

На правах рукописи

**САПОГИН Владимир Георгиевич**

***МЕХАНИЗМЫ УДЕРЖАНИЯ ВЕЩЕСТВА***

***САМОСОГЛАСОВАННЫМ ПОЛЕМ***

01.04.03 - радиофизика

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

**РОСТОВ-НА-ДОНУ – 2003**

Работа выполнена в Таганрогском государственном радиотехническом университете

Научный консультант: доктор физико-математических наук, профессор, заслуженный деятель науки и техники Российской Федерации Малышев В.А.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,  
профессор Нефедов Е.И.;  
доктор физико-математических наук,  
профессор Марков Г.А.;  
доктор физико-математических наук  
Таран В.Н.

Ведущая организация: Кубанский государственный университет,  
г. Краснодар.

Защита состоится 25 сентября 2003 г. в 14 часов на заседании диссертационного совета Д 212.208.10 Ростовского государственного университета по адресу: 344090, г.Ростов-на-Дону, ул.Зорге 5, физический факультет, ауд. 247.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке РГУ по адресу: г. Ростов-на-Дону, ул. Пушкинская, 148.

Автореферат разослан “ \_\_\_\_ ” \_\_\_\_\_ 2003 г.

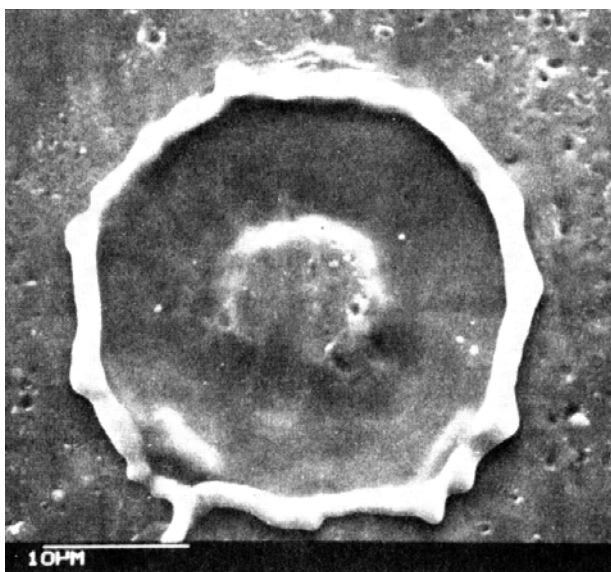
Ученый секретарь  
диссертационного совета Д 212.208.10  
доктор физико-математических наук,  
профессор

Заргано Г.Ф.

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность темы.** Последние два десятилетия XX века ознаменовались открытием скоплений одноименных зарядов высокой плотности и разработкой технологий их создания. Российскими учеными такие скопления были обнаружены в потоках зарядов, возникающих у катода при взрывной термоэлектронной эмиссии. Быстрая концентрация тепловой энергии в микрообъеме катода приводит к микровзрывам, которые создают отдельно сформированные в виде лавин порции электронов, названные эктонами [1]. В США похожие автономные скопления зарядов были обнаружены на острейном катоде в вакууме, получили название “Electrum Validum” (EV) и были применены в технологии обработки металлических поверхностей и в других технологиях [2].

Скопления зарядов (СЗ) образуются в зазоре между катодом и анодом при создании сильного (от 2 до 10 кВ) электрического поля, имеют малые размеры (от долей до десятков микрометров), большой отрицательный заряд (от  $10^8$  до  $10^{11}$  электронов в скоплении) и время жизни от 30 до 100 пс, превышающее время возможного разлета зарядов. Иногда средняя концентрация электронов в скоплении может превосходить среднюю концентрацию электронов в металле на порядок. При таких концентрациях, не имея кристаллической решетки, скопления зарядов проявляют механические свойства, присущие твердым телам. В некоторых случаях при неупругом столкновении такого скопления с поверхностью металла на ней может возникнуть характерный кольцевой проплавленный кратер с валиком из нерасплавленного вещества в центре (рис. 1).



*Рис.1. Кратер Шоулдерса [2]*

С одной стороны, представить себе существование объектов, в которых нескомпенсированный статический пространственный заряд занимает ограниченную область, даже на небольшое время, не позволяет теорема Ирншоу (S. Earnshaw). Она утверждает, что система покоящихся зарядов, расположенных на любом расстоянии друг от друга, не может находиться в состоянии устойчивого равновесия, если между зарядами действуют только кулоновские силы.

С другой стороны, в экспериментальной электростатике давно существует необъясненное явление, которое заключается в том, что одноименные заряды, сообщенные однородному проводнику с определенной геометрией, образуют у его поверхности скопление конечной толщины. Возникший слой хаотически движущихся зарядов представляет собой ограниченную в пространстве динамическую систему, в которой кулоновское расталкивание скомпенсировано силами неизвестного происхождения.

В настоящее время практически отсутствуют научные публикации, в которых предложена последовательная теория зарядовых кластеров, объясняющая физические причины их возможной даже кратковременной локализации в ограниченной области пространства и позволяющая рассчитать их важнейшие параметры, такие как: геометрический размер, распределения полей, удерживающих сил, давления, плотности и температуры.

*Из изложенного следует, что в традиционном разделе радиофизики, изучающем особенности коллективного взаимодействия в пространственном заряде, существует важная проблема, решение которой представляет значительный научный интерес. Проявление в последние десятилетия интереса к уникальным физическим свойствам зарядовых кластеров ставит упомянутую проблему в разряд актуальных.*

Под зарядовым кластером нами понимается динамическая система одноименных зарядов, удерживаемая кратковременно в ограниченной области пространства силами полевого происхождения при условии равенства нулю средней плотности тока в произвольном объеме кластера. Кластеры, не удовлетворяющие этому условию, называются токовыми и далее не рассматриваются.

Ниже развиваются и обобщаются методы решения задач гравитационного равновесия вещества, предложенные в начале XX века Лэном, Риттером и Эмденом [3,4]. В диссертации обобщенные методы применяются для газа одноименных зарядов. Результаты решения задач гравитационного равновесия по своей сути явились первым шагом на пути создания универсального метода расчета статических макроскопических самосогласованных полей, создаваемых динамической системой взаимодействующих гравитирующих частиц. Используемое в этих задачах математическое условие гравитационного равновесия вещества звезды не позволяет выяснить физическую причину его удержания. Как показано в

физическую причину его удержания. Как показано в работе, удержание обеспечивается “выталкивающей” гидроаэростатической (далее гидростатической) силой полевого происхождения, которая связана с градиентом давления поля и совпадает с ним по величине и направлению.

Такое уточнение физической причины удержания сводит обсуждаемую проблему к классу задач коллективного взаимодействия, который был предугадан задолго до появления термина “коллективное взаимодействие”, введенного Власовым в 1945 году [5].

Уравнение равновесия термоэлектронов, предложенное Ричардсоном, Шоттки и Лауэ примерно в то же время [6,7,8], можно преобразовать в уравнение для плотности зарядов, которое будет отличаться от уравнения Эмдена только знаком правой части. Различие знаков соответствует замене сил притяжения между гравитирующими частицами силами отталкивания одноименных зарядов. В рассматриваемой системе потенциал, создаваемый зарядами изображения, не входит в уравнение равновесия и не оказывает никакого влияния на его решения. В связи с этим условие равновесия зарядов, а стало быть и природа сил, удерживающих слой термоэлектронов у поверхности электрода, в развиваемом подходе остались невыясненными.

Независимо от упомянутых исследований в 1948 году Френкель вводит для динамических систем гравитирующих частиц, находящихся в изотермическом равновесии, такой же метод расчета полей и обобщает его на динамическую систему взаимодействующих между собой одноименных зарядов, называя искомые макроскопические поля самосогласованными [9]. По поводу полученных уравнений им были сделаны следующие выводы:

- уравнение, описывающее равновесие гравитирующих частиц, не приводит к решениям, имеющим трактуемый физический смысл;
- уравнение равновесия зарядов описывает статическое распределение объемного заряда “облака” электронов, испущенных нагретой поверхностью.

К сожалению, эти выводы оказались преждевременными и не позволили реализовать уникальные возможности предложенного метода, а сама идея не получила достойного развития.

**Цель и основные задачи работы.** Провести трехмерное обобщение упомянутых исследований с целью нахождения адекватного теоретического описания коллективного взаимодействия, происходящего в скоплениях зарядов различной геометрии и с различными уравнениями состояния, которое позволило бы вскрыть физические причины, условия и механизмы их возможной кратковременной локализации в ограниченной области пространства.

Поставленная цель достигается решением следующих взаимосвязан-

ных задач.

1. Выявить закономерности, которым подчиняются равновесия динамической бесстолкновительной системы зарядов, участвующих в двухпоточковом или однопоточковом движении, с плоским статическим самосогласованным полем (рассмотрение провести для зарядов, пребывающих в нерелятивистском и релятивистском движениях).

2. Установить физические свойства статических равновесий динамической системы зарядов, находящихся в политропических состояниях при неоднородной температуре, с плоским самосогласованным полем.

3. Определить закономерности статического равновесия динамической системы зарядов с плоским полем для изотермического уравнения состояния.

4. Провести исследование физических свойств равновесий зарядов с плоским полем в системах с термодиффузией, в которых учесть существующий градиент температуры, обусловленный распределенными тепловыми стоками, объемная плотность мощности которых зависит от политропного индекса и абсолютной температуры.

5. Изучить вопросы физической осуществимости рассмотренных самосогласованных систем.

6. Выявить физические свойства равновесий динамической системы зарядов в поле цилиндрического скопления для состояний с однородной температурой. Исследовать поведение системы при различных температурах. Рассчитать параметры равновесных цилиндрических пучков.

7. Определить закономерности, которым подчиняются равновесия динамической системы зарядов с полем сферического скопления при изотермическом уравнении состояния. Исследовать поведение системы вблизи асимптот. Рассчитать интегральные параметры полого кластера зарядов.

8. Предложить теорию неупругого удара шарового полого зарядового кластера о плоскую поверхность. Для этого рассчитать функцию распределения поверхностной плотности налетающих зарядов и выявить возможность существования трех видов ударов: с большим, средним и малым энерговыделениями.

