП 7728572912\772801001
Адрес: г. Москва, улица Ивана Бабушкина, д. 19/1.
Тел. 740-76-47, 989-15-83.
<http://www.univerprint.ru>