

**Министерство образования и науки Украины
Харьковский национальный университет
им. В.Н. Каразина**

На правах рукописи

КНЯЗЕВ РОМАН РОМАНОВИЧ

УДК 539.017

**УСКОРЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
КИЛЬВАТЕРНЫМИ ПОЛЯМИ
В ПЛАЗМЕННО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ**

01.04.08 – физика плазмы

**Диссертация на соискание ученой степени кандидата
физико – математических наук**

**Научный руководитель
Сотников Геннадий Васильевич
доктор физ. – мат. наук
старший научный сотрудник
начальник лаборатории
ИПЭНМУ ННЦ ХФТИ**

Харьков — 2016

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	5
ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ	18
ГЛАВА 2. ЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ КИЛЬВАТЕРНЫХ ПОЛЕЙ ОДИНОЧНЫМ СГУСТКОМ В ПЛАЗМЕННО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ	34
2.1. Кильватерное поле точечного сгустка	34
2.1.1. Постановка задачи и исходные уравнения	35
2.1.2. Кильватерное поле сгустка	36
2.2. Кильватерное поле сгустка конечных размеров	39
2.3. Результаты численных расчетов	43
2.4. Выводы	50
ГЛАВА 3. ВОЗБУЖДЕНИЕ КИЛЬВАТЕРНЫХ ПОЛЕЙ В ПЛАЗМЕННО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ С УЧЕТОМ СОБСТВЕННОГО КВАЗИСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ СГУСТКА	51
3.1. Аналитические выражения для полей	51
3.2. Результаты численных расчетов	57
3.3. Выводы	61
ГЛАВА 4. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ КИЛЬВАТЕРНЫХ ПОЛЕЙ В ПЛАЗМЕННО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ	62
4.1. Линейный (overdense) режим возбуждения кильватерных полей	62
4.1.1. Постановка задачи	62

	3
4.1.2. Аналитика. Линейное приближение.	63
4.1.3. Численное моделирование.	69
4.2. Сильно нелинейный (blowout, underdense) режим возбуждения кильватерных полей	74
4.3. Выводы	77
ГЛАВА 5. ГЕНЕРАЦИЯ КИЛЬВАТЕРНЫХ ПОЛЕЙ В ПЛАЗМЕННО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬЮ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ СГУСТКОВ	78
5.1. Влияние плотности плазмы на амплитуду кильватерного поля	78
5.1.1. Аналитические выражения для поля в плазменно-диэлектрическом кильватерном ускорителе.	78
5.1.2. Численный анализ амплитуд кильватерного поля.	80
5.2. Спектры кильватерного поля в плазменно-диэлектрическом ускорителе при изменении плотности плазмы	95
5.3. Выводы	101
ГЛАВА 6. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ УСКОРЯЕМОГО СГУСТКА В ПЛАЗМЕННО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ УСКОРИТЕЛЬНОЙ СТРУКТУРЕ	102
6.1. Влияние начального эмиттанса ускоряемого сгустка на его фокусировку.	102
6.1.1. Теоретические обоснования	102
6.1.2. Численное моделирование	105
6.2. Транспортировка сгустков в диэлектрическом кильватерном ускорителе с помощью массива плазменных ячеек.	113
6.2.1. Постановка задачи	113
6.2.2. Численные расчеты и моделирование динамики частиц ускоряемого сгустка.	115

6.3. Выводы	123
-----------------------	-----

ЗАКЛЮЧЕНИЕ	124
-------------------	------------

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы.

Ускорители заряженных частиц – установки для получения пучков заряженных частиц высоких энергий [1] – от десятков кэВ до нескольких ТэВ, например протонов, электронов, античастиц, ядер других атомов, уже давно занимают важное место в современном научном мире. Можно назвать такие области применения ускорителей:

- Медицина: на основе ускорителей работают многие медицинские диагностические приборы. Для терапии опухолей используются получаемые на циклотронах или синхротронах протонные пучки или интенсивное рентгеновское излучение, генерируемое в линейных ускорителях заряженных частиц. Одним из методов физической стерилизации инструментов и перевязочного материала является лучевая или γ -стерилизация [2].
- Техника: получение изотопов и дальнейшее их использование, упрочнение поверхностей материалов и производство новых материалов с заданными характеристиками, а также для создания источников электромагнитного излучения [3].
- Наука: к числу основных областей применения ускорителей относятся ядерная физика и физика высоких энергий. Современные ускорители заряженных частиц – главные источники информации для физиков, так как подавляющее большинство известных сегодня элементарных частиц не существуют в естественных условиях на Земле и могут быть получены только при помощи ускорителей заряженных частиц [4].

Потребности физиков, изучающих вещество, энергию, пространство и время, являются главным стимулом развития ускорительной техники для

улучшения качества сгустка заряженных частиц (увеличение энергии, уменьшение фазового объема и эмиттанса) [5]. В данной диссертационной работе, в том числе, рассматривается проблема светимости сгустка, которая прямо пропорциональна энергии и току сгустка и обратно пропорциональна его фазовому объему.

Светимость является важной "инструментальной" характеристикой коллайдера. Чем выше светимость, тем больше столкновений ускоряемых частиц происходит в единицу времени [6]. Светимость линейно зависит от количества частиц в пучке и величины фокусировки сгустка в плоскости столкновений.

Не для всех типов ускорителей заряженных частиц достижение максимума светимости является необходимым. В коллайдерах при увеличении светимости возникает опасность появления эффекта нагромождения (pile-up) - несовершенство детекторов приводит к тому, что следы одновременных независимых протон-протонных столкновений накладываются друг на друга и это усложняет дальнейший анализ процесса их взаимодействия. В линейных же ускорителях такая проблема не возникает, так как нет необходимости отслеживать столкновения частиц, поэтому достижение максимума светимости в этом типе установок является целесообразным.

Повышение энергии ускоренных частиц дает возможность изучать взаимодействие частиц на все меньших расстояниях и за более короткие промежутки времени, это позволяет изучать внутреннюю структуру элементарных частиц с крайне малыми размерами [7].

Различается два принципиально разных подхода в развитии ускорительной физики: использование традиционных ускорителей и разработка и применение новых методов ускорения. Одним из таких новейших методов ускорения является ускорение заряженных частиц кильватерными полями. Кильватерные поля могут возбуждаться единичным сгустком заряженных частиц, последовательностью сгустков заряженных частиц или лазерным импульсом. Сама идея использования полей, возбуждаемых сгустком заряженных частиц в плазме была высказана давно [8]. Так же было про-

ведено много исследований чисто диэлектрических замедляющих структур (см. [9, 10]). Новую волну интереса мирового ускорительного сообщества к ускорению заряженных частиц в диэлектрических кильватерных ускорителях, как к высокоградиентному ускорению [11], спровоцировал тот факт, что некоторые диэлектрики способны выдерживать большие поля (> 1)ГВ/м в течении короткого времени прохождения заряженных пучков вдоль канала в диэлектрике [12]. Цилиндрическая, одноканальная структура с диэлектрической вставкой была показана, как привлекательная и простая симметричная структура, имеющая высокий градиент ускорения электронных или позитронных сгустков [13].

В данной работе основной акцент сделан на одноканальных гибридных плазменно-диэлектрических структурах. С учетом развития современных технических возможностей, использование именно плазменно-диэлектрических кильватерных ускорителей видится автору перспективным качественным переходом от классических ускорителей.

Диссертационная работа посвящена актуальной проблеме увеличения темпов ускорения в перспективных ускорителях заряженных частиц, что позволит существенно снизить их весогабаритные характеристики и совершить качественный скачок в исследованиях в области физики элементарных частиц, физики плазмы и физики высоких энергий. В случае успешной реализации уменьшения весогабаритных характеристик ускорителей заряженных частиц и уменьшения стоимости их производства ожидается лавинообразный рост области применения ускорителей в повседневной жизни.

Работа [14] посвящена изучению возбуждения кильватерных полей в плазменно-диэлектрических структурах, однако в этой работе рассматривается случай замагниченной плазмы. В реальных экспериментах используются релятивистские пучки, которые сами по себе достаточно стабильны при транспортировке в волноводе. Этот факт делает наличие внешних магнитных фокусирующих полей необязательным, что в свою очередь приводит нас к необходимости работать с изотропной плазмой. В данной диссертационной работе была впервые построена линейная теория возбуждения

кильватерных полей в диэлектрической структуре с заполненным изотропной плазмой пролетным каналом. Использовалось приближение линейной плазмы. Было изучено влияние плотности плазмы на амплитуду возбуждаемого кильватерного поля в диэлектрической структуре. Были проведены численные моделирования возбуждения кильватерных полей в плазменно-диэлектрической структуре и динамики ускоряемого сгустка в плазменно-диэлектрическом кильватерном ускорителе. Эти результаты являются актуальными и важными для мирового физического сообщества.

Связь работы с научными программами, планами, темами.

Исследования, материалы которых содержатся в диссертации, проводились в ХНУ им. В.Н. Каразина и в ННЦ "Харьковский физико-технический институт" НАН Украины в рамках выполнения плановых бюджетных научно-исследовательских работ:

- "Программа фундаментальных исследований ННЦ ХФТИ по атомной науке и технике до 2015 г.", утверждена постановлением Кабинетом Министров Украины № г/р 0112U002026 в рамках темы: "Разработка основ плазменной СВЧ-электроники, новых методов ускорения заряженных частиц, инерциального термоядерного синтеза, основанном на пучках тяжелых ионов" (шифр темы III-2-11), ИПЭНМУ ННЦ ХФТИ, (2011–2015 г.), (роль автора диссертации – исполнитель).
- программа НАН Украины "Перспективные исследования по физике плазмы, управляемому термоядерному синтезу и плазменным технологиям проект П-1/63-2014 «Разработка физических принципов плазменно-диэлектрического кильватерного ускорителя». Утверждена постановлением президии НАН Украины №151 от 12.03.2014. (роль автора диссертации – исполнитель).
- "Фундаментальные научные исследования наиболее важных проблем развития научно-технического, социально-экономического, общественно-политического, человеческого потенциала для обеспечения конкуренто-

способности Украины в мире и стабильного развития общества и государства утверждена постановлением Кабинета Министров Украины от 07.09.2011 г. № 942 в рамках темы "Структурные эффекты в сильных и электромагнитных взаимодействиях и особенности радиационного влияния на наноструктуры номер государственной регистрации 0115U000474, ХНУ имени В.Н. Каразина, (2016 г.), (роль автора диссертации – исполнитель).

Цель и задачи исследования.

Цель исследования.

Целью работы является создание теоретической базы для применения новейших методов ускорения, в частности кильватерного метода ускорения, в реально существующих экспериментах, что позволит в дальнейшем сильно расширить знания о физике высоких энергий, физике плазмы и физике элементарных частиц, а так же удешевит создание новых ускорителей ТэВного диапазона.

Задачи исследования.

1. Построить линейную теорию возбуждения кильватерных полей в плазменно-диэлектрической структуре в приближении линейной плазмы.
2. Исследовать возможность одновременного ускорения и фокусировки ведомого сгустка в плазменно-диэлектрической кильватерной структуре (ПДКС).
3. Изучить влияние плотности плазмы на амплитуду кильватерного поля в диэлектрической структуре.
4. Провести численное моделирование возбуждения кильватерных полей в ПДКС.
5. Выполнить численное моделирование динамики ускоряемого сгустка кильватерных полях, возбуждаемых электронными сгустками, в ПДКС.

6. Изучить влияние собственного начального эмиттанса сгустка на его динамику.
7. Разработать новый способ транспортировки сгустков в плазменно-диэлектрическом кильватерном ускорителе (ПДКУ).

Объект исследования.

Плазменно-диэлектрический волновод как основа плазменно-диэлектрического кильватерного ускорителя (ПДКУ) с различными модификациями ускорительной структуры.

Предмет исследования.

1. Возбуждение кильватерных полей в ПДКУ сгустками заряженных частиц и их последовательностями.
2. Спектры кильватерного поля в ПДКУ при изменении плотности плазмы.
3. Overdense и underdense (blowout) режимы возбуждения кильватерных полей в ПДКУ.
4. Динамика ускоряемого сгустка в ПДКУ.

Методы исследования.

Проводились аналитические исследования, в которых использовались уравнения Максвелла, прямое и обратное преобразование Фурье, теория функции комплексных переменных. Проводились численные расчеты, в которых использовались методы решения дифференциальных уравнений Рунге-Кутты 4го порядка. Проводилось моделирование движения частиц с помощью собственных оригинальных программных разработок а так же с помощью хорошо известного кода ХООРИС [15, 16].

Научная новизна полученных результатов.

До настоящего времени кильватерные поля в плазменно-диэлектрических структурах изучались только для случая замагниченной плазмы. В реальных экспериментах используются релятивистские пучки, которым свойственна относительная стабильность во время транспортировки в волноводе, то есть поперечные силы, за счет релятивистского фактора, сильно ослаблены. Этот факт делает наличие внешних магнитных фокусирующих полей необязательным, что в свою очередь приводит к возможности работать с изотропной плазмой. В диссертационной работе были получены такие новые результаты:

- Впервые была построена линейная теория возбуждения кильватерных полей в гибридных плазменно-диэлектрических ускорительных структурах для изотропной плазмы.
- Обнаружена и исследована принципиальная возможность получения и настройки таких продольных положений тестового сгустка относительно ведущего сгустка, при которых можно обеспечить ускорение заряженных частиц с их одновременной радиальной фокусировкой.
- Впервые исследовано влияние собственного кулоновского поля сгустка на поперечную динамику частиц сгустка в плазменно-диэлектрической структуре.
- Впервые исследована возможность увеличения амплитуды кильватерного поля в плазменно-диэлектрическом кильватерном ускорителе при помощи подстройки собственной частоты и частоты инжектирования сгустков за счет изменения внутреннего или внешнего диаметров диэлектрической вставки.
- Предложена принципиально новая схема транспортировки ускоряемых сгустков при помощи секций плазменно-диэлектрических кильватерных ускорителей, разделенных вакуумными промежутками.

Практическое значение полученных результатов.

Результаты диссертационной работы могут быть рекомендованы для использования в Slac National Accelerator Laboratory (USA, Menlo Park, CA), Argonne National Laboratory (USA, Argonne, IL), Харьковском национальном университете имени В.Н. Каразина (Украина, Харьков), Киевском национальном университете имени Т.Г. Шевченка (Украина, Киев), Научном физико-технологическом центре МОН Украины и НАН Украины (Украина, Харьков), Национальном научном центре "Харьковский физико-технический институт" (Украина, Харьков), Институте ядерных исследований НАН Украины (Украина, Киев), Институте радиофизики и электроники НАН Украины (Украина, Харьков), Институте физики НАН Украины (Украина, Киев) и других организациях.

Результаты исследований, представленных в диссертационной работе, имеют важное практическое значение в области ускорения заряженных частиц. Полученные результаты позволят строго обосновать ряд теоретических аспектов, а также являются основой для постановки новых экспериментов и интерпретации некоторых ранее полученных экспериментальных фактов, касающихся генерации интенсивных электромагнитных полей в ограниченных волноводных структурах.

Результаты проведенных исследований позволят расширить, углубить и обобщить представления о сложном комплексе процессов, происходящих при возбуждении электромагнитных полей в плазменно-диэлектрических структурах сгустками заряженных частиц. Эти результаты могут быть использованы для разработки и конструирования макетов ускорительных секций плазменно-диэлектрических кильватерных ускорителей, а так же для разработки мощных источников сверхвысокочастотных колебаний.

На основании полученных результатов проводится ряд экспериментов в ННЦ ХФТИ.

Личный вклад соискателя.

В статье [17] личный вклад соискателя состоял в выводе аналитических выражений для кильватерных полей, возбуждаемых в плазменно-диэлектрическом волноводе бесконечно тонким кольцевым сгустком, проведении численных расчетов и построении графиков зависимости собственных частот диэлектрической структуры от плотности плазмы и графиков показывающих характерные распределения продольных и поперечных профилей сил, действующих на ускоряемый сгусток.

Для статьи [18] соискателем был выполнен вывод формул, описывающих кильватерные поля возбуждаемые в плазменно-диэлектрическом волноводе электронным сгустком конечных размеров, так же были проведены численные расчеты кильватерных полей для различных плотностей плазмы, проведен анализ поведения сил, действующих на ускоряемый сгусток в такой структуре и были построены графики показывающие характерные распределения для выбранных плотностей плазмы.

Личный вклад соискателя в статье [19] состоял в выводе аналитических выражений для кильватерных полей и сил, действующих на тестовый сгусток в приближении линейной плазмы, проведении численных расчетов кильватерных полей и сил, действующих на тестовый сгусток для линейного (overdense) режима ускорения, анализе PIC моделирования, сравнении результатов PIC моделирования и численных расчетов, и построении графиков.

В статье [20] личный вклад соискателя состоял в выводе аналитических выражений с учетом собственных квазистатических полей сгустка, проведении численных расчетов для сил, действующих на тестовый сгусток и построении графиков для собственных квазистатических полей сгустка, характерных распределений сил, действующих на тестовый сгусток в такой структуре, а так же графика, показывающего поведение ускоряемого сгустка под действием кильватерного поля.

В статье [21] личный вклад соискателя состоял в написании ориги-

нального кода на C++ для проверки результатов компьютерного моделирования, в котором использовались методы математической физики, в частности метод решения дифференциальных уравнений Рунге-Кутты 4го порядка, а также в обсуждении результатов и написании текста статьи.

Личный вклад соискателя в статье [22] состоял в выводе аналитических выражений, необходимых для проведения численных расчетов и построения графиков. Численные расчеты были проведены для параметров установки "Алмаз-2". Используя результаты численных расчетов были построены графики зависимости амплитуды кильватерных полей от плотности плазмы и графики, демонстрирующие поведение сил, действующих на ускоряемый сгусток в кильватерном поле и изменение их поведения в зависимости от плотности плазмы.

В статье [23] личный вклад соискателя состоял в выводе аналитических выражений, описывающих возбуждение кильватерных полей в плазменно-диэлектрической структуре серией сгустков конечной длины, проведении численных расчетов, необходимых для построения графиков, а так же построении графиков зависимости амплитуды кильватерного поля от плотности плазмы для различных длин последовательности.

Для статьи [24] соискателем были выполнены аналитические выкладки, позволяющие описать движение сгустка заряженных частиц под действием кильватерных полей в плазменно-диэлектрической структуре, с учетом начального эмиттанса ускоряемого сгустка, был написан оригинальный код на C++ для проведения численных расчетов поведения сгустков, были построены и проанализированы графики зависимости поведения огибающей сгустка, ускоряемого кильватерными полями в плазменно-диэлектрической структуре, для различных значений эмиттанса.

В статье [25] личный вклад соискателя состоял в выводе аналитических выражений для кильватерных полей, которые были использованы при проведении численных расчетов поведения ускоряемого сгустка в плазменно-диэлектрическом кильватерном ускорителе и построении графиков зависимости траекторий краевой частицы от величины и наличия началь-

ного эмиттанта.

Личный вклад соискателя в статье [26] состоял в выводе аналитических выражений, необходимых для проведения численных расчетов и построения графиков, проведении численных расчетов, построении графиков, проведении анализа полученных результатов.

Статья [27] посвящена исследованию фокусировки электронных сгустков в плазменно-диэлектрической прямоугольной замедляющей структуре. Личным вкладом соискателя является участие в постановке задачи, вывод аналитических выражений, участие в PIC-моделировании, анализ результатов моделирования и аналитического прогноза, участие в обсуждениях.

Апробация результатов диссертации.

Результаты диссертации докладывались на профильных международных конференциях, таких как:

- 16th Advanced Accelerator Concepts Workshop, (AAC 2014) (San Jose, California, USA)
- International Particle Acceleration Conference (IPAC'12) (New Orleans, Louisiana, USA)
- XXIII Russian Particle Accelerator Conference (RuPAC 2012) (Peterhof, St. Petersburg, Russia)
- 4th International Particle Accelerator Conference (IPAC'13) (Shanghai, China)
- 1st European Advanced Accelerator Concepts Workshop (EAAC 2013) (La Biodola, Isola d'Elba, Italy)
- XII International Workshop "Plasma Electronics and New Methods of Acceleration" (IWPENMA 2013) (Kharkiv, Ukraine)
- The 41st IEEE International Conference on Plasma Science and the 20th International Conference on High-Power Particle Beams (ICOPS/BEAMS 2014) (Washington DC, USA)

- 9th International Workshop "Strong Microwaves and Terahertz waves: sources and applications" (IWSMTWSA 2014) (Nizhny Novgorod, Russia)
- International Conference and School on Plasma Physics and Controlled Fusion (ICSPPCF 2014) (Kharkiv, Ukraine)
- 2nd European Advanced Accelerator Concepts Workshop (EAAC 2015) (La Biodola, Isola d'Elba, Italy)
- XXIV International Workshop on Charged Particle Accelerators (IWCPA 2015) (Kharkiv, Ukraine)
- International Conference and School on Plasma Physics and Controlled Fusion (ICSPPCF 2016) (Kharkiv, Ukraine)

Результаты диссертации докладывались на международных конференциях для молодых ученых:

- International Conference of Students and Young Scientists in Theoretical and Experimental Physics "Heureka2012" (Lviv, Ukraine),

Результаты диссертации докладывались на всеукраинских конференциях:

- X Конференция по Физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям - 2012 (Харьков, Украина)
- Всеукраинская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу - 2015 (Киев, Украина)

Публикации.

Основные результаты диссертации опубликованы в 27 научных работах. Из них 11 статей в специализированных тематических научных изда-

ниях [17–27], которые включены в международные наукометрические базы – Scopus, Web of Science, из них 3 статьи в специализированных научных изданиях иностранных государств [20, 24, 26], а также в 16 работах в материалах и тезисах докладов на научных конференциях [28–43]. Статьи [17–27] удовлетворяют требованиям департамента аттестации кадров МОН Украины к публикациям, на которых основывается диссертация.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, обзора литературы, пяти глав, выводов и списка использованных литературных источников. Полный объем диссертации составляет 142 страниц.

ГЛАВА 1

ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

Современная физика элементарных частиц для описания электромагнитного, слабого и сильного взаимодействия всех элементарных частиц использует так называемую Стандартную Модель. Стандартная модель была принята как основная в середине 80-х годов, после того, как было получено экспериментальное подтверждение существования промежуточных векторных W - и Z - бозонов [44]. После обнаружения Нейтринных осцилляций [45] в 2002 году (Нобелевская премия по физике 2015 года) [46,47], потребовалось незначительное расширение стандартной модели. Всего стандартная модель описывает 61 элементарную частицу (см. [48]), в 2012 году был открыт бозон Хиггса - последняя элементарная частица, предсказываемая Стандартной моделью [49,50]. Все эти открытия были бы невозможны без ускорителей заряженных частиц - устройств для получения заряженных частиц высоких энергий.

Ускорители заряженных частиц можно классифицировать по их конструкции. В такой классификации выделяют две группы - линейные ускорители и циклические ускорители. С другой стороны, ускорители заряженных частиц так же принято разделять по их назначению. В таком ракурсе ускорители рассматриваются как источники заряженных частиц [51, 52] или как установки, на которых можно изучать процессы столкновения частиц высоких энергий - коллайдеры [53].

В настоящий момент основной областью применения ускорителей заряженных частиц остаются исследования связанные с физикой высоких энергий, физикой плазмы, физикой элементарных частиц и ядерной физикой. Исторически сложилось так, что основной интерес привлекают именно прикладные результаты, которые в разы перекрывают все вложения потраченные на развитие науки во всех областях. В области ускорительной техники выделились направления, которые оказывают непосредственное влияние на экономику, стимулируя развитие и других отраслей науки и

техники, таких как программирование, компьютерная техника, крионика, материаловедение, техника высокого вакуума. Развитие же всех этих отраслей в конечном итоге направлено именно на обеспечение комфорта существования человечества [3].

Основными направлениями прикладного использования ускорителей заряженных частиц являются промышленность, в том числе военная, и медицина. Одним из интересных вариантов применения ускорителей в промышленности является тестирование материалов без их разрушения. Здесь можно выделить три основных направления:

- Рентгеновская и γ -дефектоскопия (например, проверка сварных швов трубопроводов) [54].
- Толщиномеры. Для этой цели давно уже используются α - и β -частицы, но в настоящее время начинают использоваться протоны, при чем это направление представляется перспективным. [55].
- Активационный анализ [56,57].

Развитие источников энергии с использованием ядерного топлива стало возможным именно благодаря развитию ускорительной техники. Почти 70% известных сегодня радиоизотопов было получено во время проведения экспериментов на ускорителях. Так же важным применением ускорителей является возможность изменения свойств материалов с помощью их радиационной обработки [58,59].

Появление ускорителей спровоцировало возникновение ядерной медицины и радиационной терапии. Радиоизотопы применяются в медицине для диагностики многих органов.

Ускорение заряженных частиц является важным и стремительно развивающимся направлением в современной физике. Основные параметры, на улучшение которых направлено основное внимание ученых всего мира - это энергия и светимость сгустка.

Современное состояние коллайдеров высоких энергий детально изложено в обзоре 2012 года [11]. В числе прочего там указано, что хотя метод встречных пучков ещё не исчерпал своего потенциала - темпы его про-

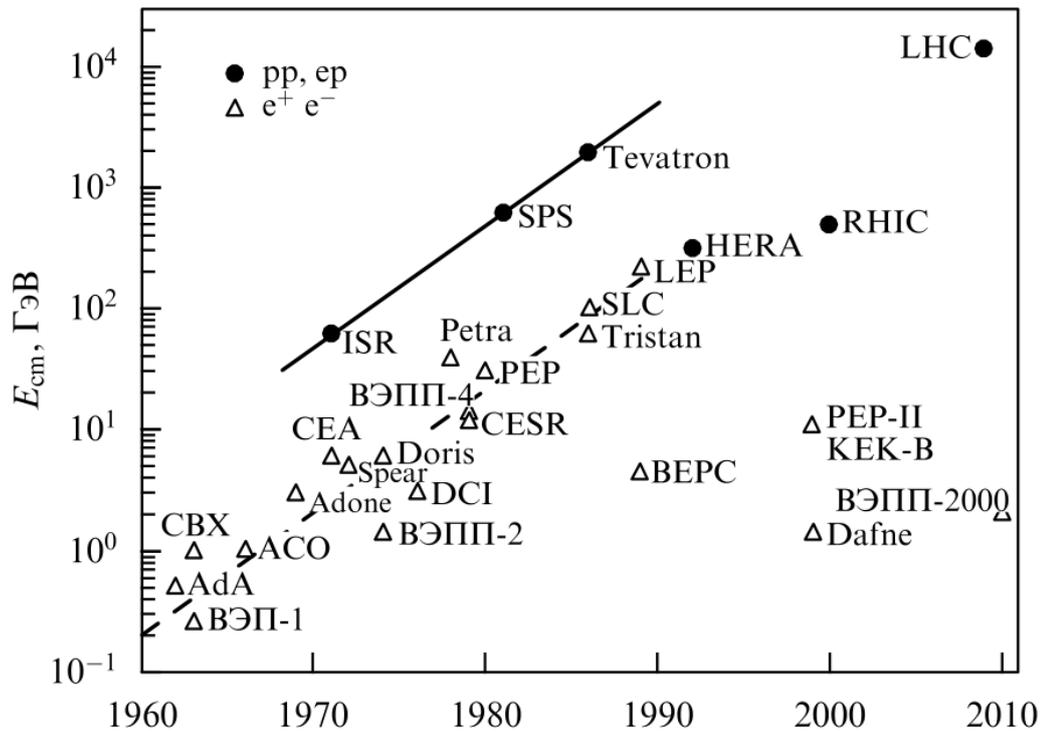


Рис. 1.1. График развития коллайдеров

гресса существенно уменьшились. Так же в этой работе говорится о необходимости выхода за рамки традиционных методов ускорения заряженных частиц, как наиболее целесообразном способе достижения прорыва в этой области [60].

Первые лептонные коллайдеры были построены в середине 20го века [61, 62]. По сравнению с ними достигнутые энергии выросли на порядки [53, 63]. На рисунке 1.1 показана максимальная энергия в системе центра масс и года запуска коллайдера. Данные для лептонных коллайдеров отмечены треугольниками, а для адронных - кружочками. При этом пиковая светимость выросла более чем на 6 порядков с момента запуска первого коллайдера (см. [11]).

В настоящее время в ускорительной физике сформировалось два принципиально разных подхода к развитию этой науки. Первый - развитие классических ускорителей, постройка больших установок и проведение опытов [11, 64], и второй - разработка и развитие новых методов ускорения [65–68].

Развитие новых методов ускорения является важным заданием для мирового сообщества ускорительной физики. Одним из таких методов яв-

ляется ускорение заряженных частиц кильватерными полями [65, 69–71]. Кильватерное поле может возбуждаться лазерным импульсом, или сгустком заряженных частиц в процессе прохождения сквозь замедляющую среду (см. [72–75]). Преимуществом кильватерных методов ускорения являются сверхбольшие ускоряющие градиенты [76], позволяющие достигать ТэВ-ного диапазона энергии ускоренных частиц при значительно меньших длинах, чем те, которые необходимы для достижения такого же диапазона энергии ускоренных частиц при использовании классических ускорителей.

В работах [8, 77] была впервые представлена возможность генерации электромагнитных волн в плазме. Основная идея заключалась в том, чтобы использовать плазму в качестве замедляющей среды, в которой становилось возможно наблюдать эффект черенковского излучения [78–80]. Позднее, в 50-х годах, данный метод нашел экспериментальное применение в работах [81–83].

В 1979 году, в работе [84] была предложена идея ускорения заряженных частиц при их серфинге по волнам плотности электронов, распространяющихся сквозь докритическую плазму в результате интенсивного ультракороткого лазерного импульса.

На данный момент методам ускорения, основанным на использовании лазеров для возбуждения кильватерных полей в плазме, уделяется повышенное внимание ускорительного сообщества [85, 86].

Интересные результаты об ускорении электронов ленгмюровской волной, возбуждаемой лазерным импульсом, частота которого равняется половине электронной плазменной частоты, представлены в работе [87]. Наблюдается модуляция потока ускоренных электронов, причем начальный тепловой разброс ускоряемых частиц приводит к уширению сгустков, их перекрытию и на больших расстояниях к демодуляции сформировавшегося сгустка ускоренных электронов.

В 1983 году была опубликована работа [88], в которой была показана возможность преодоления ограничения прироста энергии электрона в лазеро-плазменном битвейв ускорителе, путем наложения магнитного по-

ля соответствующей величины перпендикулярно к плазменной волне. Это ускоряет частицы, параллельные фазовым фронтам ускоряющей волны, удерживающей их в фазе с ней. Так же в этой работе была озвучена теоретическая возможность достижения произвольно большой энергии.

Качественный рост результатов, получаемых на традиционных ускорителях, работающих на принципах, изложенных еще в 30-х годах [78, 89], к настоящему времени сильно замедлился [11]. Это связано с тем, что для получения больших энергий ускоренных частиц на традиционных ускорителях, необходимо увеличивать их линейные размеры (порядка ~ 10 км и выше), следовательно возрастает энергопотребление этих колоссальных установок, что в свою очередь ведет к огромным материальным затратам на постройку (более 1 млрд \$) и эксплуатацию подобных объектов. Принято считать, что Большой Адронный Коллайдер [90] и Сверхпроводящий Линейный Коллайдер [91, 92] являются последними представителями ускорителей заряженных частиц старого образца.

Многие серьезные проблемы технического характера, с которыми сталкивались при использовании традиционных методов ускорения, просто пропадают при переходе к новым (advanced concept) методам ускорения, основанным на коллективном взаимодействии заряженных частиц в плазменной среде. Одной из причин этого является теоретическая возможность создания в плазме полей, многократно превышающих поля в традиционных ускорителях [93, 94]:

$$E[\text{В/см}] = 0,97 \cdot \sqrt{n_p[\text{см}^{-3}]}. \quad (1.1)$$

Это подтверждается на экспериментальных установках, например, на экспериментальных установках The Lasers, Optical Accelerator Systems Integrated Studies (L'OASIS) Group at the University of California [95], и Stanford's Plasma Wakefield Accelerator Experiment [96], были продемонстрированы темпы ускорения, превышающие темпы ускорения достижимые на традиционных ускорителях в 10^3 раз. Это позволяет говорить о возможности скорого уменьшения весо-габаритных характеристик и, следовательно, за-

трат на постройку и обслуживание ускорителей заряженных частиц на порядки.

Интересы физического сообщества в области физики высоких энергий чрезвычайно широки. Так, например, лаборатория теории лазерно-плазменных взаимодействий института теплофизики экстремальных состояний (Москва), в настоящее время занимается такими проблемами:

- Качественное ускорение электронного сгустка конечного заряда до больших энергий, самосогласованное с генерацией лазерным импульсом кильватерной ускоряющей волны [97].
- Генерация регулярного кильватерного поля лазерным импульсом в различных режимах и в разных условиях, обеспечивающих большие ускоряющие силы на больших длинах ускорения электронов – резонансный режим, в режиме самомодуляции, с затравочным сгустком, в капилляре, в фокусе лазерного излучения, в плазменном канале, а также при различных способах ввода лазерного излучения в волноводную структуру [98].
- Ускорение электронного сгустка – различные схемы инъекции сгустка в ускоряющую кильватерную волну, генерируемую лазерным импульсом (перед лазерным импульсом, в максимум ускоряющего поля, в максимум кильватерного потенциала), влияние параметров инжектируемого сгустка на качество сгустка после ускорения (моноэнергетичность, компактность, эмиттанс) [99].

Основные принципы создания ускорителей заряженных частиц на лазерно-плазменных структурах изложены в работах [100, 101].

В техасском университете получены уникальные результаты по ускорению электронов кильватерными полями в плазме, возбуждаемыми петаваттным лазерным импульсом, до энергии в 2 ГэВ на расстоянии 7 см с беспрецедентно малой дивергенцией. Использование петаваттных лазеров позволяет преодолеть основные проблемы стоявшие на пути достижения мультигэвных пределов ускорения - расфазировку между кильватерным полем и ускоряемыми электронами и эрозию лазерного импульса [102].

При помощи моделирования было показано, что с улучшением качества фокусировки лазерного импульса, можно достичь энергии в 10 ГэВ при доступной энергии лазерного импульса.

В Национальной ускорительной лаборатории США (SLAC) проводились эксперименты по пучковому коллективному ускорению в плазме. Были получены ускоряющие поля порядка 10 ГВ/м на длине около 1 м и ускоренные электроны с энергией десятки ГэВ (см. обзор [66]). Результаты по удвоению энергии электронов с 42 до 85 ГэВ в метровом (85 см) плазменном кильватерном ускорителе представлены в статье [103].

Эксперименты по ускорению в плазменных структурах продолжаются. К примеру в статье [104] приведены результаты ускорения сгустка электронов, содержащего значительный заряд (74 пКл) и имеющего малый разброс по энергии ($\sim 2\%$), с одновременно большим градиентом ускорения и высокой эффективностью передачи энергии. Эти результаты являются важной вехой в развитии плазменных методов кильватерного ускорения и создании компактного и рентабельного кильватерного ускорителя.

В обзорах [65, 69, 70] представлены результаты исследований кильватерных полей возбуждаемых в плазменном волноводе.

Кильватерные поля могут быть также возбуждены в диэлектрическом волноводе. Несмотря на схожесть в методах описания, процессы, происходящие в диэлектрическом и плазменном волноводах, принципиально отличаются по физическому смыслу. По своей сути плазма, заполняющая плазменный волновод, является системой заряженных частиц, взаимодействующих посредством электрических полей [105], в то время как диэлектрический волновод является системой связанных частиц [106].

Рассматривая диэлектрические кильватерные ускорители (ДКУ) стоит отметить что кильватерное поле создается сериями коротких релятивистских электронных сгустков, которые получают с помощью другого ускорителя и инжектируются в ДКУ [107]. При прохождении релятивистского электронного сгустка через замедляющую среду генерируются поля Вавилова-Черенкова, направленные под углом "из" ускорителя. Отражаясь от

диэлектрика или металлического кожуха волновода в направлении центральной оси, волны этих полей создают аксиальное поле, которое ускоряет электроны. Именно это, отраженное поле и называется кильватерным [108].

Уменьшение линейных размеров ДКУ при сохранении рабочей частоты возможно благодаря использованию диэлектриков с высоким значением диэлектрической проницаемости [109]. Это позволяет получать большие значения ускоряющих полей при той же ВЧ мощности. Для увеличения темпов ускорения необходимо увеличить ВЧ мощность, которая генерируется диэлектрической структурой. Работы по улучшению характеристик диэлектрических кильватерных ускорителей продолжаются и в настоящее время [76,110]. Применение структур с высоким импедансом является необходимым условием для создания высокоградиентных кильватерных полей.

Возбужденное кильватерное поле может ускорять как часть ведущего сгустка, так и отдельные электронные сгустки, инжектированные в ДКУ с запаздыванием относительно драйверного сгустка. Электроны так же могут ускоряться в другом ДКУ, в который по короткому волноводу отводится ВЧ энергия кильватерного поля из первого ускорителя [109].

Наиболее простым, с точки зрения эксперимента, является вариант, при котором кильватерное поле ускоряет электроны драйверных сгустков, находящихся в хвосте последовательности. Такие эксперименты проводились, к примеру, в Харьковском Физико-техническом Институте, ХФТИ, (Украина, Харьков) [108].

Эти эксперименты проводились на S -диапазонном ускорителе "Алмаз-2" с энергией 4,5 МэВ. Серия сгустков состояла из 6000 сгустков, с периодом $T = 360$ пс. Заряд каждого сгустка - 0,16 нК. Средний ток в импульсе с длительностью 2 мкс составлял $\sim 0,5$ А.

Ширина энергетического спектра ускоренных электронов изменялась за счет изменения рабочей частоты ВЧ колебаний. При длине дрейфа $\sim 1,5$ м между выходом ускорителя и прямоугольным резонатором с поперечным сечением $8,5 \times 18$ см, возникал эффект кильватерного ускорения. Исполь-

зовался вид колебаний $LSM_{1,1,10}$. Вдоль узких стенок резонатора располагались диэлектрические пластины из фторопласта ($\varepsilon = 2,1$; $tg\sigma = 1,5 \cdot 10^{-4}$).

Результаты полученные в этой серии экспериментов можно разбить на три группы по ширине энергетического спектра ускоренных электронов:

1. При узком спектре ($\sim 9\%$) практически все электроны сгустка теряли энергию на возбуждение кильватерного поля. Из-за малого расплывания сгустка на длине дрейфа ускоренные электроны не регистрировались, т.к. длина сгустка была меньше половины длины волны кильватерного поля, при этом электроны попадали в замедляющую фазу.
2. Оптимальной шириной энергетического спектра в данной серии экспериментов можно считать ширину порядка 12% . При такой ширине энергетического спектра, наряду с замедленными электронами регистрировались также ускоренные электроны. Максимальный прирост энергии, который составлял $0,5$ МэВ, соответствовал напряженности кильватерного поля в резонаторе, равной ≈ 1 МВ/м. В работе [108] указано, что ускоряется голова ведущего сгустка, состоящая из электронов с большей энергией. Хвост сгустка не ускоряется т.к. смещается в тормозящую фазу кильватерного поля из-за меньшей энергии электронов.
3. При широком спектре (ширина энергетического спектра 22%) длина сгустка была больше половины длины волны кильватерного поля и составляла $6,18$ см. Влияние кильватерного поля на ускоряемый сгусток уменьшалось, амплитуда кильватерной волны падала, но тем не менее ускоренные электроны все еще регистрировались.

Распространенным методом ускорения заряженных частиц кильватерными полями является коллинеарный метод. Коллинеарный метод ускорения получил свое название благодаря тому, что ускоряемый сгусток вводится коллинеарно драйверному пучку [13,111]. Этот метод является более современным, но в то же время более сложным с точки зрения экспериментальной реализации [112].

Одной из первых лабораторий, в которой были проведены эксперименты с коллинеарным методом ускорения в диэлектрических структурах был

исследовательский комплекс AWA (Argonne Wakefield Accelerator) ANL (Argonne National Laboratory) [113]. В этих экспериментах использовались два источника релятивистских электронов. Источник драйверных сгустков мог создавать импульсы тока с зарядом от 1 до 100 нКл и с энергией до 15 МэВ. В свою очередь пушка выдающая ведомые сгустки ускоряла электроны до энергии 2 МэВ [114, 115].

Основные результаты в области ускорения заряженных частиц в диэлектрических структурах представлены в работах [71, 110, 116, 117].

Новую волну интереса мирового ускорительного сообщества к ускорению заряженных частиц в диэлектрических кильватерных ускорителях, как к высокоградиентному ускорению [11], инициировал тот факт, что некоторые диэлектрики способны выдерживать большие поля ($> 1 \text{ ГВ/м}$) в течении короткого времени прохождения заряженных пучков вдоль канала в диэлектрической подложке [12]. Цилиндрическая, одноканальная структура с диэлектрической вкладкой была показана, как привлекательная и простая симметричная структура, позволяющая получить высокий градиент ускорения электронных или позитронных сгустков [13]. Тем не менее, две проблемы стояли на пути реализации этой концепции: во-первых, нестабильность движения сгустка [69], а во-вторых, коэффициент трансформации всего лишь ~ 2 [118]. Вопросы связанные с коэффициентом трансформации рассматриваются в работе [119].

Как уже упоминалось выше, увеличение темпов ускорения является важной проблемой в современном ускорительном сообществе. В работах [72, 120–122] предложен способ увеличения амплитуды кильватерной волны последовательностью релятивистских электронных сгустков [123]. Для увеличения максимальной энергии ускоренных частиц может быть использовано профилирование сгустков. Коэффициент трансформации R , определяемый как отношение энергии ускоренного сгустка к энергии драйверного, в таких сгустках существенно больше 2. Например: переменный период следования сгустков [124] дает $R = 2\sqrt{N}$, а последовательность сгустков, в которой количество электронов в каждом сгустке линейно нарастает от

начала цепочки к ее концу [121] - дает $R = 2N$, где N - количество сгустков.