9. Сравнить теоретические результаты, приведенные в п.8, с результатами известных экспериментов по неупругому взаимодействию кластеров с плоской поверхностью металла.

10. Предложить математический аппарат решения систем уравнений самосогласованной гидростатики, которые могут быть преобразованы к нелинейным дифференциальным уравнениям второго порядка, либо имеющим первые интегралы, либо сводящимся к дифференциальным уравнениям первого порядка, содержащим особую точку.

**Научная новизна работы.** На основе трехмерного обобщения из-

вестных методов самосогласования поля и вещества, состоящего из зарядов, получены следующие научные результаты.

1. Предложен метод решения задач равновесия динамической бесстолкновительной системы зарядов, участвующих в двухпотокном или однопотокном движении, с плоским статическим самосогласованным полем, который показывает, что распределения физических величин равновесий определяются, с одной стороны, бесстолкновительной функцией распределения, а с другой стороны, гамильтоновой функцией, представляющей собой полное давление системы. Найдены законы распределения скоростей, давлений, потенциала, напряженности и зарядов, находящихся в состояниях с положительным, нулевым и отрицательным полными давлениями. Обоснована физика удержания зарядов самосогласованным полем. В состояниях с неотрицательным полным давлением определена геометрическая длина системы. Рассчитан период движения заряда в пространстве взаимодействия. В состояниях с отрицательным полным давлением обнаружен эффект самоускорения зарядов.

2. Проведен анализ и установлены физические свойства равновесий в динамической системе со столкновениями. Исследовано коллективное взаимодействие зарядов, находящихся в состояниях политропического равновесия, с плоским самосогласованным полем. Результат анализа указывает на то, что распределения физических величин системы определяются, с одной стороны, степенной функцией распределения, а с другой стороны, полным давлением системы. Получены законы пространственного распределения потенциала, напряженности, температуры, объемных удерживающих сил, давления поля и зарядов. Рассчитана геометрическая длина ограниченной системы. Показана ее зависимость от параметра состояния и политропической температуры.

3. Определены закономерности равновесия динамической системы зарядов, находящихся при постоянной температуре, с плоским полем. Показано, что распределения физических величин системы определяются как функцией распределения Больцмана, так и функцией полного давления системы. Получены законы пространственного распределения полей, давлений и зарядов для трех случаев полного давления. Обоснован механизм удержания зарядов. Определен размер системы для случая отрицательного полного давления. Исследовано поведение системы в асимптотике для положительного полного давления и вблизи границы системы для отрицательного полного давления.

4. Получены распределения физических величин равновесий зарядов с плоским полем для систем с термодиффузией, в которых учтено существование градиента температуры, обусловленного распределенными тепловыми стоками. Выяснено, что эти распределения зависят от двух интегралов системы: скалярного интеграла полного давления и векторного инте-

гнала, представляющего собой вектор полной напряженности электрического поля системы, состоящей из разности эффективной напряженности термодиффузионного поля и напряженности самосогласованного поля. Рассчитаны пространственные распределения зарядов, полей, температуры, давления, объемных сил, удерживающих систему, ее геометрические размеры, зависящие от величины и направления градиента температуры.

5. Исследовано равновесие динамической системы зарядов с самосогласованным полем цилиндрической симметрии при изотермическом уравнении состояния. Найдены законы пространственного распределения зарядов, полей и давлений в системе. Выяснен механизм удержания зарядов скопления. Показано, что основные свойства равновесия зарядов кластера определяются параметром состояния системы, представляющим собой отношение характеристической температуры системы к абсолютной. В горячем кластере заряды системы занимают весь его объем, а в холодном возникает цилиндрическая полость, внутри которой заряды отсутствуют.

6. Выявлены общие свойства равновесия динамической системы зарядов, находящихся при постоянной температуре в поле сферического скопления. Найдено приближенное решение, из которого следует, что законы распределения зарядов, полей, давлений и объемных сил, удерживающих систему, определяются параметром состояния, представляющим собой отношение характеристической температуры системы к абсолютной. Как и в случае цилиндрической симметрии, в горячем кластере заряды системы занимают весь его объем, а в холодном возникает сферическая полость, внутри которой заряды отсутствуют. Показано, что заряды системы всегда распределены так, что их основная часть удерживается полем вблизи границ системы в глубоких потенциальных ямах. Рассчитаны интегральные параметры полых шаровых кластеров (количество зарядов, энергия самосогласованного поля, энергия взаимодействия зарядов с полем). Показано, что они существенно зависят от параметра относительной пустоты пространства взаимодействия.

7. Предложена теория неупругого удара полого шарового зарядового кластера о плоскую поверхность. Рассчитана функция распределения поверхностной плотности налетающих зарядов. В зависимости от величины критической поверхностной плотности зарядов, для которой начинается плавление поверхности металла, выявлена возможность существования трех видов ударов: с большим, средним и малым энерговыделениями. Проведено сравнение результатов теории неупругого удара с результатами эксперимента. Получены оценочные значения зарядов кластера перед нормальным падением, которые указывают на хорошее совпадение предсказаний теории с результатами эксперимента.

**Научная и практическая значимость работы** состоит в существенном расширении представлений о физических механизмах кратковременной локализации состоящего из зарядов вещества в



менной локализации состоящего из зарядов вещества в ограниченной области пространства статическим самосогласованным полем.

Знание физических причин, условий и механизмов удержания позволяет:

- выяснить, каким образом в экспериментах с кластерами временно удерживаются одноименные заряды и почему концентрация электронов на границах кластера может превышать среднюю концентрацию электронов в металле;
- рассчитать параметры полого шарового зарядового кластера и обосновать его наблюдаемые физические свойства в экспериментах по неупругому взаимодействию с плоской поверхностью металла;
- приблизиться к пониманию природы объемных сил, удерживающих избыточные одноименные заряды у поверхности тел с определенной геометрией, в явлениях экспериментальной электростатики;
- предложить замену сбунчированных сгустков электронов на зарядовые кластеры в прямопролетных генераторах СВЧ, что должно привести к повышению мощности в устройствах этого класса, используемых в вакуумной электронике;
- обратить внимание на необходимость исследования взрыва невысвеченного зарядового кластера с энергией в диапазоне от  $10^{10}$  до  $10^{15}$  эВ, что может представлять интерес для создания новых технологий по производству экологически чистых двигателей;
- осуществить поиски экспериментальных методов генерации шарового кластера, несущего микрокулонный заряд, а также методов формирования низкоточных цилиндрических потоков зарядов с компенсацией кулоновского взаимодействия, в которых диаметр пучка обратно пропорционален корню из плотности тока; это может представлять интерес для создания новых технологий и технологического оборудования, на котором обрабатываются поверхности полупроводников и металлов, в радиофизике, электронике, микро- и наноэлектронике.

**Достоверность результатов.** Достоверность и обоснованность результатов, полученных в диссертации, подтверждаются: корректностью поставленных теоретических задач и примененными математическими методами их решений; принятыми допущениями, использованными при их решении, которые основаны на реальных физических предпосылках; проведенным численным моделированием и проделанными многочисленными оценками, а также хорошим совпадением предсказаний теории неупругого удара шарового кластера с результатами эксперимента.

В рамках сформулированной в работе проблемы **на защиту выносятся следующие результаты и положения:**

1. Теория равновесия бесстолкновительных динамических систем за-

рядов с плоским статическим самосогласованным полем, позволяющая понять причины, условия и механизмы удержания бесстолкновительной системы зарядов полем.

2. Теория равновесия динамической системы зарядов, находящихся в политропических и изотермических состояниях, с плоским самосогласованным полем, которая позволяет обосновать механизмы удержания зарядов полем в случае систем со столкновениями.

3. Теория равновесия динамической системы зарядов с плоским самосогласованным полем, позволяющая рассчитать физические характеристики скоплений с термодиффузией при наличии температурного градиента.

4. Точные решения уравнения равновесия динамической системы зарядов с полем цилиндрической симметрии при однородной температуре, позволяющие предложить поиск технологии создания низкоточных пучков с компенсацией кулоновского взаимодействия.

5. Решения уравнения равновесия динамической системы зарядов с полем сферической симметрии при постоянной температуре, позволяющие предложить поиск технологии создания шаровых кластеров, несущих микрокулонный заряд.

6. Теория неупругого удара полого шарового кластера о плоскую поверхность, позволяющая получить функцию распределения поверхностной плотности налетающих зарядов и выявить возможность существования трех видов ударов: с большим, средним и малым энерговыделениями.

**Личный вклад автора.** Все исследования, представленные в работе, выполнены автором самостоятельно.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, семи глав (25 параграфов) и заключения. Общий объем диссертации составляет 420 страниц и содержит 81 рисунок, 2 таблицы и 102 цитируемые ссылки.

**Публикации.** По теме диссертации опубликованы 24 печатные работы, в том числе 16 статей, одна монография, 7 тезисов докладов и текстов докладов. Кроме того, ряд материалов диссертации представлен в научно-технических отчетах по НИР ТРТУ.

**Апробация работы.** Основные результаты работы докладывались на Международной конференции “Актуальные проблемы твердотельной электроники и микроэлектроники”, Дивноморское, ТРТУ, 17–22 сентября, 2000 г.; на Всероссийской научной конференции “Математическое моделирование в научных исследованиях”, Ставрополь, СГУ, 27–30 сентября, 2000 г.; на Третьей Международной научно-технической конференции “Электроника и информатика – XXI век”, Зеленоград, МИЭТ, 22–24 ноября, 2000 г.; на Третьей Международной конференции “Фундаментальные и прикладные проблемы физики”, Саранск, Мордовский государственный

педагогический институт, 6–8 июня, 2001 г.; на Международной конференции “Оптимизация конечно-элементных приближений, сплайны и всплески” OFEA–2001, Санкт-Петербург, СПбГУ, 25–29 июня, 2001 г.; на Харьковской научной ассамблее (14-й Международный симпозиум “Тонкие пленки в оптике и электронике”) ХФТИ, 22–27 апреля, 2002 г.; 1<sup>st</sup> IEEE International Conference on Circuits and Systems for Communications, 26–28 June, 2002, St.Petersburg, Russia; на Международной научной конференции “Аномальные эффекты в физике высоких плотностей энергии (макро- и микромир)”, 23–27 сентября, 2002 г., Ялта, Восточнoукраинский национальный университет им. В.И.Даля; на ежегодных научно-технических конференциях профессорско-преподавательского состава ТРТУ.

