

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
НАУКИ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМ. Г.И. БУДКЕРА
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Никифоров Данила Алексеевич

**ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПУЧКА
ЭЛЕКТРОНОВ В МОЩНОМ ЛИНЕЙНОМ
ИНДУКЦИОННОМ УСКОРИТЕЛЕ
С ФОКУСИРОВКОЙ НА СОСРЕДОТОЧЕННЫХ
ЭЛЕМЕНТАХ**

1.3.18. Физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
академик РАН
Логачев Павел Владимирович

Новосибирск — 2023

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1 Этапы развития и структура линейных индукционных ускорителей в ИЯФ СО РАН	15
1.1 Инжектор ЛИУ	15
1.2 Линейный ускоритель с энергией до 5 МэВ	15
1.3 Линейный ускоритель с энергией до 15 МэВ	17
1.4 Ускоряющие модули линейного ускорителя	19
1.5 Система диагностики пучка в ускорительном комплексе ЛИУ	20
1.6 Система фокусировки и коррекции орбиты пучка в линейном ускорителе	22
1.7 Магнитная система каналов транспортировки пучка	24
Глава 2 Транспортировка интенсивного пучка ЛИУ и эволюция его эмиттанса	28
2.1 Определение эмиттанса пучка	29
2.2 Моделирование динамики сильноточного пучка в ЛИУ	32
2.3 Алгоритм расчета поперечной динамики пучка в ЛИУ	36
2.4 Рост эмиттанса пучка в различных частях ускорителя	37
2.4.1 Рост эмиттанса пучка в инжекторе	37
2.4.2 Эволюция эмиттанса пучка в линейном ускорителе	41
2.5 Обсуждение результатов моделирования	42
2.5.1 Рост эмиттанса пучка за счет нелинейности фазового портрета	42
2.5.2 Влияние эффекта провисания потенциала на рост эмиттанса	46
2.5.3 Влияние неоднородности плотности заряда в пучке на его фазовый портрет	47
2.5.4 Согласование поперечного профиля и фазового портрета пучка при инъекции в линейный ускоритель	49

Глава 3 Оптимизация параметров пучка на различных этапах развития ЛИУ	52
3.1 Восстановление начальных условий по измеренному поперечному размеру и эмиттансу пучка на выходе ускорителя с энергией 5 МэВ	52
3.2 Инжекция пучка в опытный образец бокового канала разводки пучка	56
3.3 Транспортировка и фокусировка пучка в ускорительном комплексе ЛИУ с энергией до 15 МэВ	62
3.4 Коррекция орбиты методом матриц отклика	67
3.5 Эксперимент по инжекции пучка из ЛИУ в систему компрессии ЛСЭ	70
Заключение	77
Список литературы	79
Список иллюстративного материала	90

Введение

Актуальность избранной темы

Линейные индукционные ускорители (ЛИУ) используются для получения электронных пучков с токами пучка несколько кА, энергией до 100 МэВ и длительностью импульса до 1 мкс. Такие параметры выделяют ЛИУ среди остальных типов ускорителей и позволяют применять их для решения различных практически интересных задач. Так, ЛИУ давно применяются для генерации когерентного электромагнитного излучения. Развитие элементной базы силовой электроники (в частности, мощных транзисторов и конденсаторов) не только сильно упростило и удешевило системы питания ЛИУ, но и привело к возможности повышения частоты повторения импульсов (и, следовательно, средней мощности электронного пучка). Кроме того, развитие физики и техники сильноточных ускорителей позволило повысить качество электронного пучка. Последнее открывает возможность применения ЛИУ для генерации электромагнитного излучения терагерцового (ТГц) диапазона. Эти обстоятельства и делают актуальной разработку ЛИУ с высоким качеством электронного пучка (малыми эмиттансами и энергетическим разбросом) для генерации ТГц излучения. Первый эксперимент с использованием индукционного ускорителя для генерации излучения по схеме ЛСЭ был проведен в исследовательской лаборатории NRL, что нашло отражение в обзоре [1]. В этом эксперименте осуществлена генерация излучения на частоте 30 ГГц с импульсной мощностью 4 МВт, при измеренном КПД в 3 %. Наиболее успешной реализацией ЛСЭ на базе ЛИУ был генератор, созданный в Ливерморской национальной лаборатории, на основе индукционного ускорителя ETA. В этих экспериментах использовался пучок с энергией 4.5 МэВ, током 1 кА и длительностью импульса 30 нс, который инжектировался в магнитный ондулятор с периодом около 10 см. В результате было получено излучение на частоте 34.6 ГГц с мощностью около 1 ГВт при КПД около 45 % [2]. Аналогичные эксперименты были проведены и на других зарубежных установках [3; 4], однако в этих исследованиях достигнуть рекордных результатов, полученных в Ливерморе, не удалось. Что касается России, то к наиболее значимым достижениям в этой области можно отнести серию успешных экспериментов по высокоэффектив-