Теоретические исследования показали что диэлектрические кильватерные структуры, возбуждаемые сильноточными релятивистскими электронными сгустками, могут рассматриваться в качестве перспективных кандидатов на использование их в качестве элементов ускорителей, основанных на новых методах [11, 116, 125]. Первые экспериментальные исследования с использованием различных, широко распространенных диэлектрических материалов продемонстрировали напряженности продольного электрического поля, сравнимые с теми, что имеются в традиционных линейных ускорителях [13]. Дальнейшее развитие технологии изготовления новых материалов с низкими диэлектрическими потерями и достигнутый прогресс в получении сильноточных релятивистских сгустков привели к созданию диэлектрических высокоградиентных ускоряющих структур, которые продемонстрировали ускоряющие градиенты, значительно превосходящие таковые в традиционных ускорителях [12]. В настоящее время диэлектрический кильватерный ускоритель рассматривается как серьезный кандидат для будущих электрон-позитронных коллайдеров ТэВного диапазона энергии [114, 115, 126].

Несмотря на продемонстрированные как теоретически, так и экспериментально, возможности получения высоких темпов ускорения и уже полученные большие ускоряющие поля, действующего, и при этом коммерчески привлекательного диэлектрического кильватерного ускорителя все еще не существует. Одна из основных причин этого заключается в подверженности ведущего сгустка или последовательности сгустков "beam breakup"(ВВU)-неустойчивости [127], которая ограничивает эффективную длину ускорителя. Природа ВВU-неустойчивости в рассматриваемом случае связана с наличием поперечных дипольных сил [9], [128], нарастающих от головы сгустка к его хвосту. Использование системы фокусирующих и дефокусирующих квадрупольных линз (FODO решетки) помогает ослабить ВВU-неустойчивость и, таким образом, поднять эффективность ДКУ [129].

Высокая эффективность ДКУ достигается за счет некоторой потери в величине ускоряющего градиента, которая, тем не менее, остается привлекательной для перспективных ускорителей.

Стабилизация неустойчивостей в мелкоразмерной структуре, которая требуется для получения высокого градиента ускорения, при помощи внешней фокусировки является сложной задачей. При использовании, для увеличения коэффициента трансформации, профилированных сгустков или цепочек сгустков, такая цепочка сгустков может пострадать от неустойчивого движения [130]. В работе [10], для решения этих проблем, был предложен один из возможных путей: использовать коаксиальный диэлектрический кильватерный ускоритель, где введение внутренней коаксиальной диэлектрической трубки используется для повышения стабильности и увеличения коэффициента трансформации. Однако процесс центровки и удержания этой диэлектрической трубки, является очень сложным для длинной ускорительной структуры и требует решения.

В качестве альтернативы квадрупольной фокусировке в ДКУ можно использовать плазму, заполняющую дрейфовый канал диэлектрической структуры [20]. Фокусирующие свойства плазмы, приводящие к фокусировке ведущего сгустка, были показаны в работах [122, 131], но для ускоряемого сгустка в линейном режиме возбуждения кильватерных полей области максимума ускоряющей амплитуды соответствует нулевое фокусирующее поле [122], а в нелинейном режиме область ускорения локализована только вблизи ведущего сгустка вследствие разрушения нелинейной плазменной волны [131]. Комбинация плазмы и диэлектрической структуры приводит к возможности фокусировать и ускоряемый сгусток [20]. В такой плазменно-диэлектрической структуре, в режиме линейной плазмы, фокусировка обеспечивается ленгмюровской волной, а ускорение модифицированной собственной волной диэлектрической структуры (для краткости, диэлектрической волной).

Данная диссертационная работа посвящена ускорению заряженных частиц кильватерными полями в плазменно-диэлектрических структурах. Про-

летный канал диэлектрической структуры заполняет изотропная плазма. Такой подход позволяет избавиться от части проблем, с которыми сталкиваются исследователи, занимающиеся ускорением заряженных частиц в чисто плазменных [122] или чисто диэлектрических структурах [13]. Плазменно-диэлектрические структуры обладают меньшей чувствительностью к временным и пространственным изменениям плотности плазмы, по сравнению с вакуумным вариантом, а так же обеспечивают большую устойчивость волны [68, 132].

Исследования, представленные в диссертации, являются частью проекта НАН Украины по созданию плазменно-диэлектрического кильватерного ускорителя.

В главе 2 рассматривается генерация кильватерных полей релятивистскими электронными сгустками в плазменно-диэлектрической структуре. Плазма может быть создана теми же электронными сгустками [133] или внешним источником. В частности, в качестве внешнего источника в работах [134, 135] было предложено использовать капиллярный разряд. Сама капиллярная трубка является замедляющей средой, поэтому при распространении в ее канале лазерного импульса или электронных сгустков наряду с плазменными кильватерными волнами [72] будут возбуждаться собственные волны диэлектрической структуры, модифицированные присутствием плазмы в транспортном канале [122, 131, 134, 136, 137]. Исследования влияния электродинамических свойств материала капиллярных трубок на возбуждение плазменных кильватерных волн представлены в главе 2. Основной результат главы 2 состоит в нахождении принципиальной возможности одновременного ускорения и радиальной фокусировки тестового сгустка в диэлектрической структуре, заполненной изотропной плазмой.

Глава 3 посвящена учету влияния собственного квазистатического поля сгустка на его фокусировку и ускорение в плазменно-диэлектрической структуре. Аналитические выражения, полученные для компонент электромагнитного поля в главе 2, содержат только распространяющиеся кильватерные поля, и не содержат квазистатических полей электронных сгустков,

которые важны для расчета динамики сгустка. В главе 3 представлены результаты численных расчетов влияния квазистатического поля пучков на фокусировку сгустка заряженных частиц кильватерным полем в плазменно-диэлектрической структуре. Основным результатом главы 3 - обоснование возможности пренебрежения влиянием собственного квазистатического поля релятивистских пучков на транспортировку сгустка заряженных частиц кильватерным полем в плазменно-диэлектрической структуре.

Генерация кильватерных полей последовательностью электронных сгустков в плазменно-диэлектрической структуре рассматривалась в главе 5. В оптимальном для фокусировки случае см. главу 2 плотность плазмы достаточно низкая, так что ленгмюровская частота мала по сравнению с частотой диэлектрической волны, и величина ускоряющего градиента близка к величине ускоряющего градиента вакуумной диэлектрической структуры. При увеличении плотности плазмы продольное электрическое поле ленгмюровской волны растет, и это могло бы привести к увеличению суммарного ускоряющего градиента. Но, во-первых, амплитуда ленгмюровской волны имеет экстремум по плотности плазмы [136], [138], а, во-вторых, амплитуда продольного электрического поля диэлектрической волны на оси дрейфового канала уменьшается при увеличении плотности плазмы. Таким образом, оптимальную плотность плазмы, при которой достигается максимальное ускоряющее поле, заранее невозможно предсказать.

Результаты исследований зависимости амплитуды ускоряющего поля, возбуждаемого в плазменно-диэлектрической кильватерной структуре одиночным электронным сгустком и последовательностью электронных сгустков, от плотности плазмы представлены в главе 5.

В главе 4 представлены результаты численного моделирования возбуждения кильватерных полей в диэлектрической структуре заполненной изотропной плазмой. При работе в линейном (*overdense*) режиме, для описания возбуждения кильватерных полей можно использовать как аналитические выражения так и численное моделирование. При переходе к сильно нелинейному (*blowout, underdense*) режиму возбуждения кильватерных полей

аналитические методы не применимы. В этом случае необходимо использовать численные методы, в частности РС моделирование.

Физика плазмы является именно той областью физики, в которую наиболее глубоко проникли методы численного моделирования. В настоящее время невозможно достаточно полно описывать плазменные процессы, используя только аналитические методы теоретической физики. Возможность, а главное, целесообразность применения методов численного моделирования объясняется в первую очередь сложностью и многообразием плазменных процессов, а во вторую - существованием хорошо обоснованной модели динамики плазмы. При помощи модели Власова-Максвелла можно количественно описать эти процессы с любой степенью точности. Инструменты численного моделирования начали разрабатываться более 50 лет назад и в настоящий момент достигли очень больших результатов [15, 139, 140].

Результаты численного моделирования представленные в главе 4 подтверждают аналитические результаты полученные в главах 2-5.

Глава 6 посвящена численному моделированию динамики ускоряемого сгустка в плазменно-диэлектрическом кильватерном ускорителе. Показана динамика ускоряемого сгустка в ПДКУ в зависимости от величины начального эмиттанса сгустка. Для получения этих результатов использовались уравнения огибающей сгустка. Было обнаружено что при малых эмиттансах существует проблема "перефокусировки" сгустков, приводящей к переходу возбуждения кильватерных полей в "blowout" режим. В главе 6 приведен вариант схемы и численные расчеты для плазменно-диэлектрического кильватерного ускорителя состоящего из секций ПДКУ разделенных вакуумными пространствами, что решает проблему чрезмерной фокусировки сгустка.

Данная работа посвящена актуальной в современной физике проблеме увеличения темпов ускорения в перспективных ускорителях заряженных частиц, что в научном и практическом отношении позволит существенно снизить их весогабаритные характеристики и совершить качественный скачок в области исследования физики элементарных частиц, физики плазмы

и физики высоких энергий. К числу таких перспективных методов ускорения относится ускорение заряженных частиц кильватерными полями, возбуждаемыми в плазменно-диэлектрических структурах. Одной из важнейших характеристик любого ускорителя является светимость ускоренного сгустка, которая определяется плотностью сгустка и его фазовым объемом. Конечный фазовый объем определяется поперечной динамикой частиц, поэтому зная ее, можно судить о поперечной устойчивости и конечном фазовом объеме ускоряемого сгустка. В случае снижения чрезмерных энергетических и финансовых затрат при успешной реализации методов уменьшения весогабаритных характеристик ускорителей заряженных частиц и уменьшения стоимости их производства ожидается лавинообразный рост области применения ускорителей в повседневной жизни.

ГЛАВА 2

ЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ КИЛЬВАТЕРНЫХ ПОЛЕЙ ОДИНОЧНЫМ СГУСТКОМ В ПЛАЗМЕННО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

Материалы представленные в главе 2 опубликованы в [17, 18, 28, 29, 35, 36, 42].

2.1. Кильватерное поле точечного сгустка

Ускорение заряженных частиц кильватерными полями, создаваемыми лазерным импульсом или сгустками заряженных частиц при их распространении в замедляющих средах, является перспективным, бурно развивающимся направлением в физике высоких энергий. Благодаря сверхбольшим ускоряющим градиентам кильватерные методы ускорения позволяют достичь энергии ускоренных частиц Тэв-ного диапазона при значительно меньших длинах, чем традиционные ускорители. Один из методов ускорения кильватерными полями, возбуждаемыми релятивистскими электронными сгустками, в качестве замедляющей среды использует плазму [72], создаваемую теми же электронными сгустками [133] или внешним источником. В частности, в качестве внешнего источника в работах [134, 135] было предложено использовать капиллярный разряд. Сама капиллярная трубка является замедляющей средой, поэтому при распространении в ее канале лазерного импульса или электронных сгустков наряду с плазменными кильватерными волнами будут возбуждаться собственные волны диэлектрической структуры, модифицированные присутствием плазмы в транспортном канале. До настоящего времени влияние электродинамических свойств материала капиллярных трубок на возбуждение плазменных кильватерных волн не исследовано.

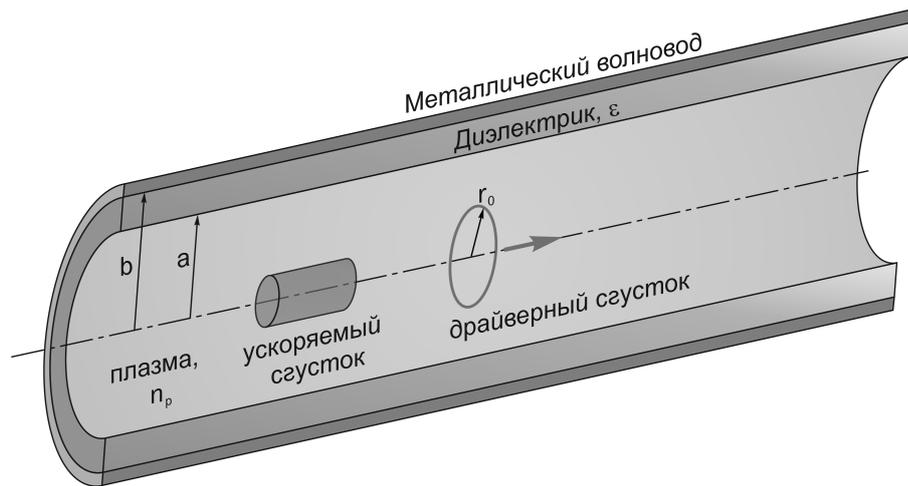


Рис. 2.1. Схема геометрии исследуемой структуры с бесконечно тонким кольцевым драйверным сгустком

2.1.1. Постановка задачи и исходные уравнения

Для исследования влияния диэлектрической среды на возбуждение плазменной кильватерной волны найдем кильватерное поле электронного сгустка, движущегося в плазменном волноводе с кольцевой диэлектрической вставкой. Плазменный волновод представляет собой однородный плазменный цилиндр радиуса a , окруженный идеально проводящим кожухом радиуса b . Диэлектрическая вставка заполняет все пространство между кожухом и плазмой смотри рис.2.1. Возбуждение волновода будем рассматривать в приближении линейной изотропной плазмы, имеющей плотность n_p .

Для начала определим кильватерное поле сгустка, имеющего форму бесконечно тонкого осесимметричного кольца радиуса r_0 .

Возбуждаемое азимутально-симметричное кильватерное поле описывается следующей системой уравнений Максвелла:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = -\frac{1}{c} \frac{\partial H_\varphi}{\partial t} \\ -\frac{\partial H_\varphi}{\partial z} = \frac{1}{c} \frac{\partial D_r}{\partial t} \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_\varphi) = \frac{1}{c} \frac{\partial D_z}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} j_z \end{array} \right. , \quad (2.1)$$

где E_r , E_z – радиальная и продольная компоненты электрического поля,

D_r , D_z радиальная и продольная компоненты электрической индукции, H_φ азимутальная компонента магнитного поля, плотность тока равна

$$j_z = \frac{Q}{2\pi r} \delta(r - r_0) \delta(\tau - t_0), \quad (2.2)$$

$\tau = t - z/v_0$, t_0 – время, когда сгусток пересекает плоскость $z = 0$, v_0 – его скорость, Q – заряд сгустка, δ – дельта-функция Дирака.

2.1.2. Кильватерное поле сгустка

Вследствие (2.2) зависимость вынужденного решения системы (2.1) от времени и продольной координаты определяется только переменной τ . Выполнив преобразование Фурье по переменной τ , $(\vec{E}_\omega, \vec{H}_\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau (\vec{E}, \vec{H}) \exp(i\omega\tau)$ из системы (2.1) и (2.2) получим уравнение для Фурье-образа продольной компоненты электрического поля:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial E_{z\omega}}{\partial r} \right] - \frac{\omega^2}{v_0^2} [1 - \beta_0^2 \varepsilon(\omega)] E_{z\omega} = \\ = i \frac{Q}{\pi v_0^2 \varepsilon(\omega)} \frac{\omega}{r} [1 - \beta_0^2 \varepsilon(\omega)] \frac{\delta(r - r_0)}{r} \exp(i\omega t_0). \end{aligned} \quad (2.3)$$

Радиальная компонента электрического поля и азимутальная компонента магнитного поля выражаются через $E_{z\omega}$:

$$E_{r\omega} = i \frac{c}{\omega} \frac{\beta_0}{\beta_0^2 \varepsilon(\omega) - 1} \frac{\partial E_{z\omega}}{\partial r}, \quad H_{\varphi\omega} = \beta_0 \varepsilon(\omega) E_{r\omega}, \quad (2.4)$$

где $\beta_0 = v_0/c$; $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_p(\omega) = 1 - \omega_p^2/\omega^2$, если $r < a$ и $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_d$, если $a \leq r < b$; $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_p/m}$ – плазменная частота, $-e$ и m – заряд и масса электрона; ε_d – относительная проницаемость диэлектрической втулки, которую мы предполагаем не зависящей от частоты.

Уравнение (2.3) эквивалентно системе из трех уравнений, записанных в каждой из частичных областей $r < r_0$, $r_0 < r < a$, $a < r \leq b$. Решив его совместно с граничными условиями:

$$\begin{aligned}
E_{z\omega}(r=0) < \infty, \quad E_{z\omega}(r=b) = 0, \quad E_{z\omega}(r=r_0-0) = E_{z\omega}(r=r_0+0), \\
E_{z\omega}(r=a-0) = E_{z\omega}(r=a+0), \quad H_{\varphi\omega}(r=a-0) = H_{\varphi\omega}(r=a+0), \\
H_{\varphi\omega}(r=r_0+0) - H_{\varphi\omega}(r=r_0-0) = \frac{Q}{\pi r_0} \exp(i\omega t_0)
\end{aligned}$$

получим:

$$\begin{aligned}
E_{z\omega}(r < a) &= -iA_p I_0(\kappa_p r_{<}) \exp(i\omega t_0) \times \\
&\times \left(K_0(\kappa_p r_{>}) + \frac{I_0(\kappa_p r_{>}) K_0(\kappa_p a)}{I_0(\kappa_p a)} \times \right. \\
&\quad \left. \frac{\varepsilon_p(\omega)}{\sqrt{1 - \beta_0^2 \varepsilon_p(\omega)}} \frac{K_1(\kappa_p a)}{K_0(\kappa_p a)} - \gamma_d \frac{F_1(\kappa_d a, \kappa_d b)}{F_0(\kappa_d a, \kappa_d b)} \right) \\
&\times \frac{D(\omega)}{D(\omega)} \Bigg); \tag{2.5} \\
E_{z\omega}(a \leq r \leq b) &= -i \frac{Q}{\pi a c \beta_0} \frac{1}{D(\omega)} \frac{I_0(\kappa_p r_0)}{I_0(\kappa_p a)} \frac{F_0(\kappa_d r, \kappa_d b)}{F_0(\kappa_d a, \kappa_d b)} \exp(i\omega t_0).
\end{aligned}$$

В выражениях (2.5) введены обозначения $A_p = \frac{Q\omega}{\pi c^2} \frac{1 - \beta_0^2 \varepsilon_p(\omega)}{\beta_0^2 \varepsilon_p(\omega)}$, $I_0(x)$, $I_1(x)$, $K_0(x)$, $K_1(x)$ – модифицированные функции Бесселя и Макдональда нулевого и первого порядка, соответственно; $F_0(x, y) = J_0(x)N_0(y) - N_0(x)J_0(y)$, $F_1(x, y) = -J_1(x)N_0(y) + N_1(x)J_0(y)$, $J_0(x)$, $J_1(x)$, $N_0(x)$, $N_1(x)$ – функции Бесселя и Неймана нулевого и первого порядка, соответственно; $\kappa_p^2 = \frac{\omega^2}{v_0^2} (1 - \beta_0^2 \varepsilon_p(\omega))$, $\kappa_d^2 = \frac{\omega^2}{v_0^2} (\beta_0^2 \varepsilon_d - 1)$, $\gamma_d = \varepsilon_d / \sqrt{\beta_0^2 \varepsilon_d - 1}$.

Знак $< (>)$ означает наименьшее (наибольшее) из значений r и r_0 . Дисперсионная функция $D(\omega)$, входящая в знаменатели выражений (2.5), имеет вид:

$$D(\omega) = \frac{\varepsilon_p(\omega)}{\sqrt{1 - \beta_0^2 \varepsilon_p(\omega)}} \frac{I_1(\kappa_p a)}{I_0(\kappa_p a)} + \gamma_d \frac{F_1(\kappa_d a, \kappa_d b)}{F_0(\kappa_d a, \kappa_d b)}. \tag{2.6}$$

Остальные компоненты электромагнитного поля выражаются через $E_{z\omega}$ с использованием соотношений (2.4).

Выполнив обратное преобразование Фурье, после вычисления интегралов с использованием теории вычетов получим окончательные выражения для кильватерного поля сгустка, имеющего форму бесконечно тонкого кольца:

$$E_z(r_0, t_0, r, \tau) = -\frac{2Q}{a^2} \Theta(\tau - t_0) \left\{ \begin{array}{l} k_p^2 a^2 \frac{I_0(k_p r_<)}{I_0(k_p a)} \Delta_0(k_p a, k_p r_>) \times \\ \times \cos \omega_p(\tau - t_0) + \\ + \frac{2a}{v_0} \sum_s \frac{I_0(\kappa_p^s r_<)}{I_0(\kappa_p^s a)} \frac{I_0(\kappa_p^s r_>)}{I_0(\kappa_p^s a)} \times \\ \times \frac{\cos \omega_s(\tau - t_0)}{D'(\omega_s)}, \quad r < a \\ \frac{2a}{v_0} \sum_s \frac{I_0(\kappa_p^s r_0)}{I_0(\kappa_p^s a)} \frac{F_0(\kappa_d^s r, \kappa_d^s b)}{F_0(\kappa_d^s a, \kappa_d^s b)} \times \\ \times \frac{\cos \omega_s(\tau - t_0)}{D'(\omega_s)}, \quad a \leq r \leq b \end{array} \right. ; \quad (2.7)$$

$$E_r(r_0, t_0, r, \tau) = \frac{2Q}{a^2} \Theta(\tau - t_0) \left\{ \begin{array}{l} k_p a^2 \frac{d}{dr} \left(\frac{I_0(k_p r_<) \Delta_0(k_p a, k_p r_>)}{I_0(k_p a)} \right) \times \\ \times \sin \omega_p(\tau - t_0) + \\ + \frac{2a}{v_0} \sum_s \frac{I_1(\kappa_p^s r_<)}{I_0(\kappa_p^s a)} \frac{I_0(\kappa_p^s r_>)}{I_0(\kappa_p^s a)} \times \\ \times \frac{\sin \omega_s(\tau - t_0)}{D'(\omega_s) \sqrt{1 - \beta_0^2 \varepsilon_p(\omega_s)}}, \quad r < a \\ - \frac{2a}{v_0 \sqrt{\beta_0^2 \varepsilon_d - 1}} \sum_s \frac{I_0(\kappa_p^s r_0)}{I_0(\kappa_p^s a)} \frac{F_1(\kappa_d^s r, \kappa_d^s b)}{F_0(\kappa_d^s a, \kappa_d^s b)} \times \\ \times \frac{\sin \omega_s(\tau - t_0)}{D'(\omega_s)}, \quad a \leq r \leq b \end{array} \right. ; \quad (2.8)$$

$$H_\varphi(r_0, t_0, r, \tau) = \frac{4Q}{ac} \Theta(\tau - t_0) \left\{ \begin{array}{l} \sum_s \frac{\varepsilon_p(\omega_s)}{\sqrt{1 - \beta_0^2 \varepsilon_p(\omega_s)}} \frac{I_0(\kappa_p^s r_0)}{I_0(\kappa_p^s a)} \frac{I_1(\kappa_p^s r)}{I_0(\kappa_p^s a)} \times \\ \times \frac{\sin \omega_s(\tau - t_0)}{D'(\omega_s)}, \quad r < a \\ - \frac{4\varepsilon_d}{\sqrt{\beta_0^2 \varepsilon_d - 1}} \sum_s \frac{I_0(\kappa_p^s r_0)}{I_0(\kappa_p^s a)} \frac{F_1(\kappa_d^s r, \kappa_d^s b)}{F_0(\kappa_d^s a, \kappa_d^s b)} \times \\ \times \frac{\sin \omega_s(\tau - t_0)}{D'(\omega_s)}, \quad a \leq r \leq b \end{array} \right. , \quad (2.9)$$

где $\Theta(\chi)$ - функция Хэвисайда, $k_p = \omega_p/v_0$, $\kappa_p^s = \kappa_p(\omega = \omega_s)$, $\kappa_d^s = \kappa_d(\omega = \omega_s)$, $D'(\omega_s) = \left. \frac{dD(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_s}$, а собственные частоты ω_s определяются

из решения дисперсионного уравнения:

$$D(\omega_s) = 0. \quad (2.10)$$

Первые слагаемые в выражениях для электрического поля (2.7) - (2.8) описывают поле ленгмюровских колебаний ($\varepsilon_p = 0$, $\omega = \omega_p$), оно локализовано в канале транспортировки, на его границе это поле обращается в нуль и не зависит от параметров диэлектрической структуры. Эти слагаемые в (2.7) - (2.8) совпадают с выражениями для электрических полей ленгмюровских колебаний в изотропном плазменном волноводе [136], [138]. Если в этих выражениях устремить радиус плазменного цилиндра к бесконечности $a \rightarrow \infty$, мы придем к выражениям для кильватерных полей в безграничной плазме [141].

Оставшиеся слагаемые в (2.7) - (2.8) описывают электрическое поле собственных колебаний диэлектрической структуры (для краткости будем называть их диэлектрическими). Отметим, что в соответствии с (2.9) магнитное поле кильватерной волны не содержит поля ленгмюровских колебаний.

2.2. Кильватерное поле сгустка конечных размеров

Для нахождения кильватерного поля сгустка конечных размеров (см. рис.2.2) с произвольным распределением заряда внутри него необходимо проинтегрировать выражения (2.7)-(2.9) по времени влета t_0 и по поперечным координатам кольца r_0 с соответствующей функцией распределения:

$$\vec{E}(r, \tau), \vec{H}(r, \tau) = \frac{\int_{-\infty}^t dt_0 \int_{r_1}^{r_2} r_0 n(r_0, t) \left[\vec{E}(r_0, t_0, r, \tau), \vec{H}(r_0, t_0, r, \tau) \right] dr_0}{\int_{-\infty}^{\infty} dt_0 \int_{r_1}^{r_2} dr_0 r_0 n(r_0, t_0)}, \quad (2.11)$$

где $n(r_0, t_0)$ описывает распределение заряда внутри сгустка, r_1, r_2 - внутренний и внешний радиус сгустка.

Конечные выражения для электромагнитных полей сгустка с однородным распределением плотности представим в виде:

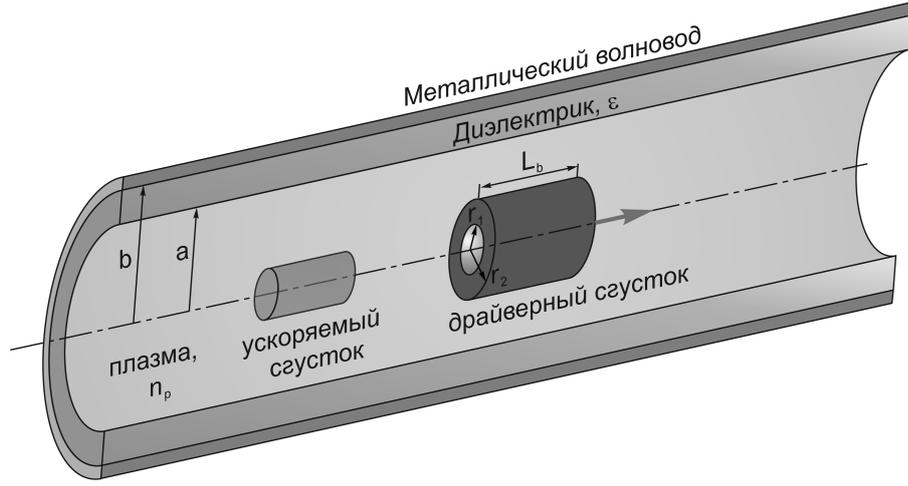


Рис. 2.2. Схема геометрии исследуемой структуры с кольцевым драйверным сгустком конечных размеров

$$\begin{aligned}
 E_z = & -\frac{4Q}{L_b(r_2^2 - r_1^2)} \frac{I_0(k_p r)}{I_0(k_p a)} [r_1 \Delta_1(k_p r_1, k_p a) - r_2 \Delta_1(k_p r_2, k_p a)] \\
 & \times \left\{ \Theta\left(t - \frac{z}{v_0}\right) \sin \omega_p\left(t - \frac{z}{v_0}\right) - \Theta\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) \sin \omega_p\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) \right\} \\
 & - \frac{8Q}{a L_b (r_2^2 - r_1^2) \omega_s \kappa_p D'(\omega_s)} \frac{I_0(\kappa_p r)}{I_0(\kappa_p a)} \frac{r_2 I_1(\kappa_p r_2) - r_1 I_1(\kappa_p r_1)}{I_0(\kappa_p a)} \\
 & \times \left\{ \Theta\left(t - \frac{z}{v_0}\right) \sin \omega_s\left(t - \frac{z}{v_0}\right) - \Theta\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) \sin \omega_s\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) \right\}, \quad (2.12)
 \end{aligned}$$

при $0 < r < r_1$;

$$\begin{aligned}
 E_z = & -\frac{4Q}{L_b(r_2^2 - r_1^2)} \frac{1}{I_0(k_p a)} \\
 & \times [\Delta_0(k_p a, k_p r) [r I_1(k_p r) - r_1 I_1(k_p r_1)] + I_0(k_p r) [r \Delta_1(k_p r, k_p a) - r_2 \Delta_1(k_p r_2, k_p a)]] \\
 & \times \left\{ \Theta\left(t - \frac{z}{v_0}\right) \sin \omega_p\left(t - \frac{z}{v_0}\right) - \Theta\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) \sin \omega_p\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) \right\} \\
 & - \frac{8Q}{a L_b (r_2^2 - r_1^2) \omega_s \kappa_p D'(\omega_s)} \frac{I_0(\kappa_p r)}{I_0(\kappa_p a)} \frac{r_2 I_1(\kappa_p r_2) - r_1 I_1(\kappa_p r_1)}{I_0(\kappa_p a)} \\
 & \times \left\{ \Theta\left(t - \frac{z}{v_0}\right) \sin \omega_s\left(t - \frac{z}{v_0}\right) - \Theta\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) \sin \omega_s\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) \right\}, \quad (2.13)
 \end{aligned}$$

при $r_1 \leq r < r_2$;

$$\begin{aligned}
E_z = & -\frac{4Q}{L_b(r_2^2 - r_1^2)} \frac{\Delta_0(k_p a, k_p r)}{I_0(k_p a)} [r_2 I_1(k_p r_2) - r_1 I_1(k_p r_1)] \\
& \times \left\{ \Theta\left(t - \frac{z}{v_0}\right) \sin \omega_p\left(t - \frac{z}{v_0}\right) - \Theta\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) \sin \omega_p\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) \right\} \\
& - \frac{8Q}{aL_b(r_2^2 - r_1^2)\omega_s \kappa_p D'(\omega_s)} \frac{I_0(\kappa_p r)}{I_0(\kappa_p a)} \frac{r_2 I_1(\kappa_p r_2) - r_1 I_1(\kappa_p r_1)}{I_0(\kappa_p a)} \\
& \times \left\{ \Theta\left(t - \frac{z}{v_0}\right) \sin \omega_s\left(t - \frac{z}{v_0}\right) - \Theta\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) \sin \omega_s\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) \right\}, \quad (2.14)
\end{aligned}$$

при $r_2 \leq r < a$;

$$\begin{aligned}
E_z = & -\frac{8Q}{aL_b(r_2^2 - r_1^2)\omega_s \kappa_p D'(\omega_s)} \frac{F_0(\kappa_d r, \kappa_d b)}{F_0(\kappa_d a, \kappa_d b)} \frac{r_2 I_1(\kappa_p r_2) - r_1 I_1(\kappa_p r_1)}{I_0(\kappa_p a)} \\
& \times \left\{ \Theta\left(t - \frac{z}{v_0}\right) \sin \omega_s\left(t - \frac{z}{v_0}\right) - \Theta\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) \sin \omega_s\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) \right\}, \quad (2.15)
\end{aligned}$$

при $a \leq r \leq b$;

$$\begin{aligned}
E_r = & \frac{4Q}{L_b(r_2^2 - r_1^2)} \frac{I_1(k_p r)}{I_0(k_p a)} [r_1 \Delta_1(k_p r_1, k_p a) - r_2 \Delta_1(k_p r_2, k_p a)] \\
& \times \left\{ \Theta\left(t - \frac{z}{v_0}\right) [1 - \cos \omega_p\left(t - \frac{z}{v_0}\right)] - \Theta\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) [1 - \cos \omega_p\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right)] \right\} \\
& + \frac{8Q}{aL_b(r_2^2 - r_1^2)\omega_s \kappa_p D'(\omega_s)} \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_0^2 \varepsilon_p(\omega_s)}} \frac{I_1(\kappa_p r)}{I_0(\kappa_p a)} \frac{r_2 I_1(\kappa_p r_2) - r_1 I_1(\kappa_p r_1)}{I_0(\kappa_p a)} \\
& \times \left\{ \Theta\left(t - \frac{z}{v_0}\right) [1 - \cos \omega_s\left(t - \frac{z}{v_0}\right)] - \Theta\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) [1 - \cos \omega_s\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right)] \right\}, \quad (2.16)
\end{aligned}$$

при $0 < r < r_1$;

$$\begin{aligned}
E_r &= \frac{4Q}{L_b(r_2^2 - r_1^2)} \frac{\Delta_1(k_p r, k_p a) r_1 I_1(k_p r_1) - I_1(k_p r) r_2 \Delta_1(k_p r_2, k_p a)}{I_0(k_p a)} \\
&\times \left\{ \Theta\left(t - \frac{z}{v_0}\right) \left[1 - \cos \omega_p\left(t - \frac{z}{v_0}\right)\right] - \Theta\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) \left[1 - \cos \omega_p\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right)\right] \right\} \\
&+ \frac{8Q}{a L_b(r_2^2 - r_1^2) \omega_s \kappa_p D'(\omega_s)} \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_0^2 \varepsilon_p(\omega_s)}} \frac{I_1(\kappa_p r) r_2 I_1(\kappa_p r_2) - r_1 I_1(\kappa_p r_1)}{I_0(\kappa_p a)} \\
&\times \left\{ \Theta\left(t - \frac{z}{v_0}\right) \left[1 - \cos \omega_s\left(t - \frac{z}{v_0}\right)\right] - \Theta\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) \left[1 - \cos \omega_s\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right)\right] \right\},
\end{aligned} \tag{2.17}$$

при $r_1 \leq r < r_2$;

$$\begin{aligned}
E_r &= -\frac{4Q}{L_b(r_2^2 - r_1^2)} \frac{\Delta_1(k_p r, k_p a) [r_2 I_1(k_p r_2) - r_1 I_1(k_p r_1)]}{I_0(k_p a)} \\
&\times \left\{ \Theta\left(t - \frac{z}{v_0}\right) \left[1 - \cos \omega_p\left(t - \frac{z}{v_0}\right)\right] - \Theta\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) \left[1 - \cos \omega_p\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right)\right] \right\} \\
&+ \frac{8Q}{a L_b(r_2^2 - r_1^2) \omega_s \kappa_p D'(\omega_s)} \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_0^2 \varepsilon_p(\omega_s)}} \frac{I_1(\kappa_p r) r_2 I_1(\kappa_p r_2) - r_1 I_1(\kappa_p r_1)}{I_0(\kappa_p a)} \\
&\times \left\{ \Theta\left(t - \frac{z}{v_0}\right) \left[1 - \cos \omega_s\left(t - \frac{z}{v_0}\right)\right] - \Theta\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) \left[1 - \cos \omega_s\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right)\right] \right\},
\end{aligned} \tag{2.18}$$

при $r_2 \leq r < a$;

$$\begin{aligned}
E_r &= -\frac{8Q}{a L_b(r_2^2 - r_1^2) \omega_s \kappa_p D'(\omega_s)} \frac{1}{\sqrt{\beta_0^2 \varepsilon_d - 1}} \frac{F_1(\kappa_d r, \kappa_d b) r_2 I_1(\kappa_p r_2) - r_1 I_1(\kappa_p r_1)}{F_0(\kappa_d a, \kappa_d b) I_0(\kappa_p a)} \\
&\times \left\{ \Theta\left(t - \frac{z}{v_0}\right) \left[1 - \cos \omega_s\left(t - \frac{z}{v_0}\right)\right] - \Theta\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) \left[1 - \cos \omega_s\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right)\right] \right\},
\end{aligned} \tag{2.19}$$

при $a \leq r \leq b$;

$$\begin{aligned}
H_\phi &= \frac{8Q \beta_0}{a L_b(r_2^2 - r_1^2) \omega_s \kappa_p D'(\omega_s)} \frac{\varepsilon_p(\omega_s)}{\sqrt{1 - \beta_0^2 \varepsilon(\omega_s)}} \frac{I_1(\kappa_p r) r_2 I_1(\kappa_p r_2) - r_1 I_1(\kappa_p r_1)}{I_0(\kappa_p a)} \\
&\times \left\{ \Theta\left(t - \frac{z}{v_0}\right) \left[1 - \cos \omega_s\left(t - \frac{z}{v_0}\right)\right] - \Theta\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) \left[1 - \cos \omega_s\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right)\right] \right\},
\end{aligned} \tag{2.20}$$

при $0 \leq r < a$;

$$H_\phi = -\frac{8Q\beta_0}{aL_b(r_2^2 - r_1^2)\omega_s\kappa_p D'(\omega_s)} \frac{\varepsilon_d}{\sqrt{\beta_0^2\varepsilon_d - 1}} \frac{F_1(\kappa_d r, \kappa_d b)}{F_0(\kappa_d a, \kappa_d b)} \frac{r_2 I_1(\kappa_p r_2) - r_1 I_1(\kappa_p r_1)}{I_0(\kappa_p a)} \times \left\{ \Theta\left(t - \frac{z}{v_0}\right) \left[1 - \cos \omega_s \left(t - \frac{z}{v_0}\right)\right] - \Theta\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) \left[1 - \cos \omega_s \left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right)\right] \right\}, \quad (2.21)$$

при $a \leq r \leq b$.

в выражениях (2.12) – (2.21) введены такие обозначения:

$$\Delta_0(x, y) = I_0(x)K_0(y) - K_0(x)I_0(y); \quad \Delta_1(x, y) = I_1(x)K_0(y) + K_1(x)I_0(y);$$

I_0, I_1, K_0, K_1 - модифицированные функции Бесселя и Макдональда нулевого и первого порядка соответственно; $F_0(x, y) = J_0(x)N_0(y) - N_0(x)J_0(y)$;

$F_1(x, y) = -J_1(x)N_0(y) + N_1(x)J_0(y)$; J_0, J_1, N_0, N_1 - функции Бесселя и

Неймана нулевого и первого порядка соответственно; L_b - длина драйверного сгустка; $\beta_0 = \frac{v_0}{c}$; $k_p = \frac{\omega_p}{v_0}$; $\kappa_p^2 = \frac{\omega^2}{v_0^2}(1 - \beta_0^2\varepsilon_p(\omega))$; $\kappa_d^2 = \frac{\omega^2}{v_0^2}(\beta_0^2\varepsilon_d - 1)$;

$\gamma_d = \frac{\varepsilon_d}{\sqrt{\beta_0^2\varepsilon_d - 1}}$;

$$\gamma_d = \frac{\varepsilon_d}{\sqrt{\beta_0^2\varepsilon_d - 1}};$$

2.3. Результаты численных расчетов

Для численных расчетов был взят диэлектрический волновод с параметрами, указанными в таблице (2.1).

На рисунке 2.3 показана зависимость собственных частот плазменно-диэлектрического волновода от плотности плазмы. Кривая 0 соответствует ленгмюровской волне. Кривые 1 – 6 отвечают собственным волнам диэлектрического волновода, модифицированного наличием плазмы в пролетном канале. При плотности плазмы $n_p = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ частота первой радиальной моды диэлектрической волны равняется частоте ленгмюровской волны. На всем приведенном диапазоне собственные частоты диэлектрических волн слабо зависят от плотности плазмы. Это позволяет независимо управлять частотами и амплитудами ленгмюровских и диэлектрических волн. Резонансная частота первой радиальной гармоники диэлектрического волновода

Таблица 2.1. *Параметры диэлектрического волновода используемые для численных расчетов*

Внутренний радиус диэлектрической вставки, a	1,1 см
Внешний радиус диэлектрической вставки, b	4,3 см
Диэлектрическая проницаемость, ε_d	2,1
Энергия элетронного сгустка	5 МэВ
Скорость сгустка, v_0	$0,996 \cdot c$
Заряд сгустка, Q	$-0,32$ нКл
Внутренний радиус кольцевого сгустка, r_1	0,3 см
Внешний радиус кольцевого сгустка, r_2	1 см
Длинна сгустка, L_b	1,7 см

в отсутствие плазмы равна $\omega = 17,025 \cdot 10^9$ рад/с, или ее пространственный период равен ~ 11 см. Известно [136], [138], что амплитуда поля ленгмюровской волны максимальна при определенной плотности плазмы. Для приведенных выше параметров волновода и сгустка максимумы амплитуд продольного и поперечного электрического поля локализованы приближенно при одной и той же плотности плазмы $n_p = n_p^m \sim 10^{12}$ см $^{-3}$, что соответствует значению безразмерного параметра $k_p \cdot a \sim 2$. Расчеты показывают, что для такой плотности плазмы электрические поля ленгмюровской волны значительно превосходят суммарные кильватерные поля, обусловленные возбуждением радиальных мод диэлектрического волновода. Т.е. результирующее поле будет формироваться, в основном, ленгмюровской волной, в которой продольное и поперечное поле сдвинуты по фазе на $\pi/2$. Для ускоряемого сгустка это будет означать отсутствие фокусировки возбуждаемым кильватерным полем. С уменьшением плотности плазмы от n_p^m амплитуды продольного и поперечного поля ленгмюровской волны уменьшаются. При некоторой плотности плазмы продольное поле ленгмюровской волны становится меньше суммарного продольного поля диэлектрических мод. Само поле диэлектрических мод при уменьшении плотности плазмы

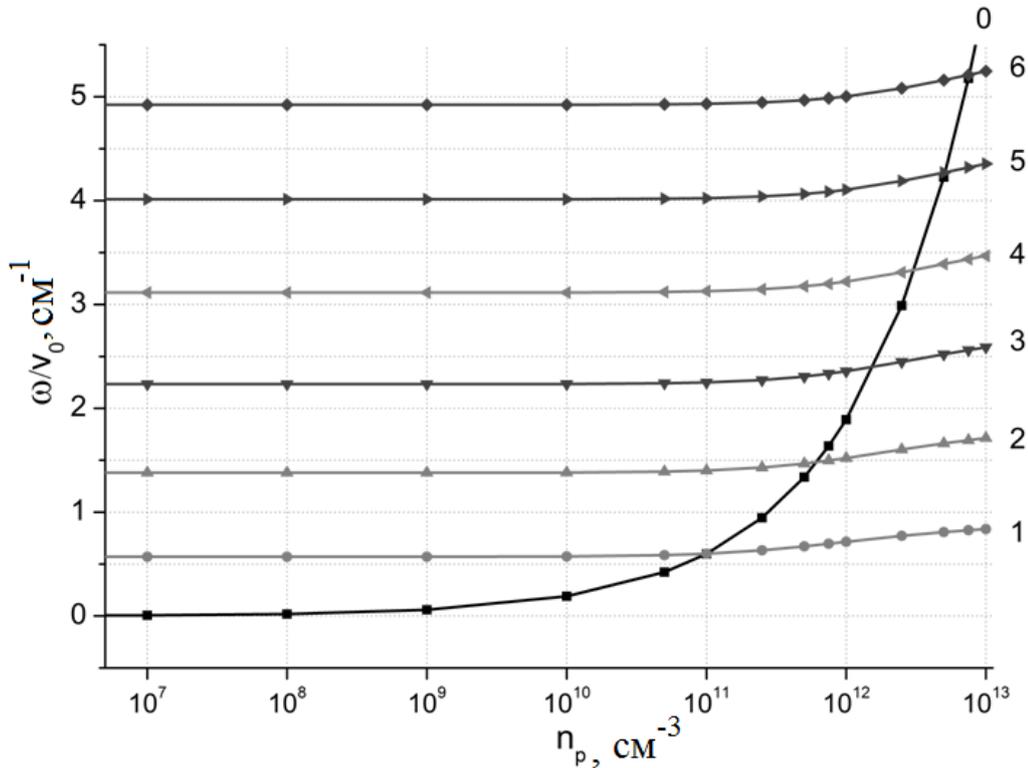


Рис. 2.3. График зависимости собственных частот плазменно-диэлектрического волновода от плотности плазмы

изменяется слабо (см. рис. 2.3). Однако радиальное электрическое поле ленгмюровской волны все еще значительно превосходит суммарное поперечное поле диэлектрических мод. Эти два типа волн – ленгмюровская и диэлектрическая – имеют в общем случае разные пространственные периоды, поэтому максимуму полного продольного поля может соответствовать минимум полного поперечного поля. Таким образом, размещая тестовый сгусток в максимуме ускоряющего поля диэлектрической волны, можно одновременно фокусировать его полем ленгмюровской волны.