Кроме того, основные результаты работы докладывались и были одобрены: на расширенном заседании ученого совета Высокoгорного геофизического института РАН (Нальчик, июнь, 2000 г., академик Залиханов М.Ч); на семинаре кафедры физики твердого тела КБГУ (Нальчик, июнь, 2000 г., профессор Хоконов Х.Б.); на семинаре кафедры физики РГУ (Ростов-на-Дону, сентябрь, 2000 г., зав.кафедрой доцент Богатин А.С.); на семинаре НКTB “Пьезоприбор” при РГУ (Ростов-на-Дону, октябрь, 2000 г., профессор Панич А.Е.). Результаты монографии обсуждались и были одобрены на семинаре “Теория физических структур” (профессор Кулаков Ю.И., февраль, 2002 г., Новосибирский государственный университет). Результаты диссертации докладывались, обсуждались и были одобрены: на совместном заседании кафедр физики и радиотехнической электроники ТРТУ, прикладной электродинамики и компьютерного моделирования, а также НИИ физики РГУ (профессор Захаров А.Г., профессор Червяков Г.Г., профессор Синявский Г.П., декабрь, 2002 г.); на семинаре физико-технического факультета Кубанского государственного университета (профессор В.Ф.Писаренко, апрель, 2003 г.); на семинаре МНТОРЭС им.А.С.Попова (профессор Нефедов Е.И., апрель, 2003 г.).

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

**Во введении** обосновывается актуальность темы, формулируются цель и основные задачи исследования. Приводится краткое содержание полученных научных результатов и основных положений, выносимых на защиту. Раскрывается научная новизна работы, достоверность полученных в ней результатов и ее практическая ценность.

**В первой главе** дается обзор известных методов расчета статических самосогласованных полей, создаваемых веществом. Эти методы изложены в известных с начала прошлого века работах Лэна, Эмдена, Риттера. В них предложены решения задач политропического и изотермического равновесия вещества в газовых шарах.

Приводится краткое содержание работы Лауэ, в которой исследовано равновесие термоэлектронов у поверхности электродов с различной геометрией. Показано, что для функции плотности уравнения Лауэ и Эмдена имеют одинаковую структуру и отличаются только знаком правой части. Различие знаков соответствует замене сил притяжения между гравитирующими частицами силами отталкивания одноименных зарядов.

Перечислены основные положения общего метода построения самосогласованных равновесий, предложенного Власовым, в котором учитывается взаимодействие движущихся заряженных частиц между собой.

Приводится работа Френкеля, в которой независимо от исследований, упомянутых выше, вводятся такие же методы расчета полей отдельно для систем гравитирующих частиц и систем одноименных зарядов, а поля, создаваемые этими системами, называются самосогласованными.

В заключение обзора приводятся рефераты современных работ по зарядовым и токовым кластерам. Анализируется адекватность моделей, их область применимости, а также достоинства и недостатки. Приводится оценка значения среднего заряда, содержащегося в эктоне, которая совпадает с верхним значением количества электронов, зафиксированных в EV, что указывает на то, что эктон может быть источником EV.

**В главе 2** приводятся базовые уравнения, описывающие гидростатическое равновесие зарядов в самосогласованном поле.

Предлагается путь получения полевого уравнения равновесия зарядов для их состояний с однородной температурой из системы уравнений Максвелла-Власова. Другой путь вывода уравнения, предложенного Френкелем, указывает на то, что оно получено для равновесной системы зарядов с максвелловским распределением по импульсам, а сами заряды находятся в статическом самосогласованном поле в состояниях с однородной температурой.

На основе трехмерного обобщения работ Лэна–Эмдена и Френкеля исследуется полная система уравнений электрической гидростатики, трехмерная форма которой имеет вид (принята абсолютная физическая система единиц CGS):

$$\rho \vec{E} + \vec{f} = 0; \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = 4\pi\rho; \quad (2)$$

$$\vec{E} = -\nabla\varphi; \quad (3)$$

$$p = \rho kT / q \text{ или } p = K_1 \rho^{\frac{n+1}{n}}; \quad (4)$$

$$\vec{f} = -\nabla p. \quad (5)$$

Здесь  $\rho$  – плотность заряда в элементарном объеме,  $\vec{E}$  – напряженность макроскопического электрического поля, создаваемая коллективом зарядов

в месте расположения объема,  $p$  – давление зарядов,  $\varphi$  – потенциал самосогласованного поля,  $K_1$  – постоянная уравнения состояния,  $n$  – индекс политропы,  $q$  – элементарный заряд системы,  $k$  – постоянная Больцмана.

Показано, что система (1–5) описывает коллективное взаимодействие между зарядами, при котором возникает обратное действие поля на заряды, порождающие это поле. Для этого выяснен физический смысл компенсирующей объемной плотности сил (далее – объемной силы)  $\vec{f}$ . С одной стороны, эта сила гидростатическая (5) и ее введение делает систему уравнений электрической гидростатики замкнутой. С другой стороны, подставляя в (1) плотность заряда из уравнения (2), получим

$$\vec{f} = -\rho\vec{E} = -\vec{E}(\nabla \cdot \vec{E}) / 4\pi = -\vec{G}. \quad (6)$$

Из (6) видно, что эта же сила создается градиентом давления самосогласованного поля  $\vec{G} = \vec{E}(\nabla \cdot \vec{E}) / 4\pi$ , противоположна ему по направлению, действует на плотность зарядов, как и обычный градиент давления, и в статических равновесиях компенсирует действие объемной силы  $\rho\vec{E}$ , играющей роль объемной электрической силы.

Компенсация указывает на свойство самосогласованного электрического поля удерживать неоднородную систему одноименных зарядов в ограниченной области пространства силами неэлектромагнитного происхождения. Из (5) и (6) следуют условие и механизм удержания:

$$\vec{G} = \nabla p. \quad (7)$$

Для любого уравнения состояния (4) система коллективного взаимодействия зарядов находится в состоянии гидростатического равновесия с самосогласованным полем в том случае, когда равенство градиентов давлений поля и зарядов выполняется в любом элементарном объеме системы.

Исследование решений системы уравнений (1–5) указывает на принципиальную возможность существования ограниченных в пространстве полых зарядовых кластеров. Самосогласованное поле системы формирует в них два типа атмосфер (рис. 2). В атмосфере, помещенной слева на рисунке (ее удобно назвать внешней), плотность зарядов нарастает в направлении оси  $x$ , а в атмосфере, помещенной справа на рисунке (ее удобно назвать внутренней), плотность зарядов убывает в направлении оси  $x$ .

Рассмотрим возможные направления объемных сил, удерживающих внешнюю атмосферу полого кластера, состоящего из положительных зарядов (левая часть рис. 2). Предположим, что в произвольном элементе объема сила  $\rho\vec{E}$  совпадает по направлению с внешней нормалью (ось  $x$ ). Из уравнений (1) и (5) следует, что направление градиента давления зарядов совпадает с направлением вектора  $\vec{E}$ . Поскольку вектор  $\vec{E}$  совпадает с направлением оси  $x$ , то его единственная проекция положительна. Из урав-

нения (2) следует, что в этом объеме дивергенция  $\frac{dE}{dx} > 0$  и напряженность поля нарастает в направлении оси  $x$ . Это нарастание формирует градиент давления поля, имеющий такое же направление, как и градиент давления зарядов.

Кроме того, для любого уравнения состояния они оказываются равными друг другу, в связи с чем выполняется условие удержания (7). Сила  $\vec{f}$ , компенсирующая  $\rho\vec{E}$ , противоположна градиенту давления поля и равна ему по модулю.

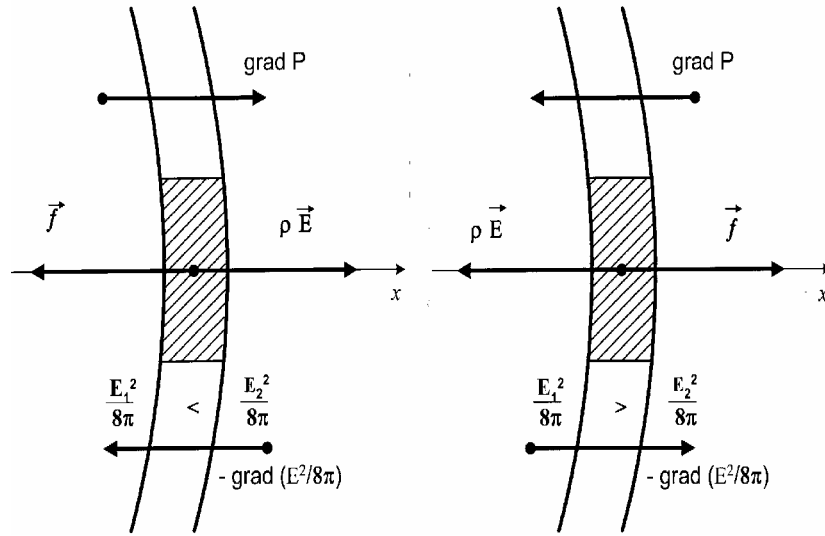


Рис. 2. Возможные направления объемных сил, удерживающих в равновесии квазиплоский слой положительных зарядов полого кластера

Рассмотрим физику удержания в равновесии элементарного объема зарядов во внутренней атмосфере кластера (правая часть рис. 2). Как и ранее, градиент давления зарядов совпадает с направлением объемной силы  $\rho\vec{E}$  и равен ей. Но теперь их направления противоположны направлению внешней нормали и единственная проекция вектора  $\vec{E}$  отрицательна. Тогда из уравнения (2) следует, что в этом объеме  $\frac{dE}{dx} < 0$  и напряженность поля убывает с ростом  $x$ . Это убывание формирует градиент давления поля, направленный против оси  $x$  и равный градиенту давления зарядов (7). Гидростатическая сила, компенсирующая силу  $\rho\vec{E}$ , направлена по оси  $x$  и противоположна градиенту давления поля.