ной генерации излучения, проведенных при сотрудничестве ОИЯИ (г. Дубна) и ИПФ РАН (г. Нижний Новгород). Эти эксперименты проведены на базе ускорителя ЛИУ-3000 при энергии электронов 0.8 МэВ, с током 200 А при длительности импульса 250 нс [5; 6]. При прохождении пучка в брэгговском резонаторе в ондуляторном поле с периодом 6 см было получено излучение на частоте 30 ГГц при КПД на уровне 20 %. Смещение области генерации излучения в ЛСЭ в более высокие частоты, требует повышения энергии электронов пучка и снижения периода пространственных колебаний ондуляторного поля, а с другой стороны, сокращение поперечных размеров электродинамической системы, которая обеспечивает высокие частотно-селективные характеристики генератора. В то же время понижение размеров сечения вакуумной камеры с частотно-селективными свойствами значительно ограничивает величину тока пучка, предназначенного для накачки колебаний по схеме ЛСЭ. Путь преодоления этих трудностей был найден коллективом сотрудников ИЯФ СО РАН (г. Новосибирск) и ИПФ РАН (г. Нижний Новгород), которые обратились к концепции планарного мазера на свободных электронах [8]. В рамках этой концепции в ИЯФ была создана установка ЭЛМИ, на которой реализован планарный МСЭ-генератор на основе ленточного релятивистского электронного пучка (0.8 МэВ, 1 кА, 4 мкс). В этом мазере получено узкополосное излучение на частоте 74.96 ГГц с шириной спектра 20 МГц в импульсах длительностью 100 нс при мощности на уровне 30 – 50 МВт [9; 10].

Возможность дальнейшего повышения частоты генерируемого излучения в принципиально новую область частот 150 – 300 ГГц (W-диапазон) и даже выше, до терагерца, открывается в случае использования килоамперного пучка, генерируемого в ЛИУ при энергии электронов 5 – 10 МэВ. В настоящее время проект ЛСЭ – генератора, способного работать в интервале частот от субмиллиметрового до терагерцового диапазонов, развивается в сотрудничестве ИЯФ СО РАН (г. Новосибирск) и ИПФ РАН (г. Нижний Новгород) [11]. Основой проекта служит новое поколение линейных индукционных ускорителей, реализованных в последние годы в ИЯФ СО РАН [12–15] совместно с РФЯЦ ВНИИТФ, которые способны формировать релятивистские электронные пучки (РЭП) большой длительности. Так из результатов моделирования работы лазера на свободных электронах (ЛСЭ) [11] на основе интенсивного пучка электронов с энергией 5 МэВ и длительностью 100 – 200 нс, генери-

руемого в ЛИУ, следует, что в такой схеме могут быть получены импульсы ТГц-излучения с рекордными для этого диапазона частот уровнями мощности ~ 100 МВт и энергосодержания ~ 10 Дж. В соответствии с расчетами применение в таком ЛСЭ сверхразмерной (отношение размера к длине волны ~ 20) высокоселективной электродинамической системы на основе модифицированных брэгговских отражателей [6;7] обеспечит узкую полосу генерации излучения $\sim 10^{-4}$ при высоком для данного диапазона частот электронным КПД $\sim 1\%$. Такой режим работы ЛСЭ — с большой длительностью импульса и килоамперным током — принципиально отличается от традиционных схем, в которых используются высокочастотные ускорители, генерирующие последовательность коротких импульсов с длительностью менее одной наносекунды. Импульсы ТГц-излучения с большой мощностью в узкой полосе частот востребованы в целом ряде различных применений, например, в ускорителях с высоким градиентом, в области исследований свойств различных веществ, а также для синтеза новых материалов.

Степень разработанности темы исследований

Основным требованием к используемому сильноточному РЭП в ЛСЭ является минимальный разброс по продольным скоростям электронов, который обусловлен разбросом энергий электронов и эмиттансом пучка. Важнейшей задачей, стоящей в ходе транспортировки и ускорения пучка в структуре ЛИУ, является сохранение его яркости, которая характеризует плотность тока в поперечном фазовом пространстве пучка и временной стабильности поперечного положения пучка на протяжении всего импульса. С точки зрения поперечной динамики пучка в случае ЛИУ характерными эффектами, ухудшающими поперечную стабильность пучка, его яркость, а также приводящие к его полной или частичной потере вдоль ускорительного тракта, являются неустойчивость обрыва пучка (Beam Break Up) [16;17] и штопорное движение пучка (corkscrew motion) [18].