Ниже приведены продольные и поперечные профили продольной и поперечной силы, действующей на тестовую частицу, находящуюся в максимуме ускоряющего поля при разных значениях плотности плазмы, заполняющей пролетный канал.

На рисунке 2.4 приведены аксиальный профиль продольной (сплошная линия) и поперечной (пунктирная линия) сил, действующих на пробную частицу, расположенную на расстоянии 1 см от оси волновода для плотно-

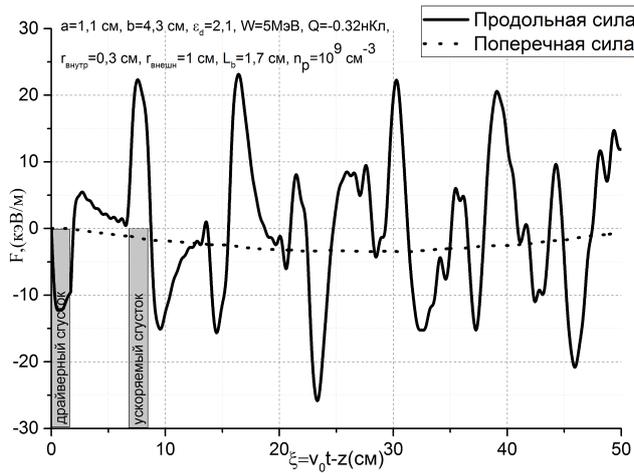


Рис. 2.4. Аксиальный профиль продольной (сплошная линия) и поперечной сил, действующих на тестовую частицу, расположенную на расстоянии 1 см от оси волновода. Плотность плазмы $n_p = 10^9 \text{ см}^{-3}$.

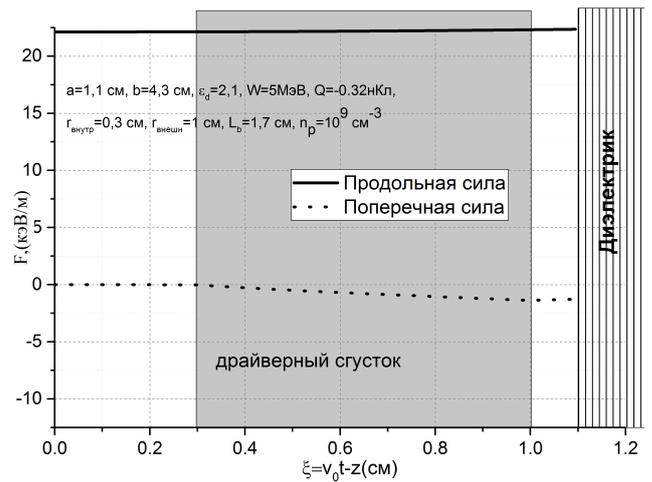


Рис. 2.5. Поперечный профиль продольной (сплошная линия) и поперечной сил, действующих на тестовую частицу, расположенную на расстоянии 7,562 см от головы ведущего сгустка для плотности плазмы $n_p = 10^9 \text{ см}^{-3}$.

сти плазмы $n_p = 10^9 \text{ см}^{-3}$. На рисунке 2.5 приведены поперечный профиль продольной (сплошная линия) и поперечной (пунктирная линия) сил, действующих на пробную частицу, расположенную на расстоянии 7,562 см от головы ведущего сгустка для плотности плазмы $n_p = 10^9 \text{ см}^{-3}$. Мы можем видеть, что поперечный профиль продольной силы однороден.

Поперечный профиль поперечной силы имеет во всем объеме сгустка один знак - минус, что соответствует фокусировке, но фокусирующая сила очень мала. Плотность плазмы $n_p = 10^9 \text{ см}^{-3}$ для нас не оптимальна, так как амплитуда поперечной силы очень мала, и мы не сможем получить хороших результатов для фокусирующей силы.

На рис.2.6-рис.2.7 приведены результаты расчетов для плотности плазмы $n_p = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ (частота плазменной волны $\omega_p = 5,64 \cdot 10^9$ рад/сек, длина волны $\lambda_p = \frac{2\pi v_0}{\omega_p} = 33,2$ см). На рис.2.8 показано аксиальное распределение продольной и поперечных сил, действующей на пробную частицу,

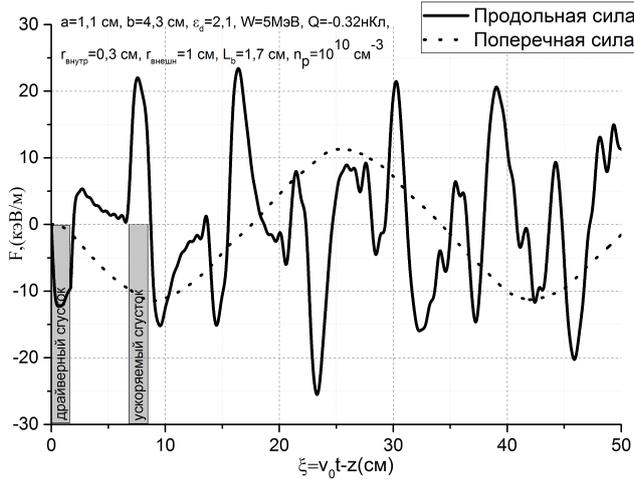


Рис. 2.6. Аксиальный профиль продольной (сплошная линия) и поперечной сил, действующих на тестовую частицу, расположенную на расстоянии 1 см от оси волновода. Плотность плазмы $n_p = 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

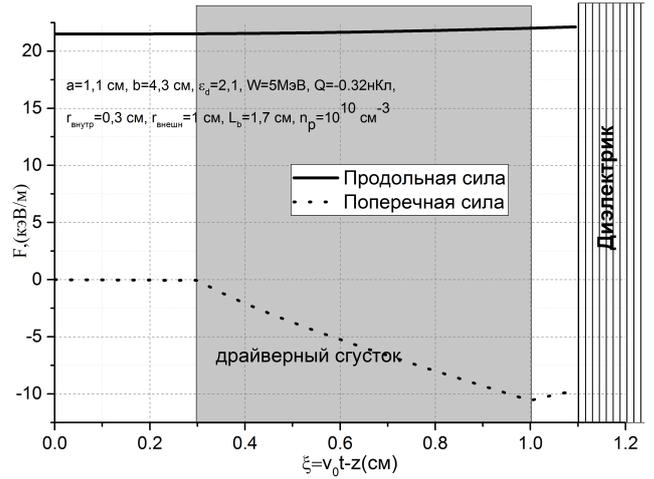


Рис. 2.7. Поперечный профиль продольной (сплошная линия) и поперечной сил, действующих на тестовую частицу, расположенную на расстоянии 7.562 см от головы ведущего сгустка. Плотность плазмы $n_p = 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

расположенную на расстоянии 1 см от оси волновода. Из сравнения приведенных зависимостей следует, что размещая тестовый сгусток на расстоянии 7,5 см или 20,6 см от головы ведущего сгустка можно обеспечить ускорение заряженных частиц с их одновременной радиальной фокусировкой. Как видно из рисунка, радиальная сила имеет почти гармоническую зависимость от продольной координаты с периодом равным ~ 33 см, т.е. ленгмюровская волна вносит преобладающий вклад в радиальную силу. В тоже время её вклад в продольную силу, ускоряющую тестовые частицы, преобладающе мал. Продольная сила, в основном, определяется собственными модами диэлектрического волновода. Ее сложная зависимость от продольной координаты связана с возбуждением нескольких радиальных мод диэлектрического волновода. На рис. 2.7 показано радиальная зависимость продольной и поперечной сил, действующих на пробную частицу, расположенную в первом из максимумов ускоряющего поля, на расстоянии 7,562

см позади головы ведущего сгустка. Продольная сила слабо изменяется в поперечном сечении транспортного канала, а радиальная сила остается фокусирующей по всему сечению канала.

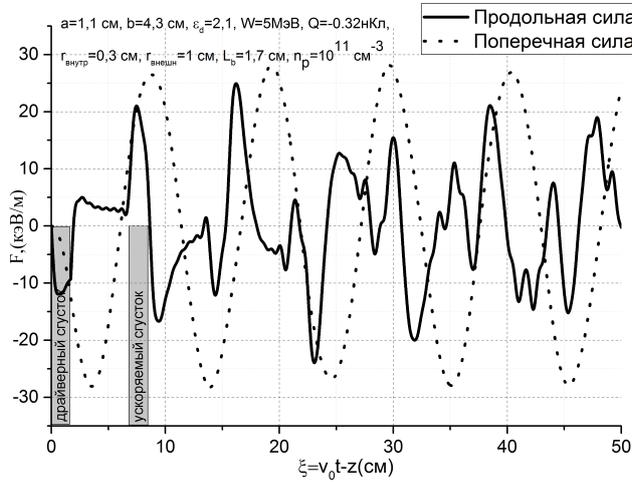


Рис. 2.8. Аксиальный профиль продольной (сплошная линия) и поперечной сил, действующих на тестовую частицу, расположенную на расстоянии 1 см от оси волновода. Плотность плазмы $n_p = 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

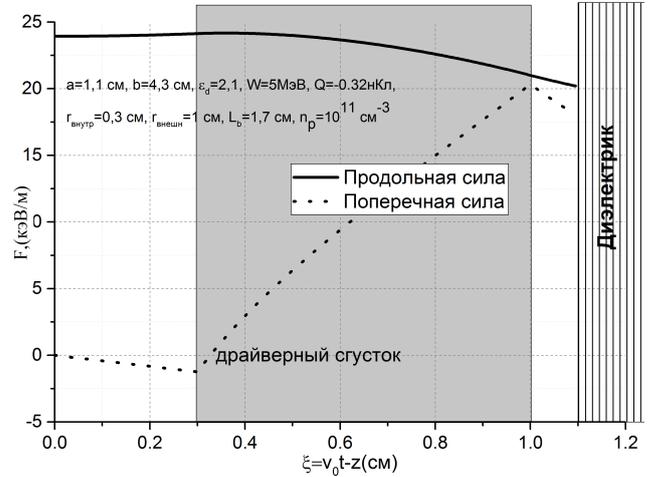


Рис. 2.9. Поперечный профиль продольной (сплошная линия) и поперечной сил, действующих на тестовую частицу, расположенную на расстоянии 7.47 см от головы ведущего сгустка. Плотность плазмы $n_p = 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

На рисунке 2.8 приведены осевой профиль продольной (сплошная линия) и поперечной сил, действующих на пробную частицу, расположенную на расстоянии 1 см от оси волновода для плотности плазмы $n_p = 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Мы можем видеть, что периоды функций почти совпадают, поэтому мы не можем подобрать такое положение тестового сгустка чтобы он находился в максимуме ускоряющего и фокусирующего поля одновременно. На рисунке 2.9 приведены поперечный профиль продольной (сплошная линия) и поперечной (пунктирная линия) сил, действующих на пробную частицу, расположенную на расстоянии 7,47 см от головы ведущего сгустка для плотности плазмы $n_p = 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Мы можем видеть, что поперечный профиль продольной силы неоднороден. Поперечный профиль поперечной силы

меняет знак в объеме сгустка, и мы не сможем обеспечить одновременное фокусировки всех частиц. Такие неутешительные результаты мы получили именно потому, что поместили тестовый сгусток в максимум ускоряющего поля, но не в максимум фокусирующего, наоборот почти в минимум.

Поэтому можно сказать, что для параметров плазменно-диэлектрического волновода которые указаны в таблице, плотность плазмы около $n_p = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ - является оптимальной для демонстрации эффекта ускорения заряженных частиц с их одновременным радиальным фокусировкой.

2.4. Выводы

Основные результаты, представленные в данной главе, состоят в следующем:

- Существуют такие продольные положения тестового сгустка относительно ведущего сгустка, при которых можно обеспечить ускорение заряженных частиц с их одновременным радиальным фокусировкой.
- Появление фокусирующей силы связано с возбуждением плазменной волны, она вносит преобладающий вклад в радиальную силу при некоторой плотности плазмы. В то же время вклад ленгмюровской волны в продольную силу, ускоряющую тестовые частицы, преимущественно малый. Продольная сила, в основном, определяется волнами, соответствующие собственным модам диэлектрического волновода.
- Указанные свойства результирующего кильватерного поля, возбуждается в диэлектрической волноводе с изотропной плазмой отчетливо проявляются только в определенном диапазоне плотности плазмы.

В следующих главах будут представлены результаты исследования и оптимизации обнаруженного механизма фокусировки по плотности плазмы и другим параметрам диэлектрического волновода.

ГЛАВА 3

ВОЗБУЖДЕНИЕ КИЛЬВАТЕРНЫХ ПОЛЕЙ В ПЛАЗМЕННО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ С УЧЕТОМ СОБСТВЕННОГО КВАЗИСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ СГУСТКА

Материалы представленные в главе 3 опубликованы в [30, 37].

3.1. Аналитические выражения для полей

В главе 2 было предложено [72] использовать плазму, заполняющую пролетный канал диэлектрической структуры, для фокусировки ускоряемого сгустка. Аналитические выражения, полученные для компонент электромагнитного поля, содержат только распространяющиеся кильватерные поля, и не содержат квазистатических полей электронных сгустков, которые важны для расчета динамики сгустка. В данной главе представлены результаты численных расчетов влияния квазистатического поля сгустков на фокусировку ускоряемого сгустка в плазменно-диэлектрической структуре. Будут уточнены аналитические выражения для электромагнитных полей, с учетом собственного квазистатического поля сгустков. Так же будут показаны соотношения суммарных сил, действующих на ускоряемый сгусток, и их квазистатических компонент.

Плазменно-диэлектрическая структура (плазменный волновод с диэлектрической вставкой) представляет собой однородный плазменный цилиндр радиуса a , окруженный идеально проводящим кожухом радиуса b . Диэлектрическая вставка заполняет все пространство между кожухом и плазмой. Возбуждение волновода будем рассматривать в приближении линейной изотропной плазмы, имеющей плотность n_p . В центральной области вдоль оси системы движется аксиально-симметричный релятивистский сгусток электронов с плотностью тока в плоскости инъекции ($z = 0$) (см. рис.3.1).

$$\mathbf{j}_0 = j_m T(t_0) R(r_0) \mathbf{e}_z \quad (3.1)$$

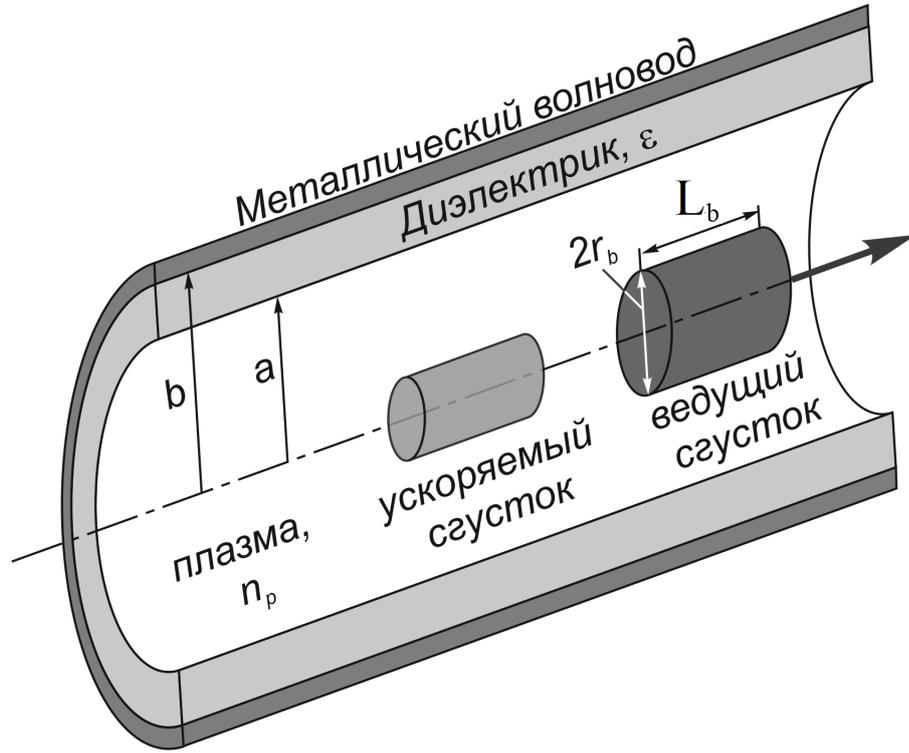


Рис. 3.1. Схема геометрии исследуемой структуры

где j_m – максимальная плотность тока; $T(t_0)$ – функция описывающая продольный профиль сгустка; $R(r_0)$ – функция описывающая распределение тока в поперечном сечении; t_0 – время влета сгустка в плазму; r_0 – радиальная координата в плоскости $z = 0$; e_z – орт в направлении продольной оси.

Для цилиндрического сплошного сгустка радиуса r_b и длиной L_b с однородным распределением плотности частиц:

$$n(r_0, t_0) = \frac{v_0}{L_b r_b^2} [\Theta(t_0) - \Theta(t_0 - L_b/v_0)] \Theta(r_b - r) \quad (3.2)$$

окончательные выражения для компонент кильватерного поля имеют вид:

$$E_z = \begin{cases} I_z, r < r_b \\ II I_z, r_b \leq r < a ; \\ III I_z, a \leq r < b \end{cases} \quad (3.3)$$

$$E_r = \begin{cases} I_r, r < r_b \\ II_r, r_b < r < a ; \\ III_r, a < r < b \end{cases} \quad (3.4)$$

$$H_\varphi = \begin{cases} I_\varphi, r < r_b \\ II_\varphi, r_b < r < a , \\ III_\varphi, a < r < b \end{cases} \quad (3.5)$$

где

$$I_z = -\frac{4Q\Theta_p}{L_b r_b} \left[\frac{1}{r_b k_p} - \frac{I_0(k_p r)}{I_0(k_p a)} \Delta_1(k_p r_b, k_p a) \right] - \frac{8Q\Theta_s}{a L_b r_b \omega_s \kappa_p D'(\omega_s)} \frac{I_0(\kappa_p r) I_1(\kappa_p r_b)}{I_0(\kappa_p a) I_0(\kappa_p a)}; \quad (3.6)$$

$$II_z = -\frac{4Q\Theta_p}{L_b r_b} \frac{I_1(k_p r_b)}{I_0(k_p a)} \Delta_0(k_p a, k_p r) - \frac{8Q\Theta_s}{a L_b r_b^2 \omega_s \kappa_p D'(\omega_s)} \frac{I_0(\kappa_p r) r_b I_1(\kappa_p r_b)}{I_0(\kappa_p a) I_0(\kappa_p a)}; \quad (3.7)$$

$$III_z = -\frac{8Q\Theta_s}{a L_b r_b \omega_s \kappa_p D'(\omega_s)} \frac{I_1(\kappa_p r_b) F_0(\kappa_d r, \kappa_d b)}{I_0(\kappa_p a) F_0(\kappa_d a, \kappa_d b)}; \quad (3.8)$$

$$I_r = \frac{4Q\Theta_p}{L_b r_b} \frac{I_1(k_p r)}{I_0(k_p a)} \Delta_1(k_p r_b, k_p a) + \frac{8Q\Theta_s}{a L_b r_b \omega_s \kappa_p D'(\omega_s)} \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_0^2 \varepsilon_p(\omega_s)}} \frac{I_1(\kappa_p r) r_b I_1(\kappa_p r_b)}{I_0(\kappa_p a) I_0(\kappa_p a)}; \quad (3.9)$$

$$II_r = -\frac{4Q\Theta_p}{L_b r_b} \frac{I_1(k_p r_b)}{I_0(k_p a)} \Delta_1(k_p a, k_p r) + \frac{8Q\Theta_s}{a L_b r_b \omega_s \kappa_p D'(\omega_s)} \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_0^2 \varepsilon_p(\omega_s)}} \frac{I_1(\kappa_p r) I_1(\kappa_p r_b)}{I_0(\kappa_p a) I_0(\kappa_p a)}; \quad (3.10)$$

$$III_r = -\frac{8Q\Theta_s}{aL_b r_b \omega_s \kappa_p D'(\omega_s)} \frac{1}{\sqrt{\beta_0^2 \varepsilon_d - 1}} \frac{I_1(\kappa_p r_b)}{I_0(\kappa_p a)} \frac{F_1(\kappa_d r, \kappa_d b)}{F_0(\kappa_d a, \kappa_d b)}; \quad (3.11)$$

$$I_\varphi = II_\varphi = \frac{8Q\beta_0\Theta_s}{aL_b r_b \omega_s \kappa_p D'(\omega_s)} \frac{\varepsilon_p(\omega_s)}{\sqrt{1 - \beta_0^2 \varepsilon(\omega_s)}} \frac{I_1(\kappa_p r)}{I_0(\kappa_p a)} \frac{I_1(\kappa_p r_b)}{I_0(\kappa_p a)}; \quad (3.12)$$

$$III_\varphi = -\frac{8Q\beta_0\Theta_s}{aL_b r_b \omega_s \kappa_p D'(\omega_s)} \frac{\varepsilon_d}{\sqrt{\beta_0^2 \varepsilon_d - 1}} \frac{I_1(\kappa_p r_b)}{I_0(\kappa_p a)} \frac{F_1(\kappa_d r, \kappa_d b)}{F_0(\kappa_d a, \kappa_d b)}; \quad (3.13)$$

С учетом влияния собственного квазистатического поля сгустка, выражения (3.1)-(3.13) принимают такой вид:

$$I_z = -\frac{4Q\Theta_{pz}}{r_b^2 L_b I_0(k_p a)} [r I_0(k_p a) \Delta_1(k_p r, k_p a) - r_b I_0(k_p r) \Delta_1(k_p r_b, k_p a)] - \quad (3.14)$$

$$\begin{aligned} & -\frac{8Qv_0\Theta_{sz}}{r_b \kappa_p(\omega_s) a L_b \omega_s^2 D'(\omega_s)} \frac{I_1(\kappa_p(\omega_s) r_b) I_0(\kappa_p(\omega_s) r)}{I_0^2(\kappa_p(\omega_s) a)} \\ & -\frac{4Qv_0\Theta_{kz}}{r_b \omega_{si}^2 L_b a D_i'(\omega_{si})} \frac{J_1(\kappa_p(\omega_{si}) r_b) J_0(\kappa_p(\omega_{si}) r)}{\kappa_p(\omega_{si}) J_0^2(\kappa_p(\omega_{si}) a)}; \end{aligned} \quad (3.15)$$

$$\begin{aligned} II_z &= -\frac{4Q\Theta_{pz}}{r_b L_b I_0(k_p a)} I_1(k_p r_b) \Delta_0(k_p a, k_p r) - \\ & -\frac{8Qv_0\Theta_{sz}}{r_b \kappa_p(\omega_s) a L_b \omega_s^2 D'(\omega_s)} \frac{I_1(\kappa_p(\omega_s) r_b) I_0(\kappa_p(\omega_s) r)}{I_0^2(\kappa_p(\omega_s) a)} \\ & -\frac{4Qv_0\Theta_{kz}}{r_b \omega_{si}^2 L_b a D_i'(\omega_{si})} \frac{J_1(\kappa_p(\omega_{si}) r_b) J_0(\kappa_p(\omega_{si}) r)}{\kappa_p(\omega_{si}) J_0^2(\kappa_p(\omega_{si}) a)}; \end{aligned} \quad (3.16)$$

$$\begin{aligned} III_z &= -\frac{8Qv_0\Theta_{sz}}{aL_b r_b \kappa_p \omega_s^2 D'(\omega_s)} \frac{1}{I_0(\kappa_p a)} \frac{I_1(\kappa_p r_b)}{F_0(\kappa_d r, \kappa_d b)} + \\ & \frac{4Qv_0\Theta_{kz}}{\omega_{si}^2 r_b L_b a \kappa_p(\omega_{si}) D_i'(\omega_{si})} \frac{1}{\Delta_0(\kappa_d a, \kappa_d b)} \frac{\Delta_0(\kappa_d r, \kappa_d b)}{J_0(\kappa_p(\omega_{si}) a)} \frac{J_1(\kappa_p(\omega_{si}) r_b)}{J_0(\kappa_p(\omega_{si}) a)}; \end{aligned} \quad (3.17)$$

$$\begin{aligned}
I_r = & -\frac{4Q\Theta_{pr}}{r_b L_b} \frac{I_1(k_p r)}{I_0(k_p a)} \Delta_1(k_p r_b, k_p a) + \\
& + \frac{8Q\Theta_{sr}}{a\omega_s r_b \kappa_p^2(\omega_s) L_b} \frac{1}{D'(\omega_s)} \frac{I_1(\kappa_p(\omega_s) r_b) I_1(\kappa_p(\omega_s) r)}{I_0^2(\kappa_p(\omega_s) a)} - \\
& - \frac{4Q\Theta_{kr}}{aL_b \omega_{si} r_b \kappa_p^2(\omega_{si})} \frac{1}{D_i'(\omega_{si})} \frac{J_1(\kappa_p(\omega_{si}) r_b) J_1(\kappa_p(\omega_{si}) r)}{J_0^2(\kappa_p(\omega_{si}) a)}, \tag{3.18}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
II_r = & -\frac{4Q\Theta_{pr}}{r_b L_b} \frac{I_1(k_p r_b)}{I_0(k_p a)} \Delta_1(k_p r, k_p a) + \\
& + \frac{8Q\Theta_{sr}}{a\omega_s r_b \kappa_p^2(\omega_s) L_b} \frac{1}{D'(\omega_s)} \frac{I_1(\kappa_p(\omega_s) r_b) I_1(\kappa_p(\omega_s) r)}{I_0^2(\kappa_p(\omega_s) a)} - \\
& - \frac{4Q\Theta_{kr}}{aL_b \omega_{si} r_b \kappa_p^2(\omega_{si})} \frac{1}{D_i'(\omega_{si})} \frac{J_1(\kappa_p(\omega_{si}) r_b) J_1(\kappa_p(\omega_{si}) r)}{J_0^2(\kappa_p(\omega_{si}) a)}, \tag{3.19}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
III_r = & -\frac{4Qv_0}{ar_b L_b \sqrt{\beta_0^2 \varepsilon_d - 1}} \frac{2\Theta_{sr} I_1(\kappa_p r_b)}{\omega_s^2 \kappa_p(\omega_s) D'(\omega_s) I_0(\kappa_p a)} \frac{F_1(\kappa_d r, \kappa_d b)}{F_0(\kappa_d a, \kappa_d b)} - \\
& - \frac{4Qv_0}{ar_b L_b \sqrt{\beta_0^2 \varepsilon_d - 1}} \frac{\Theta_{kr}}{\omega_{si}^2 \kappa_p(\omega_{si}) D_i'(\omega_{si})} \frac{\Delta_1(\kappa_d r, \kappa_d b) I_1(\kappa_p(\omega_{si}) r_b)}{\Delta_0(\kappa_d a, \kappa_d b) I_0(\kappa_p(\omega_{si}) a)}, \tag{3.20}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
I_\varphi = & -\frac{4Q\beta_0 \varepsilon_p(\omega_p) \Theta_{pr}}{r_b L_b} \frac{I_1(k_p r)}{I_0(k_p a)} \Delta_1(k_p r_b, k_p a) + \\
& + \frac{8Q\beta_0 \varepsilon_p(\omega_s) \Theta_{sr}}{a\omega_s r_b \kappa_p^2(\omega_s) L_b} \frac{1}{D'(\omega_s)} \frac{I_1(\kappa_p(\omega_s) r_b) I_1(\kappa_p(\omega_s) r)}{I_0^2(\kappa_p(\omega_s) a)} - \\
& - \frac{4Q\beta_0 \varepsilon_p(\omega_{si}) \Theta_{kr}}{aL_b \omega_{si} r_b \kappa_p^2(\omega_{si})} \frac{1}{D_i'(\omega_{si})} \frac{J_1(\kappa_p(\omega_{si}) r_b) J_1(\kappa_p(\omega_{si}) r)}{J_0^2(\kappa_p(\omega_{si}) a)}, \tag{3.21}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
II_\varphi = & -\frac{4Q\beta_0 \varepsilon_p(\omega_p) \Theta_{pr}}{r_b L_b} \frac{I_1(k_p r_b)}{I_0(k_p a)} \Delta_1(k_p r, k_p a) + \\
& + \frac{8Q\beta_0 \varepsilon_p(\omega_s) \Theta_{sr}}{a\omega_s r_b \kappa_p^2(\omega_s) L_b} \frac{1}{D'(\omega_s)} \frac{I_1(\kappa_p(\omega_s) r_b) I_1(\kappa_p(\omega_s) r)}{I_0^2(\kappa_p(\omega_s) a)} - \\
& - \frac{4Q\beta_0 \varepsilon_p(\omega_{si}) \Theta_{kr}}{aL_b \omega_{si} r_b \kappa_p^2(\omega_{si})} \frac{1}{D_i'(\omega_{si})} \frac{J_1(\kappa_p(\omega_{si}) r_b) J_1(\kappa_p(\omega_{si}) r)}{J_0^2(\kappa_p(\omega_{si}) a)}, \tag{3.22}
\end{aligned}$$

$$III_\varphi = -\frac{4Q\beta_0\varepsilon_d v_0}{ar_b L_b \sqrt{\beta_0^2 \varepsilon_d - 1}} \frac{2\Theta_{sr} I_1(\kappa_p r_b)}{\omega_s^2 \kappa_p(\omega_s) D'(\omega_s) I_0(\kappa_p a)} \frac{F_1(\kappa_d r, \kappa_d b)}{F_0(\kappa_d a, \kappa_d b)} -$$

$$-\frac{4Q\beta_0\varepsilon_d v_0}{ar_b L_b \sqrt{\beta_0^2 \varepsilon_d - 1}} \frac{\Theta_{kr}}{\omega_{si}^2 \kappa_p(\omega_{si}) D_i'(\omega_{si})} \frac{\Delta_1(\kappa_d r, \kappa_d b) I_1(\kappa_p(\omega_{si}) r_b)}{\Delta_0(\kappa_d a, \kappa_d b) I_0(\kappa_p(\omega_{si}) a)}; \quad (3.23)$$

где

$$\Theta_{p,s} = \Theta\left(t - \frac{z}{v_0}\right) \sin \omega_{p,s} \left(t - \frac{z}{v_0}\right) -$$

$$-\Theta\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) \sin \omega_{p,s} \left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right); \quad (3.24)$$

$$\Theta_k = \Theta(-\xi) [1 - e^{\omega_{si}\xi}] - \Theta\left(\frac{L_b}{v_0} - \xi\right) \left[1 - e^{\omega_{si}\left(\xi - \frac{L_b}{v_0}\right)}\right] +$$

$$+\Theta(\xi) [1 - e^{-\omega_{si}\xi}] - \Theta\left(\xi - \frac{L_b}{v_0}\right) \left[1 - e^{\omega_{si}\left(\frac{L_b}{v_0} - \xi\right)}\right]; \quad (3.25)$$

$$\Theta_{pr,sr} = [1 - \cos \omega_{p,s}(\xi)] \Theta(\xi) - \left[1 - \cos \omega_{p,s}\left(\xi - \frac{L_b}{v_0}\right)\right] \Theta\left(\xi - \frac{L_b}{v_0}\right); \quad (3.26)$$

$$\Theta_{kr} = \Theta(-\xi) [1 - e^{\omega_{si}\xi}] - \Theta\left(\frac{L_b}{v_0} - \xi\right) \left[1 - e^{\omega_{si}\left(\xi - \frac{L_b}{v_0}\right)}\right] -$$

$$-\Theta(\xi) [1 - e^{-\omega_{si}\xi}] + \Theta\left(\xi - \frac{L_b}{v_0}\right) \left[1 - e^{\omega_{si}\left(\frac{L_b}{v_0} - \xi\right)}\right]; \quad (3.27)$$

$$D_i(\omega) = \frac{\varepsilon_{pi}(\omega) J_1(\kappa_{pi}(\omega) a)}{\kappa_{pi}(\omega) J_0(\kappa_{pi}(\omega) a)} - \frac{\varepsilon_d}{\kappa_d(\omega)} \frac{\Delta_1(\kappa_d(\omega) a, \kappa_d(\omega) b)}{\Delta_0(\kappa_d(\omega) a, \kappa_d(\omega) b)}; \quad (3.28)$$

$$\varepsilon_{pi}(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega^2}; \quad \kappa_{pi}(\omega) = \frac{\omega}{v_0} \sqrt{1 - \beta_0^2 \varepsilon_{pi}(\omega)}$$

ω_s, ω_{si} - собственные частоты, получаемые при решении уравнений (2.6),
(3.28) - $D(\omega_s) = 0, D_i(\omega_{si}) = 0$.

3.2. Результаты численных расчетов

Приведем результаты численных расчетов кильватерного поля. Для численных расчетов выберем диэлектрический волновод с размерами, приведенными в таблице 3.1, диэлектрическая трубка изготовлена из плавленого кварца (fused silica). В этой же таблице даны параметры электронного сгустка и плазмы.

Таблица 3.1. *Параметры диэлектрического волновода, электронного сгустка и плазмы используемые для численных расчетов*

Внутренний радиус диэлектрической вставки, a	4 мм
Внешний радиус диэлектрической вставки, b	5,11 мм
Диэлектрическая проницаемость, ε_d	3,75
Энергия элетронного сгустка	14 МэВ
Радиус сгустка, r_b	2 мм
Длинна сгустка, L_b	2 мм
Плотность ведущего сгустка, n_b	$2,485 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$
Плотность плазмы, n_p	$3,871 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$

На рисунке 3.2 приведены продольные профили продольной и поперечной сил, действующих на тестовую частицу, расположенную на расстоянии 2 мм от оси волновода. Светло серым прямоугольником схематично обозначено местоположение драйверного сгустка, темно серым прямоугольником обозначено местоположение ускоряемого сгустка. Местоположение ускоряемого сгустка выбрано таким образом, чтобы он находился в максимуме ускоряющего поля и одновременно полностью находился в фокусирующей фазе.

На рисунке 3.3 приведены поперечные профили продольной и поперечной сил, действующих на тестовую частицу, расположенную на расстоянии 1,523 см от головы ведущего сгустка.

На рисунке 3.4 приведены результаты аналитических расчетов куло-

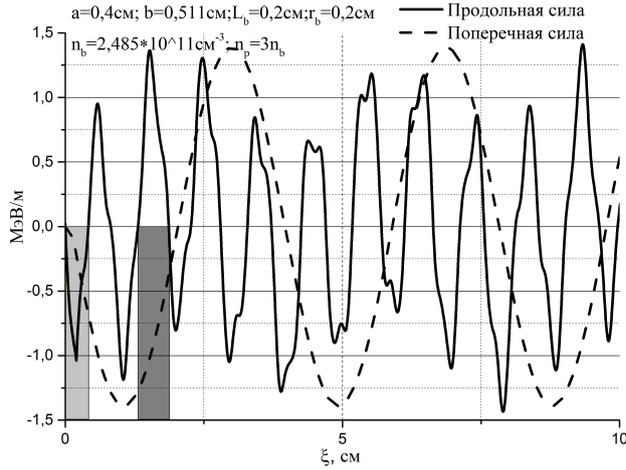


Рис. 3.2. Продольный профиль аксиальной (сплошная линия) и поперечной (пунктирная линия) сил.

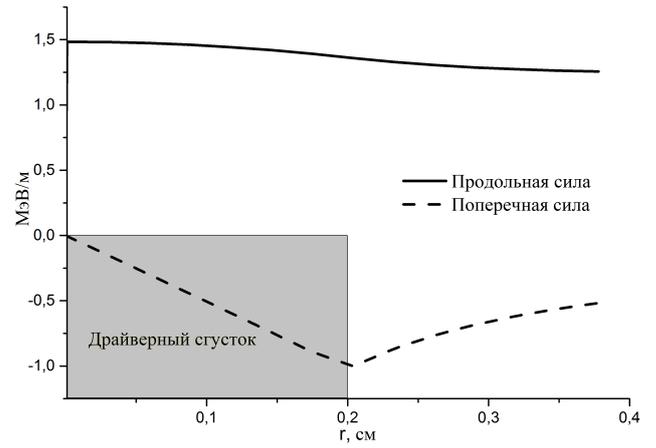


Рис. 3.3. Поперечный профиль аксиальной (сплошная линия) и поперечной (пунктирная линия) сил.

новской компоненты продольной и поперечной сил действующих на тестовую частицу.

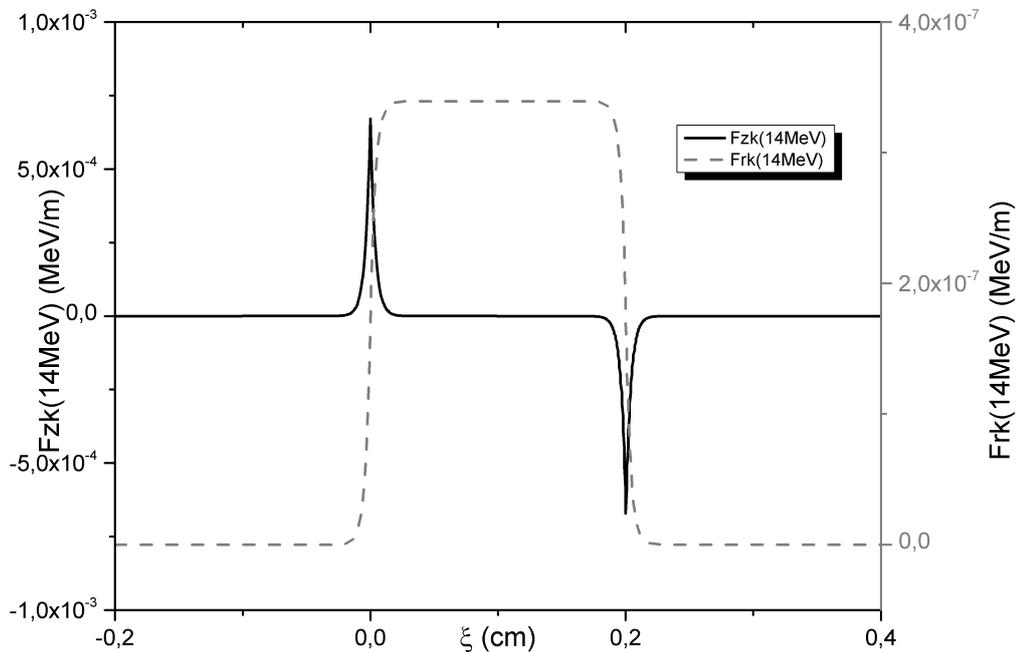


Рис. 3.4. Аксиальный профиль кулоновской составляющей продольной и поперечной сил.