Если поле исследуемой системы однокомпонентное и плоское, т.е.  $\vec{E} = [E_x(x), 0, 0]$ , то равенство градиентов (7) имеет вид

$$G_x - \frac{dp}{dx} = \frac{E_x}{4\pi} \frac{dE_x}{dx} - \frac{dp}{dx} = \frac{d}{dx} \left( \frac{E_x^2}{8\pi} - p \right) = 0$$

и приводит к интегралу полного давления

$$\frac{E_x^2}{8\pi} - p = \frac{(\varphi')^2}{8\pi} - p(\varphi) = H(\varphi', \varphi) = \text{const}, \quad (8)$$

который является гамильтоновой функцией системы (далее – гамильтониан). В ней роль обобщенного времени (циклическая переменная) играет координата  $x$ , а канонически сопряженными величинами являются обобщенный импульс  $\varphi' / 4\pi$  и обобщенная координата  $\varphi$ .

Конкретные виды гамильтонианов в плоских системах одноименных зарядов с различными уравнениями состояния получаются из первых интегралов уравнения Пуассона. В плоских системах давление поля всегда больше там, где больше давление зарядов.

Гамильтониан (8) определяет физические свойства плоских и квази-плоских неоднородных систем зарядов для любого уравнения состояния  $p = p(\rho)$  в (4). Из закона сохранения видно, что в системах одноименных зарядов реализуется спектр возможных распределений. В каждой системе существует три типа равновесий зарядов с полем, соответствующих трем значениям полного давления системы: положительному (давление поля больше давления зарядов), нулевому (давление поля равно давлению зарядов) и отрицательному (давление поля меньше давления зарядов).

Поскольку гамильтонова функция системы выражена через потенциал и его производную, перейдем в системе уравнений электрической гидростатики к потенциалу. Подставляя (5) и (3) в (1), имеем

$$\rho \nabla \varphi + \nabla p = 0. \quad (9)$$

Учитывая второе уравнение политропического состояния в (4), приведем (9) к виду

$$\nabla \left[ K_1(n+1)\rho^{1/n} + \varphi \right] = 0. \quad (10)$$

Из (10) видно, что любое политропическое равновесие зарядов характеризуется скалярным интегралом

$$K_1(n+1)\rho^{1/n} + \varphi = \text{const}, \quad (11)$$

из которого следует степенная функция распределения

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{n}{n_0} = \left( 1 - \frac{\varphi}{\varphi_0} \right)^n, \quad (12)$$

где  $\rho_0$  – плотность заряда на поверхности с нулевым потенциалом;  $\varphi_0 = K_1(n+1)\rho_0^{1/n}$  – значение потенциала, при котором степенная функция распределения обращается в нуль, а  $n$  – индекс политропы. Распределение указывает на то, что концентрация положительных зарядов системы

больше там, где меньше скалярный потенциал.

Подставляя (12) в (2), свернем систему уравнений электрической гидростатики в одно уравнение (проведем согласование системы):

$$\Delta\varphi = -4\pi\rho_0(1 - \varphi / \varphi_0)^n. \quad (13)$$

Уравнение (13) представляет собой трехмерный полевой аналог уравнения, имеющего вид модифицированного уравнения Лэна–Эмдена. Его решения определяют законы распределения потенциала в динамических системах зарядов, описываемых политропическим уравнением состояния, и находящихся в статическом равновесии с самосогласованным полем.

Аналогично получается трехмерный полевой аналог уравнения, имеющий модифицированный вид  $E$ -уравнения Эмдена. Скалярный интеграл, возникающий при его получении, приводит к функции распределения Больцмана. Уравнение позволяет найти распределение макроскопического потенциала в динамических системах зарядов с однородной температурой [рассматривается первое уравнение состояния в (4)], которые находятся в гидростатическом равновесии с самосогласованным полем:

$$\Delta\varphi = -4\pi\rho_0 \exp(-q\varphi / kT). \quad (14)$$

**В главе 3** исследуются статические равновесия движущихся зарядов с плоским самосогласованным полем в бесстолкновительных системах.

На основе уравнения непрерывности, закона сохранения энергии и уравнения Пуассона получены уравнения, описывающие равновесия нерелятивистских и релятивистских зарядов с плоским полем. Разнообразные решения этих уравнений указывают на существование в таких системах трех типов состояний с различными значениями интеграла полного давления, которые соответствуют двухпотокowym и однопотокowym движениям.

Установлены следующие общие свойства бесстолкновительных систем.

1. Длина системы ограничена в пространстве плоскостью возврата при двухпотокowym движении (давление поля больше либо равно давлению зарядов). При однопотокowym движении система не имеет границ (давление поля меньше давления зарядов). В однопотокowych состояниях в газе зарядов всегда существует такая плоскость, в которой давление самосогласованного поля обращается в нуль.

2. Плоскость нулевого давления поля делит все пространство взаимодействия на две области: внутреннюю и внешнюю. Каждая область имеет свое направление вектора напряженности поля по отношению к оси  $x$ . Направления указаны на рис. 2, в котором квазиплоский слой следует заменить на плоский.

3. Объемные силы  $\rho\vec{E}$ , прижимающие слой зарядов к плоскости с нулевым потенциалом, для двухпотокowych состояний направлены против



оси  $x$ . Силы, отталкивающие этот слой, создаются градиентом давления поля, взятым с противоположным знаком. Это формирует атмосферу зарядов, в которой их основная часть сосредоточена возле плоскости возврата.

4. Для однопоточковых состояний объемные силы  $\rho\vec{E}$ , расширяющие слой зарядов, во внутренней атмосфере направлены против оси  $x$ , а во внешней – по оси  $x$ . Силы, стягивающие слой, создаются градиентом давления поля, взятым с противоположным знаком. Это приводит к тому, что основная часть зарядов сосредоточена вблизи плоскости нулевого давления поля.

5. Длина пространства взаимодействия двухпоточковых систем определяется параметром состояния системы  $\beta = W_k / W_0$ , изменяющим своё значение от 0 до 1/2 (где  $W_k$  – объемная плотность кинетической энергии зарядов в плоскости нуля потенциала;  $W_0$  – давление поля в той же плоскости).

**В главе 4** обсуждаются физические свойства равновесий зарядов с плоским полем в системах со столкновениями.

Исследуются политропические системы зарядов. Выявляются следующие общие свойства таких систем.

1. Политропические системы ограничены в пространстве для положительного или нулевого полного давления и не имеют границ при отрицательном полном давлении.

2. Для ограниченных скоплений качественный характер распределения физических величин по длине системы не зависит от значения индекса политропы.

3. Длина ограниченной системы зависит от ее параметра состояния и температуры Эмдена.

4. Неизменность температуры Эмдена на политропе приводит к линейной зависимости между температурой системы и ее потенциалом, в связи с чем распределение температуры скопления подчиняется закону сохранения.

5. Абсолютная температура, давление и концентрация зарядов системы, описываемой политропическим уравнением состояния, обращаются в нуль на ее границе.

6. Направления сил, удерживающих ограниченную систему зарядов в равновесии, остаются неизменными для любого индекса политропии: объемные силы  $\rho\vec{E}$ , прижимающие слой зарядов, направлены к плоскости

с нулевым потенциалом, а силы, отталкивающие слой, – в противоположном направлении. Это формирует атмосферу, в которой основная часть зарядов сосредоточена у плоскости с нулевым потенциалом.

Анализируется система зарядов с однородной температурой. Среди общих свойств изотермических систем перечислим следующие.

1. Длина системы зарядов конечна для отрицательного полного давления и зависит от ее параметра состояния.

2. В неограниченных системах основная часть зарядов удерживается полем в области, прилегающей к плоскости с нулевым потенциалом, а в ограниченных системах – в глубоких потенциальных ямах, возникающих на их границах.

3. При отрицательном полном давлении в системе существует плоскость, в которой давление поля обращается в нуль. Эта плоскость делит пространство взаимодействия на две области: внешнюю и внутреннюю, с разными направлениями вектора напряженности поля по отношению к оси  $x$ . Направления вектора напряженности в них указаны слева и справа на рис. 2.

Проведенный анализ политропических равновесий зарядов с полем показал, что в упомянутых системах всегда существует градиент температуры, обусловленный распределенными тепловыми стоками, объемная плотность мощности которых зависит от политропного индекса и абсолютной температуры. Наличие градиента температуры приводит к появлению в системе электрического поля с напряженностью, обусловленной термодиффузией:

$$\vec{E}_T = \frac{k}{q} \nabla T . \quad (15)$$

Исследуются физические свойства равновесия зарядов с полем в системах с термодиффузией. Учет влияния термодиффузионной напряженности изменяет систему уравнений электрической гидростатики, которую в этом случае можно представить в более общем виде:

$$\nabla \cdot \vec{E} = 4\pi qn ; \quad (16)$$

$$\nabla \cdot \vec{E}_T = 4\pi \delta qn ; \quad (17)$$

$$\nabla p = qn \vec{E} ; \quad (18)$$

$$p = nkT , \quad (19)$$

где  $q$  – элементарный заряд;  $\delta$  – коэффициент эффективности тепловых стоков;  $n$  – концентрация зарядов в произвольной точке. В уравнении состояния (19) концентрация и температура – функции радиус-вектора точки.

В уравнении (17) предполагается, что дивергенция термодиффузионной напряженности электрического поля пропорциональна объемной плотности зарядов, но имеет коэффициент эффективности объемных тепловых стоков  $\delta$ , отличающийся от единицы ( $\delta < 1$ ). Физический смысл этого предположения таков, что выброс энергии из области, занятой зарядами, можно отождествить с существованием объемных тепловых стоков, мощность которых пропорциональна концентрации зарядов.

Предлагаемый подход позволяет рассчитать пространственные статические равновесия зарядов с полем в системах с конечной теплопроводностью. Условие и механизм удержания зарядов системы полем следуют из уравнений (16) и (18):

$$\vec{E}(\nabla \cdot \vec{E}) / 4\pi = \nabla p = \vec{G}. \quad (20)$$

Как видно из (20), условие удержания совпадает с требованием равенства градиентов давлений поля и зарядов системы (7) в любом элементарном объеме.