Механизм возбуждения неустойчивости обрыва пучка (далее ВБУ) обусловлен взаимодействием пучка с собственными дипольными модами ускорительного модуля, которые возникают в полости ускоряющей системы. Неустойчивость обрыва пучка (ВБУ) в соответствии с теорией, описанной в [19], может быть подавлена уменьшением добротности поперечных мод в ускоряющих модулях, уменьшением коэффициента связи данных мод с пуч-

ком, а также увеличением среднего ведущего магнитного поля. Все перечисленные методы подавления ВВU были успешно применены на ускорительном комплексе ЛИУ [20–22] и описаны в диссертационном исследовании Сандалова Е.С.

Эффект “штопорного движения” выражается в колебаниях центра масс (или центроида) пучка и фактически является хроматическим эффектом, обусловленным, с одной стороны, смещениями центроида пучка относительно осей магнитных фокусирующих линз, а с другой — изменением энергии электронов во времени на протяжении импульса тока. Эти колебания могут привести к существенному укорочению длительности импульса тока после его прохождения системы транспортировки в ЛСЭ, в которой поперечный размер вакуумной камеры существенно меньше, чем в ускоряющей структуре ЛИУ. В качестве примера отметим, что для генерации излучения с длиной волны $\lambda \approx 0.3$ мм радиус вакуумной камеры в системе транспортировки ЛСЭ не должен превышать 3 мм. Стратегия контроля развития штопорного движения заключается в минимизации энергетического разброса вдоль пучка и уменьшении поперечного смещения пучка внутри элементов транспортной магнитной системы (коррекция орбиты). В линейном ускорителе, где фокусировка пучка осуществляется аксиально-симметричными магнитными линзами, существует связь между поперечными степенями свободы движения пучка. В этом случае существенно осложняется коррекция орбиты пучка с помощью дипольных корректоров. Тогда для коррекции орбиты может быть применен метод матриц отклика [23]. Матрица откликов поперечных смещений пучка на воздействие дипольных корректоров является важной информацией как для коррекции орбиты, так и для анализа электронной оптики ускорителя. Матрица откликов может быть рассчитана по численной модели ускорителя либо измерена непосредственно, с использованием датчиков положения пучка (ДПП).

Помимо описанных выше эффектов, на качество пучка в ЛИУ влияют различные факторы, ухудшающие его эмиттанс. Важной частью ускорителя, в которой формируются характеристики пучка, определяющие его возможности к дальнейшему использованию, является инжектор, поскольку именно в нем вследствие умеренного релятивизма электронов объемный заряд пучка создает наибольшие по величине нелинейные поля. Кроме того, в эмит-

танс пучка в инжекторе вносят заметный вклад следующие факторы: тип эмиттера электронов, рассеянные магнитные поля вблизи поверхности катода, нелинейности полей, создаваемых оптикой электронной пушки, аберрации фокусирующих магнитных линз. Так, применение накаливаемых катодов вместо взрыво-эмиссионных существенно уменьшило эмиттанс на выходе из электронной пушки. Для компенсации магнитных полей на катоде успешно применяются специальные магнитные экраны и дополнительные магнитные линзы (антисоленоиды), направление индукции поля которых противоположно направлению поля ближайшей от катода фокусирующей линзы [24]. Вклад в эмиттанс пучка за счет нелинейности электростатических полей, создаваемых оптикой пушки, минимизируется путем оптимизации формы электродов пушки на основе результатов численного моделирования. Важным фактором, влияющим на поведение эмиттанса пучка в линейном ускорителе, является согласование инъекции пучка из инжектора в основной линейный ускоритель. Данному аспекту поперечной динамики интенсивного пучка посвящено множество работ [25–30]. Численное моделирование поперечной динамики интенсивного пучка в ЛИУ показало, что непосредственно после перехода пучка из инжектора в основной линейный ускоритель развиваются зарядовые колебания. Эти колебания в основном связаны с неоднородностью поперечного профиля распределения заряда в сечении пучка и в результате приводят к росту эмиттанса. Величина начальной неоднородности профиля зависит от геометрии формирующих электродов электронной пушки инжектора, а также от сферической аберрации его первой линзы. Для того чтобы избежать данного эффекта, необходимо обеспечить правильное согласование поперечного распределения заряда и фазового портрета пучка. Такое согласование в случае линейного фокусирующего канала заключается в получении равномерного профиля плотности заряда и линейного фазового портрета в точке инъекции пучка в основной линейный ускоритель. Возможность подобного согласования была численно продемонстрирована в данном диссертационном исследовании. Однако согласование пучка с магнитной структурой основного линейного ускорителя включает в себя не только получение равномерного распределения заряда и линейного фазового портрета, но и получение гладкой огибающей пучка (огибающая с минимальными биениями) на протяжении всего ускорителя. В работах [31; 32] показано, что в современных ЛИУ

сильные биения огибающей пучка являются важным механизмом, приводящим к значительному росту эмиттанса. Для настройки огибающей пучка с минимальными пульсациями требуется создание точной численной модели и ее верификация с помощью системы диагностики пучка. Эффективным решением для построения такой модели может являться использование модели Капчинского – Владимирского [33]. В случае пучка большой длительности, распространяющегося в ЛИУ при незначительном воздействии продольных сил пространственного заряда, данная модель хорошо описывает огибающую пучка даже при наличии существенных неоднородностей в поперечном распределении заряда.