Из рисунка 3.5 хорошо видно что, при значительном увеличении на-

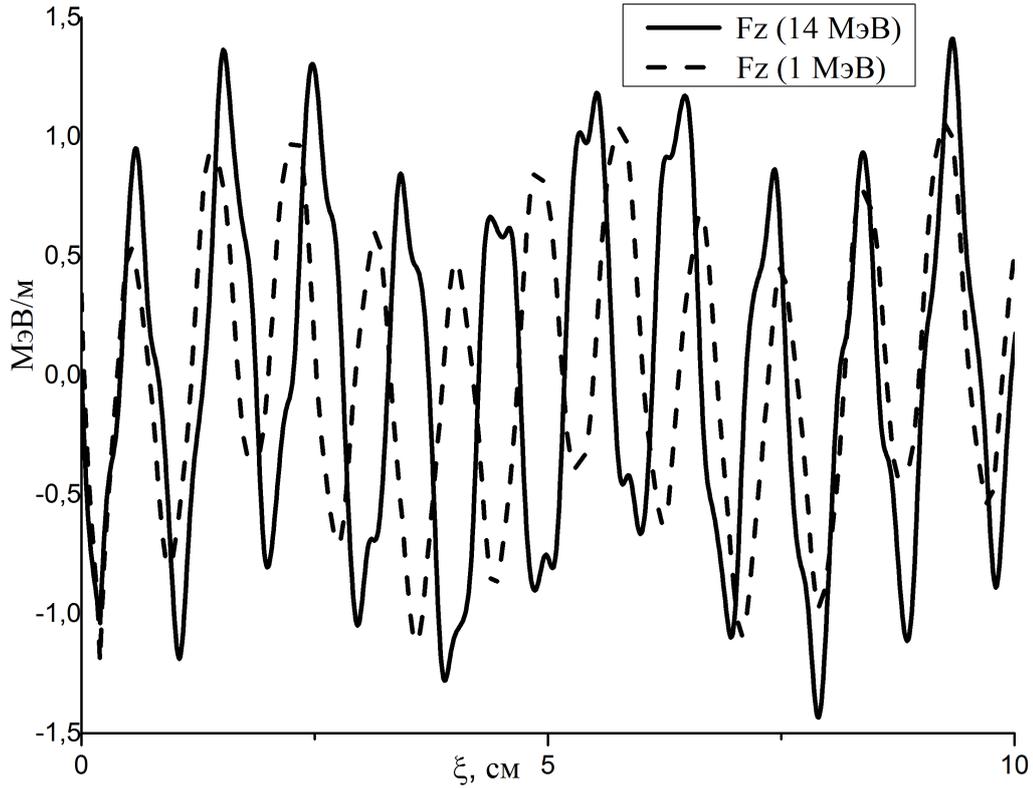


Рис. 3.5. Аксиальный профиль продольной силы для разных энергий. Сплошная линия – 14 МэВ, пунктирная линия – 1 МэВ

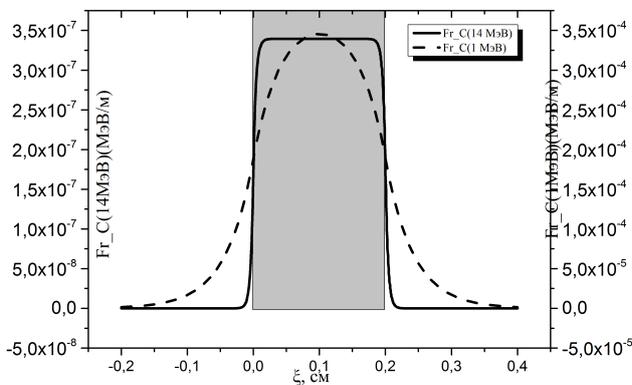


Рис. 3.6. Продольный профиль кулоновской компоненты поперечной силы для разных энергий. Сплошная линия (левая шкала) – 14 МэВ, пунктирная линия (правая шкала) – 1 МэВ

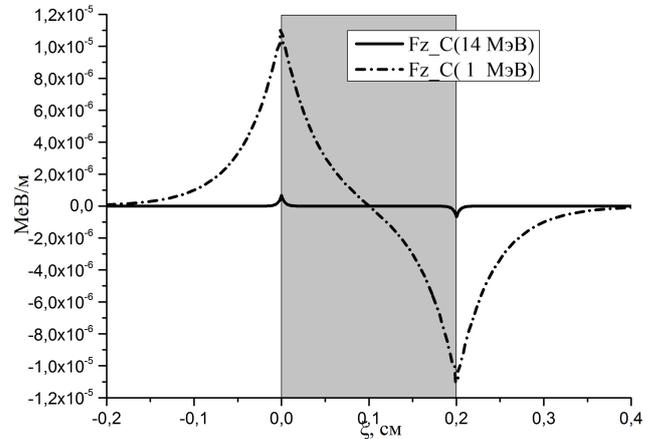


Рис. 3.7. Продольный профиль кулоновской компоненты продольной силы для разных энергий. Сплошная линия – 14 МэВ, пунктирная линия – 1 МэВ

чальной энергии сгустка, суммарная сила действующая на тестовую частицу увеличивается не значительно. При этом из рисунков 3.6 и 3.7 мы видим что увеличение начальной энергии сгустка приводит к уменьшению вклада кулоновской силы в продольную и поперечную силы действующие на тестовую частицу.

3.3. Выводы

- Хорошо известно, что собственное квазистатическое поле сгустков локализовано вблизи сгустков. С увеличением плотности плазмы и увеличением энергии сгустка влияние собственного квазистатического поля сгустка уменьшается.
- Так как заряд ускоряемого сгустка не превышает заряд драйверного сгустка, то и кулоновское поле ускоряемого сгустка меньше кулоновского поля драйверного сгустка.
- Путём численных расчётов показано, что для возможных макетов ПД-КУ квазистатическим полем можно пренебречь при расчёте динамики сгустков уже начиная с энергии 15 МэВ.

ГЛАВА 4

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ КИЛЬВАТЕРНЫХ ПОЛЕЙ В ПЛАЗМЕННО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

Материалы представленные в главе 4 опубликованы в [19,20,32,34,41,132].

4.1. Линейный (overdense) режим возбуждения кильватерных полей

4.1.1. Постановка задачи

Рассмотрим диэлектрический волновод кольцевого поперечного сечения, окруженный металлическим кожухом радиуса b , внутренний радиус диэлектрической втулки равен a . Дисперсия диэлектрической проницаемости втулки отсутствует, диэлектрическая проницаемость равна ε_d . Внутренняя область $r < a$ такого диэлектрического волновода (ускорительный канал) полностью заполнена изотропной плазмой плотности n_p . В ускорительный канал, параллельно оси волновода, в какой-то момент начинает инжектироваться сплошной моноэнергетический электронный сгусток, его начальная скорость v_0 , заряд Q_0 . Электронный сгусток создает электромагнитные поля, которые могут быть использованы для увеличения энергии ускоряемых сгустков в так называемом кильватерном методе ускорения заряженных частиц. Более подробно см. в главе 2. Задача настоящего исследования в нахождении продольных (ускоряющих/тормозящих) сил, а также поперечных сил, которые ответственны за поперечную динамику ведущих и ведомых сгустков. Эти силы в дальнейшем будут использованы при моделировании движения тестовых заряженных частиц.

4.1.2. Аналитика. Линейное приближение.

В линейном приближении будем полагать, что ионы плазмы неподвижны, а возмущения электронов плазмы, вызванные движением электронов сгустка, линейны. Изменением скорости электронов сгустка пренебрегаем, также как и тепловым движением электронов плазмы и сгустка. Подробно теоретические выкладки рассмотрены в главе 2. В этой главе мы рассматриваем численные методы исследования. В первую очередь нас интересует возможный темп ускорения (величина продольной силы позади ведущего сгустка) и возможность фокусировки (величина поперечной силы) ускоряемого сгустка.

Как показали численные расчеты в гигагерцовом диапазоне частот возбуждаемых кильватерных волн, достаточно легко добиться размещения ускоряемого сгустка в фокусирующей фазе. В этом случае фокусировка обеспечивается полем плазменной волны

$$E_r^L = -\frac{4Q_0}{r_b L_b} \Psi_{\perp}^p(\tau) \begin{cases} \frac{I_1(k_p r)}{I_0(k_p a)} \Delta_1(k_p r_b, k_p a), & r < r_b \\ \frac{I_1(k_p r_b)}{I_0(k_p a)} \Delta_1(k_p r, k_p a), & r_b < r < a \end{cases}, \text{ в котором отсутствует}$$

компонента магнитного поля, а ускорение обеспечивается полем собственных мод диэлектрического волновода $E_z^d = -2E_0 \sum_s R_s(r_b) e_z^s(r) \Psi_{\parallel}^s(\tau)$,

где $\Psi_{\perp}^p(\tau) = \frac{1}{\omega_p \tau_b} ((1 - \cos \omega_p \tau) \Theta(\tau) - (1 - \cos \omega_p (\tau - \tau_b)) \Theta(\tau - \tau_b))$,

$$\Psi_{\parallel}^s(\tau) = \frac{1}{\omega_s \tau_b} (\sin \omega_p \tau \Theta(\tau) - \sin \omega_p (\tau - \tau_b) \Theta(\tau - \tau_b)),$$

$$e_z^s(r) = \frac{a}{\omega_s D'(\omega_s)}^{1/2} \begin{cases} \frac{I_0(\kappa_p^s r)}{I_0(\kappa_p^s a)}, & \text{if } r \leq a \\ \frac{F_0(\kappa_d^s r, \kappa_d^s b)}{F_0(\kappa_d^s a, \kappa_d^s b)}, & \text{otherwise} \end{cases}, \tau_b = L_b/v_0.$$

Результат численных расчетов для продольной и поперечной сил, действующих на тестовую частицу в линейном режиме показан на рисунке 4.1. Использованные для этих расчетов параметры приведены в таблице 4.1.

Вакуумная длина волны резонансной со сгустком основной моды диэлектрической структуры равна ~ 11 см, а длина плазменной волны ~ 33 см. Именно существенное отличие в длинах двух типов волн обеспечивает возможность фокусировки ускоряемого сгустка при соответствующем его размещении позади ведущего сгустка.

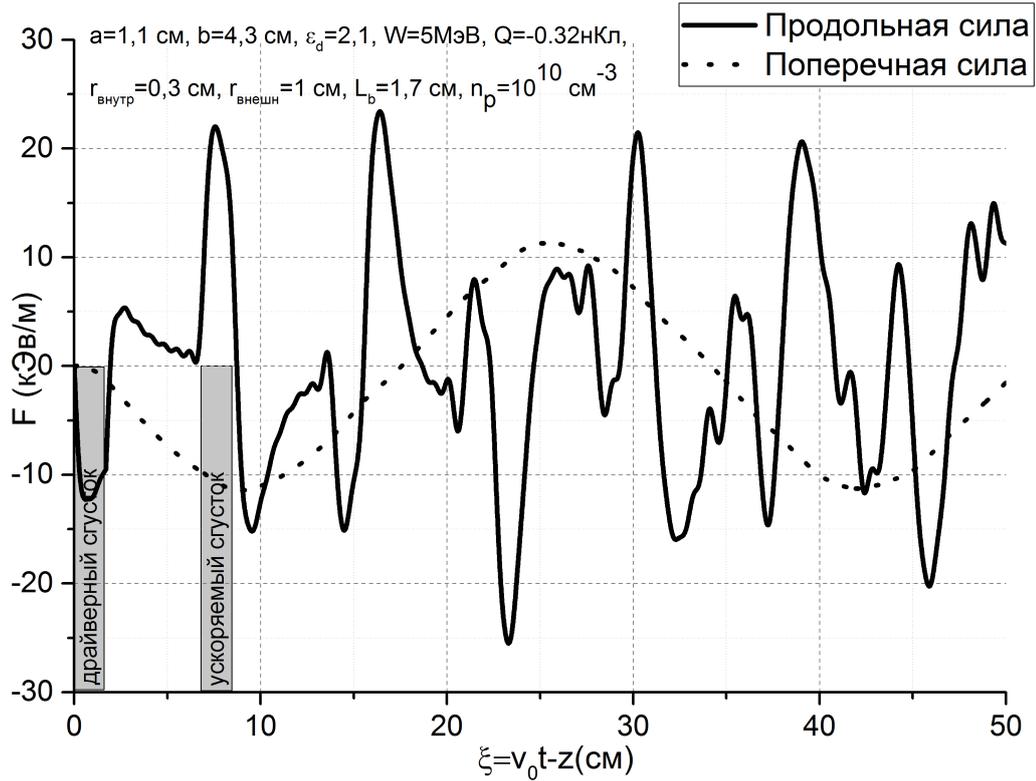


Рис. 4.1. Аксиальный профиль продольной и поперечной сил, действующих на тестовую частицу, расположенную на расстоянии $r = 0,95 \text{ см}$ от оси волновода, параметры которого приведены в таблице 4.1.

Таблица 4.1. Параметры плазменно-диэлектрического волновода используемые для численных расчетов

Внутренний радиус диэлектрической вставки, a	1,1 см
Внешний радиус диэлектрической вставки, b	4,3 см
Диэлектрическая проницаемость, ϵ_d	2,1
Энергия элетронного сгустка	5 МеВ
Заряд сгустка, Q	-0,32 нКл
Радиус сгустка, $r_{\text{и}}$	0.95 см
Длинна сгустка, L_b	1,7 см
Плотность плазмы, n_p	10^{10} см^{-3}

Исследованный в работе [17] случай соответствует приближению линейной плазмы, так как $n_b/n_p = 0.04$. По мере увеличения частоты поля выполнить сильное неравенство $n_b/n_p \ll 1$ становится труднее и труднее. Причина заключается в неодинаковой скорости роста плотности электронов в сгустке n_b и плотности плазмы n_p . Действительно, частота диэлектрической моды растет обратно пропорционально толщине диэлектрической трубки

$$\omega_s \sim 1/(b - a). \quad (4.1)$$

Размеры электронного сгустка должны быть меньше половины длины волны, поэтому плотность в нем при уменьшении размеров структуры растет по кубическому закону:

$$n_b \sim 1/(b - a)^3. \quad (4.2)$$

В тоже время плотность плазмы электронов изменяется обратно пропорционально квадрату размера ускорительного канала

$$n_p \sim 1/a^2. \quad (4.3)$$

Условие (4.3) следует из необходимости работать вблизи максимума амплитуды поперечного электрического поля плазменной волны, что выполняется при условии $\omega_p a \sim 1$ [136] [138].

Если отказаться от требования выполнения сильного неравенства $n_b/n_p \ll 1$, то можно добиться фокусировки ускоряемого сгустка и в более высокочастотной области, чем исследовано в работе [17].

Продольные и поперечные профили сил, действующих на тестовый сгусток для одного из возможных вариантов приведены на рисунках 4.2 и 4.3. Для этих расчетов использовались такие параметры:

Таблица 4.2. *Параметры плазменно-диэлектрического волновода используемые для численных расчетов*

Внутренний радиус диэлектрической вставки, a	0,5 мм
Внешний радиус диэлектрической вставки, b	0,6 мм
Диэлектрическая проницаемость, ϵ_d	3,75
Энергия электронного сгустка	5 ГэВ
Заряд сгустка, Q	-3 нКл
Радиус сгустка, $r_{и}$	0,45 мм
Длина сгустка, L_b	0,2 мм
Плотность сгустка, n_b	$1,47 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$
Плотность плазмы, n_p	$4,41 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$

Отношение плотности сгустка к плотности плазмы все еще меньше единицы и равняется $1/3$. В следующем разделе мы покажем, что эта величина достаточна для справедливости приведенных на рис 4.2 и 4.3 результатов линейных расчетов. Для представленных расчетов длина волны основной диэлектрической моды равна ~ 1 мм, а плазменная длина волны $\sim 1,6$ мм.

Следует отметить несомненное достоинство рассматриваемого плазменно-диэлектрического кильватерного ускорителя: он может быть использован как для ускорения электронных сгустков, так и для ускорения позитронных сгустков. Из рис. 4.2 видно, что для этого ускоряемые электронный и позитронный сгустки должны иметь разное запаздывание относительно ведущего сгустка. Фокусировка будет обеспечена для обоих сгустков. Это свойство зарядовой симметрии является актуальным для перспективных электрон-позитрон коллайдеров.

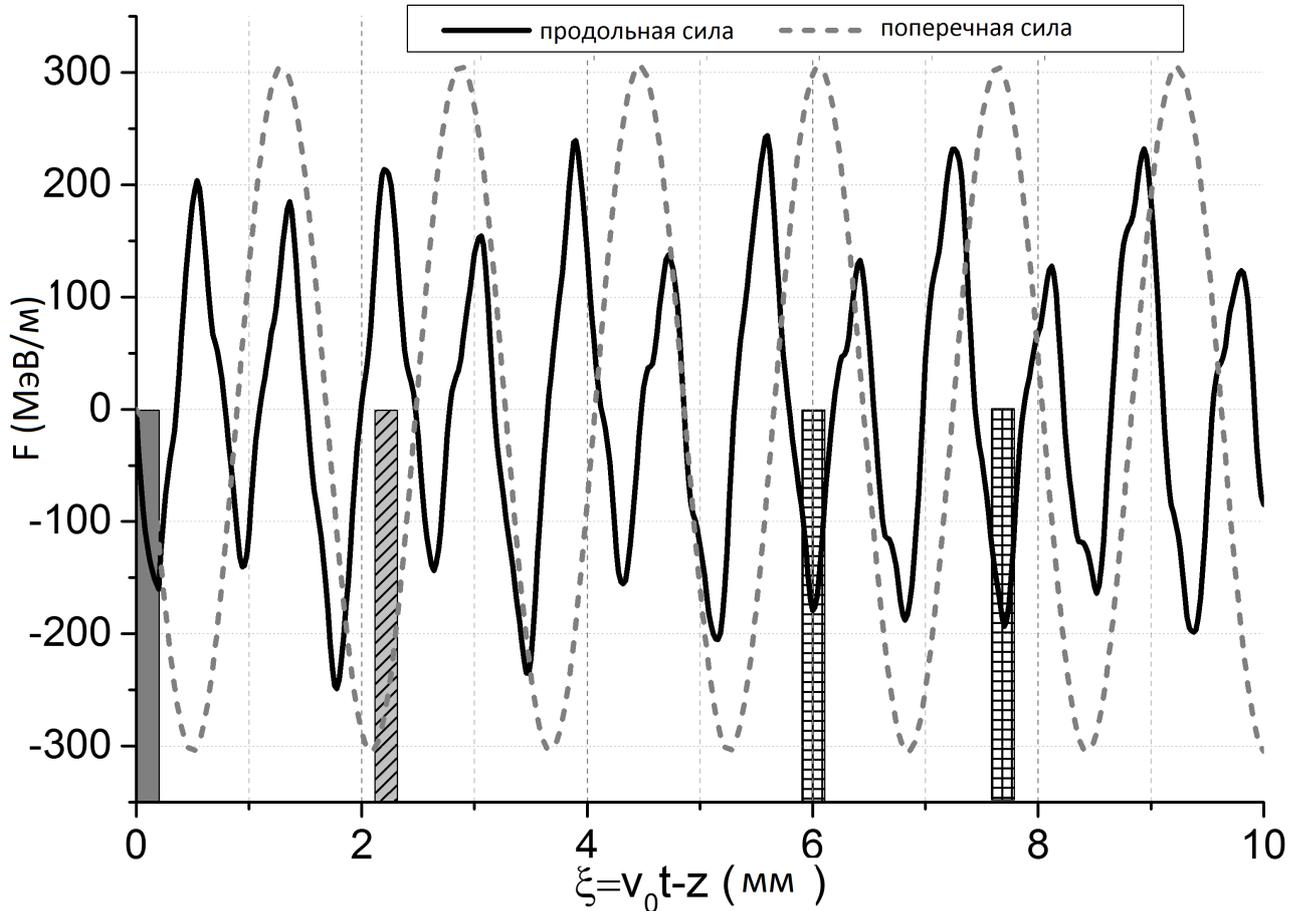


Рис. 4.2. Продольный профиль аксиальной (сплошная линия) и поперечной (пунктирная линия) сил. Прямоугольник со сплошным закрашиванием схематически указывает на расположение драйверного сгустка, который движется слева направо. Прямоугольник с косым штрихованием схематически указывает возможное положение электронного ускоряемого сгустка. Прямоугольник со штрихованием клеткой схематически указывает возможное положение позитронного ускоряемого сгустка.

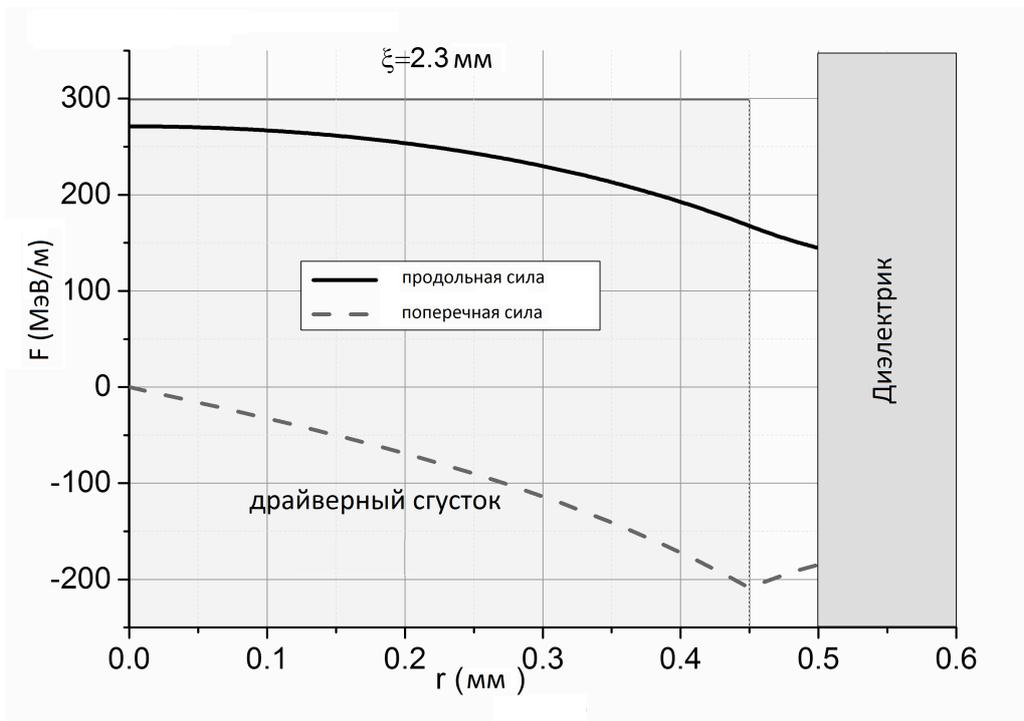


Рис. 4.3. Поперечный профиль аксиальной (сплошная линия) и поперечной (пунктирная линия) сил.

4.1.3. Численное моделирование.

Полученные аналитические выражения и расчеты, проведенные с их помощью, которые были представлены в предыдущем разделе, верны для приближения линейной плазмы $n_b \ll n_p$. Как уже говорилось в разделе 4.1.2 это сильное неравенство трудно осуществить в терагерцовом диапазоне возбуждаемых кильватерных полей. Использование же в расчетах простого неравенства требует дополнительной проверки достоверности численных результатов. С этой целью мы сделали полное численное моделирование particle-in-cell (PIC) возбуждаемых кильватерных полей в плазменно-диэлектрической структуре. Симуляция проводилась с использованием двух различных кодов. Наш собственный PIC код и OOPIC код, реализованный для Linux. Результаты моделирования выполненные с использованием обоих кодов хорошо совпадают.

На рис.4.4 представлены продольные распределения поперечной и продольной сил, действующие на тестовый электрон, полученные с помощью кода OOPIC. Для численного моделирования были использованы те же параметры структуры и сгустка, что и в разделе 4.1.2. Входной и выходной конец волновода длиной $l = 8$ мм был закорочен проводящими плоскостями, т.е. было использовано граничное условие $E_r|_{z=0,l} = 0$. В численном моделировании электроны и ионы (водород) плазмы, попадающие на поверхность диэлектрика, убирались из расчетной области.

Сравнение кривых на рис.4.4 с соответствующими кривые на рис. 4.2 подтверждает приемлемое совпадение результатов моделирования PIC и аналитических результатов приведенных в разделе 4.1.2. Ускоряющие и фокусирующие поля хорошо совпадают. Наибольшие отличия наблюдаются в дефокусирующих областях кильватерного поля. Эти отличия могут быть объяснены выталкиванием электронов из плазмы на диэлектрическую стенку. Оставшиеся плазменные ионы уменьшают дефокусирующее поле. Это подтверждается конфигурацией пространства плазменных электронов (см. рис. 4.5) и конфигурацией пространства ионов. Внешняя граница элек-

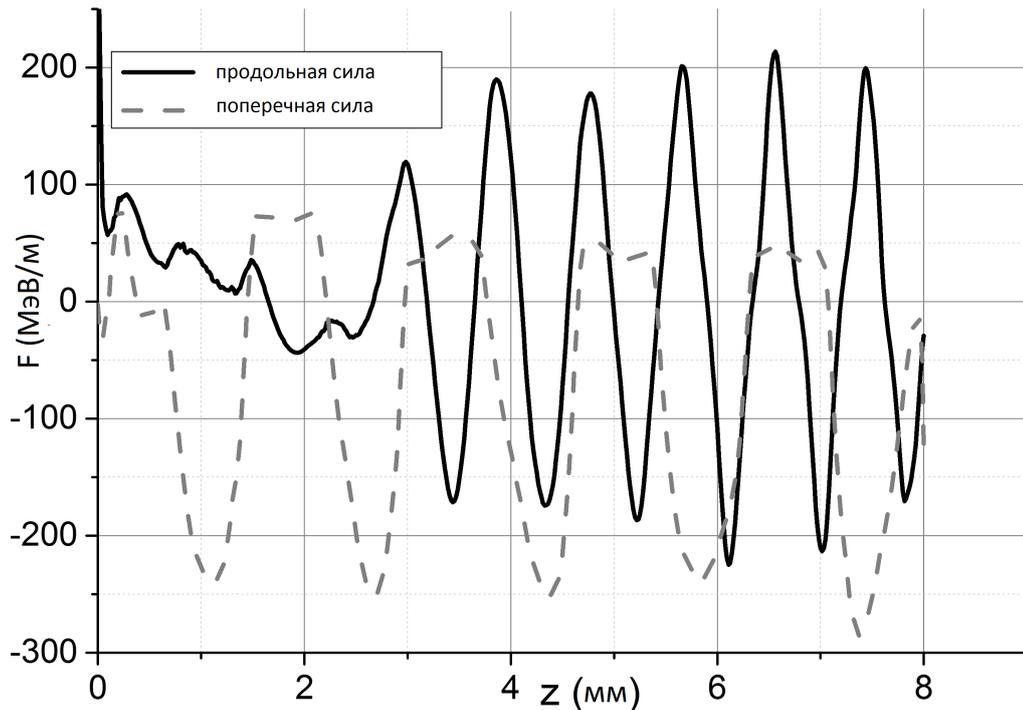


Рис. 4.4. Аксиальный профиль продольной (сплошная линия) и поперечной (пунктирная линия) сил, действующих на тестовую частицу, расположенную на расстоянии $r = 0,45$ мм от оси волновода, параметры которого приведены в таблице 4.2. Время влета $t = 26,688$ пс. Единицы измерений по горизонтальной оси - мм, по вертикальной - МэВ/м.

тронов является глубоко модулированной с пространственным периодом равным плазменной длине волны. В тоже время внешняя граница ионов остается гладкой. Таким образом, рядом с поверхностью диэлектрика возникают периодические полости, имеющие общий положительный заряд. Эти положительно заряженные полости снижают силу расфокусировки, действующую на сгусток тестовых электронов. Следует отметить, что в этом моделировании потери электронов плазмы были не очень высокими, около $\sim 8\%$.

На рисунке 4.6 приведено аксиальное распределение продольной и поперечной сил, созданных при помощи драйверного сгустка с зарядом в 1 нКл. Как и предсказывалось из рисунка 4.5 мы наблюдаем более точное соответствие с теоретическими расчетами (с учетом нормализации заряда

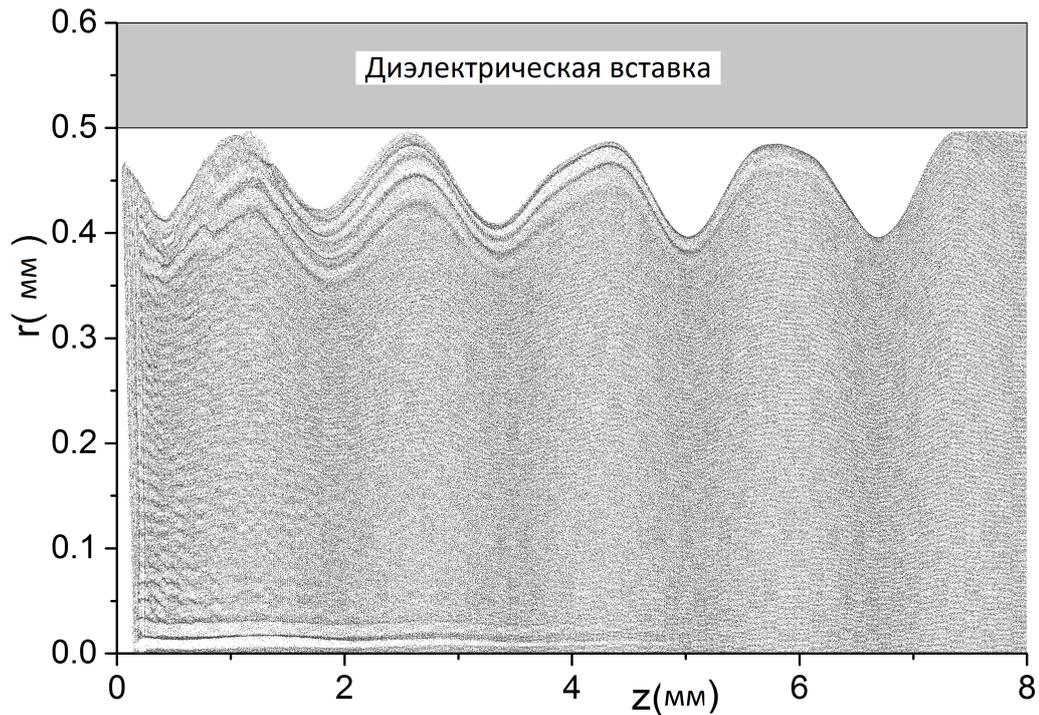


Рис. 4.5. Конфигурация пространства (z, r) плазменных электронов для времени $t = 26,688$ пс.

сгустка, показанными на рис. 4.2).

Рассмотрим поперечное движение тестовых электронов, ускоренных кильватерной волной. На рис.4.7 приведены положения тестовых электронов, движущихся под действием продольных и поперечных сил, представленных на рис. 4.2, 4.3. Первоначальные продольные положения тестовых электронов соответствуют сгустку электронов, показанному на рис. 4.2 ($Z = 2,2 \pm 0,1$ мм). В поперечном направлении тестовые электроны равномерно распределены от 0 до r_b . Из рис.4.7 следует, что для расстояния ~ 10 см ускоренный пучок электронов фокусируется почти в два раза. Поперечный разброс частиц в голове и хвосте сгустка меньше 12%.

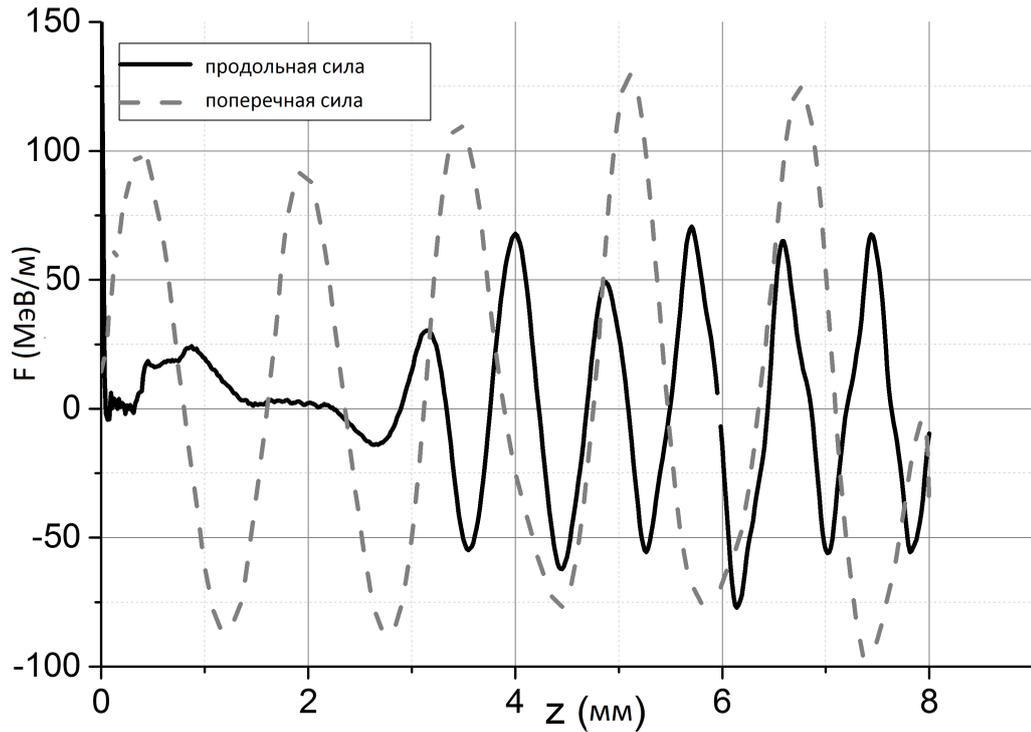


Рис. 4.6. Аксиальный профиль продольной (сплошная линия) и поперечной (пунктирная линия) сил, действующих на тестовую частицу, расположенную на расстоянии $r = 0,45$ мм от оси волновода, параметры которого приведены в таблице 4.2. Время влета $t = 26,688$ пс. Единицы измерений по горизонтальной оси - мм, по вертикальной - МэВ/м. Заряд драйверного сгустка равен 1нКл.

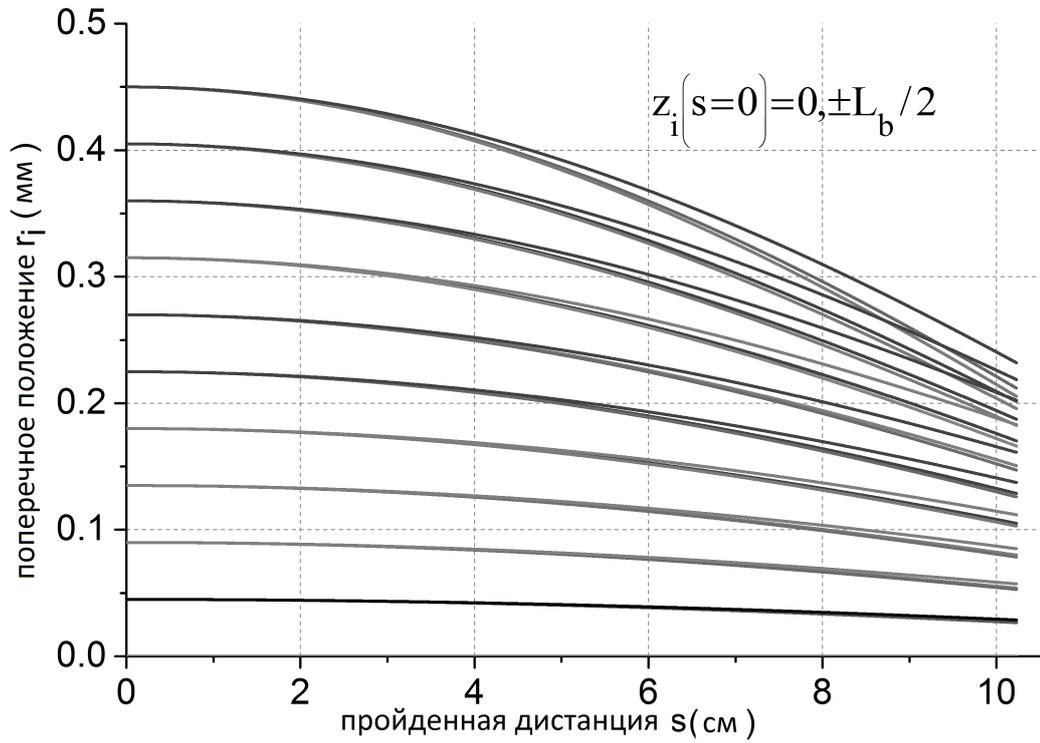


Рис. 4.7. Траектории тестовых электронов, движущихся под действием продольных и поперечных сил, представленных рис. 4.2, 4.3.

4.2. Сильно нелинейный (blowout, underdense) режим возбуждения кильватерных полей

Для сильно нелинейного $n_b \gg n_p$ (blowout, underdense) режима возбуждения кильватерных полей возможно только PIC моделирование. В blowout режиме фокусировка обеспечивается ионами, оставшимися в транспортном канале, после того, как плазменные электроны были вытолканы из него интенсивным драйверным сгустком.

На рис.4.8 показаны продольные профили продольной и поперечной сил в случае $n_b/n_p = 6,776$. Для этих вычислений была использована кварцевая трубка с внешним радиусом $b = 0.5$ мм и внутренним радиусом $a = 0.2$ мм. Радиус электронного сгустка был равен $r_b = 0.2$ мм, остальные его параметры соответствуют таблице 4.2. Плотность плазмы, использованная в расчетах, приведенных на рис.4.8, $n_p = 10^{14}$ см⁻³.

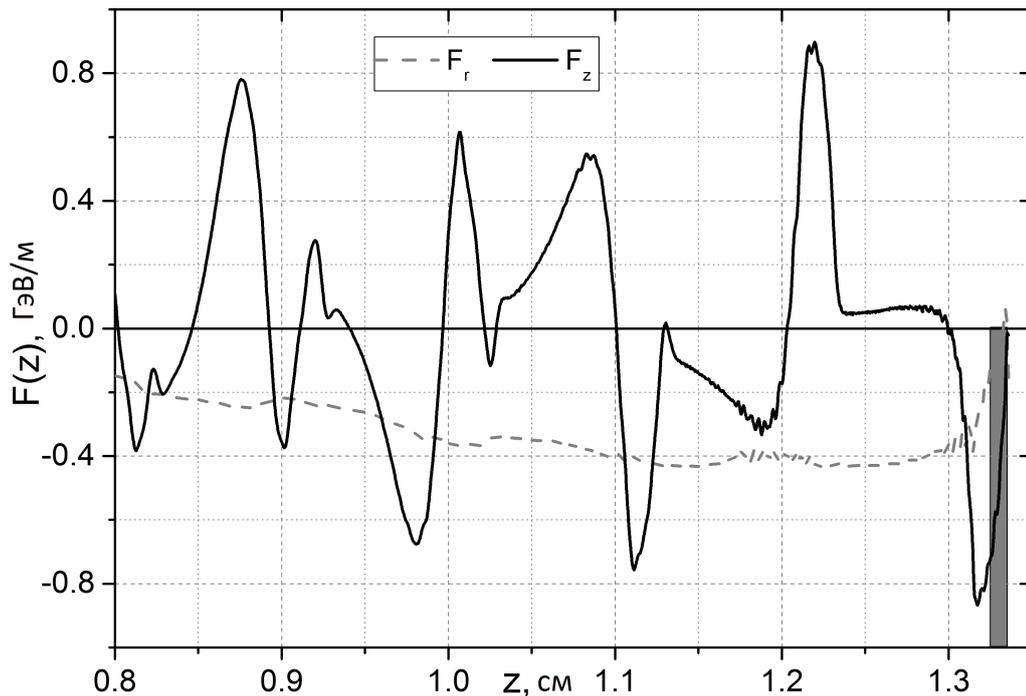


Рис. 4.8. Аксиальный профиль продольной (сплошная линия) и поперечной (пунктирная линия) сил в случае сильно нелинейного режима $n_b/n_p = 6,776$.

Как следует из рис.4.8 фокусирующая сила является почти продольно

однородной в области позади ведущего сгустка и равна ~ 420 МэВ/м. Продольная сила слабо изменилась по сравнению с вакуумным случаем, т.е. оно, как и ожидалось, формируется собственными волнами диэлектрической трубки. Эта фокусирующая сила соответствует индукции фокусирующего магнитного поля $\sim 1,4$ Тл. Следует отметить, что фокусирующая сила в этом режиме зависит не только от отношения n_b/n_p , но также от исходного количества электронов плазмы. Если число электронов плазмы слишком высоко, то электронный сгусток не сможет вытолкнуть массу электронов из транспортного канала. К примеру, если мы возьмем структуру соответствующую рисункам 4.4 - 4.5, а соотношение $n_b/n_p = 6,776$ соответствующее рисунку 4.8, мы не получим квазиоднородное фокусирующее поле, а максимальная амплитуда фокусирующего поля будет < 360 МэВ/м.

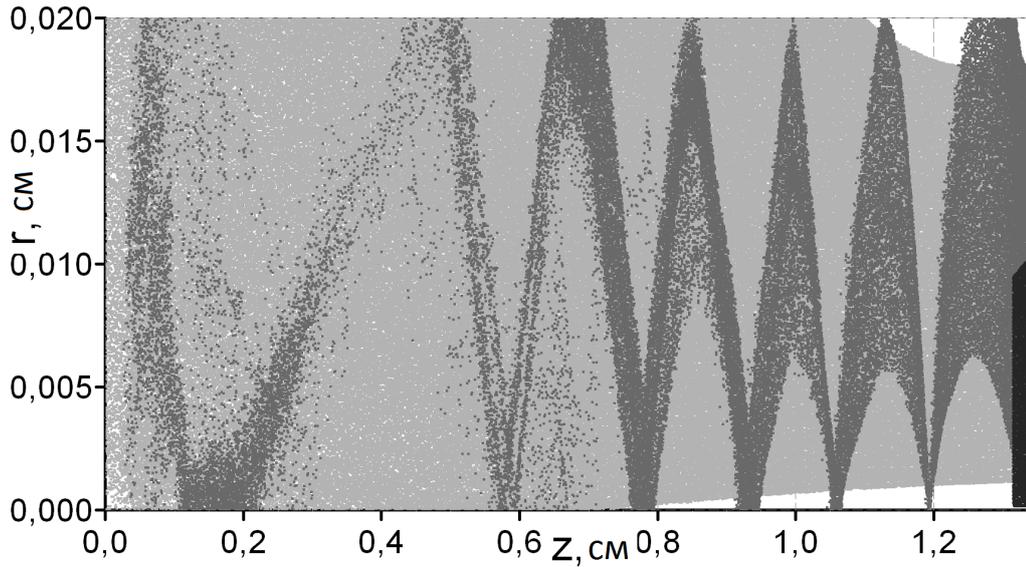


Рис. 4.9. Конфигурация пространства (z, r) плазменных электронов (темная область) и плазменных ионов (светлая область). Во время $t = 44.54$ нс.

На рис. 4.9 показано конфигурационное пространство плазменных сгустков электронов и ионов плазмы в транспортном канале, соответствующем рис.4.8. Ионы малоподвижны по всему объему канала, тогда как практически все электроны плазмы выталкиваются из канала. Электронный сгусток не меняет свою форму после прохождения ПДКУ.

4.3. Выводы

- Результаты численного моделирования возбуждения кильватерных полей в плазменно-диэлектрических структурах хорошо соответствуют аналитическим выражениям, полученным в предыдущих главах.
- Для того, чтобы рассматривать линейный режим возбуждения не обязательно выполнение сильного неравенства $n_b \ll n_p$, достаточно выполнения обычного неравенства $n_b < n_p$.
- Фокусирующая сила в blowout режиме зависит не только от отношения n_b/n_p , но также от исходного количества электронов плазмы.