Из (16 и 17) следует векторный интеграл системы

$$\vec{E}_p = \vec{E}_T / \delta - \vec{E} = \text{const}. \quad (21)$$

Он представляет собой вектор полной напряженности электрического поля системы, представляющий собой разность вектора эффективной напряженности электрического поля  $\vec{E}_T / \delta$ , возникающего из-за термодиффузии, и вектора напряженности самосогласованного поля системы. Его происхождение связано с тем, что при наличии градиента температуры в газе зарядов всегда устанавливаются такие распределения эффективной напряженности электрического поля термодиффузии и самосогласованного поля системы, при которых их дивергенции одинаковы в любой точке пространства взаимодействия, а следовательно,  $\text{div} \vec{E}_p = 0$ .

В работе исследована плоская система с термодиффузией, описываемая уравнениями

$$\varphi'' = -4\pi q n; \quad (22)$$

$$T'' = \chi n; \quad (23)$$

$$p' = -q n \varphi'; \quad (24)$$

$$p = n k T, \quad (25)$$

где  $\chi = 4\pi q^2 \delta / k$  – отношение мощности тепловых стоков к коэффициенту теплопроводности, штрихи означают дифференцирование по координате.

Интегралы системы (22–25), следующие из (20) и (21), определяют ее физические свойства. Барометрическое соотношение (зависимость давления от потенциала) следует из (24) и (25) и имеет вид

$$p(\varphi) = p_0 \exp\left(-\int_{\varphi_0}^{\varphi} \frac{q d\varphi}{k T(\varphi)}\right). \quad (26)$$

Линейная зависимость  $T(\varphi)$  реализуется при условии равенства нулю полной напряженности поля системы и дает результаты, совпадающие со случаем политропических состояний, исследованных ранее.

Влияние термодиффузии проявляется при условии, что  $E_p \neq 0$ . Получить в этом случае в явном виде барометрическое соотношение, а следовательно, проинтегрировать аналитически систему уравнений не удастся.

Используя интегралы системы, понижаем ее порядок и приводим к безразмерному виду

$$x' = -\delta\sqrt{1 + \beta(yz - 1)}; \quad (27)$$

$$y' = x' + \alpha\delta = \alpha\delta - \delta\sqrt{1 + \beta(yz - 1)}; \quad (28)$$

$$z' = z(x' / \delta - y') / y = -\delta z \left[ (1 / \delta - 1)\sqrt{1 + \beta(yz - 1)} + \alpha \right] / y, \quad (29)$$

где штрихи означают дифференцирование по  $t$  и приняты обозначения  $t = x / l_0$ ,  $x = \varphi / \varphi_0$ ,  $y = T / T_0$ ,  $z = n / n_0$ ,  $\alpha = E_p / E_0$  – параметр полной напряженности системы,  $\beta$  – параметр состояния (давление зарядов системы отнесено к давлению поля, оба давления взяты в плоскости с нулевым потенциалом),  $l_0$  – пространственный масштаб системы.

Численное моделирование позволяет сделать следующие выводы о свойствах равновесия динамической системы зарядов с полем для коэффициента эффективности тепловых стоков  $\delta=1/2$  и параметра состояния  $\beta=1/2$ .

1. Длина систем, находящихся в состояниях с положительным полным давлением, ограничена для значений параметра полной напряженности системы, удовлетворяющего неравенству  $-\infty < \alpha < 0,5$ . Уменьшение величины  $\alpha$  приводит к увеличению градиента температуры системы в плоскости  $x=0$  и уменьшению толщины слоя, занятого зарядами. Изменение толщины слоя объясняется взаимодействием термодиффузионного и самосогласованного полей системы зарядов. Взаимодействие полей позволяет обнаружить упругие свойства в рассматриваемых системах.

2. На границе системы ее абсолютная температура и давление обращаются в нуль.

3. Распределение концентрации зарядов представлено на рис. 3. Оно зависит от параметра  $\alpha$ , но всегда имеет резкую границу. При  $\alpha_1 = -0,25$  (кривая 1) и  $\alpha_2 = -0,5$  (кривая 2) концентрация обращается в нуль на границе системы. При  $\alpha_3 = -0,75$  (кривая 3) и  $\alpha_4 = -1,0$  (кривая 4) происходит смена закона распределения и отмечается неограниченный рост концентрации на границе системы. Это объясняется тем, что увеличивающийся градиент температуры в плоскости с нулевым потенциалом перемещает все больше зарядов на внешнюю границу системы.

4. В системе существует тепловой поток, направление плотности которого зависит от параметра  $\alpha$ . Плотность направлена по оси  $x$  (при изменении  $\alpha$  в интервале  $-\infty < \alpha < 0,5$ ) и против оси  $x$  (при  $\alpha > 0,75$ ).

5. Расчёты показывают, что при увеличении параметра полной напряженности поля в пределах  $-2 < \alpha < 0,5$  длина системы с термодиффузией увеличивается в 12 раз.

Далее исследуются вопросы физической осуществимости равновесия зарядов в плоских системах. Для этого вычислена поверхностная плотность заряда рассмотренных систем. Вычисления показывают, что она конечна только для состояний с положительным либо нулевым полными давлениями. Для состояний с отрицательным полным давлением конечные значения плотности реализуются только для ограниченного пространства взаимодей-

СТВИЯ.

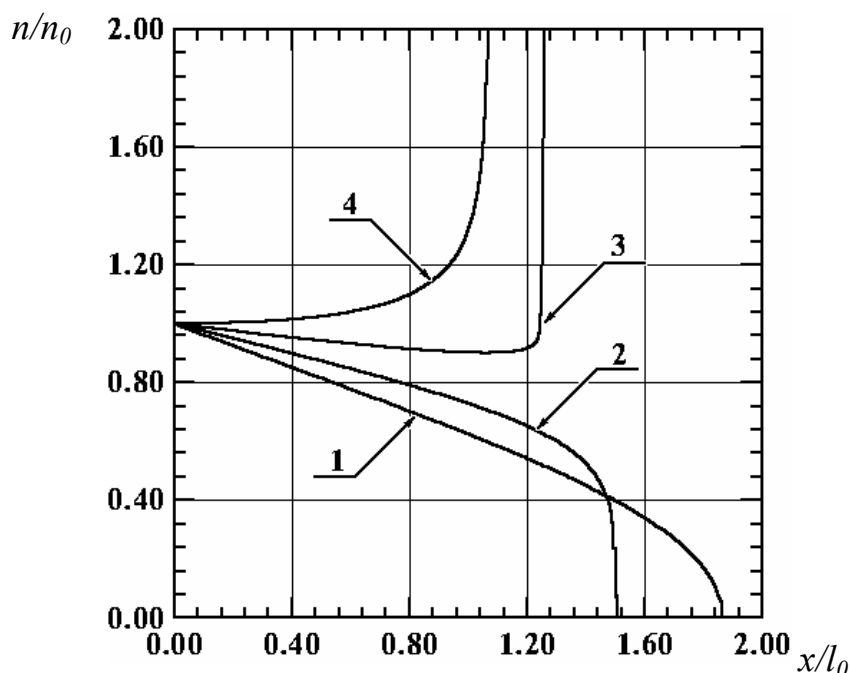


Рис. 3. Распределения концентрации зарядов по длине системы для различных значений параметра  $\alpha$ .

**В главе 5** выводятся законы распределения полей и зарядов в системах цилиндрической симметрии с однородной температурой.

На основе уравнения, описывающего равновесие зарядов с самосогласованным полем цилиндрической симметрии, получены точные решения для распределений потенциала, напряженности, давления и плотности зарядов для трех случаев температуры: высокой, характеристической и низкой.

Отмечены особенности решений: во всех случаях цилиндр нулевого давления поля делит всё пространство взаимодействия кластера на две атмосферы – внутреннюю и внешнюю. Все решения имеют две асимптоты (внешнюю и внутреннюю), вблизи которых потенциал имеет логарифмическую особенность. Потенциал цилиндрического кластера везде отрицателен для положительных зарядов. Основная часть зарядов кластера удерживается полем в потенциальных ямах на оси либо на границах системы. Решения удовлетворяют условию равенства градиентов давлений поля и зарядов в любом элементарном объеме пространства взаимодействия. Холодные состояния кластера принципиально отличаются от горячих. В них возникает цилиндрическая полость, в которой заряды отсутствуют, а скопление становится трубчатым.

Исследованы распределения электрического и магнитного полей в цилиндрических пучках. Рассчитаны диаметры и токи равновесных пучков с характеристической температурой.

**В шестой главе** исследуются физические свойства равновесий зарядов с самосогласованным полем сферической симметрии при постоянной темпе-

ратуре и их взаимодействие с плоской поверхностью подложки.

Приводится найденное приближенное решение задачи равновесия зарядов с полем. Уравнение равновесия (14) в сферической системе координат имеет вид

$$\varphi'' + 2\varphi' / r + 4\pi\rho_0 \exp(-q\varphi / kT) = 0. \quad (30)$$

Переходя в (30) к функции  $\varphi(r) = -2kTy(x) / q$  относительно переменной  $x=r/R$ , где  $R$  – радиус сферы, на которой задаются граничные условия, приведем радиальное уравнение к виду

$$xy'' + 2y' = \alpha^2 x \exp(2y), \quad (31)$$

где

$$\alpha^2 = \frac{2\pi q^2 n_0 R^2}{kT} = \frac{T_*}{T} \quad (32)$$

– параметр состояния системы с однородной температурой;

$$T_* = \frac{2\pi q^2 n_0 R^2}{k} \quad (33)$$

– ее характеристическая температура, а штрихом обозначено дифференцирование по  $x$ . Здесь учтено, что  $\rho_0 = qn_0$ , где  $n_0$  – концентрация зарядов на сфере с нулевым потенциалом.