ГЛАВА 5

ГЕНЕРАЦИЯ КИЛЬВАТЕРНЫХ ПОЛЕЙ В ПЛАЗМЕННО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬЮ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ СГУСТКОВ

Материалы представленные в главе 5 опубликованы в [22, 26, 31, 38, 39].

5.1. Влияние плотности плазмы на амплитуду кильватерного поля

В работе [142] было проведено исследование возбуждения кильватерного поля последовательностью сгустков релятивистских электронов в чисто диэлектрическом случае. Показано, что в резонаторном случае при сохранении пикирования поля, т.е. многомодового режима, увеличивается количество сгустков, участвующих в суммировании кильватерного поля. В результате амплитуда поля, используемая для ускорения заряженных частиц, существенно возрастает по сравнению с отрезком диэлектрического волновода такой же длины. Таким образом, в работе доказана правомерность резонаторной концепции для кильватерного метода ускорения заряженных частиц. В данной главе мы будем рассматривать влияние плазмы на возбуждение кильватерного поля в ПДКУ и на его амплитуду.

5.1.1. Аналитические выражения для поля в плазменно-диэлектрическом кильватерном ускорителе.

Рассмотрим металлический волновод радиуса b , в который вставлена диэлектрическая трубка с внутренним радиусом a , а ее внешний радиус совпадает с радиусом металлического волновода (см. рис. 5.1). Диэлектрическая проницаемость материала трубки равна ε_d . Канал диэлектрической трубки (дрейфовый канал) полностью заполнен изотропной плазмой с плотностью n_p . В дрейфовом канале распространяется регулярная последовательность из N_b электронных сгустков цилиндрической формы

с однородным распределением плотности заряда внутри каждого сгустка. Длина отдельного сгустка L_b , его радиус r_b , полный заряд каждого сгустка равен Q_0 . Ведущие сгустки движутся прямолинейно и равномерно, и они возбуждают кильватерное поле, в котором затем ускорятся тестовые сгустки (ускоряемые сгустки). Всю такую систему будем называть плазменно-диэлектрическим кильватерным ускорителем (ПДКУ).

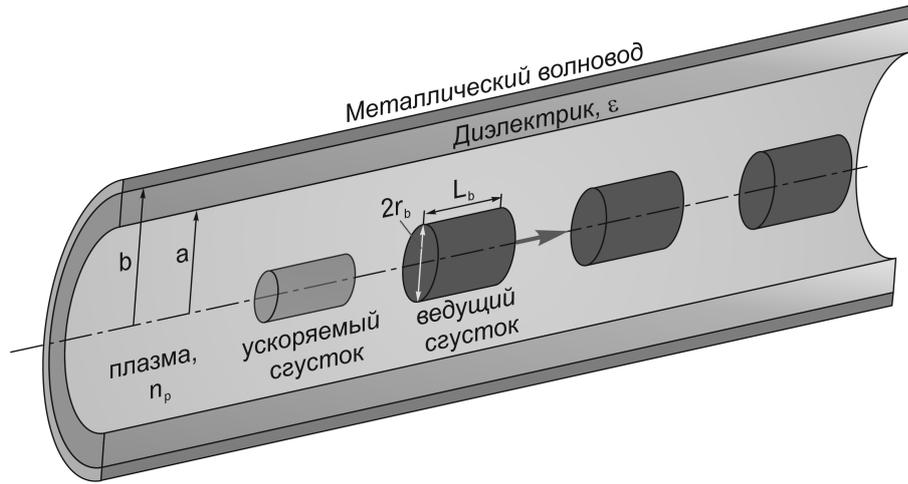


Рис. 5.1. Схема геометрии плазменно-диэлектрического кильватерного ускорителя.

Решив уравнения Максвелла с источником в виде плотности тока, создаваемого ведущими электронными сгустками, мы получим выражения для кильватерного поля в плазме и диэлектрике. В дальнейшем нас будет интересовать только продольная компонента кильватерного поля E_z в дрейфовом канале. Она имеет следующий вид [17], [20]:

$$E_z = -\frac{4Q_0}{a^2} \sum_{i=1}^{N_b} \sum_s R_s(r_b) e_z^s(r) \Psi_{||}^s [\tau - (i-1)T] - \frac{4Q_0}{r_b L_b} e_z^p(r) \sum_{i=1}^{N_b} \Psi_{||}^p [\tau - (i-1)T], \quad (5.1)$$

где T - период следования сгустков.

В уравнении (5.1) функции $e_z^{p,s}(r)$ описывают поперечную структуру

поля, и функция $\Psi_{\parallel}^{p,s}(\tau)$, описывают продольную структуру поля:

$$e_z^s(r) = \left(\frac{a}{\omega_s D'(\omega_s)} \right)^{1/2} \frac{I_0(\kappa_p^s r)}{I_0(\kappa_p^s a)}; \quad (5.2)$$

$$e_z^p(r) = \begin{cases} \frac{1}{k_p r_b} - \frac{I_0(k_p r)}{I_0(k_p a)} \Delta_1(k_p r_b, k_p a), & r < r_b \\ \frac{I_1(k_p r)}{I_0(k_p a)} \Delta_0(k_p a, k_p r_b), & r_b < r < a \end{cases}; \quad (5.3)$$

$$\Psi_{\parallel}^{p,s}(\tau) = \frac{1}{\omega_{p,s} \tau_b} [\sin(\omega_{p,s} \tau) \Theta(\tau) - \sin[\omega_{p,s}(\tau - \tau_b)] \Theta(\tau - \tau_b)]; \quad (5.4)$$

$$R_s(r_b) = \frac{2}{\kappa_p^s r_b} e_z^s(r_b); \quad (5.5)$$

Собственные частоты ω_s диэлектрических волн определяются из решения дисперсионного уравнения (2.6) $D(\omega_s) = 0$;

Как видно из выражения (5.1), продольное электрическое поле состоит из двух частей. Первая сумма описывает кильватерное поле диэлектрических волн, второе – кильватерное поле плазменной волны. Они обе возбуждаются релятивистским электронным сгустком. Изменяя плотность плазмы можно изменять соотношение между амплитудами плазменной и диэлектрической волны. В возбуждении двух типов волн в изотропной плазме состоит существенное отличие от случая возбуждения кильватерного поля в замагниченной плазме [14], где для возбуждения плазменной волны электронным сгустком существует ограничение сверху по его энергии. Но такие сгустки не представляют интерес для рассматриваемой ускорительной схемы, т.е. можно считать, что релятивистские электронные сгустки плазменную волну в замагниченной плазменном волноводе не возбуждают.

5.1.2. Численный анализ амплитуд кильватерного поля.

Для исследования зависимостей амплитуды продольного электрического поля в ПДКУ в качестве начальных параметров выберем значения пара-

метров диэлектрической структуры и сгустков, характерные для экспериментальной установки «Алмаз-2» [143] (см. табл. 4.1): $a = 1,1$ см, $b = 4,3$ см, $\varepsilon_d = 2,1$, $r_b = 1$ см, $L_b = 1,7$ см, $Q_0 = -0,32$ нКл, энергия электронных сгустков $W = 5$ МэВ. Для таких параметров собственная частота первой радиальной моды вакуумной структуры, определенная из уравнения (2.6), $f_m = 2710$ МГц равнялась частоте следования сгустков. Выбранные для численного анализа параметры обеспечивают невысокие темпы ускорения и не могут быть выбраны в качестве возможного прототипа для высокоградиентного ДКУ, но они позволяют качественно исследовать зависимости ускоряющего поля от плотности плазмы. Высокие темпы ускорения можно получить масштабированием размеров структуры и плотности плазмы.

С увеличением плотности плазмы резонансная частота первой радиальной моды диэлектрической волны растет, и если частоту следования сгустков зафиксировать, то синхронность воздействия сгустков на структуру будет ухудшаться, а амплитуда полного кильватерного поля будет уменьшаться. Под полным полем мы понимаем сумму поля плазменной волны и поля диэлектрической волны. Для предотвращения нарушения синхронности было предложено изменять размеры структуры так, чтобы резонансная черенковская частота первой радиальной моды диэлектрической волны была равна плазменной частоте. Частота следования сгустков при этом подстраивалась под эти частоты.

На рисунках 5.2 – 5.4 приведены зависимости амплитуды аксиальной силы (максимального значения продольной силы позади сгустков в дрейфовом канале на расстоянии $r = r_b$ от оси) $F_z = -eE_z$, действующей на тестовый электрон, от плотности плазмы для различного числа сгустков в последовательности: одиночный сгусток, последовательность четырех электронных сгустков, последовательность одиннадцати электронных сгустков и последовательность двадцати одного электронного сгустка. Рисунок 5.2 соответствует полному кильватерному полю, рисунок 5.3 соответствует диэлектрической волне (первая двойная сумма в уравнении (5.1)), рисунок 5.4 соответствует плазменной волне (вторая сумма в (5.1)).

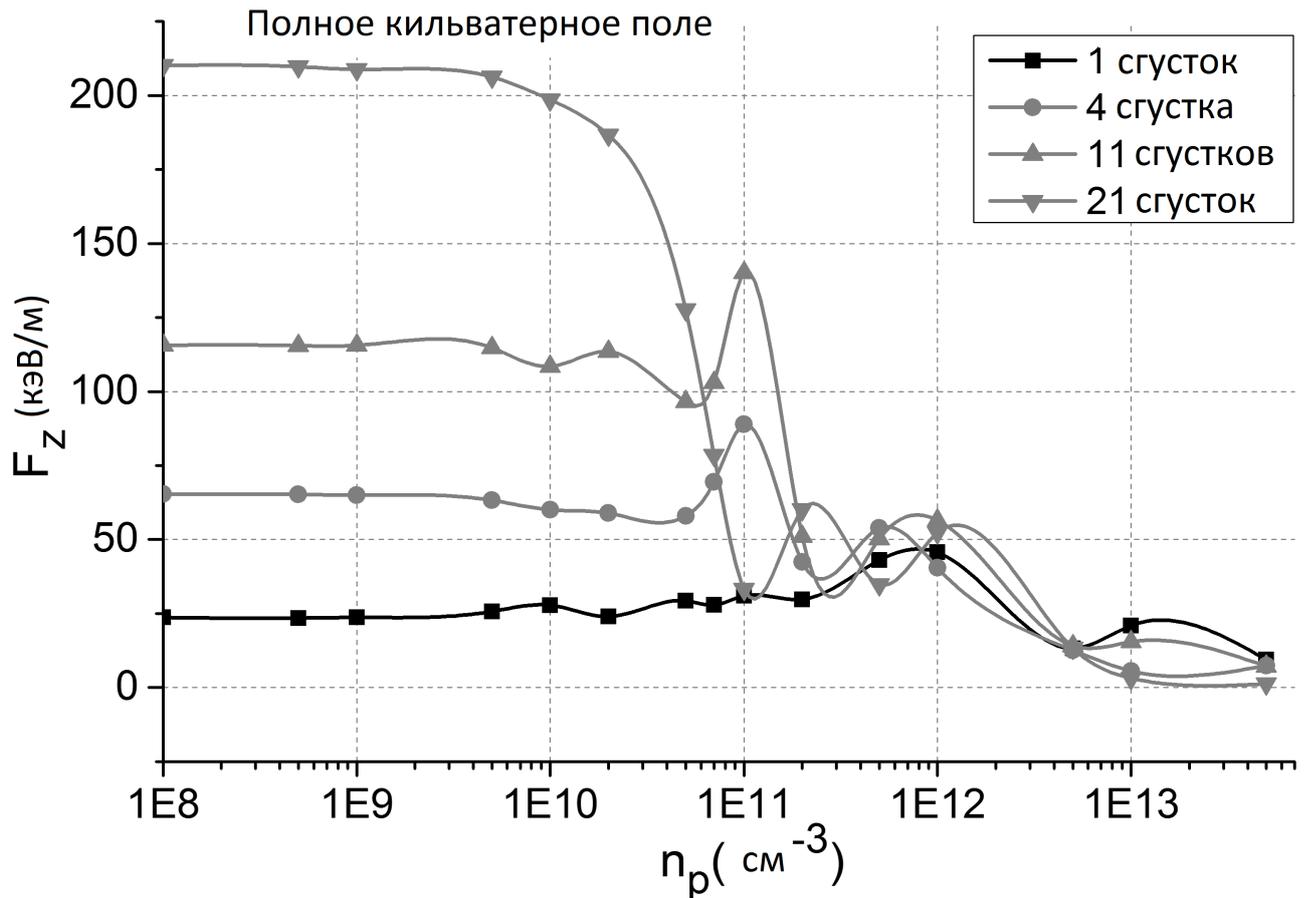


Рис. 5.2. Зависимость амплитуды полного кильватерного поля в ПДКУ от плотности плазмы для фиксированных параметров сгустков и диэлектрического волновода. Символы на кривых указывают количество сгустков, использованных в расчетах.

Частоты первой радиальной гармоники диэлектрической волны и плазменной волны в зависимости от плотности плазмы приведены в таблице 5.1. Приведенные значения частот позволяют оценить число сгустков, вносящих когерентный вклад в амплитуду кильватерного поля (см. ниже).

Для одиночного сгустка полное поле почти постоянно при низких плотностях плазмы, затем растет с увеличением плотности плазмы и достигает максимума. При дальнейшем увеличении плотности плазмы поведение полного поля имеет характер затухающих осцилляций. Максимум полного ускоряющего поля обязан максимуму поля плазменной волны (см.рис.5.4), который определяется максимумом функции e_z^p (уравнение (5.3)) и достига-

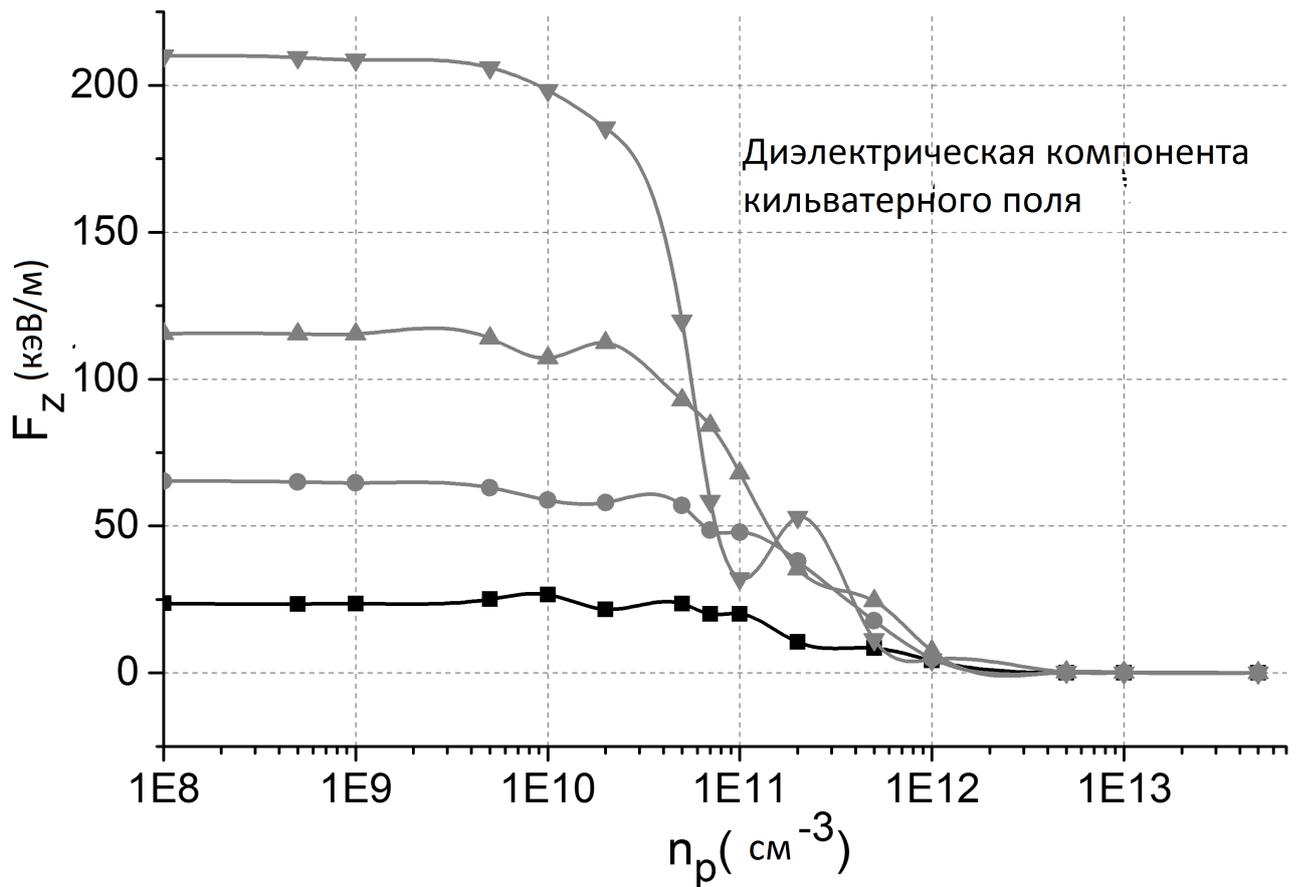


Рис. 5.3. Зависимость амплитуды диэлектрической части кильватерного поля в ПДКУ от плотности плазмы для фиксированных параметров сгустков и диэлектрического волновода. Символы на кривых указывают количество сгустков, использованных в расчетах.

ется при плотности плазмы, соответствующей условию $k_p a \sim 1$. [136], [20].

Осциллирующий характер аксиального кильватерного поля после достижения максимума также обусловлен полем плазменной волны и описывается интерференционным множителем $A_p^b = 2 \sin(\omega_p \tau_b / 2) / \omega_p \tau_b$, следующим из выражения (5.4) при $\tau > \tau_b$. Как следует из рисунков 5.2 – 5.4, при малых плотностях плазмы полное поле определяется диэлектрической волной, а при больших плотностях – в основном полем плазменной волны. Т.е. при использовании одиночного сгустка для генерации кильватерного поля использование плазмы в дрейфовом канале диэлектрической структуре не дает дополнительных преимуществ по сравнению с чисто вакуумной

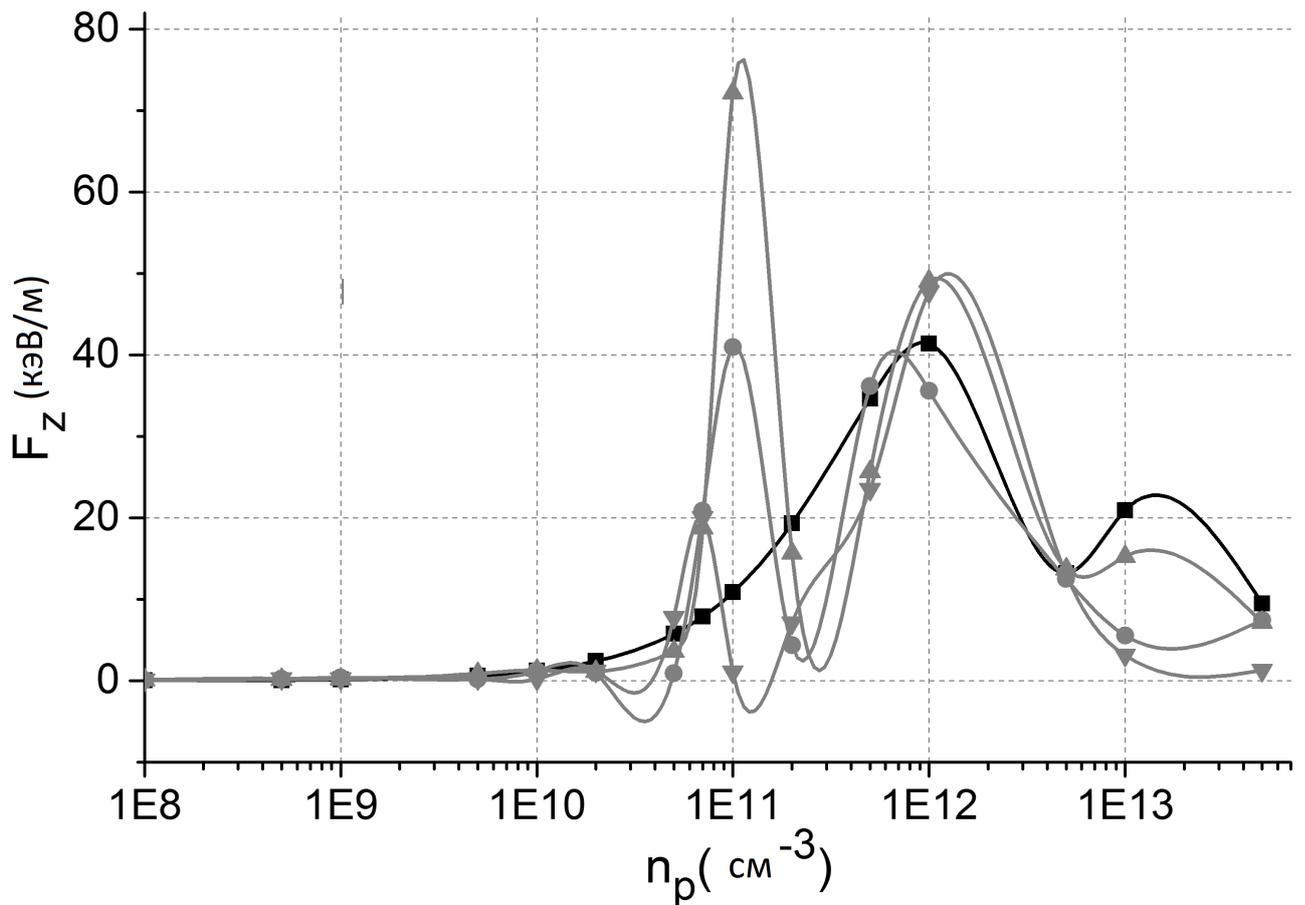


Рис. 5.4. Зависимость амплитуды плазменной части кильватерного поля в ПДКУ от плотности плазмы для фиксированных параметров сгустков и диэлектрического волновода. Символы на кривых указывают количество сгустков, использованных в расчетах.

структурой или по сравнению с чисто плазменной структурой.

Для последовательности сгустков амплитуда полного поля при низких плотностях плазмы также почти постоянна, слегка уменьшаясь при увеличении плотности плазмы, эта тенденция усиливается при увеличении числа сгустков в последовательности, что связано с увеличением расстройки по фазе между сгустками и собственными волнами (см. табл. 5.1). При плотности плазмы $n_p = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ полное поле резко возрастает для последовательности из четырех и одиннадцати сгустков. Увеличение полного поля связано с когерентным сложением поля диэлектрической волны и поля плазменной волны.

Таблица 5.1. Собственные частоты ПДКУ при различных плотностях плазмы.

n_p (см ⁻³)	$\omega_{s1}/2\pi$ (МГц)	$\omega_p/2\pi$ (МГц)
10^8	2710	89,79
$5 \cdot 10^8$	2710	200,8
10^9	2711	283,9
$5 \cdot 10^9$	2717	634,9
10^{10}	2725	897,9
$5 \cdot 10^{10}$	2782	2008
10^{11}	2846	2839
$5 \cdot 10^{11}$	3181	6349
10^{12}	3393	8979
$5 \cdot 10^{12}$	3837	20080
10^{13}	3976	28390

Само поле плазменной волны также возрастает благодаря когерентному сложению полей отдельных сгустков (см. рис.5.4). Отметим, что при этом поле диэлектрической волны не возрастает по сравнению с вакуумным случаем (см. рис.5.3), что связано как с интерференцией радиальных гармоник, так и увеличением «провисания» каждой гармоники диэлектрического поля от границы диэлектрика при возрастании плотности плазмы. При дальнейшем увеличении числа сгустков в последовательности ярко выраженный максимум на кривой зависимости полного поля при резонансной плотности плазмы $n_p = 10^{11}$ см⁻³ начинает сглаживаться и затем исчезает (см. кривую для $N_b = 21$ на рис.5.2). Для последовательности из 21 сгустка полное поле для плотностей плазмы $n_p > 10^{12}$ см⁻³ не превосходит поле одиночного сгустка.

Таким образом, заметного увеличения амплитуды полного поля в ПДКУ по сравнению с вакуумным ДКУ можно добиться только при резонансной плотности плазмы для небольшого количества сгустков в последовательности. Одна из причин отсутствия увеличения амплитуды кильватерного по-

ля – расстройка частоты следования сгустков и собственных частот ПДКУ при увеличении плотности плазмы. Для устранения этого недостатка необходимо подстраивать частоту следования сгустков и частоту собственных волн (диэлектрической и плазменной) при изменении плотности плазмы. Частоту основной моды диэлектрической волны можно подстраивать, изменяя поперечные размеры диэлектрической втулки путем изменения внутреннего или внешнего диаметров. Радиусы диэлектрической втулки в зависимости от плотности плазмы приведены в табл.5.2. В случае подстройки внутренним радиусом внешний радиус $b = 4,3$ см, а в случае подстройки внешним радиусом - внутренний радиус $a = 1,1$ см.

Таблица 5.2. *Внутренний и внешний радиус диэлектрической трубки в случае подстройки первой радиальной моды диэлектрической волны к частоте плазменной волны.*

n_p (см ⁻³)	a (см)	b (см)
10^{10}	-	12,406
$5 \cdot 10^{10}$	-	5,815
10^{11}	1,085	4,31
$2 \cdot 10^{11}$	2,2805	3,281
$5 \cdot 10^{11}$	3,0937	2,4115
10^{12}	3,4658	1,997
$5 \cdot 10^{12}$	3,9362	1,479
10^{13}	4,0442	1,3638

На рисунках 5.5 – 5.7 показаны зависимости амплитуды аксиальной силы кильватерного поля от плотности плазмы при изменении внутреннего радиуса диэлектрической трубки. На большей части интервала изменения плотности плазмы амплитуда полного поля определяется плазменной волной, заметный вклад в полное поле диэлектрическая структура дает только при плотностях плазмы, меньших $2 \cdot 10^{11}$ см⁻³. При больших плотностях плазмы амплитуда диэлектрической волны резко уменьшается из-за «провисания» на ось структуры благодаря одновременному увеличению

собственных частот и размеров канала (см. табл.5.2, 2-я колонка). Сама плазменная волна, в случае изменяющегося внутреннего радиуса диэлектрической вставки, растет с увеличением плотности плазмы даже быстрее, чем в случае фиксированного радиуса канала (см. кривые для одиночных сгустков на рис.5.4 и рис.5.7). Это связано с тем, что с увеличением плотности плазмы мы вынуждены увеличивать радиус канала, а уменьшение отношения r_b/a при фиксированной плотности приводит, как следует из выражения (5.3), к увеличению амплитуды плазменной кильватерной волны [136].

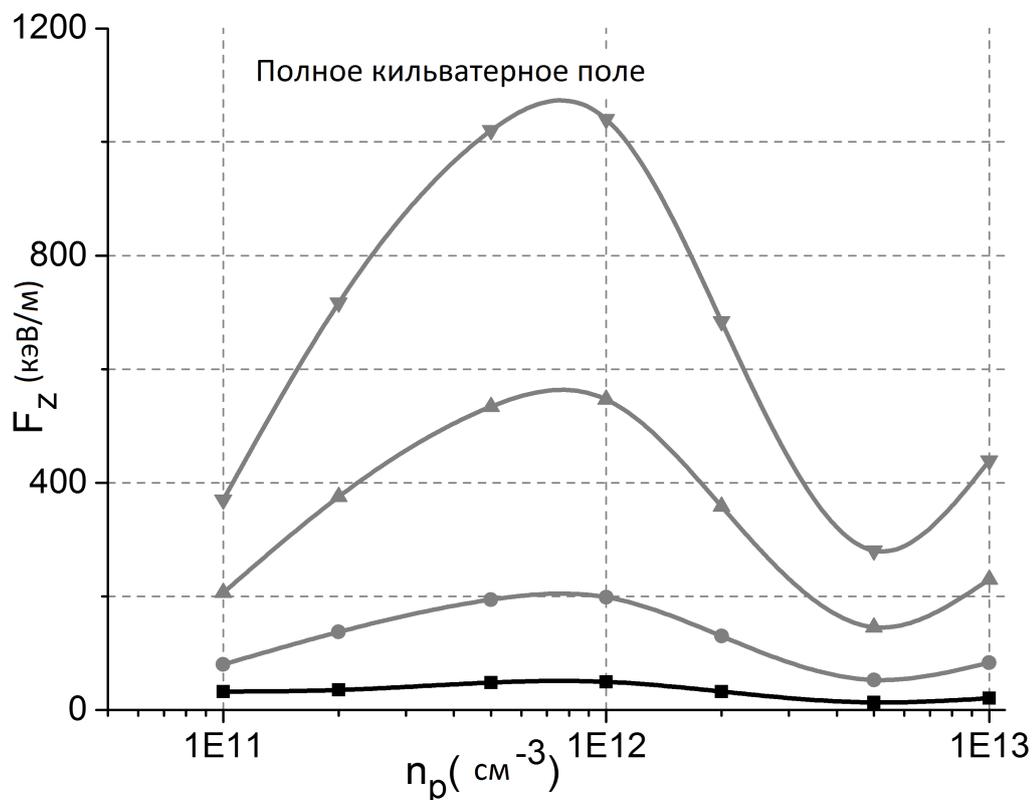


Рис. 5.5. Зависимость амплитуды полного кильватерного поля в ПДКУ от плотности плазмы для подстройки параметров диэлектрического волновода изменением внутреннего радиуса диэлектрической вставки. Символы на кривых указывают количество сгустков, использованных в расчетах.

Другой случай поддержания резонанса между сгустками и возбуждаемыми волнами за счет изменения внешнего радиуса (см. колонку 3 в

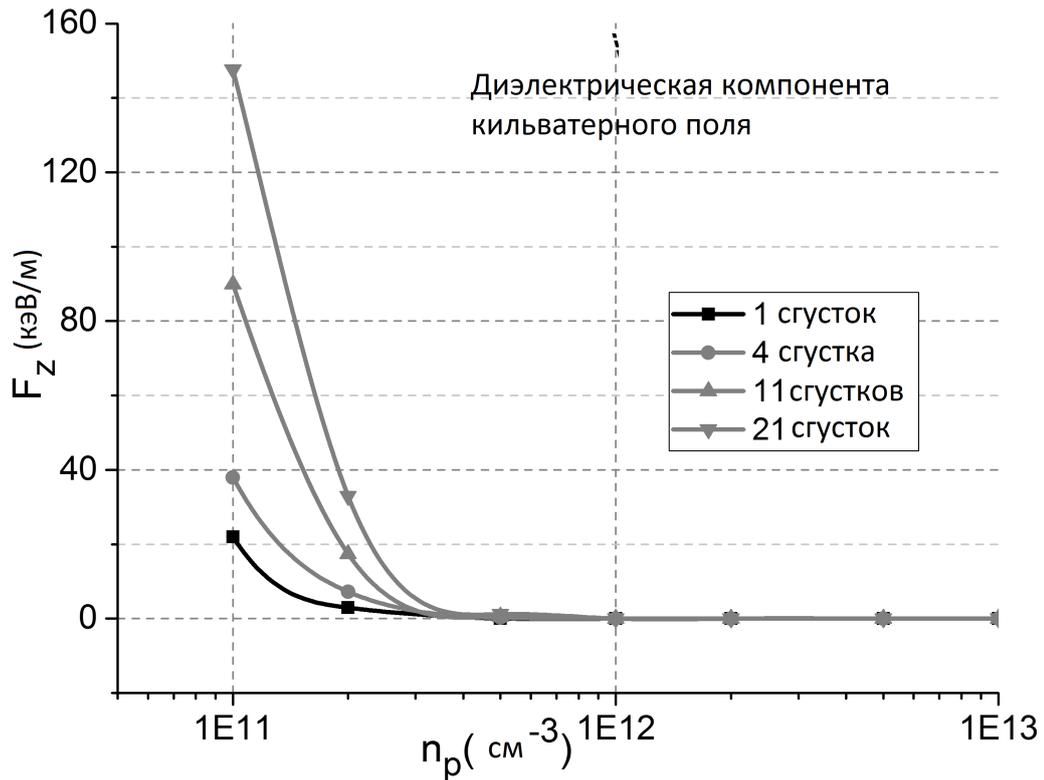


Рис. 5.6. Зависимость амплитуды диэлектрической части кильватерного поля в ПДКУ от плотности плазмы для подстройки параметров диэлектрического волновода изменением внутреннего радиуса диэлектрической вставки. Символы на кривых указывают количество сгустков, использованных в расчетах.

табл.5.2) приведен на рисунках 5.8 – 5.10. Максимум возбуждаемого поля находится при плотности плазмы, близкой к $n_p = 10^{12}$ см⁻³ и примерно такой же, как и в случае изменения внутреннего радиуса. Также одинакова ширина интервала значений плотности, где амплитуда ускоряющего поля уменьшается в два раза при отклонении от оптимальной плотности. В обоих случаях эта ширина велика, сравнима с самим значением оптимальной плотности, $n_p \sim 2 \cdot 10^{12}$ см⁻³. Таким образом, это свойство снижает требования на точность поддержания необходимой плотности плазмы.

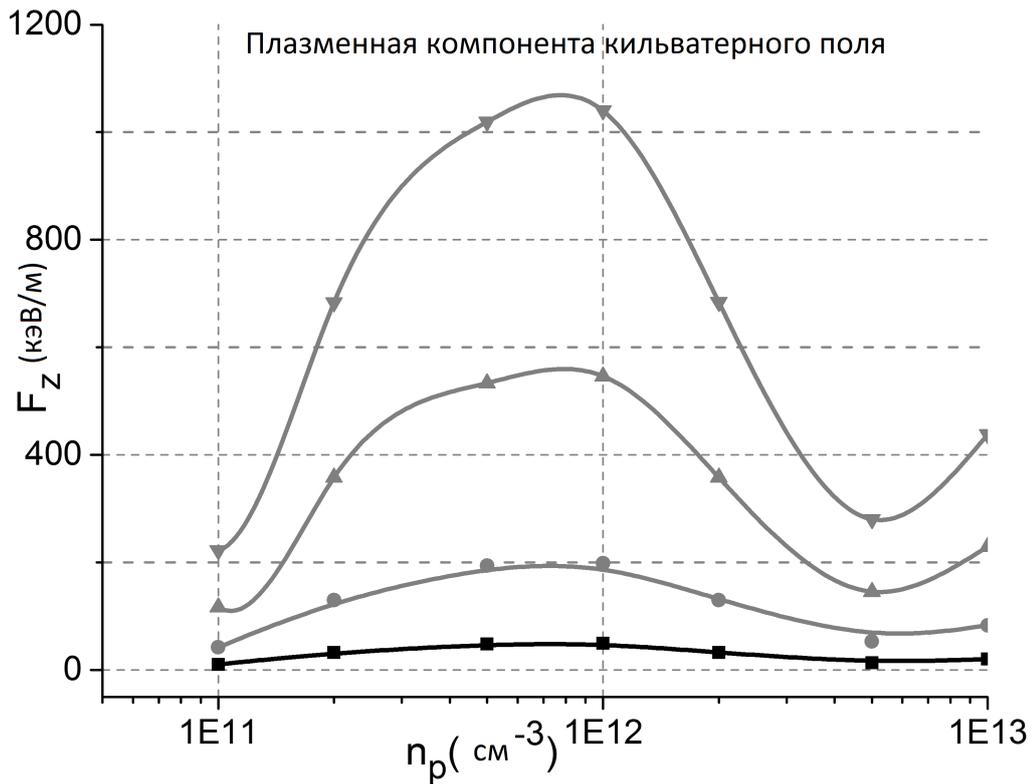


Рис. 5.7. Зависимость амплитуды плазменной части кильватерного поля в ПДКУ от плотности плазмы для подстройки параметров диэлектрического волновода изменением внутреннего радиуса диэлектрической вставки. Символы на кривых указывают количество сгустков, использованных в расчетах.

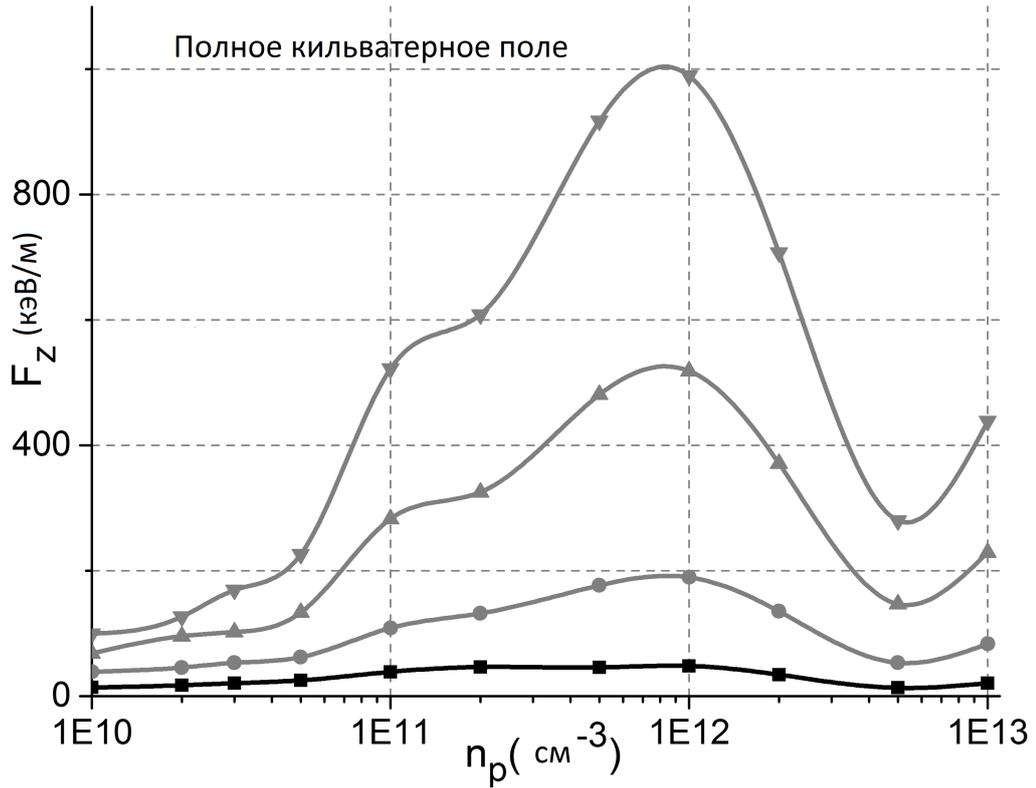


Рис. 5.8. Зависимость амплитуды полного кильватерного поля в ПД-КУ от плотности плазмы для подстройки параметров диэлектрического волновода изменением внешнего радиуса диэлектрической вставки. Символы на кривых указывают количество сгустков, использованных в расчетах.

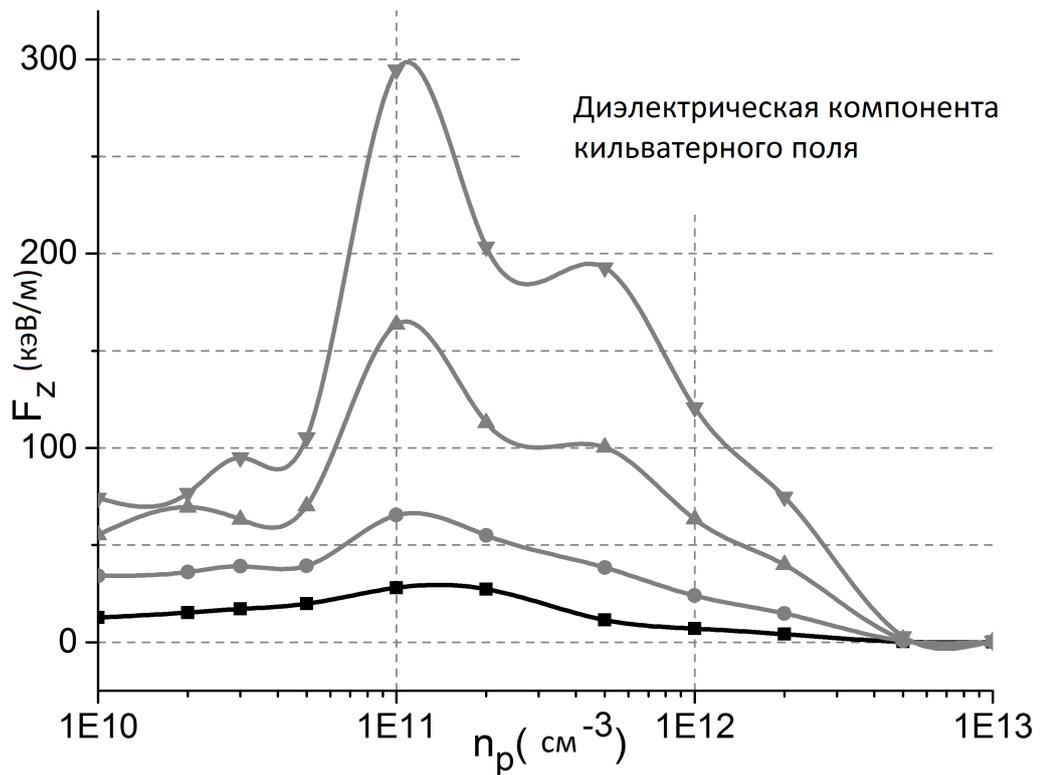


Рис. 5.9. Зависимость амплитуды диэлектрической части кильватерного поля в ПДКУ от плотности плазмы для подстройки параметров диэлектрического волновода изменением внешнего радиуса диэлектрической вставки. Символы на кривых указывают количество сгустков, использованных в расчетах.

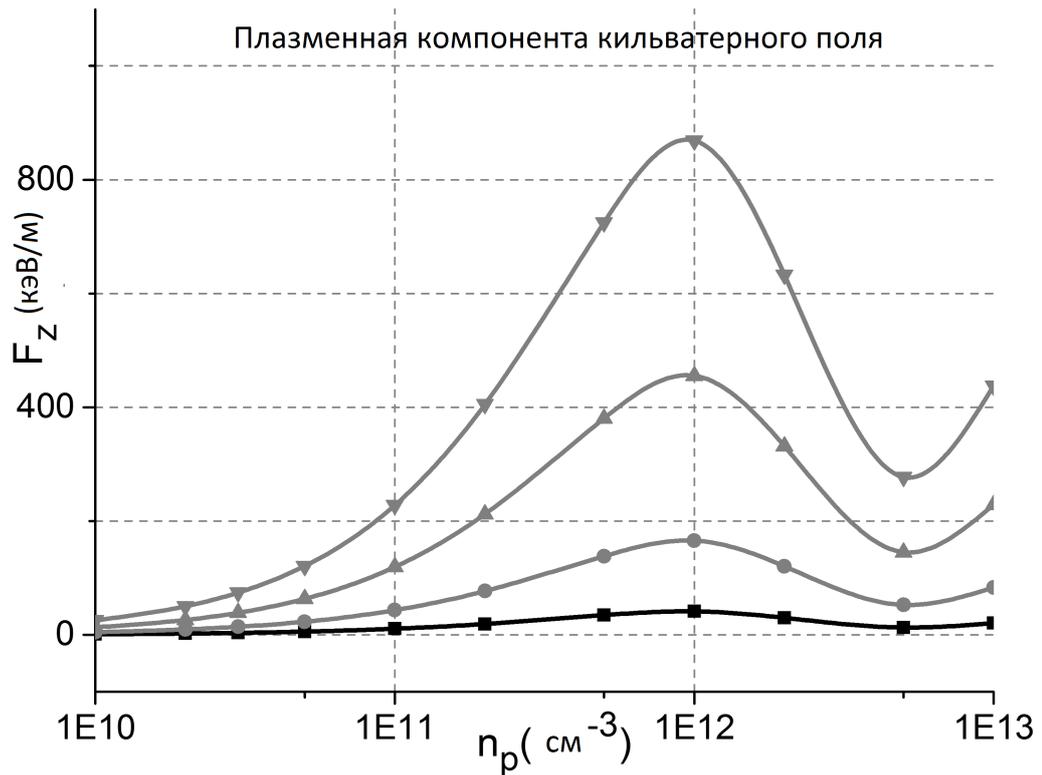


Рис. 5.10. Зависимость амплитуды плазменной части кильватерного поля в ПДКУ от плотности плазмы для подстройки параметров диэлектрического волновода изменением внешнего радиуса диэлектрической вставки. Символы на кривых указывают количество сгустков, использованных в расчетах.

Следует заметить, что в случае поддержания синхронизма за счет изменения внешнего радиуса, значительный вклад в амплитуду полного поля в широком диапазоне плотностей вносит диэлектрическая волна (рис.5.9) в отличие от случая изменения внутреннего радиуса (рис.5.6), где диэлектрическая часть полного поля существенна только при низких плотностях. Более того, как следует из рис. 5.9, диэлектрическая часть даже растет для последовательностей сгустков в некотором диапазоне плотностей плазмы. Это связано с тем, что с увеличением плотности (и соответственно, уменьшением внешнего радиуса диэлектрической вставки согласно табл.5.2) происходит трансформация многомодового спектра излучения в одномодовый спектр, который усиливается регулярной последовательностью сгустков. Зависимости, приведенные на рис.5.11, для амплитуды первой радиальной моды, усиливаемой различными последовательностями сгустков, от плотности плазмы подтверждают сказанное. Сравнивая кривую на рис.5.11 для 21 сгустка с соответствующей кривой на рис. 5.9 можно сделать вывод, что спектр кильватерного поля становится одномодовым при $n_p = 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

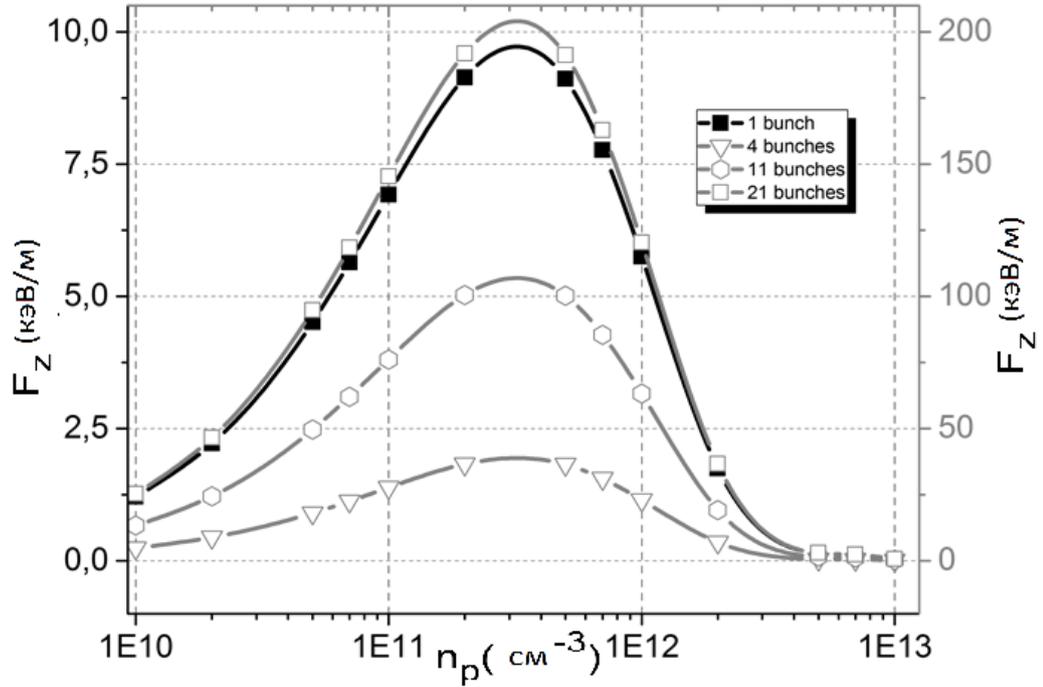


Рис. 5.11. Амплитуда первой радиальной моды диэлектрической волны в зависимости от плотности плазмы для случая с изменяющимся внешним радиусом, который изменяется согласно данным в табл.5.2. Символы на кривых указывают количество сгустков, использованных в расчетах.

5.2. Спектры кильватерного поля в плазменно-диэлектрическом ускорителе при изменении плотности плазмы

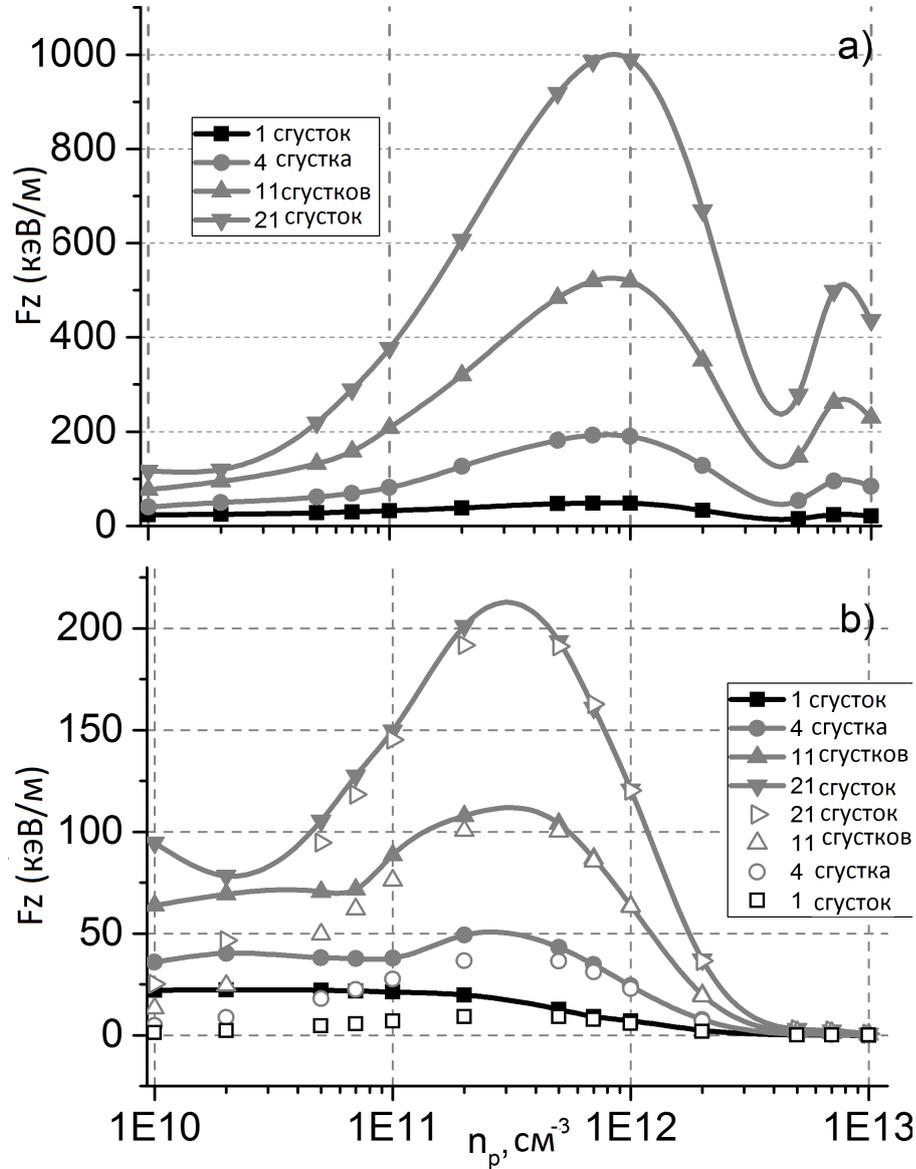


Рис. 5.12. Зависимость амплитуды кильватерного поля в ПДКУ с изменяющимся внешним радиусом от плотности плазмы для различного количества сгустков в последовательности. а) полное поле; б) поле диэлектрической волны. Для сравнения открытые символы показывают поле первой радиальной моды диэлектрической волны. Символы на кривых указывают количество сгустков, использованных в расчетах.

С увеличением плотности плазмы резонансная частота первой ради-

альной моды диэлектрической волны растет, и если частоту следования сгустков зафиксировать, то синхронность воздействия сгустков на структуру будет ухудшаться, а амплитуда полного кильватерного поля будет уменьшаться. Под полным полем мы понимаем сумму поля плазменной волны и поля диэлектрической волны. Для предотвращения нарушения синхронности было предложено изменять размеры структуры так, чтобы резонансная черенковская частота первой радиальной моды диэлектрической волны была равна плазменной частоте. Частота следования сгустков при этом подстраивалась под эти частоты.

На рисунке 5.12 приведены зависимости амплитуды полного кильватерного поля и отдельно диэлектрической части кильватерного поля в ПДКУ с изменяющимся внешним радиусом от плотности плазмы для различного количества сгустков в последовательности.

Возрастание полного поля в некотором диапазоне плотностей плазмы $n_p < 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ связано как с ростом поля плазменной волны, так и с ростом поля диэлектрической волны (рис.5.12b). В то же время для одиночного сгустка рост амплитуды диэлектрической волны на всем диапазоне плотностей плазмы не наблюдается (черная сплошная кривая на рис.5.12b). Амплитуда диэлектрической волны почти постоянна при низких плотностях плазмы $n_p \leq 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, затем уменьшается при дальнейшем увеличении плотности плазмы. Как показал численный анализ различное поведение амплитуды диэлектрической волны для случая возбуждения структуры одиночным сгустком или последовательностью объясняется изменением спектральных характеристик возбуждаемого кильватерного поля.

На рис.5.12b открытыми символами показаны значения амплитуды первой радиальной моды диэлектрической волны при различных плотностях плазмы. Для одиночного сгустка поле диэлектрической волны растет с увеличением плотности плазмы от нуля и достигает максимума в диапазоне $2 \div 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Сгустки, инжектируемые в ПДКУ, с частотой следования равной частоте первой радиальной моды, будут усиливать только эту резонансную моду.

И чем больше сгустков в цепочке, тем более точно амплитуда суммарного поля диэлектрической волны будет приближаться к полю резонансной радиальной моды. Открытые символы на рис.5.12b отчетливо это демонстрируют.

На рисунках 5.13 – 5.16 приведены спектральные характеристики полного кильватерного поля при различных плотностях плазмы. Для низкой плотности плазмы (рис. 5.13), $n_p = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ (что соответствует внешнему радиусу волновода 12.4 см), спектр кильватерного поля многомодовый. Максимальную амплитуду имеет 5-я гармоника диэлектрической волны, амплитуда 1-й гармоника мала и сравнима по величине с амплитудой плазменной волны. Отметим, что из-за медленного убывания амплитуд гармоник с большим номером в расчетах полного поля мы использовали 30 гармоник диэлектрической волны.

С увеличением плотности плазмы спектр возбуждаемых колебаний сужается (в относительном значении) и смещается в область низких номеров гармоник. Например, для плотности $n_p = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (рис.5.14) преобладающей становится первая гармоника и основной вклад в полное поле вносят плазменная волна и первая и вторая радиальные моды диэлектрической волны. При плотности плазмы $n_p = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (рис.5.15), когда достигается максимум полного ускоряющего поля, в преобладающей становится плазменная волна, из диэлектрических мод заметное значение имеет только первая мода диэлектрической волны. А при плотности плазмы $n_p = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (рис.5.16) в спектре полного поля присутствует только плазменная волна.

На рисунках 5.17 и 5.18 приведены спектры кильватерного поля для случая когда частота первой радиальной моды подстраивается к частоте следования сгустков за счет изменения внутреннего радиуса диэлектрической трубки. С ростом плотности плазмы радиус дрейфового канала необходимо увеличивать, поэтому с ростом плотности плазмы амплитуда диэлектрической волны быстро падает и полное поле определяется в основном полем плазменной волны.

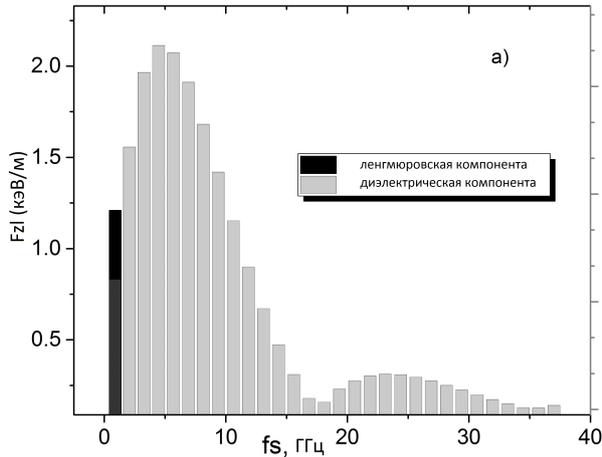


Рис. 5.13. Амплитуды гармоник кильватерного поля для $n_p = 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Серые прямоугольники маркируют амплитуды диэлектрических волн (правая шкала), черный – амплитуду плазменной волны (левая шкала). Внешний радиус диэлектрической втулки изменяется в соответствии с таблицей 5.2.

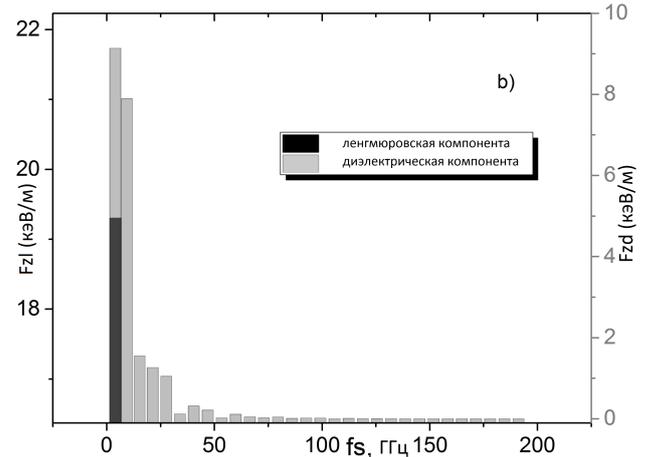


Рис. 5.14. Амплитуды гармоник кильватерного поля для $n_p = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Серые прямоугольники маркируют амплитуды диэлектрических волн (правая шкала), черный – амплитуду плазменной волны (левая шкала). Внешний радиус диэлектрической втулки изменяется в соответствии с таблицей 5.2.

Такая тенденция четко подтверждается сравнением спектров кильватерного поля, приведенных рис. 5.17 и 5.18 для двух характерных плотностей плазмы $n_p = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и $n_p = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

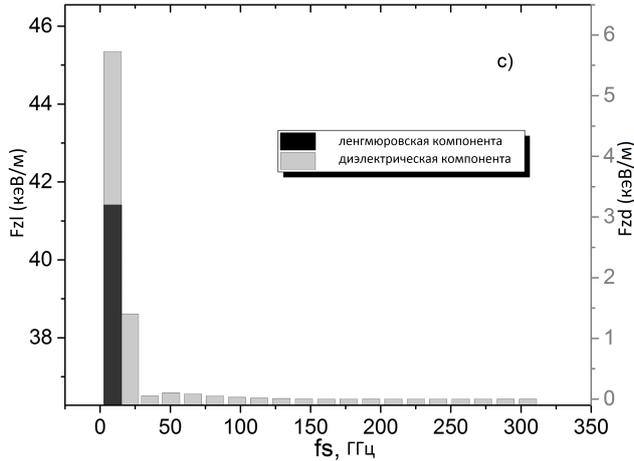


Рис. 5.15. Амплитуды гармоник кильватерного поля для $n_p = 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Серые прямоугольники маркируют амплитуды диэлектрических волн (правая шкала), черный – амплитуду плазменной волны (левая шкала). Внешний радиус диэлектрической втулки изменяется в соответствии с таблицей 5.2.

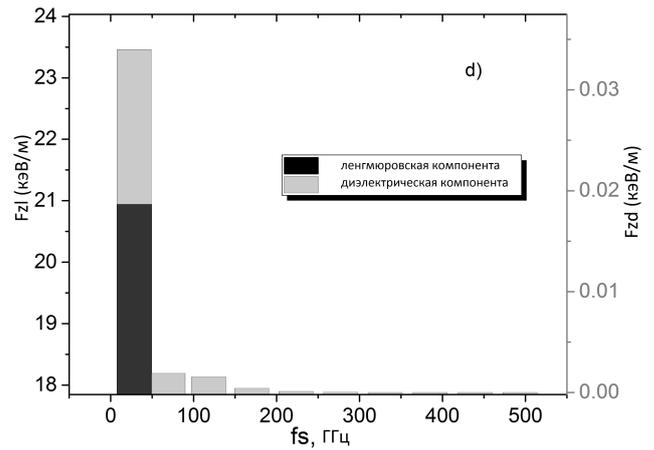


Рис. 5.16. Амплитуды гармоник кильватерного поля для $n_p = 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Серые прямоугольники маркируют амплитуды диэлектрических волн (правая шкала), черный – амплитуду плазменной волны (левая шкала). Внешний радиус диэлектрической втулки изменяется в соответствии с таблицей 5.2.

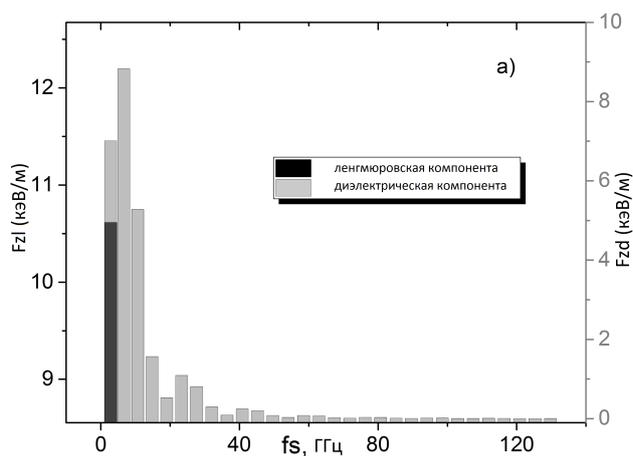


Рис. 5.17. Амплитуды гармоник кильватерного поля для $n_p = 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Серые прямоугольники маркируют амплитуды диэлектрических волн (правая шкала), черный – амплитуду плазменной волны (левая шкала). Внутренний радиус диэлектрической втулки изменяется в соответствии с таблицей 5.2.

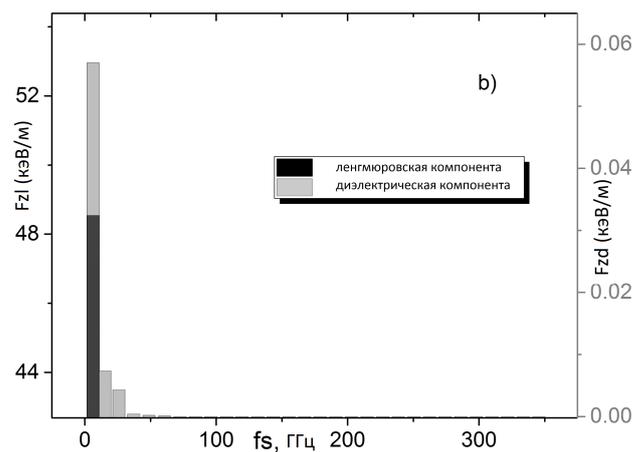


Рис. 5.18. Амплитуды гармоник кильватерного поля для $n_p = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Серые прямоугольники маркируют амплитуды диэлектрических волн (правая шкала), черный – амплитуду плазменной волны (левая шкала). Внутренний радиус диэлектрической втулки изменяется в соответствии с таблицей 5.2.

5.3. Выводы

- Амплитуда кильватерного поля в плазменно-диэлектрическом кильватерном ускорителе может быть увеличена при помощи подстройки собственной частоты и частоты инжектирования сгустков путем изменения внутреннего или внешнего диаметров диэлектрической вставки. Максимум амплитуды кильватерного поля достигается вблизи максимума плазменной волны.
- Существует широкий интервал плотностей плазмы, при которых диэлектрические волны имеют заметный вклад в суммарное кильватерное поле.
- В случае подстройки изменением внутреннего диаметра диэлектрической вставки этот интервал находится при низких плотностях плазмы и далек от оптимального, при котором достигается максимум общего кильватерного поля.
- В случае подстройки изменением внешнего диаметра диэлектрической вставки этот интервал шире и вклад диэлектрической волны является существенным даже при максимуме суммарного кильватерного поля.

ГЛАВА 6

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ УСКОРЯЕМОГО СГУСТКА В ПЛАЗМЕННО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ УСКОРИТЕЛЬНОЙ СТРУКТУРЕ

Материалы представленные в главе 6 опубликованы в [23–25, 33, 40]

6.1. Влияние начального эмиттанса ускоряемого сгустка на его фокусировку.

Поперечная динамика сгустков заряженных частиц является предметом исследования в мощных пучковых генераторах электромагнитного излучения и ускорителях заряженных частиц. Важнейшей характеристикой ускорителей заряженных частиц является светимость сгустка, которая определяется фазовым объемом сгустка. Уменьшение фазового объема сгустка может быть достигнуто путем радиальной фокусировки сгустка заряженных частиц внешними магнитными системами. В главе 2 была показана возможность использования для фокусировки ускоряемого сгустка плазму, заполняющую пролетный канал диэлектрической структуры. При правильном расположении можно получить одновременное продольное ускорение и радиальную фокусировку ускоряемого сгустка, кильватерными полями, которые были возбуждены драйверным сгустком. Минимальные поперечные размеры ускоряемого сгустка, в предложенной схеме ускорения, могут быть ограничены кулоновской силой или начальным эммитансом сгустка. В главе 3 было показано, что при работе с высокими энергиями кулоновская сила ускоряемого сгустка является малой величиной, по сравнению с поперечной компонентой кильватерного поля.

6.1.1. Теоретические обоснования

Учет конечного начального эммитанса ограничивает минимальные поперечные размеры ускоряемого сгустка заряженных частиц. Этот раздел

посвящен актуальной проблеме исследования поперечной динамики частиц от разных значений эммитанса, что позволит судить о поперечной устойчивости и конечном фазовом объеме ускоряемого сгустка и, соответственно, о светимости сгустка.

Постановка задачи и схема геометрии рассматриваемой плазменно-диэлектрической структуры приведены в разделе 3.1. В главе 2 показана возможность одновременного аксиального ускорения и радиальной фокусировки ускоряемого сгустка. Появление фокусирующей силы связано с возбуждением ленгмюровских (плазменных) волн. При некоторых плотностях плазмы ленгмюровская волна вносит основной вклад в поперечную силу, которая действует на ускоряемый сгусток. В то же время вклад ленгмюровской волны в продольную силу незначителен. Продольная сила определяется в основном волной, соответствующей собственным модам диэлектрика [17]. Как и было показано в главе 2 плазма в пролетном канале отвечает за фокусировку ускоряемого сгустка, а диэлектрическая вставка - за ускорение. При решении задачи о фокусировке сгустка кильватерными полями не следует забывать о наличии дефокусирующих сил. Основными дефокусирующими факторами являются собственное квазистатическое поле сгустка и его начальный эммитанс. В главе 3 было показано, что кулоновская сила действующая на сгусток, при тех параметрах ПДКУ с которыми мы работаем, много меньше фокусирующей силы. Это позволяет существенно упростить выражения для кильватерных полей (положить слагаемые описывающие компоненты кильватерного поля, соответствующие кулоновскому полю равными нулю) и сосредоточиться на изучении влияния начального эммитанса ускоряемого сгустка на динамику его частиц.

Характер поперечного движения частиц определяется решением уравнения огибающей [144]:

$$\frac{d^2 r}{dz^2} + \frac{e\beta H_\varphi(r, z, t)}{m\gamma\beta^2 c^2} \left(\frac{dr}{dz}\right)^2 + \frac{eE_z(r, z, t)}{m\gamma\beta^2 c^2} \frac{dr}{dz} \quad (6.1)$$

$$- \frac{e(E_r(r, z, t) - \beta H_\varphi(r, z, t))}{m\gamma\beta^2 c^2} - \frac{emit_n^2}{r^3 \beta^2 \gamma^2} = 0. \quad (6.2)$$

Для решения уравнения (6.1) необходимо определить γ и t :

$$\frac{dt}{dz} = \frac{1}{\beta c}; \quad (6.3)$$

$$\frac{d\gamma}{dz} = \frac{eE_z(r, z, t)}{mc^2}, \quad (6.4)$$

где e , m - заряд и масса электрона, $\beta = \sqrt{1 - 1/\gamma^2}$, z - продольная координата, $emit_n$ - нормализованный эмиттанс.

Компоненты электромагнитного поля E_z , E_r , H_φ имеют вид:

$$E_z(r, z, t) = \begin{cases} -\frac{4Q\Theta_p}{L_b r_b} \left[\frac{1}{r_b k_p} - \frac{I_0(k_p r)}{I_0(k_p a)} \Delta_1(k_p r_b, k_p a) \right] - \\ \frac{8Q\Theta_s}{I_0(\kappa_p r)} \frac{I_1(\kappa_p r_b)}{I_0(\kappa_p a)}, r < r_b \\ -\frac{aL_b r_b \omega_s \kappa_p D'(w_s)}{I_0(\kappa_p a)} \frac{I_1(\kappa_p r_b)}{I_0(\kappa_p a)}, r_b \leq r < a \\ -\frac{4Q\Theta_p}{L_b r_b} \frac{I_1(k_p r_b)}{I_0(k_p a)} \Delta_0(k_p a, k_p r) - \\ \frac{8Q\Theta_s}{I_0(\kappa_p r)} \frac{I_1(\kappa_p r_b)}{I_0(\kappa_p a)}, r_b \leq r < a \\ -\frac{aL_b r_b \omega_s \kappa_p D'(w_s)}{I_0(\kappa_p a)} \frac{I_1(\kappa_p r_b)}{I_0(\kappa_p a)} \frac{F_0(\kappa_d r, \kappa_d b)}{F_0(\kappa_d a, \kappa_d b)}, a \leq r < b \end{cases}; \quad (6.5)$$

$$E_r(r, z, t) = \begin{cases} \frac{4Q\Theta_p}{L_b r_b^2} \frac{1}{I_0(k_p a)} [I_1(k_p r) [r \Delta_1(k_p r, k_p a) - r_b \Delta_1(k_p r_b, k_p a)] - \\ - \Delta_1(k_p a, k_p r) r I_1(k_p r)] + \\ + \frac{8Q\Theta_s}{aL_b r_b \omega_s \kappa_p D'(w_s)} \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2 \varepsilon_p(w_s)}} \frac{I_1(\kappa_p r)}{I_0(\kappa_p a)} \frac{I_1(\kappa_p r_b)}{I_0(\kappa_p a)}, r < r_b \\ -\frac{4Q\Theta_p}{L_b r_b} \frac{I_1(k_p r_b)}{I_0(k_p a)} \Delta_1(k_p a, k_p r) + \frac{8Q\Theta_s}{aL_b r_b \omega_s \kappa_p D'(w_s)} \times \\ \times \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2 \varepsilon_p(w_s)}} \frac{I_1(\kappa_p r)}{I_0(\kappa_p a)} \frac{I_1(\kappa_p r_b)}{I_0(\kappa_p a)}, r_b < r < a \\ -\frac{8Q\Theta_s}{aL_b r_b \omega_s \kappa_p D'(w_s)} \frac{1}{\sqrt{\beta^2 \varepsilon_d - 1}} \frac{I_1(\kappa_p r_b)}{I_0(\kappa_p a)} \frac{F_1(\kappa_d r, \kappa_d b)}{F_0(\kappa_d a, \kappa_d b)}, a < r < b \end{cases}; \quad (6.6)$$

$$H_{\varphi}(r, z, t) = \begin{cases} \frac{8Q\beta\Theta_s}{aL_b r_b w_s \kappa_p D'(w_s)} \frac{\varepsilon_p(w_s)}{\sqrt{1 - \beta^2 \varepsilon(w_s)}} \frac{I_1(\kappa_p r)}{I_0(\kappa_p a)} \frac{I_1(\kappa_p r_b)}{I_0(\kappa_p a)}, & 0 < r < a \\ -\frac{8Q\beta\Theta_s}{aL_b r_b w_s \kappa_p D'(w_s)} \frac{\varepsilon_d}{\sqrt{\beta^2 \varepsilon_d - 1}} \frac{I_1(\kappa_p r_b)}{I_0(\kappa_p a)} \frac{F_1(\kappa_d r, \kappa_d b)}{F_0(\kappa_d a, \kappa_d b)}, & a < r < b \end{cases}; \quad (6.7)$$

где

$$\Theta_p = \left\{ \Theta \left(t - \frac{z}{v} \right) \sin w_p \left(t - \frac{z}{v} \right) - \Theta \left(t - \frac{z}{v} - \frac{L_b}{v} \right) \sin w_p \left(t - \frac{z}{v} - \frac{L_b}{v} \right) \right\},$$

$$\Theta_s = \left\{ \Theta \left(t - \frac{z}{v} \right) \sin w_s \left(t - \frac{z}{v} \right) - \Theta \left(t - \frac{z}{v} - \frac{L_b}{v} \right) \sin w_s \left(t - \frac{z}{v} - \frac{L_b}{v} \right) \right\}.$$

Подробности получения уравнений для компонент электромагнитного поля и обозначения принятые в формулах (6.5) - (6.7) приведены в главе 2.

6.1.2. Численное моделирование

Для моделирования поперечной динамики частиц ускоряемого сгустка в плазменно-диэлектрическом кильватерном ускорителе были выбраны параметры сходные с параметрами диэлектрической структуры, используемой в экспериментах Аргонской лаборатории. Эти параметры приведены в главе 3 в таблице 3.1. Уравнение 6.1 можно переписать в виде системы двух дифференциальных уравнений первого порядка, а с учетом уравнений (6.3) и (6.4) система дифференциальных уравнений, описывающих поведение частиц ускоряемого сгустка в плазменно-диэлектрическом кильватерном ускорителе принимает такой вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dr}{dz} = y \\ \frac{dy}{dz} = -\frac{e\beta H_\varphi(r, z, t)}{m\gamma\beta^2 c^2} \left(\frac{dr}{dz}\right)^2 - \frac{eE_z(r, z, t)}{m\gamma\beta^2 c^2} \frac{dr}{dz} + \\ + \frac{e(E_r(r, z, t) - \beta H_\varphi(r, z, t))}{m\gamma\beta^2 c^2} + \frac{emit_n^2}{r^3\beta^2\gamma^2} \\ \frac{dt}{dz} = \frac{1}{\beta c} \\ \frac{d\gamma}{dz} = \frac{e}{mc^2} E_z(r, z, t) \end{array} \right. \quad (6.8)$$

Для решения такой системы нам понадобятся граничные условия: $\frac{dr}{dz}\Big|_{z=0} = 0$, $r|_{z=0} = r_b$, $t|_{z=0} = t_0$, $\gamma|_{z=0} = \gamma_0$, где r_b - радиус сгустка заряженных частиц, $t_0 = 1,5/v_0$ - время влета сгустка, $v|_{z=0} = v_0$, $\gamma_0 = 1/\sqrt{1 - \beta_0^2}$, $\beta_0 = v_0/c$.

Для решения системы дифференциальных уравнений (6.8) численными методами использовался метод Рунге-Кутты четвертого порядка. Результаты моделирования представлены на рисунках:

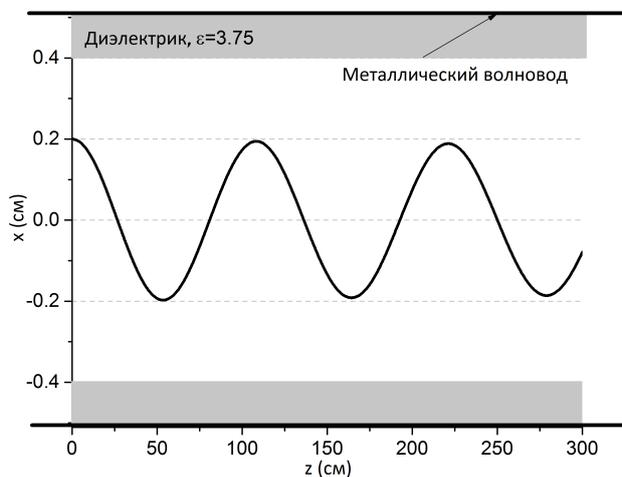


Рис. 6.1. Траектория движения краевой частицы сгустка при эмиттансе $emit_n = 0$.

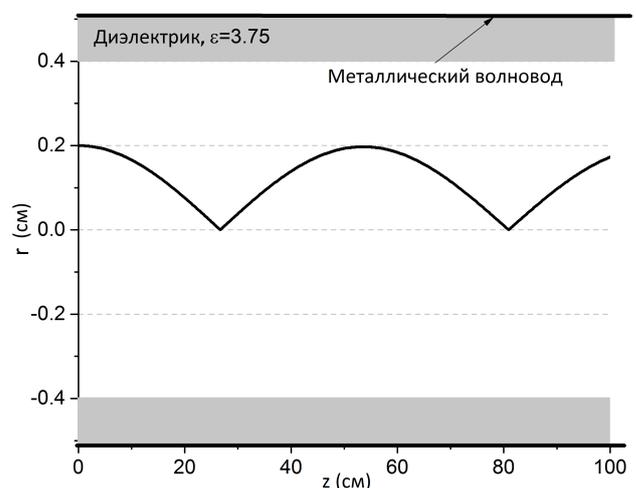


Рис. 6.2. Огибающая сгустка при эмиттансе $emit_n = 10^{-6}$ см·рад.

На рисунке 6.1 показана траектория движения краевой частицы сгустка без учета эмиттанса. Хорошо видно, что под действием фокусирующей си-

лы пучок сжимается, после чего происходит "переворот" сгустка, и сгусток расширяется обратно. Фокусирующая сила в рассматриваемой структуре действует на сгусток заряженных частиц симметрично, поэтому частица после перехода в "нижнюю" часть сгустка испытывает радиальное торможение, после чего разворачивается и пучок опять фокусируется. Координата X в положительной области - это радиус ускоряемого сгустка, а в отрицательной области под радиусом сгустка подразумевается абсолютная величина координаты. Знак минус показывает только что частица перешла в другую часть сгустка относительно оси. Огибающая точно такого же сгустка, только с учетом малого, но конечного эмиттанса приведена на рисунке 6.2. Огибающая сгустка все время находится в положительной области координаты X . Так как реальные сгустки всегда имеют начальный эмиттанс, мы можем сделать вывод о том, что реальные сгустки никогда не испытывают инверсию относительно своей оси в плазменно-диэлектрическом кильватерном ускорителе.

На рисунке 6.3 приведены одновременно траектория движения краевой частицы сгустка без учета начального эмиттанса сгустка и с учетом малого, но конечного, эмиттанса сгустка.

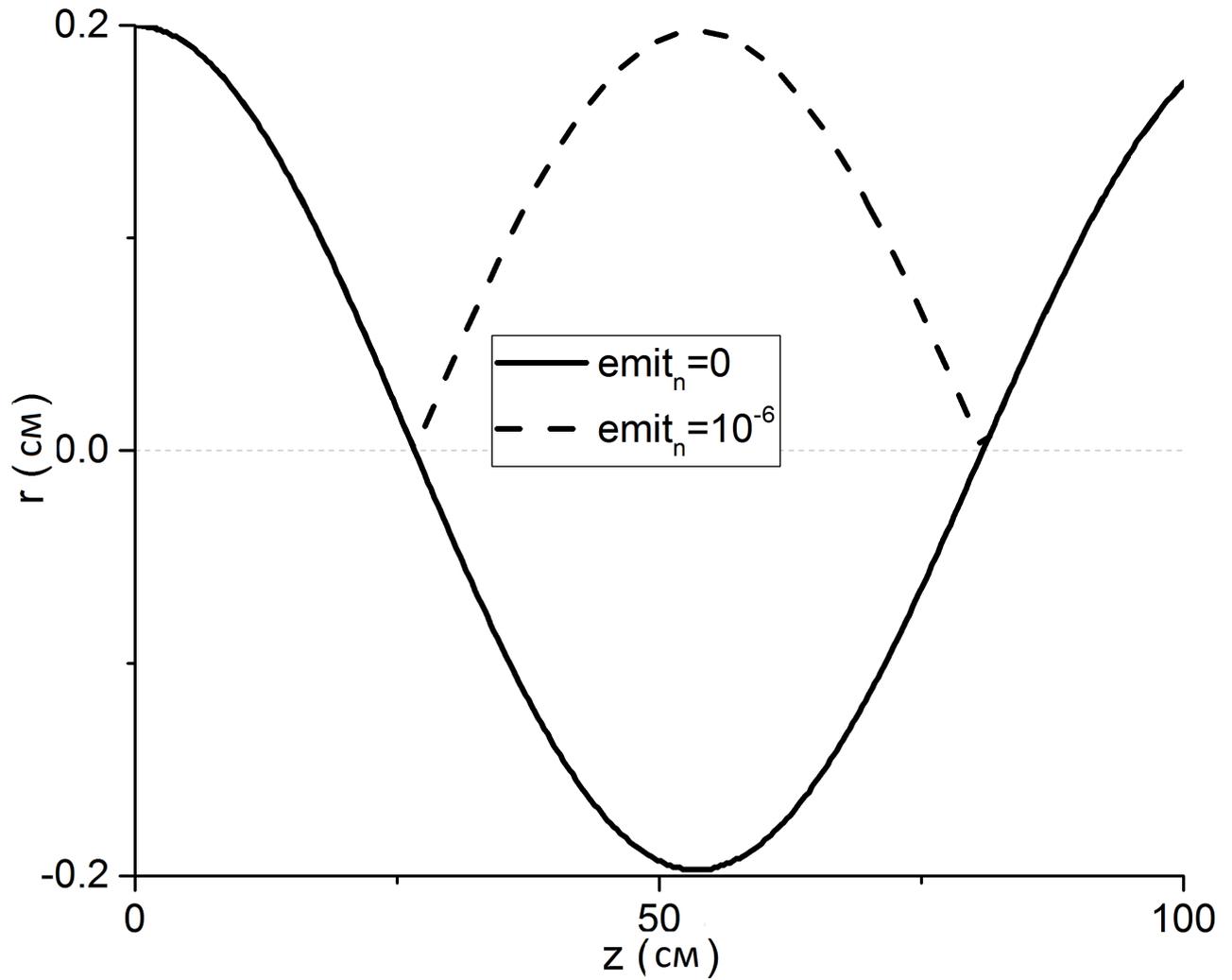


Рис. 6.3. Огибающие сгустка при эмиттансах $emit_n = 10^{-6}$ см·рад и $emit_n = 0$.

Траектория движения граничной частицы с малым эмиттансом полностью копирует поведение граничной частицы без учета эмиттанса, если бы при достижении оси происходило отражение этой частицы от нее. На самом деле в реальных сгустках эмиттанс оказывает большее влияние на поведение краевой частицы. На рисунке 6.4 хорошо видно, что при увеличении значения начального эмиттанса, минимальная ширина фокусируемого сгустка также увеличивается.