В случае  $\alpha^2 \gg 1$  (холодный кластер зарядов) найдено приближенное решение уравнения (31) для граничных условий  $x = 1$ ,  $y(1) = 0$ ,  $y'(1) = 0$ , которые предполагают существование в кластере сферы нулевого давления поля (выбор граничных условий приводит к решению  $y(x)$ , неотрицательному в области допустимых значений):

$$\frac{q\varphi}{2kT} = \ln \left[ \frac{\alpha r}{R\sqrt{\alpha^2 - 1}} \sin(A) \right], \quad (34)$$

где

$$A = \arcsin \left( \frac{\sqrt{\alpha^2 - 1}}{\alpha} \right) - \ln \left( \frac{r}{R} \right) \sqrt{\alpha^2 - 1}.$$

Как видно из решения (34), потенциал самосогласованного поля, создаваемый положительными зарядами кластера, отрицателен во всем пространстве и имеет максимум на сфере с нулевым давлением поля. Сфера нулевого давления поля делит все пространство взаимодействия кластера на две атмосферы: внутреннюю и внешнюю (см. рис. 2).

Физический механизм удержания зарядов кластера следует из распределений объемных сил, которые можно вычислить из (34). Во внутренней и внешней атмосферах объемные силы, расширяющие слой, сонаправлены с вектором  $\vec{E}$  и градиентом давления зарядов. Объемные силы, создаваемые градиентом давления поля, взятым с противоположным знаком, направлены против вектора  $\vec{E}$  [сравним с (6)] и компенсируют расширяющие силы. Это приводит к тому, что основная часть зарядов кластера удерживается полем у

границ системы в глубоких потенциальных ямах, создавая слои с высокой концентрацией, в связи с чем такое скопление зарядов может воздействовать на твердые тела, приводя к механическому разрушению их поверхности [2].

Нули синуса в (34) дают асимптоты, которые являются границами пространства взаимодействия кластера и указывают на наличие в нем внутренней полости, где заряды отсутствуют. Толщина слоя пространства взаимодействия в этом приближении определяется из его границ

$$d = r_2 - r_1 \approx \pi R / \alpha = \frac{1}{q} \sqrt{\frac{\pi k T}{2n_0}}. \quad (35)$$

Из (34) можно получить выражения для распределения кинетических и электростатических характеристик кластера. Распределение зарядов сферического кластера для произвольной температуры найдено из численного моделирования уравнения (30) и приведено на рис. 4 для разных значений параметра состояния (кривая 1 рассчитана для значения  $\alpha = 0,5$ ; кривая 2 – для  $\alpha = 0,7$ ; кривая 3 – для  $\alpha = 1,0$ ; кривая 4 – для  $\alpha = 3,0$ ). Из рис. 4 видно, что уже для параметра  $\alpha = 3,0$  в кластере возникает полость.

Приводятся интегральные параметры полого кластера. Количество зарядов кластера дается приближенным соотношением (оценивается вклад особенностей)

$$N \approx \frac{4\pi R^2 \rho_0}{q\alpha^2 x} (r_1^2 + r_2^2) \approx \frac{8\pi R^4 \rho_0}{q\alpha^2 x} = \frac{4R^2 k T}{q^2 x}, \quad (36)$$

где  $x/R$  – параметр относительной пустоты пространства взаимодействия ( $x$  – положительное значение координаты, отсчитываемой от асимптот  $r_1, r_2$  системы).

В том же приближении энергия самосогласованного поля, заключенная в зарядовом кластере, имеет вид

$$W_f = \int_V \frac{E_r^2(r)}{8\pi} dV \approx \frac{4k^2 T^2 R^2}{q^2 x} = NkT. \quad (37)$$

Энергия взаимодействия зарядов с полем вычислена в тех же приближениях:

$$W_i = \frac{1}{2} \int_V \phi \rho dV \approx W_f \left[ 1 + \ln \left( \frac{\alpha x}{R} \right) \right]. \quad (38)$$

Из-за малости  $x/R$  она всегда отрицательна.

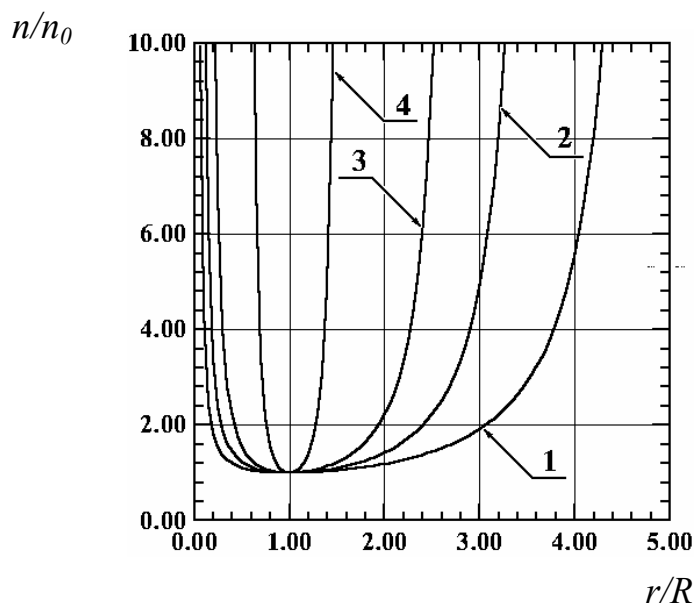


Рис.4. Распределение концентрации зарядов сферического кластера для различных температур

Приводятся оценки физических параметров зарядового кластера, состоящего из электронов. Для кластера с радиусом сферы нулевого давления поля  $R = 15$  мкм,  $T = 2 \cdot 10^3$  К,  $\rho_0 = 16$  Кл/м<sup>3</sup> и  $x/R = 10^{-6}$  получаем характеристическую температуру  $T_* = 2,4 \cdot 10^6$  К и  $\alpha^2 = 1,2 \cdot 10^3$ , следовательно, кластер – холодный. Радиус внутренней сферы слоя взаимодействия  $r_1 = 14,3$  мкм, радиус внешней сферы  $r_2 = 15,7$  мкм, толщина слоя взаимодействия  $d = 1,4$  мкм. Количество зарядов в кластере  $N = 7,1 \cdot 10^9$ , полный заряд  $Q = 1,1 \cdot 10^{-9}$  Кл, масса кластера  $M = 6,5 \cdot 10^{-21}$  кг. Энергия взаимодействия зарядов с самосогласованным полем  $W_i = -1,8 \cdot 10^{-9}$  Дж =  $-1,1 \cdot 10^{10}$  эВ. Средняя концентрация зарядов в слое  $n_l = 1,87 \cdot 10^{24}$  м<sup>-3</sup>. Физические параметры на границах кластера: концентрация  $n_b = 8,2 \cdot 10^{28}$  м<sup>-3</sup> оказывается одного порядка со средней концентрацией электронов металла, что придает механическую твердость системе, не имеющей кристаллической решетки; потенциал  $\phi = -3,5$  В; напряженность поля  $E_x = -2,3 \cdot 10^{10}$  В/м; давление поля и зарядов  $D = p = 2,3 \cdot 10^9$  Па; градиент давления поля и зарядов  $dD / dx = dp / dx = -3 \cdot 10^{20}$  Па/м; действующая на границах кластера и стремящаяся его расширить (по порядку величины) сила  $F \approx p4\pi R^2 = 6$  Н.

Построена теория неупругого удара сферического зарядового кластера о плоскую поверхность, позволяющая получить функцию распределения поверхностной плотности налетающих зарядов.

Неупругое столкновение СЗ большой энергии с поверхностью металла в некоторых случаях может оставить на ней характерный кратер с валиком из нерасплавленного вещества в центре (см. рис.1).

По текстуре поверхности можно заметить, что основное энерговыделение происходит на краях кластера там, где плавится металл. В области между валиком и расплавом энерговыделение меньше. Оно практически не проявля-



ет себя в области расположения валика.

Для обоснования того, что на поверхность титана упал шаровой кластер с полостью, заряды которого сосредоточены в тонком слое, прилегающем к сфере нулевого давления поля, решена задача о распределении поверхностной плотности налетающих зарядов шарового кластера перед ударом о плоскую поверхность. Расчеты проведены при следующих упрощающих предположениях: распределение концентрации зарядов в объеме кластера однородное; во время удара выполняется закон сохранения зарядов; направление движения кластера перед ударом перпендикулярно плоскости, на которую налетает заряд.

При этих предположениях нормированное распределение поверхностной плотности зарядов имеет вид

$$\sigma_n = \sigma(\rho) / \sigma(0) = \frac{\sqrt{1 - \eta^2 \chi^2} - \eta \sqrt{1 - \chi^2}}{1 - \eta} \text{ при } 0 \leq \chi \leq 1; \quad (39)$$

$$\sigma_n = \sqrt{1 - \eta^2 \chi^2} / (1 - \eta) \text{ при } 1 \leq \chi \leq 1 / \eta, \quad (40)$$

где величины  $\eta = r_1 / r_2$  и  $\chi = \rho / r_1$  безразмерные,  $\sigma(0) = 2n(r_2 - r_1)$ ,  $r_1$  – радиус полости,  $r_2$  – внешний радиус кластера,  $\rho$  – радиус-вектор полярной системы координат, лежащей перпендикулярно направлению падения кластера в экваториальной плоскости, начало которой находится в центре шара,  $n$  – концентрация зарядов. Для трех значений параметра  $\eta$  (кривая 1 построена для  $\eta = 0,8$ , кривая 2 – для  $\eta = 0,84$ , а кривая 3 – для  $\eta = 0,88$ ) распределение представлено на рис. 5. Из него видно, что распределение неоднородно по радиусу. Функция распределения в начале координат равна единице. Ее наибольшее значение  $\sigma_\eta$  приходится на радиус  $r_1$ , а в нуль она обращается на радиусе  $r_2$ .

Текстура возникающего кратера зависит от значения  $\sigma_k$  – критической поверхностной плотности зарядов, в случае превышения которой поверхность металла начинает плавиться. При этом возможны два типа текстур. Если выполняется неравенство  $0 < \sigma_k < 1$  (большое энергосодержание), то на поверхности возникает застывшая после расплава площадка круглой формы, граница которой окаймлена выдавленным при расплаве веществом.

Если выполняется неравенство  $1 < \sigma_k < \sigma_\eta$  (среднее энергосодержание), то в этом случае проплавление поверхности титана возникает только по краям кратера. Если  $\sigma_k > \sigma_\eta$  (малое энергосодержание), то кратер не возникает.

При большом и среднем энергосодержании радиусы проплавления отличаются от геометрических радиусов кластера. Связь между ними дается функцией распределения (39, 40).

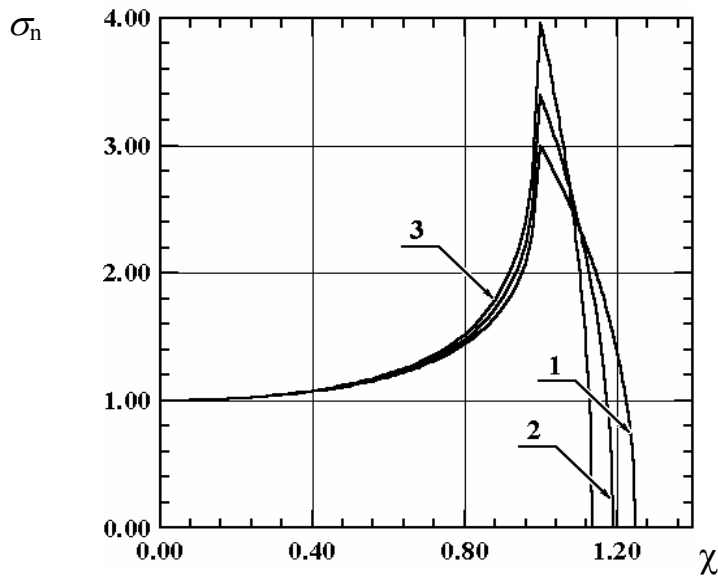


Рис. 5. Функция распределения налетающих зарядов

Для оценки нижнего диапазона количества электронов в кластере проведено сопоставление теории и эксперимента для значения  $\sigma_k = 0,6\sigma_n$ . На увеличенном снимке (рис. 1) были найдены средние радиусы внутренней поверхности проплава  $\rho_1 = 12,7$  мкм, внешней поверхности проплава  $\rho_2 = 14,5$  мкм и толщина проплава  $\Delta = 1,80$  мкм. Полагаем, что  $\eta = r_1/r_2 \approx \rho_1/\rho_2 = 0,876$ , тогда  $A = \sigma_k/\sigma(0) \approx 2,33$ ;  $r_1 = \rho_2/\chi_2 = 13,3$  мкм – радиус внутренней асимптоты кластера;  $r_2 = r_1/\eta = 15,2$  мкм – радиус его внешней асимптоты.

Радиус сферы нулевого давления поля  $R = (r_1 + r_2)/2 \approx 14,2$  мкм, а  $d = r_2 - r_1 \approx 1,90$  мкм. Отсюда параметр состояния системы  $\alpha = \pi R / d \approx 23,5$ . Поскольку  $\alpha^2 \gg 1$ , то выполняется приближение холодного кластера. Для температуры кластера, равной температуре катода  $T = 2 \cdot 10^3$  К, характеристическая температура  $T_* = \alpha^2 T = 1,1 \cdot 10^6$  К, концентрация  $n_0 = 5,2 \cdot 10^{19}$  м<sup>-3</sup>.

Определим параметр относительной пустоты пространства взаимодействия  $x/R$ . Для этого массу вещества проплава вычисляем в предположении, что глубина и ширина проплава титана одинаковы, а испарившаяся масса не учитывается:  $m = 2\rho_t \pi \rho_1 \Delta^2 = 12 \cdot 10^{-13}$  кг для  $\rho_t = 4,5 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>. На нагрев и плавление слоя ушла энергия  $Q \approx 1,5 \cdot 10^6$  Дж. Для расчетов взято среднее значение  $c_p = 603$  Дж/(кг·К) в диапазоне температур от 250 до 1500 К и значение  $\lambda = 3,1 \cdot 10^5$  Дж/кг. Если считать, что на тепловыделение уходит от 5 до 15% кинетической энергии кластера, ускоренного напряжением 10 кВ, то он содержит электроны в диапазоне от  $N_1 \sim 6,2 \cdot 10^9$  до  $N_2 \sim 1,9 \cdot 10^{10}$ , что приближается к верхней границе значений, полученных в эксперименте [2]. Из (36) определяем диапазон, в котором лежит параметр пустоты пространства взаимодействия:  $3,4 \cdot 10^{-7} < x/R < 1,1 \cdot 10^{-6}$ .

Из сравнения предсказаний теории и результатов эксперимента можно

сделать следующие заключения.

1. Текстура кратера на рис. 1 образована падением шарового скопления зарядов со средним энергосодержанием.

2. Электроны в зарядовом кластере находятся в тонком слое, прилегающем к сфере нулевого давления поля, и он похож на микронный пузырь.

3. Количество электронов, удерживаемых полем кластера, конечно. Это позволяет обосновать введение в теорию коэффициента пустоты пространства взаимодействия, который устраняет расходимости, возникающие при вычислении полного заряда холодного шарового кластера, и определить диапазон его значений из эксперимента.

**В главе 7** приводятся результаты исследования гидростатического равновесия динамических систем гравитирующих частиц с самосогласованным полем различной симметрии для разнообразных уравнений состояния. Из них следует, что самосогласованные поля в динамических системах гравитирующих частиц обладают похожими свойствами. В них проявляется свойство макроскопических статических самосогласованных полей гравитации компенсировать силы ньютоновского типа гидростатическими силами полевого происхождения.

Это свойство компенсации указывает на глубокую физическую аналогию, существующую в коллективно-взаимодействующих динамических системах, в которых возникает обратное действие статического самосогласованного поля на вещество, порождающее это поле.

Из нее следует, что законы коллективного взаимодействия рассматриваемых динамических систем похожи, но принципиально отличаются от законов взаимодействия между отдельными зарядами (или отдельными частицами).

**В заключении** диссертации изложены перспективы возможного практического использования полученных результатов и пути дальнейших теоретических исследований для развития сформулированного в работе научного направления в области радиофизики.

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

1. Получены количественные закономерности, которым подчиняются статические равновесия бесстолкновительной динамической системы зарядов с плоским самосогласованным полем. Найдены законы распределения скоростей, давлений, потенциала, напряженности и плотности зарядов. Они указывают на то, что в двухпоточковых системах формируется атмосфера зарядов, в которой их основная часть удерживается полем возле плоскости возврата, а в однопоточковых системах – атмосфера, в которой основная часть зарядов сосредоточена вблизи плоскости нулевого давления поля, а остальные участвуют в самоускорении.

2. Установлены физические свойства равновесий политропических состояний динамической системы зарядов с плоским самосогласованным по-

лем. Получены законы распределения давления, потенциала, напряженности, температуры. Показано, что в состояниях с положительным или нулевым полными давлениями размеры системы ограничены и зависят от ее параметра состояния и температуры Эмдена. В этом случае самосогласованное поле формирует атмосферу, в которой основная часть зарядов сосредоточена у плоскости нулевого потенциала.

3. Определены закономерности, которым подчиняются статические равновесия динамической системы зарядов однородной температуры с плоским полем. Получены распределения физических величин, которые показывают, что длина системы ограничена для отрицательного полного давления и зависит от ее параметра состояния. В ограниченных системах основная часть зарядов удерживается полем в глубоких потенциальных ямах, возникающих на границе системы, а в неограниченных – в области, прилежащей к плоскости нуля потенциала.

4. Найдены распределения физических величин в динамических системах зарядов с термодиффузией, находящихся в состояниях равновесия с плоским самосогласованным полем. Выяснено, что длина систем в состояниях с положительным полным давлением ограничена для значений  $-\infty < \alpha < 0,5$  параметра полной напряженности системы. Увеличение градиента температуры приводит к уменьшению толщины слоя, занятого зарядами. Законы распределения концентрации зарядов зависят от значения градиента температуры. Формируется атмосфера зарядов, основная часть которой при малых градиентах сосредоточена у плоскости нулевого потенциала, а при больших градиентах – на границе системы.

5. Исследованы вопросы физической осуществимости плоских систем зарядов. Показано, что поверхностная плотность зарядов конечна для состояний с положительным или нулевым полными давлениями.

6. Выявлены общие свойства равновесия динамической системы зарядов с однородной температурой в полях цилиндрического и сферического скоплений. Показано, что основные свойства равновесия зарядов определяются параметром состояния системы, представляющим собой отношение характеристической температуры системы к абсолютной. При малых значениях параметра состояния заряды скопления занимают весь объем, а при больших в системе возникает либо цилиндрическая, либо сферическая полость, внутри которой заряды отсутствуют. Заряды системы всегда распределены так, что их основная часть удерживается полем вблизи асимптот системы в глубоких потенциальных ямах.

7. Рассчитана функция распределения поверхностной плотности налетающих зарядов, полученная из теории неупругого удара полого шарового зарядового кластера о плоскую поверхность. Из нее следует, что наибольшее значение плотности зарядов приходится на область, прилежащую к полости кластера. Сравнение наибольшей плотности с величиной критической плотности зарядов, после которой начинается плавление поверхности металла, приводит к существованию трех видов ударов: с большим, средним и малым

энерговыведениями.

8. Проведено сравнение предсказаний теории неупругого удара с результатами эксперимента. Выяснено их хорошее совпадение, которое позволило определить величину заряда и параметр относительной пустоты пространства взаимодействия кластера перед нормальным падением.

9. Исследованы гидростатические равновесия динамических систем гравитирующих частиц с самосогласованным полем различной симметрии для разнообразных уравнений состояния, из которых следует, что самосогласованные поля динамических систем гравитирующих частиц обладают похожими свойствами.