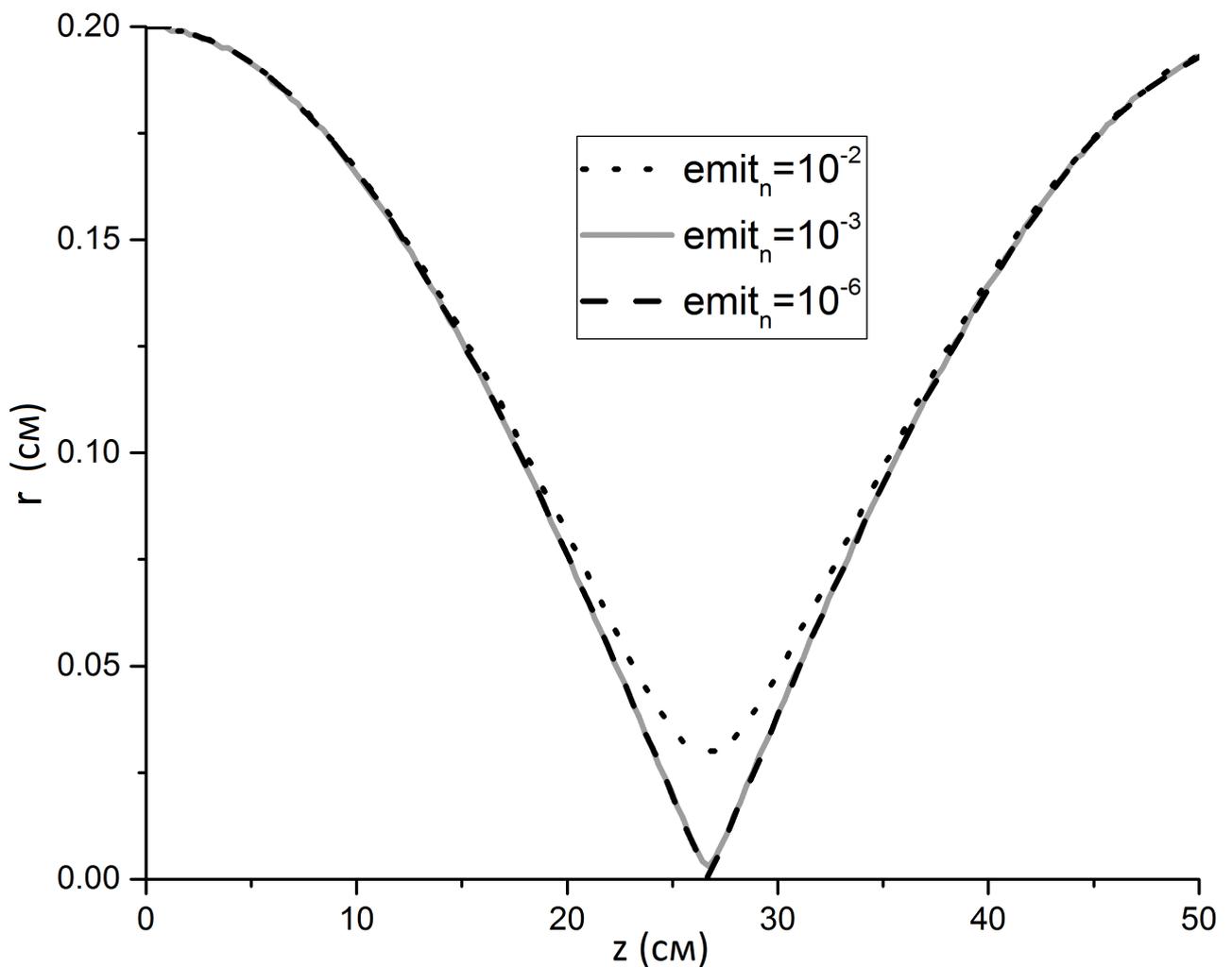


Рис. 6.4. Огибающие сгустка при эмиттансах $emit_n = 10^{-6}$ см·рад - пунктирная линия, $emit_n = 10^{-3}$ см·рад - серая линия и $emit_n = 5 \cdot 10^{-2}$ см·рад - точечная линия.

На рисунке 6.5 показаны огибающие сгустков заряженных частиц в плазменно-диэлектрическом кильватерном волноводе при разных значениях эмиттанса. На рисунке 6.5 хорошо видна поперечная динамика сгустка в такой структуре с увеличением эмиттанса. Как видно из рисунка 6.5 при значении начального эмиттанса сгустка $emit_n = 5 \cdot 10^{-2} \text{ см} \cdot \text{рад}$ можно сфокусировать ускоряемый сгусток вдвое. Если качество ускоряемого сгустка будет хуже (в частности величина начального эмиттанса увеличится), то получить хорошие результаты фокусировки в структуре с такими параметрами уже не удастся.

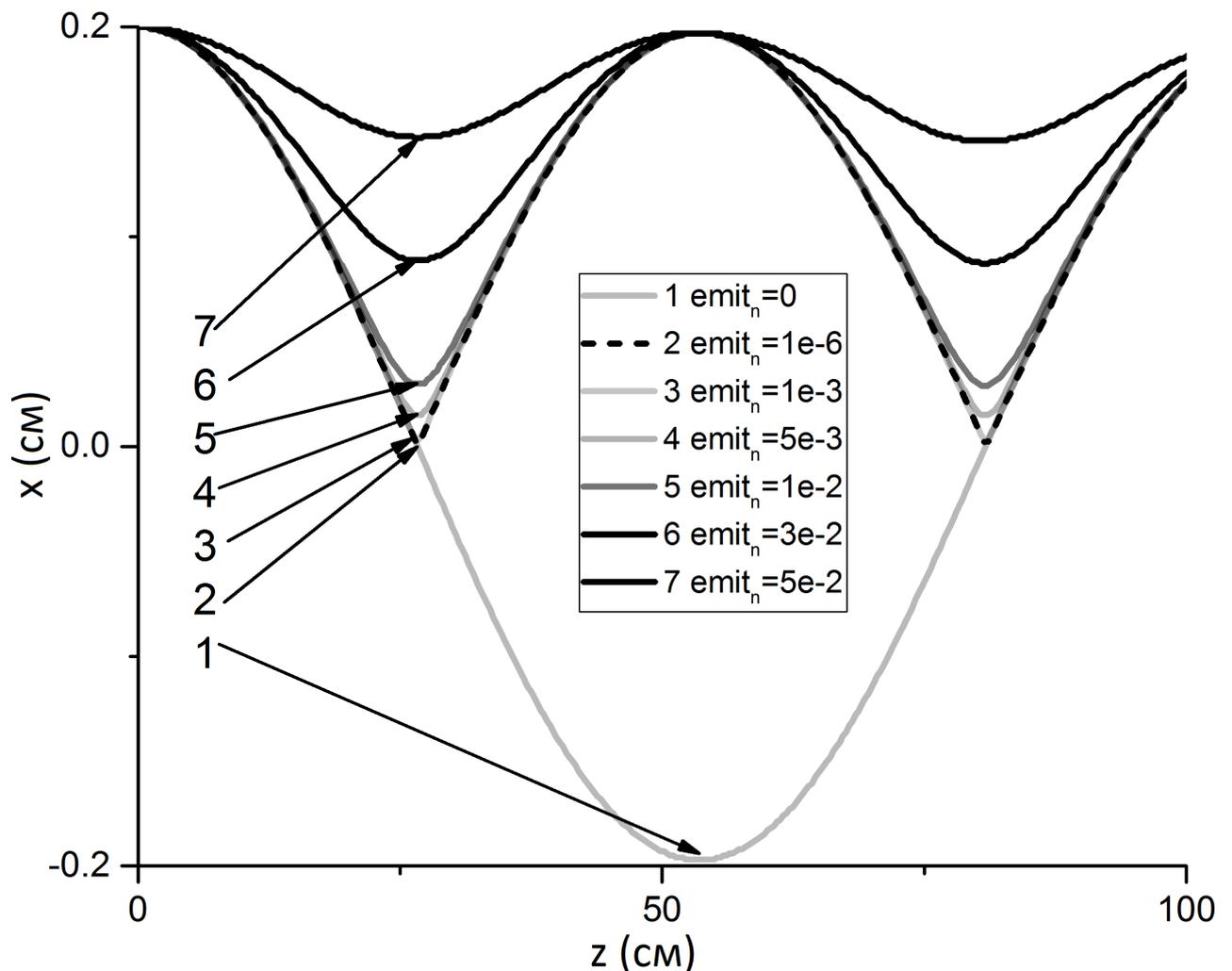


Рис. 6.5. Огибающие сгустка при разных эмиттансах. Обозначения линий приведены на рисунке.

Во время численного моделирования было также обнаружено, что с течением времени амплитуда поперечных осцилляций сгустка уменьшается. Затухание амплитуды поперечных колебаний увеличивается с увеличением эмиттанса, что хорошо видно из рисунка 6.6:

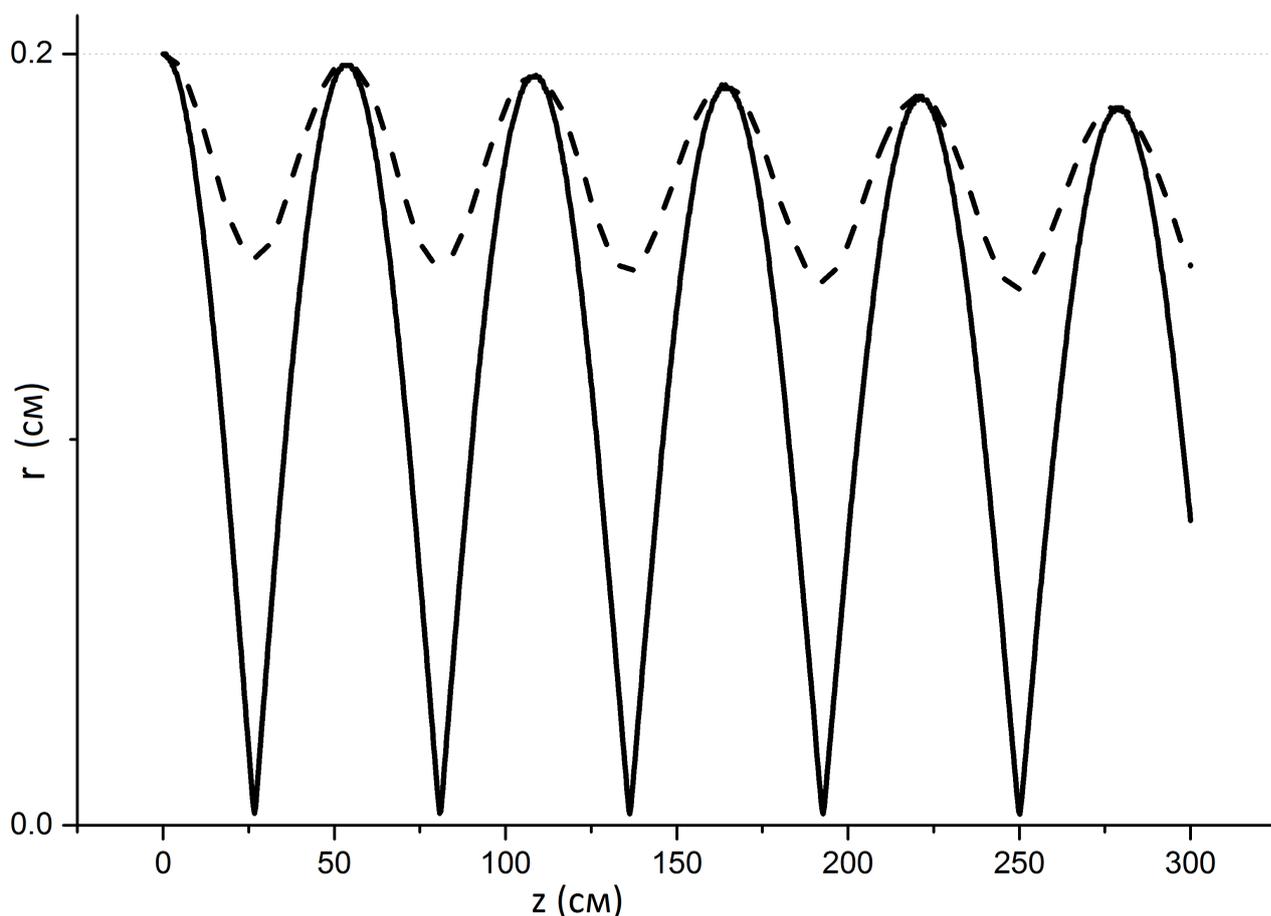


Рис. 6.6. *Огибающие сгустка при начальных эмиттансах $emit_n = 5 \cdot 10^{-2}$ см·рад - пунктирная линия, $emit_n = 10^{-3}$ см·рад - сплошная линия.*

Это связано с ускорением заряженных частиц кильватерными полями в плазменно-диэлектрическом волноводе.

Для того, чтобы проанализировать этот результат, вернемся к уравнению движения частиц сгустка с учетом эмиттанса (6.1). Когда ведомый сгусток находится в ускоряющей фазе - γ увеличивается. Соответственно слагаемые, имеющие в знаменателе γ - уменьшаются. В слагаемое, описывающее влияние эмиттанса, γ входит в минус второй степени, а значение

эмиттанса находится в числителе. Соответственно чем больше начальный эмиттанс, тем более заметен этот эффект.

Приведем аналитические оценки для подтверждения этого. Основной вклад в уравнение огибающей (6.1) для релятивистского электронного сгустка вносят слагаемое описывающее влияние начального эмиттанса и слагаемое, описывающее поперечное электрическое поле плазменной волны. Если пренебречь остальными слагаемыми и вспомнить о том, что $\omega_p r/c \ll 1$, то уравнение для огибающей примет вид:

$$\frac{d^2 r}{dz^2} \approx -\frac{Kr}{\gamma} + \frac{emit_n^2}{r^3 \gamma^2}, \quad (6.9)$$

где K - параметр фокусировки, зависящий от параметров структуры и заряда драйверного сгустка. Огибающая сгустка осцилирует вокруг равновесного радиуса:

$$r_0 = \left(\frac{emit_n^2}{K\gamma} \right)^{1/4}. \quad (6.10)$$

С увеличением начального эмиттанса равновесный радиус также увеличивается, что подтверждает рисунок 6.5. В то же время, из (6.10) видно, что равновесный радиус уменьшается при увеличении энергии сгустка. Для нахождения начального эмиттанса, для которого эффективная радиальная фокусировка ускоряемого сгустка возможна, уравнение (6.10) может быть переписано в такую форму:

$$emit_n = \frac{1}{4} r_b^2 (K\gamma)^{1/2}, \quad (6.11)$$

где за величину равновесного радиуса ускоряемого сгустка взята половина его начального радиуса.

Из уравнения (6.11) хорошо видно что при увеличении заряда или энергии ускоряемого сгустка требования к качеству (в частности к начальному эмиттансу) ускоряемого сгустка уменьшаются.

6.2. Транспортировка сгустков в диэлектрическом кильватерном ускорителе с помощью массива плазменных ячеек.

6.2.1. Постановка задачи

Темой диссертационного исследования является ускорение заряженных частиц в плазменно-диэлектрических структурах. До сих пор мы использовали одноканальные структуры, в которых ускоряемый и драйверный сгустки движутся коллинеарно сквозь заполненный плазмой пролетный канал в металлическом волноводе с диэлектрической вставкой. Было обнаружено, что плазма может вносить существенный вклад в фокусирующую силу, действующую на ускоряемый сгусток, это может позволить увеличивать коэффициент трансформации, без штрафов связанных с нестабильностью движения сгустка, в аксиально симметричной, одноканальной, гладкоствольной структуре. Пролетные каналы диэлектрических плазменных ускорителей заполненные плазмой работают подобно плазменной линзе. В длинной структуре такая фокусировка может привести к пересжатию сгустка, что, в свою очередь, приведет к тому, что плотность сгустка будет превышать плотность плазмы, и мы перейдем в нежелательный для нас "blowout" режим. Кроме того создать и удерживать однородность плазмы на большом расстоянии очень трудно. Таким образом, ПДКУ неизбежно состоят из плазматических клеток с промежутками между ними. Таким образом, для транспортировки сгустка мы предлагаем использовать серию относительно коротких плазменно-диэлектрических структур, которые отделены друг от друга вакуумными зонами, так, что точка фокусировки сгустка находится в вакуумной области. Нам необходимо только отсутствие плазмы в этих вакуумных ячейках, в них может продолжаться ускорение сгустка. Например вакуумная диэлектрическая ускорительная секция, которая поддерживает градиент ускорения, но при этом не вносит большой радиальной силы.

Принципиальная схема предлагаемой ускорительной структуры представлена на рисунке 6.7

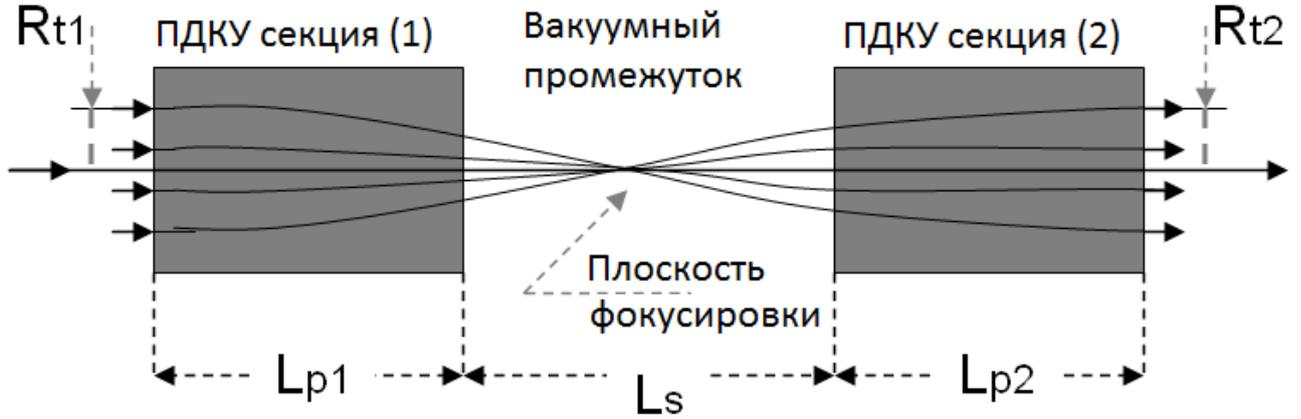


Рис. 6.7. Схема транспортировки пучков заряженных частиц в диэлектрическом волноводе с помощью массива плазменных ячеек, разделенных вакуумными промежутками.

Драйверный сгусток двигаясь сквозь ускоряющую систему возбуждает кильватерные поля в каждой из ПДКУ ячеек, которые ускоряют ведомый сгусток. В вакуумном промежутке любые силы действующие на ускоряемый сгусток отсутствуют. Динамика частиц ведомого сгустка описывается системой релятивистских уравнений движения:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{du_z}{dz} = \frac{q\gamma}{mu_z} \left[E_z(r, \psi) + \frac{u_r}{c\gamma} H_\phi(r, \psi) \right] \\ \frac{du_r}{dz} = \frac{q\gamma}{mu_z} \left[E_r(r, \psi) - \frac{u_z}{c\gamma} H_\phi(r, \psi) \right] \\ \frac{dr}{dz} = \frac{u_r}{u_z} \\ \frac{d\psi}{dz} = \frac{v_d\gamma}{u_z} - 1 \\ \gamma = (1 + u_r^2 + u_z^2)^{1/2} \end{array} \right. , \quad (6.12)$$

где $\psi = v_d t(z) - z$, q и m - заряд и масса электрона, v_d - продольная скорость драйверного сгустка.

Если ускоряемый сгусток (тестовая частица) находится внутри дрейфового пространства $L_{p1} < z < L_{p2}$, то электромагнитные компоненты киль-

ватерного поля действующего на него равны 0:

$$E_z = E_r = H_\phi = 0, \quad (6.13)$$

в противном случае они могут быть представлены как суммы двух частей - диэлектрической и ленгмюровской:

$$E_z = E_z^L + E_z^d, \quad E_r = E_r^L + E_r^d, \quad H_\phi = H_\phi^d. \quad (6.14)$$

Верхними индексами L отмечены компоненты электрического поля, зависящие от плазменной (ленгмюровской) волны, а верхними индексами d отмечены компоненты электрических и магнитных полей, зависящие от диэлектрической волны. Явный вид всех компонент кильватерного электромагнитного поля и методика их нахождения подробно описаны в главе 2.

6.2.2. Численные расчеты и моделирование динамики частиц ускоряемого сгустка.

Таблица 6.1. *Параметры диэлектрического волновода используемые для численных расчетов*

Внутренний радиус диэлектрической вставки, a	0,5 мм
Внешний радиус диэлектрической вставки, b	0,6 мм
Диэлектрическая проницаемость, ε_d	3,75
Энергия элетронного сгустка	5 ГеВ
Заряд сгустка, Q	-3 нКл
Радиус сгустка, r_b	0,45 мм
Длина сгустка, L_b	0,2 мм
Плотность плазмы, заполняющей пролетный канал, n_{p0}	$4,41 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$

Для проведения численных расчетов компонент кильватерного поля (6.14), действующих на ускоряемый электронный сгусток, были использо-

ваны параметры электронных сгустков сходные с параметрами используемыми в экспериментах на SLAC.

Для анализа траекторий 6.12 считаем начальную энергию ускоряемого сгустка равной энергии драйверного сгустка.

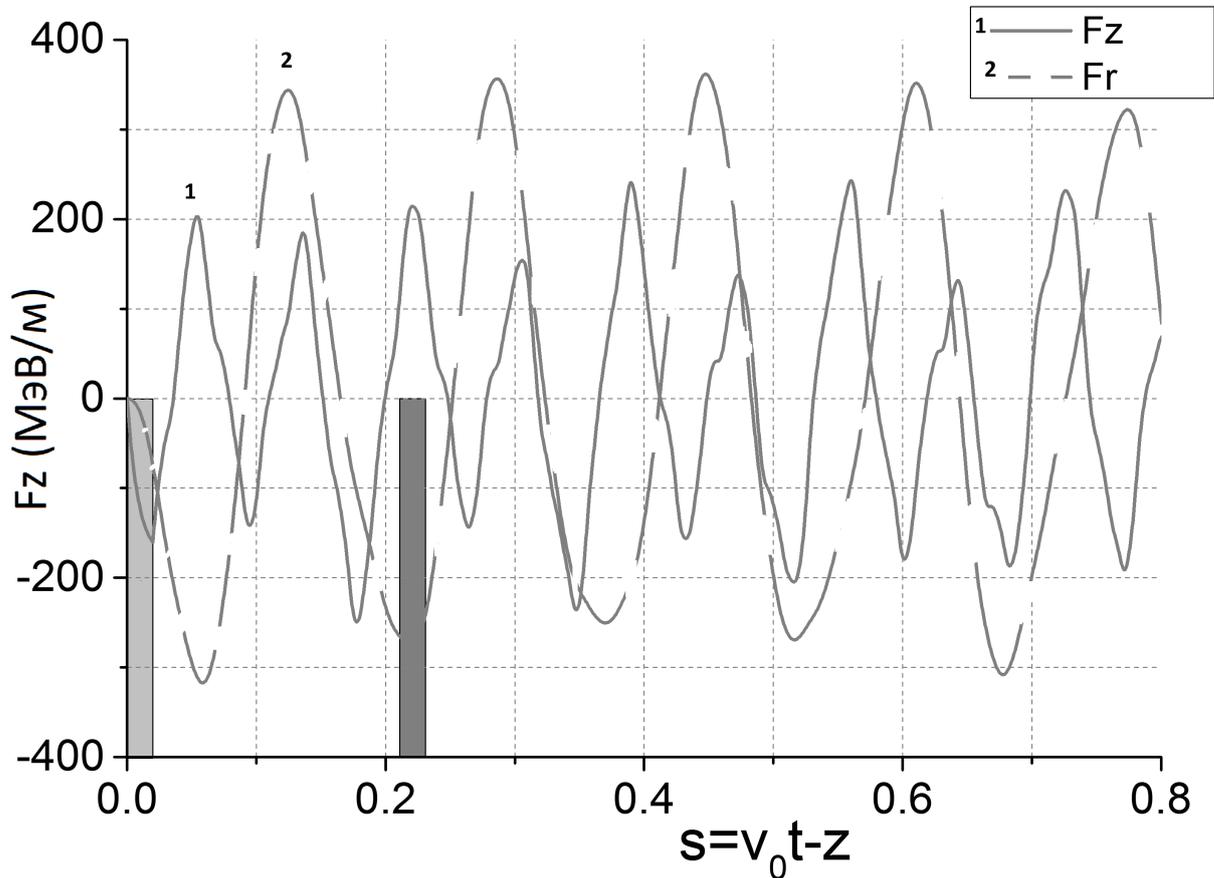


Рис. 6.8. Продольный профиль продольной (сплошная линия) и поперечной (пунктирная линия) сил, действующих на тестовую частицу на расстоянии 0,45 мм от оси волновода. Драйверный сгусток (левый прямоугольник) движется с лева на право. Правый прямоугольник показывает возможное место инжекции ускоряемого электронного сгустка.

На рисунке 6.8 приведены аксиальные профили продольной и поперечной сил, действующие на ускоряемый электронный сгусток. Время инжекции ускоряемого сгустка было выбрано таким образом, чтобы получить одновременную радиальную фокусировку и аксиальное ускорение.

На рисунках 6.9 – 6.12 приведены траектории движения частиц тестово-

го сгустка, расположенного на расстоянии $z = 2,21$ мм от головы ведущего сгустка. При этом для каждого из радиусов рассматривается по 3 сгустка находящихся в $z = 2,21 - L_b$ мм, $z = 2,21$ мм и $z = 2,21 + L_b$ мм.

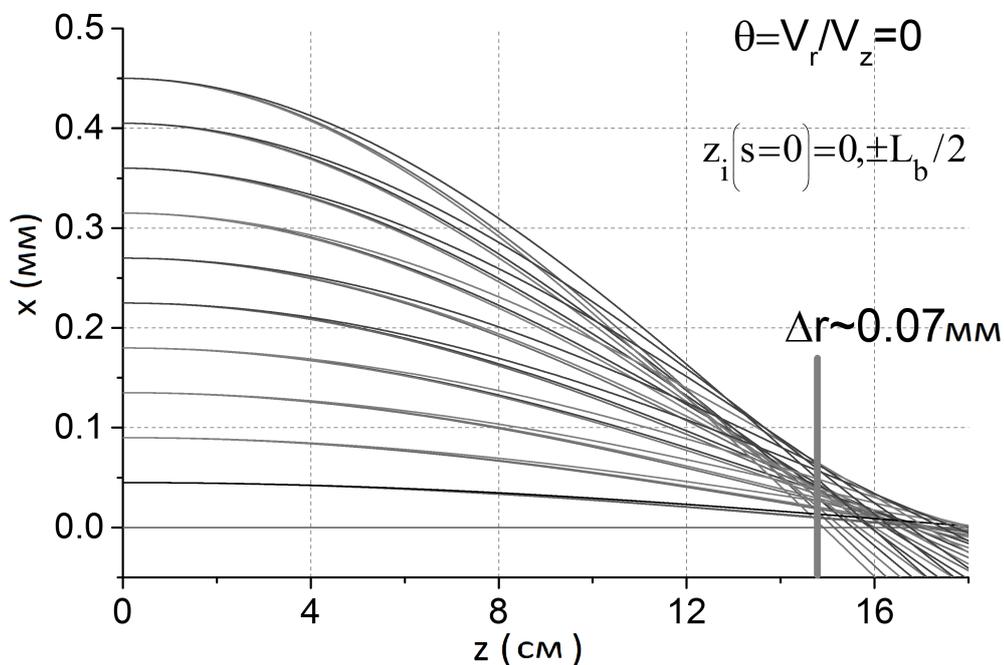


Рис. 6.9. Траектории движения тестовых частиц ускоряемого электронного сгустка в координатах (x, z) . Начальная поперечная скорость электронов сгустка равна нулю.

На рисунке 6.9 представлены траектории тестовых электронов в плоскости ($y = 0$). На расстоянии 8 см от точки инжекции отклонение в радиальной фокусировке составляет примерно $\sim 0,15$ мм для ускоряемого сгустка радиуса 0,45 мм. Если использовать более длинную структуру, то можно достичь минимального радиуса сгустка 0,07 мм, при $z \sim 14,8$ см. Аберрация видна в фокальной плоскости $z \sim 14,8$ см и связана с отклонением фокусирующей силы от линейности.

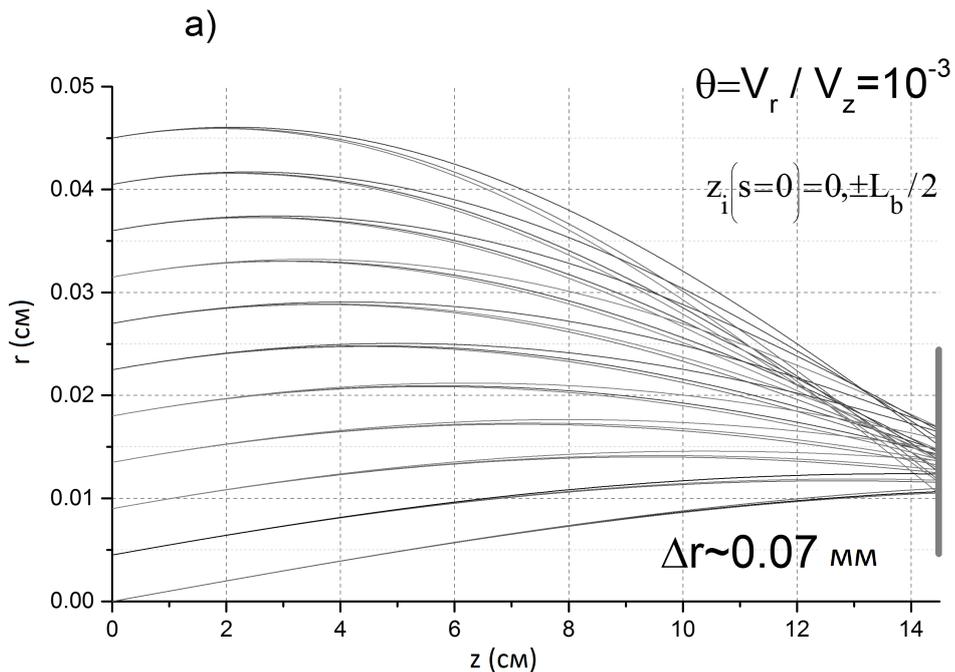


Рис. 6.10. Траектории движения тестовых частиц ускоряемого электронного сгустка в координатах (x, z) . Отношение начальной поперечной скорости к начальной продольной скорости $\Theta = v_r / v_z = 10^{-3}$.

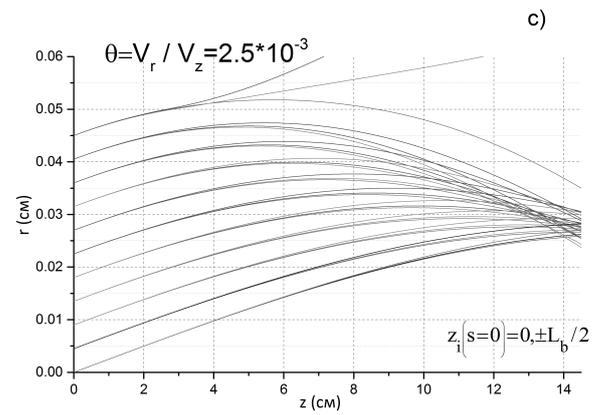
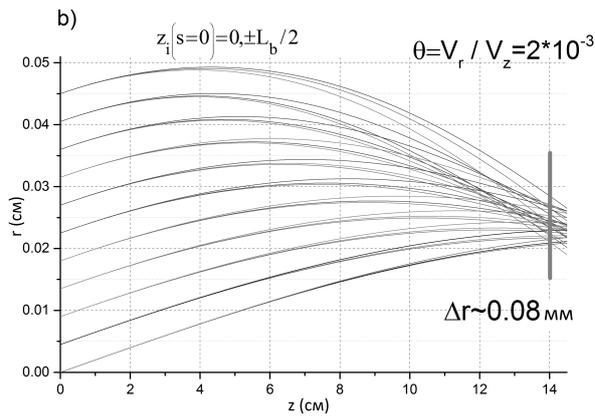


Рис. 6.11. Траектории движения тестовых частиц ускоряемого электронного сгустка в координатах (x, z) . Отношение начальной поперечной скорости к начальной продольной скорости $\Theta = v_r/v_z = 2 \cdot 10^{-3}$.

Рис. 6.12. Траектории движения тестовых частиц ускоряемого электронного сгустка в координатах (x, z) . Отношение начальной поперечной скорости к начальной продольной скорости $\Theta = v_r/v_z = 2,5 \cdot 10^{-3}$.

На рисунках 6.10 – 6.12 показаны те же зависимости, но для других значений начальной скорости. Было обнаружено, что начальная поперечная скорость не вызывает значительное смещение "фокальной плоскости". Ширина ускоряемого сгустка также изменяется незначительно. Кроме того, если начальная поперечная скорость больше, чем определенное значение (для наших параметров это $\Theta = 0,0025$), некоторые из пробных частиц будут вылетать на поверхность диэлектрика (см рис.6.12).

Более реалистичная ситуация транспортировки ускоряемого сгустка с начальным разбросом энергий, когда начальная скорость пробной частицы зависит от ее расстояния от оси сгустка, показана на рис 6.13. Минимальная ширина ускоряемого сгустка в фокальной плоскости составляет порядка $\sim 0,06$ мм, т.е. примерно то же самое что и для всех рассмотренных ранее случаев.

Исходя из этого, можно видеть, что фокусировка ведомого сгустка поперечного поля является сильной и мы не можем избежать чрезмерной

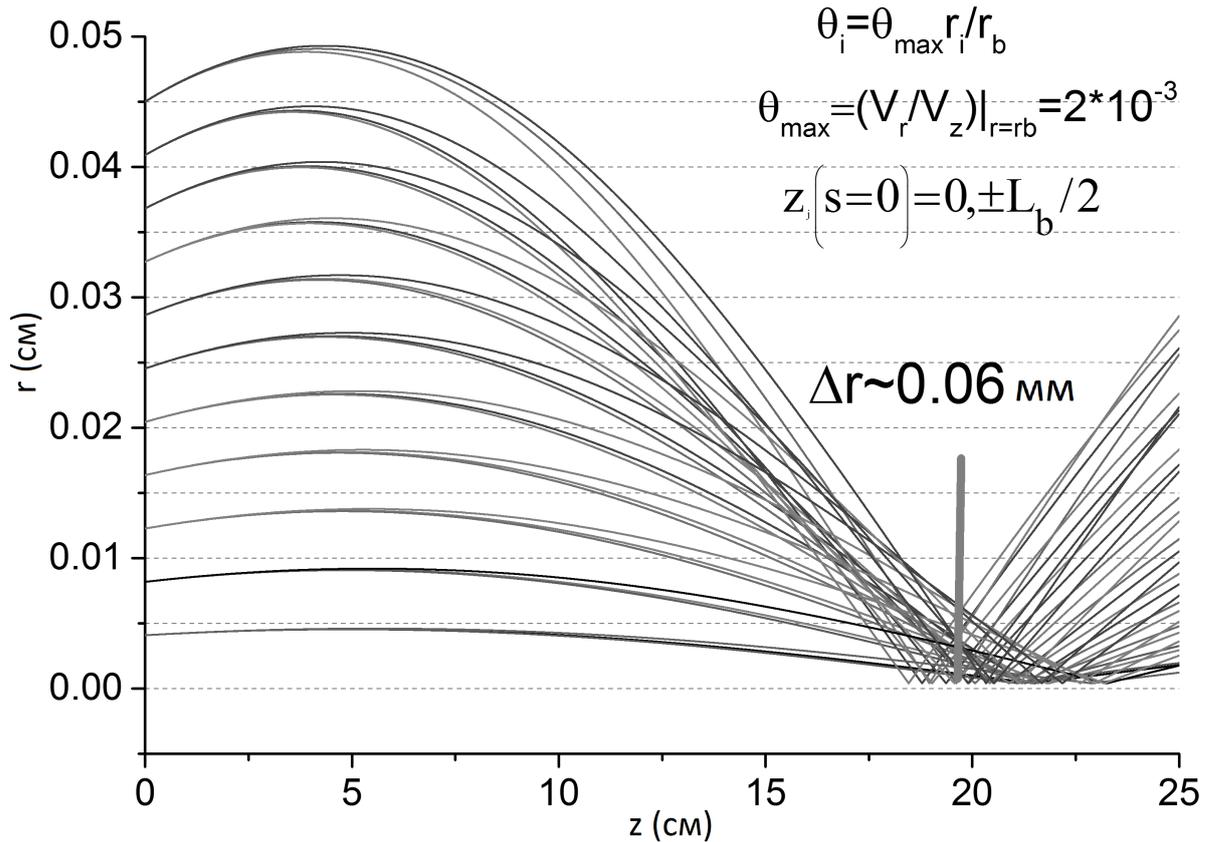


Рис. 6.13. Траектории движения тестовых частиц ускоряемого электронного сгустка в координатах (x, z) . Начальная скорость частиц зависит от их расстояния от оси.

компрессии ускоренного сгустка. Единственный способ - сократить длину секции ПДКУ так что "фокальная плоскость" будет находится в вакуумной части волновода.

Одним из вариантов как выбрать длину ПДКУ и вакуумной ячеек является такой: взять первую ПДКУ ячейку длиной 7,5 см, вторую - длиной 6,5 см и вакуумную часть сделать длиной 11 см. В этом случае, рисунках 6.14-6.17 показаны характеристики пробных частиц во время транспортировки через ПДКУ. Поперечную начальную скорость считаем равной нулю. Тестовый сгусток размещается в центре максимума ускоряющего поля $z = 2,21 \text{ мм}$.

Из рисунка 6.16 видно, что после прохождения второй ПДКУ ячейки,

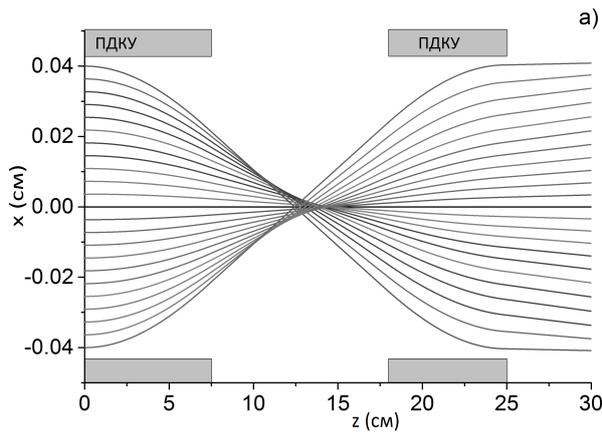


Рис. 6.14. Поперечная динамика.

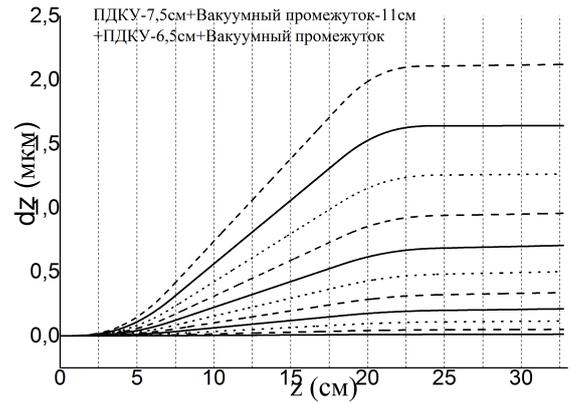


Рис. 6.15. Смещение относительно начального положения.

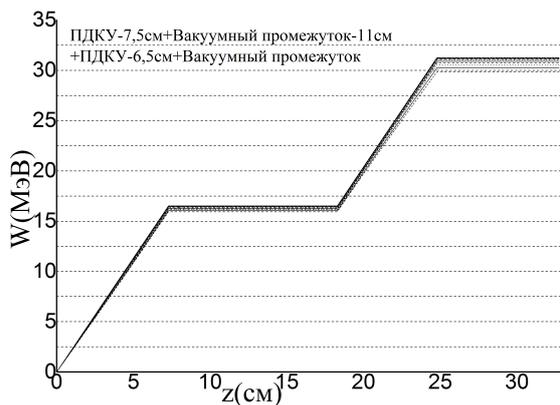


Рис. 6.16. Приращение энергии.

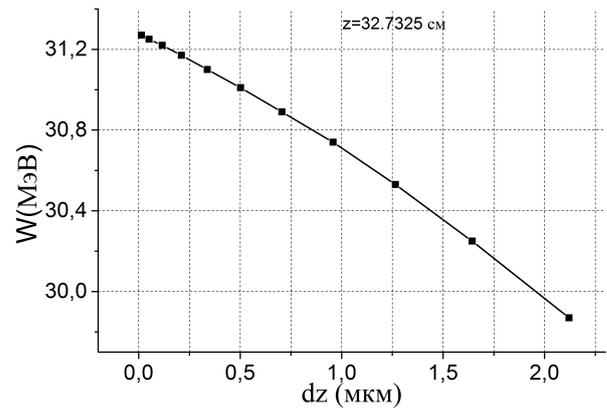


Рис. 6.17. Зависимость приращения энергии от смещения относительно начального положения.

движение частиц тестового ускоряемого сгустка становится практически ламинарным. Их энергетический разброс на выходе второй ПДКУ ячейки $\pm 0,7$ МэВ (2%) и максимальное смещения тестовых частиц из фазы волнового резонанса 2 мкм. Отметим, что наименьшее смещение и наибольший выигрыш в энергии произошел для частиц на оси см. рис 6.17.

На рисунках 6.18 – 6.21 показано изменение характеристик ускоряемого сгустка с изменением параметров плотности плазмы. Можно видеть, что пятипроцентное изменение плотности плазмы не является опасным для

стабильной транспортировки ускоряемого сгустка через такую ускоряющую структуру.