## ВЫВОДЫ

Предлагаемая последовательная теория скоплений одноименных зарядов, кратковременно удерживаемых в ограниченной области пространства, основана на следующих фундаментальных положениях:

- существует такой класс коллективного взаимодействия между одноименными зарядами динамической системы, в котором возникает обратное действие макроскопического самосогласованного поля на заряды, порождающие это поле;

- обратное действие поля на заряды при таком взаимодействии всегда приводит к появлению удерживающей объемной плотности гидроаэростатических сил полевого происхождения, которая связана с градиентом давления самосогласованного поля, совпадает с ним по величине и противоположна ему по направлению;

- в этом классе взаимодействия динамическая система зарядов находится в состоянии гидростатического равновесия с самосогласованным полем в том случае, если градиенты давлений поля и зарядов равны друг другу в любом элементарном объеме скопления;

- равенство градиентов давлений поля и зарядов в плоских динамических скоплениях для произвольного уравнения состояния, а также в бесстолкновительных случаях, обуславливает закон сохранения скалярной функции системы – интеграл полного давления, который состоит из разности давлений поля и зарядов и играет роль гамильтониана взаимодействия;

- условие гидростатического равновесия зарядов с самосогласованным полем и механизм удержания вещества не вступают в противоречие с теоремой Ирншоу, поскольку она сформулирована для системы неподвижных зарядов, в которой действуют только кулоновские и отсутствуют объемные гидростатические силы полевого происхождения.

*Таким образом, можно утверждать, что в диссертации заложены основы теории аэрогидростатического равновесия динамических систем зарядов (частиц) с самосогласованным полем, оказывающим обратное действие на заряды (частицы). Эти основы впервые объясняют экспериментальные факты существования короткоживущих скоплений одноименных*

*зарядов в вакууме. Найденные и исследованные в работе механизмы удержания вещества самосогласованным полем позволяют сделать научные обобщения, которые могут внести существенный вклад в решение ряда фундаментальных проблем радиофизики.*

## ЛИТЕРАТУРА

1. Месяц Г.А. Эктон – лавина электронов из металла. Успехи физических наук. 1995. Т. 165. С. 601–626; Письма в ЖЭТФ. 1993. Т. 57. С. 88; “Эктоны. Роль эктонов в электрофизических устройствах”. Екатеринбург: Наука, 1994; Ecton processes at the cathode in vacuum discharge, Proceedings of the XVIIth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. 1996. Berkeley. CA. P. 720–731.
2. Shoulders K. EV: A Tale of Discovery. 1987, Jupiter Technology, Austin TX; Shoulders Ken and Shoulders Steve, “Observation on the Role of Charge Clusters in Nuclear Cluster Reaction”, Journal of New Energy. 1996. Vol. 1. No. 3. P. 111–121; Shoulders Ken and Shoulders Steve, “Charge clusters in action”, Bodega, CA, 1999. P.12.
3. Emden R. Gaskugeln. Leipzig und Berlin. 1907.
4. Чандрасекар С. Введение в учение о строении звезд. М.: ИЛ, 1950. 476 с.
5. Vlasov A.A. On the kinetic theory of an ansembly of particles with collective interaction. Journ.Phys.(USSR), 9, 25 (1945).
6. Richardson O.W., Phil.Transactions. A: vol. 201, p. 516, 1903.
7. Schottky W., Phis. Zeitsehr. Vol. 15, p. 526, 1914; Jahrb.D. Radioakt. u. Elektronik. Vol. 12, p. 147, 1915.
8. Laue M.V. Gluhelektronen. Jahrbuch der Radioaktivitat und Elektronik. Band 15, Heft 3, s. 205, Jahr 1918.
9. Френкель Я.И. Статистическая физика. М.-Л.: Изд-во АН СССР, 1948. 760 с.

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДИССЕРТАЦИИ ОПУБЛИКОВАНЫ В РАБОТАХ

1. Сапогин В.Г. Механизмы удержания вещества самосогласованным полем. Монография. Таганрог: Изд-во ТРТУ, 2000. 254 с.
2. Сапогин В.Г. Коллективное взаимодействие зарядов с самосогласованным полем плоской симметрии//Изв. высш. учеб. зав. Северо-Кавказский регион. Сер. Естественные науки. 1994. №3. С.49–59.
3. Сапогин В.Г. Коллективное взаимодействие релятивистских зарядов с самосогласованным полем плоской симметрии I. Захваченные состояния с положительным полным давлением//Изв. высш. учеб. зав. Северо-Кавказский регион. Сер. Естественные науки. 1995. №4. С.34–39.
4. Сапогин В.Г. Коллективное взаимодействие релятивистских зарядов с самосогласованным полем плоской симметрии II. Захваченные состояния с нулевым полным давлением//Изв. высш. учеб. зав. Северо-Кавказский регион. Сер. Естественные науки. 1996. №1. С.31–32.
5. Сапогин В.Г. Коллективное взаимодействие релятивистских зарядов с самосогласованным полем плоской симметрии III. Пролетные состояния с

отрицательным полным давлением// Изв. высш. учеб. зав. Северо-Кавказский регион. Сер. Естественные науки. 1996. №2. С.25–29.

6. Сапогин В.Г. Плоские самосогласованные гамильтоновы системы равновесных одноименных зарядов//Изв. высш. учеб. зав. Северо-Кавказский регион. Сер. Естественные науки. 1996. №4. С.63–68.

7. Сапогин В.Г. Интеграл движения и двухпоточковые состояния плоского виртуального катода. Таганрог: ТРТИ, 1992. 25 с. Деп. в ВИНТИ № 118-В92. 10.01.92.

8. Сапогин В.Г. Интеграл давления и стационарные состояния плоских самосогласованных полей моноэнергетического катода нерелятивистских зарядов. Таганрог: ТРТИ, 1993. 19 с. Деп. в ВИНТИ № 2622-В93. 20.10.93.

9. Сапогин В.Г. Политропические равновесия самосогласованных гамильтоновых систем одноименных зарядов//Изв. высш. учеб. зав. Северо-Кавказский регион. Сер. Естественные науки. 2000. №2. С.46–51.

10. Сапогин В.Г. Политропические равновесия самосогласованных гамильтоновых систем одноименных зарядов. Состояния с неположительным полным давлением//Изв. высш. учеб. зав. Северо-Кавказский регион. Сер. Естественные науки. 2000. №4. С.53–56.

11. Сапогин В.Г. Самосогласованные гамильтоновы системы избыточных зарядов с однородной температурой//Материалы Третьей Международной конференции “Фундаментальные и прикладные проблемы физики”. Мордовия, Саранск, МГПИ, Россия, 6–8 июня, 2001 г. С. 34–35.

12. Сапогин В.Г. Самосогласованные гамильтоновы системы избыточных зарядов с термодиффузией//Материалы Международной конференции “Оптимизация конечно-элементных приближений, сплайны и всплески” OFEA – 2001, Санкт-Петербург, СПбГУ, 25-29 июня, 2001 г. С. 112.

13. Сапогин В.Г. О модели шаровой молнии из одноименных зарядов//Изв. высш. учеб. зав. Северо-Кавказский регион. Сер. Естественные науки. 1999. №3. С.67–70.

14. Сапогин В.Г. Изотермическая модель шаровой молнии из одноименных зарядов//Изв. ТРТУ. 2000. №1. С. 186–191.

15. Сапогин В.Г. Шаровой кластер одноименных зарядов с однородным распределением температуры//Материалы Международной конференции “Актуальные проблемы твердотельной электроники и микроэлектроники”. Дивноморское, Россия, 17–22 сентября, 2000 г., с. 14–19.

16. Сапогин В.Г. Моделирование распределения одноименных зарядов в шаровом кластере с однородной температурой//Материалы Всероссийской научной конференции “Математическое моделирование в научных исследованиях”. Ставрополь, СГУ, Россия, 27–30 сентября, 2000 г., с. 144–149.

17. Сапогин В.Г. Шаровые скопления одноименных зарядов, удерживаемые самосогласованным полем//Сборник докладов Международной конференции “Аномальные эффекты в физике высоких плотностей энергии



(макро и микромир)”. Ялта, 2002 г., с. 43–47.

18. Vladimir G. Sapogin. On Compensation of Coulomb Interaction of Charges by Beam's Self-Consistent Field (Model of isothermal equilibrium with homogeneous temperature)// Proceedings 1<sup>st</sup> IEEE International Conference on Circuits and Systems for Communications, St.Petersburg, 2002, p.408–411.

19. Сапогин В.Г. Взаимодействие электронного кластера с плоской поверхностью металла//Материалы Третьей Международной научно-технической конференции “Электроника и информатика – XXI век”. Зеленоград, МИЭТ, Россия, 22–24 ноября, 2000 г., с .88.

20. Сапогин В.Г. Неупругое взаимодействие электронного кластера с плоской поверхностью//Изв. ТРТУ. 2001. №1. С. 165 – 168.

21. Сапогин В.Г. Неупругий удар сферического зарядового кластера о поверхность титана//Сборник докладов 14-го Международного симпозиума “Тонкие пленки в оптике и электронике”, ISTFE-14, Часть 1, Харьков, 2002 г., с.19–22.

22. Сапогин В.Г. Плоские самосогласованные гамильтоновы системы гравитирующих частиц//Изв. высш. учеб. зав. Северо-Кавказский регион. Сер. Естественные науки. 1996. №3. С.72–78.

23. Сапогин В.Г. Политропические равновесия самосогласованных гамильтоновых систем гравитирующих частиц//Изв. высш. учеб. зав. Северо-Кавказский регион. Сер. Естественные науки. 2000. №1. С.75–79.

24. Сапогин В.Г. О физической осуществимости плоских самосогласованных гамильтоновых систем// Изв. ТРТУ. 1999. №2. С. 164–168.

Сапогин Владимир Георгиевич

МЕХАНИЗМЫ УДЕРЖАНИЯ ВЕЩЕСТВА  
САМОСОГЛАСОВАННЫМ ПОЛЕМ

Автореферат  
диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

ЛРН№ 020565 от 23.06.1997 г. Подписано к печати “ 3 ” июня 2003 г.

Формат 60x84 1/16

Бумага офсетная

Офсетная печать.

Усл.п.л. – 2,0

Заказ № 210

Тираж 100 экз.



---

Издательство Таганрогского  
государственного радиотехнического университета  
ГСП 17А, Таганрог, 28, Некрасовский, 44

Типография Таганрогского государственного  
радиотехнического университета  
ГСП 17А, Таганрог, 28, Некрасовский, 44