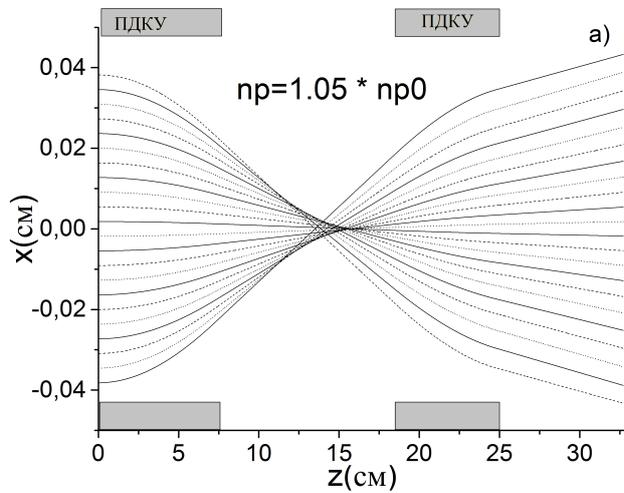


Рис. 6.18. Поперечная динамика.
 $n_p = n_{p0} + 5\%n_{p0}$

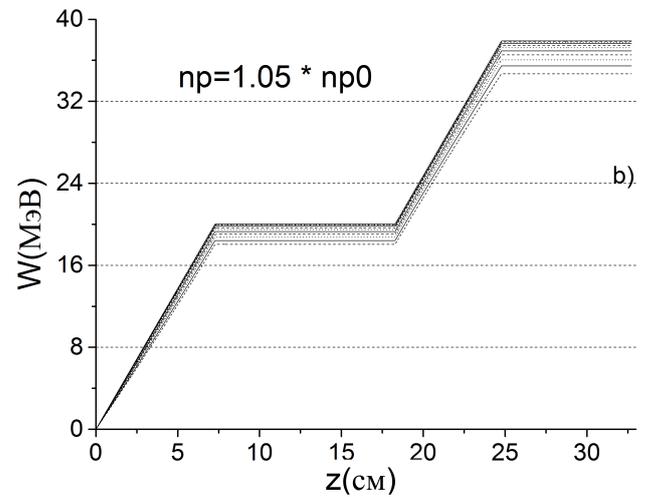


Рис. 6.19. Приращение энергии.
 $n_p = n_{p0} + 5\%n_{p0}$

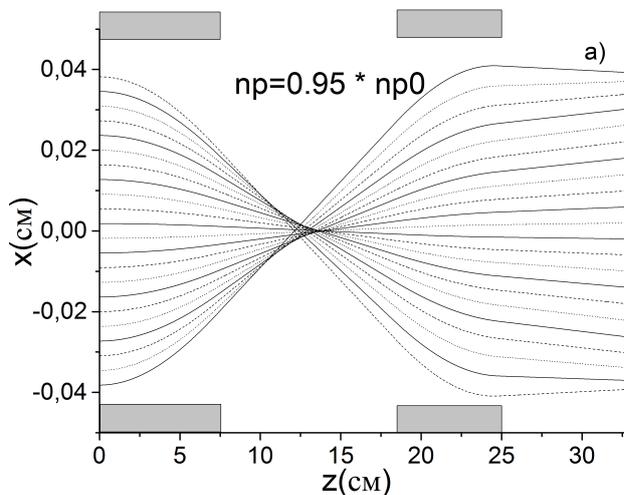


Рис. 6.20. Поперечная динамика.
 $n_p = n_{p0} - 5\%n_{p0}$

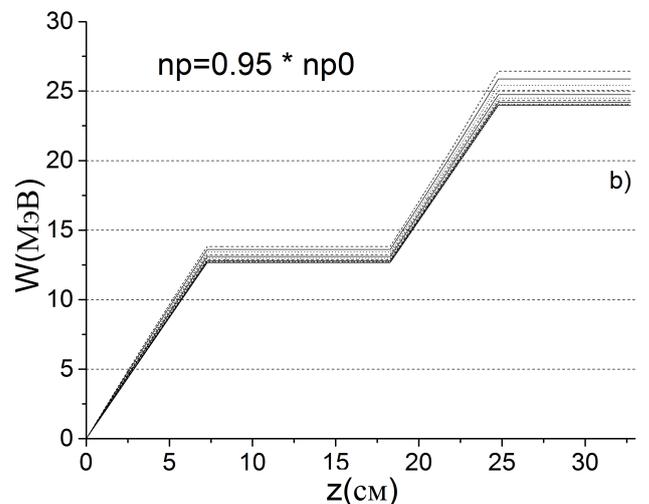


Рис. 6.21. Приращение энергии.
 $n_p = n_{p0} - 5\%n_{p0}$

При увеличении плотности плазмы видна небольшая расходимость сгустка на выходе из второго ПДКУ сегмента. Весьма вероятно, что это связано с изменением длины волны общего кильватерного поля, так, что тестовые частицы смещаются из оптимального места (максимум ускоряющего поля

и область фокусировки одновременно). Более точное размещение ускоряемого сгустка поможет избежать этого расхождения.

6.3. Выводы

- Чрезмерная фокусировка опасна переходом в нелинейный режим. При относительно больших значениях начального эмиттанса этой проблемы можно не опасаться, но при улучшении качества ускоряемых сгустков этот вопрос станет актуальным.
- Существует возможность избежать чрезмерного сжатия ускоряемого сгустка внутри плазменно-диэлектрической структуры, благодаря разделению плазменно-диэлектрических кильватерных ускорительных структур вакуумными пространствами.
- На выходе второй ячейки можно получить ламинарный ведомый сгусток.
- Небольшое изменение плотности плазмы не является критичным для предложенной схемы транспортировки ускоряемого сгустка.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертационной работе решена важная теоретическая и прикладная задача ускорения и транспортировки сгустков заряженных частиц в диэлектрических и плазменных кильватерных структурах. Для обеспечения одновременной фокусировки ускоряемых и ведущих сгустков впервые предложено использовать гибридную структуру, объединяющую достоинства чисто диэлектрических кильватерных структур и чисто плазменных кильватерных структур. Путем аналитических исследований и численного моделирования показано, что проблема устойчивости ускоряемых сгустков может быть успешно разрешена при использовании плазменно-диэлектрических замедляющих структур. Новизна полученных результатов подтверждается приоритетом в опубликованных научных журналах, их достоверность определяется использованием для их получения адекватных аналитических и численных методов, апробацией на научных конференциях и семинарах. Результаты и выводы, полученные при выполнении диссертационных исследований будут использованы при разработке и конструировании макетов ускоряющих секций кильватерных ускорителей, а также при разработке мощных источников сверхвысокочастотных колебаний. В результате проведенных исследований цель достигнута, все поставленные задачи решены. Основные результаты, полученные в диссертационной работе, состоят в следующем:

1. Впервые построена электродинамика плазменных диэлектрических кильватерных ускорительных структур (ПДКУ структур) с дрейфовым каналом, заполненным изотропной плазмой, возбуждаемых электронными сгустками. Показано, что линейном режиме электромагнитное поле состоит из трёх составляющих — поля диэлектрических волн, поля ленгмюровской волны и квазистатического поля сгустков.
2. В диссертационной работе исследована продольная и поперечная структура электромагнитного поля в ПДКУ структуре. Впервые показано, что

поперечная сила, действующая на электроны ведущего сгустка, всегда является фокусирующей (в режиме одиночного ведущего сгустка), а поперечная сила, действующая на частицы ускоряемого сгустка может быть фокусирующей. Возможность одновременной фокусировки и ускорения не зависит от знака заряда ускоряемых частиц, т.е. такой режим возможен как для электронных сгустков так и для позитронных.

3. Фокусирующая сила обязана возбуждению ленгмюровской волны, которая вносит преобладающий вклад в поперечную силу. В то же время вклад ленгмюровской волны в продольную силу, ускоряющую тестовые частицы, незначителен. Продольная сила, в основном, определяется волнами, которые соответствуют собственным модам диэлектрического волновода. Указанные свойства результирующего кильватерного поля, которое возбуждается в диэлектрической волноводе с изотропной плазмой отчётливо проявляются только в определённом диапазоне плотностей плазмы, зависящем от рабочего диапазона ПДКУ. При этом всегда ленгмюровская частота должна быть меньше частот диэлектрических мод.
4. Собственное квазистатическое поле сгустков локализовано вблизи сгустков. С увеличением плотности плазмы и увеличением энергии сгустка влияние собственного квазистатического поля сгустка уменьшается. Путём численных расчётов показано, что для возможных макетов ПДКУ квазистатическим полем можно пренебречь при расчёте динамики сгустков уже начиная с энергии 15 МэВ.
5. Амплитуда кильватерного поля в многобанчевом ПДКУ может быть увеличена при использовании плазмы с плотностью, находящейся в некотором интервале вокруг оптимальной, определяемой из условия максимума плазменной волны $k_p a \sim 2$ (a — радиус дрейфового канала). При этом необходимо подстраивать собственные частоты структуры и частоту инжектирования сгустков. Лучший вариант подстройки собственных частот — изменение внешнего диаметра диэлектрической вставки, при котором интервал плотностей плазмы шире и диэлектрические волны дают заметный вклад в суммарное кильватерное поле.

6. Численное моделирование методом частица-в-ячейке подтверждает аналитические результаты, полученные в линейном режиме ("underdense plasma") при условии $n_p/n_b > 3$. Фокусирующие свойства плазмы сохраняются и потери электронов плазмы на стенки диэлектрической трубки не превышают 8% в ТГц диапазоне ПДКУ. Численное моделирование нелинейного режима ("blowout") показало, что фокусирующая сила зависит не только от отношения n_b/n_p , но также от исходного количества электронов плазмы.
7. Предложен способ избежать перефокусировки сгустков в ПДКУ. Для этого необходимо разделить сплошную ПДКУ структуру вакуумными промежутками. Численные расчёты, выполненные для частиц ускоряемого сгустка, подтвердили реализуемость предложенного способа избежать чрезмерного сжатия ускоряемого сгустка.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Мякишев, Г. Я. Элементарные частицы / Г. Я. Мякишев. — Москва: Наука, 1979.
2. Петров, С. В. Асептика и антисептика / С. В. Петров. — Санкт Петербург: Лань, 1999. — С. 672.
3. Rosen, L. Applications of accelerators / L. Rosen // CERN Courier. — 1971. — Vol. 6, no. 11. — P. 159.
4. Дубовой, Э. И. Таинственный мир элементарных частиц / Э. И. Дубовой. — Москва: Атомиздат, 1979.
5. Буц, В. А. Когерентное излучение интенсивных электронных пучков / В. А. Буц, А. Н. Лебедев. — Москва: РАН, 2006.
6. Ишханов, Б. С. Частицы и ядра. Эксперимент / Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, Э. И. Кэбин. — Москва: МАКС Пресс, 2013.
7. Арцимович, Л. А. Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях / Л. А. Арцимович, С. Ю. Лукьянов. — Москва: Наука, 1972. — С. 171–177.
8. Ахиезер, А. И. О взаимодействии пучка заряженных частиц с электронной плазмой. / А. И. Ахиезер, Я. Б. Файнберг // Доклады АН СССР. — 1949. — Т. 69, № 4. — С. 555–556.
9. King-Yuen, N. Wake fields in a dielectric-lined waveguide / Ng King-Yuen // Phys. Rev. D. — 1990. — Vol. 42. — P. 1819.
10. Sotnikov, G. V. Coaxial two-channel high-gradient dielectric wakefield accelerator. / G. V. Sotnikov, T. C. Marshall, J. L. Hirshfield // Phys. Rev. ST Accel. Beams. — 2009. — Vol. 12. — P. 061302.
11. Шильцев, В. Д. Коллайдеры частиц высоких энергий: прошедшие 20 лет, предстоящие 20 лет и отдалённое будущее / В. Д. Шильцев // УФН. — 2012. — Т. 182, № 10. — С. 1033–1046.
12. Breakdown limits on gigavolt-per-meter electron-beam-driven wakefields in dielectric structures / M. C. Thompson, H. Badakov, A. M. Cook et al. // Phys. Rev. Lett. — 2008. — Vol. 100. — P. 214801.

13. Experimental demonstration of wake-field effects in dielectric structures / W. Gai, P. Schoessow, B. Cole et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1988. — Vol. 61. — P. 2756.
14. Теоретические исследования возбуждения кильватерных полей в плазменно-диэлектрических замедляющих средах / А. К. Березин, Н. М. Землянский, В. И. Мирный и др. // *Украинский физический журнал.* — 1992. — Т. 37, № 7. — С. 999–1003.
15. Advanced in modeling and simulation of vacuum electronic devices / Thomas M. Antonsen, Alfred A. Mondelli, Baruch Levush et al. // *Proceedings of the IEEE.* — Vol. 87. — 1999. — P. 804–838.
16. Verboncoeur, J. P. An object-oriented electromagnetic pic code / J. P. Verboncoeur, A. B. Langdon, N. T. Gladd // *Comp. Phys. Comm.* — 1995. — Vol. 87. — P. 199–211.
17. Kniaziev, R. R. Focusing of electron bunches by wake fields in a plasma-dielectric waveguide (rus.) / R. R. Kniaziev, G. V. Sotnikov // *The Journal of Kharkiv National University. Physical series «Nuclei, Particles, Fields».* — 2012. — Vol. 54, no. 2. — P. 64–68. — [http://nuclear.univer.kharkov.ua/lib/1001_2\(54\)_12_p64-68.pdf](http://nuclear.univer.kharkov.ua/lib/1001_2(54)_12_p64-68.pdf).
18. Князєв, Р. Р. Фокусування електронних згустків кильватерними полями, що збуджуються електронним згустком в плазмово-діелектричному хвилеводі. / Р. Р. Князєв, Г. В. Сотніков // *Вісник Львівського університету. Серія фізична.* — 2012. — Т. 47. — С. 178–190. — http://physics.lnu.edu.ua/wp-content/uploads/19_47.pdf.
19. Focusing of electron and positron bunches in plasma-dielectric wake-field accelerators / R.R. Kniaziev, O.V. Manuilenko, P.I. Markov et al. // *Problems of Atomic Science and Technology. Series "Plasma Electronics and New Methods of Acceleration".* — 2013. — Vol. 86, no. 4. — P. 84–89. — http://vant.kipt.kharkov.ua/ARTICLE/VANT_2013_4/article.2013_4_84.pdf.
20. Analytical and numerical studies of underdense and overdense regimes in plasma-dielectric wakefield accelerators / G. V. Sotnikov, R. R. Kniaziev

- aziev, O. V. Manuilenko et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. "— 2014. "— Vol. A740. "— P. 124–129. "— <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900213014940>.
21. Study of wakefields in longitudinally and transversely inhomogeneous rectangular dielectric resonators / P.I. Markov, V.A. Kiselev, R.R. Kniaziev et al. // Problems of Atomic Science and Technology. Series "Plasma Physics". "— 2014. "— Vol. 20, no. 6. "— P. 97–100. "— http://vant.kipt.kharkov.ua/ARTICLE/VANT_2014.6/article.2014.6_97.pdf.
 22. Wakefield spectra in the plasma-dielectric accelerator when changing the plasma density / R.R. Kniaziev, P.I. Markov, I.N. Onishchenko, G.V. Sotnikov // Problems of Atomic Science and Technology. Series "Plasma Electronics and New Methods of Acceleration". "— 2015. "— Vol. 98, no. 4. "— P. 105–110. "— http://vant.kipt.kharkov.ua/ARTICLE/VANT_2015.4/article.2015.4_105.pdf.
 23. Kniaziev, R. R. Transport of bunches in a dielectric wakefield accelerator using an array of plasma cells / R. R. Kniaziev, T. C. Marshall, G. V. Sotnikov // Problems of Atomic Science and Technology. Series "Nuclear Physics Investigations". "— 2015. "— Vol. 6. "— P. 42–46. "— http://vant.kipt.kharkov.ua/ARTICLE/VANT_2015.6/article.2015.6_42.pdf.
 24. Kniaziev, R. R. Influence of emittance on transverse dynamics of accelerated bunches in the plasma-dielectric wakefield accelerator / R. R. Kniaziev, G. V. Sotnikov // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. "— 2016. "— Vol. A829. "— P. 121–124. "— <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2016.03.097>.
 25. Kniaziev, R. R. Influence of emittance on transverse dynamics of the accelerated bunches in plasma-dielectric wake field accelerator / R. R. Kniaziev // East European Journal of Physics. "— 2015. "— Vol. 2, no. 2. "— P. 44–50. "— http://eejp.univer.kharkov.ua/Biblio/2015/EEJP_2_2/22p44-50.pdf.

26. Князев, Р. Генерация кильватерных полей при заполнении диэлектрической структуры плазмой / Р.Р. Князев, И.Н. Онищенко, Г.В. Сотников // Журнал технической физики. — 2016. — Т. 86, № 4. — С. 34–39. — <http://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/42962>.
27. Focusing of electron bunches in the plasma-dielectric rectangular slowing-down structure / P.I. Markov, R.R. Kniaziev, I.N. Onishchenko, G.V. Sotnikov // Problems of Atomic Science and Technology. Series "Nuclear Physics Investigations". — 2016. — Vol. 103, no. 3. — P. 57–61. — http://vant.kipt.kharkov.ua/ARTICLE/VANT_2016_3/article.2016_3_57.pdf.
28. Kniaziev, R. R. Focusing of accelerated particles by wakefields of a drive bunch in a plasma-dielectric waveguide / R. R. Kniaziev, G. V. Sotnikov // In Proc. IPAC2012, New Orleans, Louisiana, USA. — 2012. — P. 2723–2725. — <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IPAC2012/papers/weppp003.pdf>.
29. Kniaziev, R. R. Excitation of the focusing wakefields by a relativistic bunch in isotropic capillary discharge plasma / R. R. Kniaziev, G. V. Sotnikov // In Proc. RuPAC2012, St. Petersburg, Russia. — 2012. — P. 242–244. — <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/rupac2012/papers/moppa001.pdf>.
30. Kniaziev, R. R. Quasistatic field influence on bunches focusing by wakefields in the plasma-dielectric waveguide. / R. R. Kniaziev, G. V. Sotnikov // In Proc. IPAC2013, Shanghai, China. — 2013. — P. 1256–1258. — <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IPAC2013/papers/tupea055.pdf>.
31. Spectra of a wakefield excited by an electron bunch train in a short section of a dielectric waveguide / Galaydych K.V., Markov P.I., Onishchenko I.N. et al. // In Proc. 9th International Workshop «Strong Microwaves and Terahertz waves: sources and applications», Nizhny Novgorod, Russia. — 2014. — P. 73–74.
32. Study of wakefields in longitudinally and transversely inho

- mogeneous rectangular dielectric resonators / P. I. Markov, I. N. Onishchenko, R. R. Kniaziev et al. // International Conference and School on Plasma Physics and Controlled Fusion, Kharkiv, Ukraine. — 2014. — P. 95. — <http://www.kipt.kharkov.ua/ipp/ipp/192.168.210.27/ipp/alushta2014/Book%20of%20abstracts.pdf>
33. Kniaziev, R. R. Transverse dynamics of accelerated bunches in a plasma-dielectric wakefields / R. R. Kniaziev, G. V. Sotnikov // 41st IEEE International Conference on Plasma Science and the 20th International Conference on High-Power Particle Beams, Marriott Wardman Park, Washington DC, USA. — 2014. — P. 39.
 34. Focusing of electron and positron bunches in plasma-dielectric wakefield accelerators / R. R. Kniaziev, O. V. Manuilenko, P.I. Markov et al. // XII INTERNATIONAL WORKSHOP "PLASMA ELECTRONICS AND NEW METHODS OF ACCELERATION", Kharkiv, Ukraine. — 2013. — P. 15.
 35. Князєв, Р. Р. Фокусування електронних згустків кільватерними полями, що збуджуються електронним згустком в плазмово-діелектричному хвилеводі / Р. Р. Князєв, Г. В. Сотніков // МІЖНАРОДНА НАУКОВА КОНФЕРЕНЦІЯ СТУДЕНТІВ І МОЛОДИХ НАУКОВЦІВЗ ТЕОРЕТИЧНОЇ ТА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЇ ФІЗИКИ ЕВРИКА-2012, Львів, Україна. — 2012. — С. 8.
 36. Князев, Р. Р. Возбуждение ускоряющих полей электронным сгустком в плазменно-диэлектрическом волноводе / Р. Р. Князев, Г. В. Сотников // X конференция по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям, Харьков, Украина. — 2012. — С. 40. — http://kipt.kharkov.ua/ihepnp_2012_tezis.html.
 37. Kniaziev, R. R. Quasistatic field influence on bunches focusing by wakefields in the plasma-dielectric waveguide / R. R. Kniaziev, G. V. Sotnikov // In Proc. IPAC2013, Shanghai, China. — 2013. — http://ipac13.org/accessory/IPAC13_Abstracts_Brochure_all.pdf.
 38. Radiation of a wakefield excited by an electron bunch train in a section

- of dielectric waveguide / R. R. Kniaziev, G. V. Sotnikov, K.V. Galaydych et al. // In Proc. 16th Advanced Accelerator Concepts Workshop, San Jose, California, USA. — 2014.
39. Мульти-банчевий режим збудження кільватерного поля в плазмово-діелектричній структурі / Р. Р. Князєв, Г. В. Сотніков, І. М. Оніщенко та ін. // Українська конференція з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу, Київ, Україна. — 2015. — С. 8. — http://www.kinr.kiev.ua/UCPPCF/2015/ucppcf-2015_program.pdf.
 40. Kniaziev, R. R. Transport of bunches in dielectric wakefield accelerator using the array of plasma cells / R. R. Kniaziev, G. V. Sotnikov, T. C. Marshal // XXIV International Workshop on Charged Particle Accelerators, Kharkiv, Ukraine. — 2015. — P. 17–18.
 41. Focusing of electron bunches in the plasma and dielectric rectangular slowing-down structure / R. R. Kniaziev, G. V. Sotnikov, P. I. Markov, I. N. Onishchenko // XXIV International Workshop on Charged Particle Accelerators, Kharkiv, Ukraine. — 2015. — P. 19–20.
 42. Sotnikov, G. V. Focusing of accelerated particles by wakefields of a drive bunch in a plasma-dielectric waveguide / G. V. Sotnikov, R. R. Kniaziev // In Proc. IPAC2012, New Orleans, Louisiana, USA. — 2012. — P. 231. — <http://ipac12.org/abstracts-full-IPAC-final.pdf>.
 43. Kniaziev, R. R. Features of the transverse dynamics of accelerated bunch in the plasma-dielectric wakefield accelerator / R. R. Kniaziev, G. V. Sotnikov // International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion Book of Abstract, Kharkiv, Ukraine. — 2016. — P. 102. — <http://kipt.kharkov.ua/conferences/ipp/2016/Book%20of%20abstracts.pdf>.
 44. Review of particle physics / J. Beringer, J. F. Arguin, R. M. Barnett et al. // Phys. Rev. D. — 2012. — Vol. 86, no. 1. — P. 010001.
 45. Понтекорво, Б. М. Мезоний и антимезоний / Б. М. Понтекорво // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 1957. — Т. 33, № 2. — С. 549–551.
 46. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos / Y. Fukuda,

- T. Hayakawa, E. Ichihara et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1998. — Vol. 81, no. 8. — P. 1562–1567.
47. Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the sudbury neutrino observatory / Q. R. Ahmad, R. C. Allen, T. C. Andersen et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2002. — Vol. 89, no. 1. — P. 011301.
48. Langacker, P. The standrat model and beyond / P. Langacker. — Москва: CRS Press, 2010. — С. 171–177.
49. Вайнберг, С. Квантовая теория поля / С. Вайнберг. — Москва: Физматлит, 2003. — Т. 1,2.
50. Вайнштейн, А. И. Хиггсовские частицы / А. И. Вайнштейн, В. И. Захаров, М. А. Шифман // *Успехи физических наук.* — 1980. — Т. 131, № 8.
51. Marshall, T. C. Free Electron Lasers / T. C. Marshall. — New York: Macmillan, 1985.
52. Tran, T. M. Free-electron lasers with electromagnetic standing wave wigglers / T. M. Tran, B. G. Danly, J. S. Wurtele // *IEEE Journal of Quantum Electronics.* — 1578–1589. — Vol. QE-23, no. 9. — P. 107.
53. Будкер, Г. И. Ускорители со встречными пучками частиц / Г. И. Будкер // *УФН.* — 1966. — Т. 89. — С. 533—547.
54. Фоминых, В. П. Ручная дуговая сварка / В. П. Фоминых, А. П. Яковлев. — Москва: ВЫСШАЯ ШКОЛА, 1986.
55. Герасимов, В. Г. Неразрушающий контроль. В 5 кн. Кн. 3. Электромагнитный контроль: практ. пособие / В. Г. Герасимов, А. Д. Покровский, В. В. Сухоруков. — Москва: ВЫСШАЯ ШКОЛА, 1992. — С. 312.
56. Кузнецов, Р. А. Активационный анализ / Р. А. Кузнецов. — Москва: Атомиздат, 1974. — С. 344.
57. Ваганов, П. А. Нейтронно-активационное исследование геохимических ассоциаций редких элементов / П. А. Ваганов. — Москва: Энергоиздат, 1981. — С. 112.
58. О некоторых процессах при взаимодействии мощного импульсного

- электронного пучка с поверхностями твердых тел / И. М. Неклюдов, В. Б. Юферов, Л. Г. Сороковой и др. // Вопросы Атомной Науки и Техники. — 2003. — Т. 04. — С. 326.
59. Юферов, В. Б. О возможности использования комплекса импульсного электронного ускорителя для модификации поверхностно-объемных свойств различных материалов / В. Б. Юферов, Е. И. Скибенко, Л. Г. Сороковой // Вопросы Атомной Науки и Техники. — 1997. — Т. 66. — С. 197–198.
 60. Status of muon collider research and development and future plans / Charles M. Ankenbrandt, Muzaffer Atac, Bruno Autin et al. // Phys. Rev. ST Accel. Beams. — 1999. — Vol. 2, no. 8. — P. 081001.
 61. Edwards, D. A. Particle colliders for high energy physics / D. A. Edwards, H. T. Edwards // Reviews of Accelerator Science and Technology. — 2008. — Vol. 01, no. 01. — P. 1033–1046.
 62. Chao, A. W. Handbook of Accelerator Physics and Engineering / A. W. Chao, M. Tigner. — N.J.: River Edge, 1999.
 63. Скринский, А. Н. Ускорительные и детекторные перспективы физики элементарных частиц / А. Н. Скринский // УФН. — 1982. — Т. 138. — С. 3—43.
 64. Tollestrup, A. The development of superconducting magnets for use in particle accelerators: From the tevatron to the LHC / A. Tollestrup, E. Todesco // Rev. Accl. Sci. Tech. — 2008. — Vol. 01. — P. 185.
 65. Muggli, P. Worldwide overview of plasma wakefield accelerator experiments / P. Muggli // AIP Conference Proceedings. — 2010. — Vol. 1299, no. 1. — P. 52–59.
 66. Костюков, И. Ю. Плазменные методы ускорения электронов: современное состояние и перспективы / И. Ю. Костюков, А. М. Пухов // Успехи Физических Наук. — 2015. — Т. 185. — С. 89–06.
 67. Plasma wake-field acceleration of charged particles by selfmodulated long relativistic electron bunch / V. I. Karas', V. A. Balakirev, Ya. B. Fainberg

- et al. // PROBLEMS OF ATOMIC SCIENCE AND TECHNOLOGY. ”— 2000. ”— Vol. 01. ”— P. 122–125.
68. Ускорение заряженных частиц волнами плотности заряда в плазме / Я. Б. Файнберг, А. К. Березин, В. А. Балакирев и др. // Релятивистская высокочастотная электроника. — 1992. — Т. 7. — С. 104–142.
69. Overview of plasma-based accelerator concepts. / E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall, A. Tang // IEEE Trans. Plasma Science. ”— 1996. ”— Vol. 24. ”— P. 252–288.
70. Onishchenko, I. N. Investigations of plasma wake-fields in NSC KIPT / I. N. Onishchenko // PROBLEMS OF ATOMIC SCIENCE AND TECHNOLOGY. ”— 2000. ”— Vol. 01. ”— P. 102–107.
71. Онищенко, И. Н. Ускорение заряженных частиц кильватерными полями, возбуждаемыми в диэлектрическом волноводе последовательностью электронных сгустков (обзор) / И. Н. Онищенко // Вопросы Атомной Науки и Техники. — 2004. — Т. 04. — С. 97–103.
72. Acceleration of electrons by the interaction of a bunched electron beam with a plasma / P. Chen, J. M. Dawson, R. W. Huff, T. Katsouleas // Phys. Rev. Lett. ”— 1985. ”— Vol. 54, no. 7. ”— P. 693–696.
73. Wurtele, J. S. The role of plasma in advanced accelerators / J. S. Wurtele // Phys. Fluids B. ”— 1993. ”— Vol. 5, no. 7. ”— P. 2363–2370.
74. Maslov, V. I. Fields excited and providing a uniform focusing of short relativistic electron bunches in plasma / V. I. Maslov, I. N. Onishchenko, I. P. Yarovaya // East European Journal of Physics Department of Physics and Technologies. ”— 2014. ”— Vol. 1, no. 2. ”— P. 92–95.
75. Levchuk, I. P. Focusing of relativistic electron bunches by nonresonant wakefield excited in plasma / I. P. Levchuk, V. I. Maslov, I. N. Onishchenko // Problems of Atomic Science and Technology. ”— 2015. ”— Vol. 4, no. 98. ”— P. 120–123.
76. Considerations for a dielectric-based two-beam-accelerator linear col-

- lider / W. Gai, M. Conde, J. G. Power, C. Jing // Proceedings of IPAC'10, Kyoto, Japan. — 2010.
77. Bohm, D. Theory of plasma oscillations / D. Bohm, E. P. Gross // Physical Review. — 1949. — Vol. 75, no. 12. — P. 1861—1876.
78. Черенков, П. А. Видимое свечение чистых жидкостей под действием g -радиации / П. А. Черенков // Достижения Академии Наук СССР. — 1934. — Т. 2, № 8. — С. 451.
79. Вавилов, С. И. О возможных причинах синего g -свечения жидкостей / С. И. Вавилов // Достижения Академии Наук СССР. — 1934. — Т. 2, № 8. — С. 457.
80. Тамм, И. Е. Когерентное излучение быстрого электрона в среде / И. Е. Тамм, И. М. Франк // Достижения Академии Наук СССР. — 1937. — Т. 14, № 3. — С. 107.
81. Взаимодействие электронного пучка с плазмой / И. Ф. Харченко, Я. Б. Файнберг, Р. Ф. Николаев, etc. // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 1960. — Т. 38, № 3. — С. 685—692.
82. Демирханов, Р. А. Взаимодействие пучка заряженных частиц с плазмой / Р. А. Демирханов, А. К. Геворков, А. Ф. Попов // Журнал технической физики. — 1960. — Т. 30, № 3. — С. 315—319.
83. Trivelpiece, A. W. Space charge waves in cylindrical plasma columns / A. W. Trivelpiece, R. W. Gould // Journal Applied Physics. — 1959. — Vol. 30, no. 1. — P. 1744—1793.
84. Tajima, T. Laser-electron accelerator / T. Tajima, J. S. Dawson // Phys. Rev. Lett. — 1979. — Vol. 43. — P. 267–270.
85. Dawson, J. Plasma particle accelerators / J. Dawson // Scientific American. — 1989. — Vol. 260, no. 3. — P. 54–61.
86. Joshi, C. Plasma accelerators at the energy frontier and on tabletops / C. Joshi, T. Katsouleas // Physics Today. — 2003. — Vol. 56, no. 6. — P. 47–53.
87. Ускорение электронов в полуограниченной плазме ленгмюровскими колебаниями, возбуждаемыми лазерным импульсом / В. А. Балакирев,

- И. В. Гавриленко, В. И. Карась, А. П. Толстолужский // Вопросы Атомной Науки и Техники. — 2006. — Т. 05. — С. 180–184.
88. Katsouleas, T. Unlimited electron acceleration in laser-driven plasma waves / T. Katsouleas, J. M. Dawson // Phys. Rev. Let. — 1983. — Vol. 51, no. 5. — P. 392–395.
89. Jelley, J. V. Cerenkov Radiation and its applications / J. V. Jelley. — New York: Pergamon Press, 1958. — P. 304.
90. Дремин, И. М. Физика на большом адронном коллайдере / И. М. Дремин // УФН. — 2009. — Т. 179.
91. ILC. ILC technical design report value estimate explained. — 2013. — <http://www.linearcollider.org>.
92. Wikipedia. International linear collider. — 2013. — https://en.wikipedia.org/wiki/International_Linear_Collider (online; accessed: 11.02.2016).
93. Файнберг, Я. Б. Ускорение заряженных частиц в плазме / Я. Б. Файнберг // Физика плазмы. — 1997. — Т. 23, № 4. — С. 275–283.
94. Fainberg, Y. B. The use of plasma waveguides as accelerating structures in linear accelerators. / Y. B. Fainberg // Proceedings CERN Symposium on High-Energy Accelerator and Pion Physics. — Vol. 1. — Geneva: CERN., 1956. — P. 84.
95. Berkeley. The lasers, optical accelerator systems integrated studies (L'OASIS) group. — 2014. — <http://loasis.lbl.gov>.
96. SLAC. Stanford's plasma wakefield accelerator experiment. — 2003. — <http://www.slac.stanford.edu/grp/arb/e164/index.html>.
97. Andreev, N. E. Laser wakefield acceleration of finite charge electron bunches / N. E. Andreev, S. V. Kuznetsov // IEEE Trans. on Plasma Sci. — 2008. — Vol. 36, no. 4. — P. 1765–1772.
98. Кузнецов, С. В. Динамика ускорения сгустка электронов в кильватерной волне / С. В. Кузнецов, Н. Е. Андреев // Физика плазмы. — 2001. — Т. 27, № 5. — С. 397–405.
99. Andreev, N. E. Guided propagation of short intense laser pulses and

- electron acceleration / N. E. Andreev, S.V. Kuznetsov. // Plasma Phys. Control. Fusion. — 2003. — Vol. 45, no. 12A. — P. A39–A57.
100. Physics considerations for laser-plasma linear colliders / C. B. Schroeder, E. Esarey, C. G. R. Geddes et al. // Phys. Rev. ST Accel. Beams. — 2010. — Vol. 13, no. 10. — P. 101301.
101. Leemans, W. Executive summary / W. Leemans // ICFA Beam Dynamics Newsletter. — 2011. — Vol. 56. — P. 10–88.
102. Quasi-monoenergetic laser-plasma acceleration of electrons to 2 GeV / Xiaoming Wang, Rafal Zgadzaj, Neil Fazel et al. // Nature Communications. — 2013. — Vol. 4, no. 1988. — P. doi:10.1038/ncomms2988.
103. Energy doubling of 42 GeV electrons in a metre-scale plasma wakefield accelerator / Ian Blumenfeld, Christopher E. Clayton, Franz-Josef Decker et al. // Nature. — 2007. — Vol. 445. — P. 741–744.
104. High-efficiency acceleration of an electron beam in a plasma wakefield accelerator / M. Litos, E. Adli, W. An et al. // Nature. — 2014. — Vol. 515. — P. 92–95.
105. Рухадзе, А. А. Успехи физики плазмы / А. А. Рухадзе // Успехи Физических наук. — 1974. — Т. 113. — С. 371–372.
106. Сканави, Г. И. Физика диэлектриков / Г. И. Сканави. — Москва: Издательство технико-теоретической литературы, 1949.
107. Онищенко, И. Н. Возбуждение черенковского излучения в полубесконечном диэлектрическом волноводе прямоугольного сечения последовательностью электронных сгустков / И. Н. Онищенко, Г. В. Сотников // Вопросы Атомной Науки и Техники. — 2004. — Т. 04. — С. 104–109.
108. Об ускорении электронов при возбуждении кильватерных полей в диэлектрических структурах последовательностью релятивистских электронных сгустков / В. А. Киселев, А. Ф. Линник, В. И. Мирный и др. // Вопросы Атомной Науки И Техники. Серия Плазменная электроника и новые методы ускорения. — 2008. — Т. 6, № 4. — С. 70–72.
109. Gay, W. Experimental demonstration of two-beam acceler

- ation using dielectric step-up transformer / Wei Gay // <http://www.ipd.anl.gov/anlpubs/2001/07/40031.pdf>. ”— 2001.
110. Study of a TeV level linear collider using short RF pulse ($\sim 20ns$) two beam accelerator concept / C. Jing, A. Kanareykin, S. Antipov et al. // Proceedings of 2011 Particle Accelerator Conference, New York, NY, USA. ”— 2011.
 111. Ускорение заряженных частиц кильватерными полями в диэлектрическом резонаторе с каналом для возбуждающего сгустка / В. А. Балакирев, И. Н. Онищенко, Д. Ю. Сидоренко, Г. В. Сотников // Письма в ЖТФ. — 2003. — Т. 29, № 14. — С. 39–45.
 112. Gay, W. Present limits and future prospect for dielectric acceleration / Wei Gay // Proceedings of LINAC2002(Gyeongju, Korea, 2002). ”— 2002.
 113. High gradient dielectric wakefield device measurements at the argonne wakefield accelerator / P. Schoessow, M. Conde, W. Gai et al. // Proceedings of 1997 Particle Accelerator Conference, Vancouver, B.C., Canada. ”— 1997.
 114. Conde, M. The argonne wakefield accelerator facility: Capabilities and experiments / Manuel Conde // Proceedings of 2004 AAC Workshop. ”— 2004.
 115. Conde, M. High gradient in dielectric loaded wakefields structure / Manuel Conde // Proceedings of 2008 AAC Workshop. ”— 2008.
 116. Gai, W. Advanced accelerating structures and their interaction with electron beams / W. Gai // Advanced Accelerator Concepts: 13th Workshop. AIP Conf. Proc. New York: AIP. ”— Vol. 1086. ”— 2009. ”— P. 3.
 117. Dielectric laser acceleration workshop / P. Bermel, R. L. Byer, E. R. Colby et al. // ICFA Beam Dynamics Newsletter. ”— 2011. ”— Vol. 56. ”— P. 91–110.
 118. Bane, K. L. On collinear wake field acceleration. / K. L. Bane, P. Chen, P. B. Wilson // IEEE Trans. Nucl. Sci. ”— 1985. ”— Vol. NS-32. ”— P. 3524–3526.

119. Maslov, V. I. Transformation ratio at wakefield excitation in dielectric resonator by sequence of rectangular electron bunches with linear growth of charge / V. I. Maslov, I. N. Onishchenko // *Problems of Atomic Science and Technology*. — 2014. — Vol. 3, no. 91. — P. 95–98.
120. The wake-field excitation in plasma-dielectric structure by sequence of short bunches of relativistic electrons / I. N. Onishchenko, V. A. Kise'lyov, A. K. Berezin et al. // *Bull. of American Physical Society*. — 1995. — Vol. 40, no. 3. — P. 1194.
121. Ускорение заряженных частиц в плазме кильватерными полями профилированной последовательности релятивистских электронных сгустков / В. А. Балакирев, И. Н. Онищенко, Г. В. Сотников, Я. Б. Файнберг // *Физика плазмы*. — 1996. — Т. 22, № 2. — С. 157–164.
122. A plasma wakefield accelerator / R. D. Ruth, A. W. Chao, P. L. Morton, P. B. Wilson // *Part. Accel.* — 1985. — Vol. 17. — P. 171.
123. Energy transfer in the plasma wake-field accelerator / Pisin Chen, J. J. Su, J. M. Dawson et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1986. — Vol. 56, no. 12. — P. 1252–1255.
124. Балакирев, В. А. Ускорение электронов в плазме последовательностью релятивистских электронных сгустков с переменным периодом следования / В. А. Балакирев, Г. В. Сотников, Я. Б. Файнберг // *Физика плазмы*. — 1996. — Т. 22, № 7. — С. 634–637.
125. Colby, E. R. Present limits and future prospect for dielectric acceleration / E. R. Colby // *Proc. of 35th International conference on high energy physics (Paris, France, 2010)*. — 2010.
126. Gai, W. Short-pulse dielectric two-beam acceleration / W. Gai, J. G. Power, C. Jing // *Plasma Physics*. — 2012. — Vol. 78, no. 4. — P. 339–345.
127. Numerical simulations of intense charged-particle beam propagation in a dielectric wake-field accelerator / W. Gai, A. D. Kanareykin, A. L. Kus'tov, J. Simpson // *Phys. Rev. E*. — 1997. — Vol. 55. — P. 3481.
128. Rosing, M. Longitudinal- and transverse-wake-field effects in dielectric

- structures / M. Rosing, W. Gai // Phys. Rev. D. — 1990. — Vol. 42. — P. 1829.
129. High gradient limits due to single bunch beam breakup in a collinear dielectric wakefield accelerator / C. Li, W. Gai, C. Jing et al. // Phys. Rev. ST. — 2014. — Vol. 17. — P. 091302.
130. Observation of enhanced transformer ratio in collinear wakefield acceleration. / C. Jing, A. Kanareykin, J. G. Power et al. // Phys. Rev. Lett. — 2007. — Vol. 98. — P. 144801.
131. Acceleration and focusing of electrons in two-dimensional nonlinear plasma wake fields / J. B. Rosenzweig, B. Breizman, T. Katsouleas, J. J. Su // Phys. Rev. A. — 1991. — Vol. 44. — P. R6189(R).
132. Concept of plasma-dielectric wakefield accelerator. Theory and experiment / G.P. Berezina, K.V. Galaydych, R.R. Kniaziev et al. // Problems of Atomic Science and Technology. Series "Plasma Electronics and New Methods of Acceleration". — 2015. — Vol. 98, no. 4. — P. 97–104. — http://vant.kipt.kharkov.ua/ARTICLE/VANT_2015_4/article_2015_4_97.pdf.
133. Hogan, M. J. Multi-GeV energy gain in a plasma-wakefield accelerator / M. J. Hogan, C. D. Barnes, C. E. Clayton et.al. // Phys. Rev. Lett. — 2005. — Vol. 95. — P. 054802.
134. Steinhauer, L. C. Quasistatic capillary discharge plasma model / L. C. Steinhauer, W. D. Kimura // Phys. Rev. ST – Accelerators and Beams. — 2006. — Vol. 9. — P. 081301.
135. Butler, A. Guiding of high-intensity laser pulses with a hydrogen-filled capillary discharge waveguide / A. Butler, D. J. Spence, S. M. Hooker // Phys. Rev. Lett. — 2002. — Vol. 89. — P. 185003.
136. Теория черенковских усилителей и генераторов на релятивистских пучках / В. А. Балакирев, Н. И. Карбушев, А. О. Островский, Ю. В. Ткач. — Киев: Наукова думка, 1993. — С. 161.
137. Barov, N. Propagation of short electron pulses in underdense plasmas. / N. Barov, J. B. Rosenzweig. // Phys.Rev. E. — 1994. — Vol. 49, no. 5. — P. 4407–4416.

138. Возбуждение кильватерных полей релятивистским электронным сгустком в радиально-неоднородной плазме / В. А. Балакирев, В. И. Карась, А. П. Толстолужский, Я. Б. Файнберг // Физика плазмы. — 1997. — Т. 23, № 4. — С. 316–324.
139. Birdsall, C. K. Plasma physics, via computer simulation / C. K. Birdsall, A. B. Langdon. — McGraw-Hill Book Company, 1985.
140. Barker, R. J. High-Power Microwave Sources and Technologies / Robert J. Barker, Edl Schamiloglu. — Wiley-IEEE Press, 2001.
141. Keinigs, R. Two-dimensional dynamics of the plasma wakefield accelerator / R. Keinigs, M. E. Jones // Phys. Fluids. — 1987. — Vol. 30, no. 1. — P. 252–263.
142. Онищенко, И. Н. Теоретические исследования резонаторной концепции ускорителя на кильватерных полях в диэлектрике / И. Н. Онищенко, Г. В. Сотников // Вопросы Атомной Науки и Техники. — 2006. — Т. 05. — С. 203–207.
143. Wakefield excitation by a sequence of electron bunches in a rectangular waveguide lined with dielectric slabs / V. A. Kiselev, A. F. Linnik, T. C. Marshall et al. // AIP Conference Proceedings. — 2006. — Vol. 877, no. 1. — P. 851–858.
144. Lawson, J. D. The physics of charged-particle beams. The International Series of Monographs on Physics. / J. D. Lawson. — Oxford: Clarendon Press, 1977.