Из представленного выше краткого анализа следует, что без изучения поперечной динамики пучка и факторов ухудшения эмиттанса, а также разработки и калибровки электронно-оптической модели движения пучка в ЛИУ, соответствующей измеренным параметрам пучка, будет невозможно осуществить эффективную проводку пучка в ускорителе и достичь таких параметров пучка, которые бы обеспечили его необходимое качество.

Целью данной работы является построение электронно-оптической модели ускорительного комплекса на основе линейного индукционного ускорителя, а также экспериментальное и теоретическое исследование поперечной динамики пучка, результаты которого позволят обеспечить достижение необходимых характеристик пучка. Для достижения данной цели в рамках работы необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Обосновать применимость модели пучка($K - V$) для описания огибающей пучка в ускорительном комплексе ЛИУ при наличии существенных нелинейных сил пространственного заряда пучка.
2. Проанализировать факторы прироста эмиттанса пучка в различных частях ускорительного комплекса ЛИУ.
3. Создать электронно-оптическую модель ускорительного комплекса ЛИУ на основе $K - V$ модели пучка.
4. Реализовать транспортировку пучка в ускорительном комплексе ЛИУ в соответствии с построенной моделью.
5. Экспериментально исследовать параметры пучка в различных частях ускорительного комплекса ЛИУ.

6. Получить эмиттанс и энергетический разброс пучка, удовлетворяющих требованиям для использования этого пучка в качестве драйвера для генератора W-диапазона (150 – 300 ГГц).

Научная новизна

Научная новизна данной работы определяется прежде всего уникальной конструкцией ускорительного комплекса ЛИУ. В отличие от своих зарубежных аналогов этот комплекс обладает дискретной фокусирующей системой. Это означает, что каждый фокусирующий соленоид имеет небольшую длину по сравнению с расстояниями между ними, поэтому эффект перекрытия фокусирующих магнитных полей принципиально очень мал. Впервые была создана электронно-оптическая модель для линейного индукционного ускорителя с дискретной системой фокусировки. Впервые экспериментально продемонстрирована возможность поворота пучка с током выше 1 кА на угол 24^0 в боковом канале сложной геометрии ускорителя ЛИУ с полным сохранением его качества. Впервые экспериментально продемонстрирована возможность магнитной компрессии пучка с током выше 1 кА до диаметра 6 мм и последующей транспортировки сжатого пучка в системе ЛСЭ, предложенного в исследовании [5].

Теоретическая и практическая значимость работы

В работе проведены аналитические и численные расчеты различных факторов, влияющих на поперечную динамику пучка в линейном индукционном ускорителе. По результатам анализа были предложены изменения в конструкции электронной пушки. Реализация этих изменений позволит получить согласованный поперечный профиль и фазовый портрет пучка в точке инжекции в линейный фокусирующий канал основного линейного ускорителя. Указанное согласование является необходимым условием минимизации эффекта роста эмиттанса за счет релаксации поперечных зарядовых колебаний в интенсивном пучке.

Создана электронно-оптическая модель движения пучка в структуре ЛИУ; эта модель позволяет обеспечить транспортировку пучка в тракте линейного ускорителя без потерь и с сохранением его качества.

Согласно моделированию, описанному в [5], при параметрах пучка, полученного на выходе из ЛИУ с дискретной фокусирующей системой, можно достигнуть эффективности передачи энергии от электронов пучка к генери-

руемому потоку излучения на уровне 2 - 3 %. Это обеспечивает достижение мощности масштаба 100 МВт в потоке излучения W-диапазона, что можно считать большим научным достижением вакуумной электроники.

Методология и методы диссертационного исследования

Для моделирования поперечной динамики пучка в индукционном ускорителе используются аналитические и численные методы. Результаты численных расчетов и аналитических оценок сопоставляются с экспериментальными данными, полученными с помощью системы диагностики пучка в ускорителе.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Проведена оптимизация электронно-оптической системы индукционного ускорителя с фокусировкой пучка на сосредоточенных элементах на энергию 5 и 15 МэВ для различных токов пучка. Данная оптимизация позволила обеспечить транспортировку пучка с сохранением эмиттанса, необходимого для достижения размера пучка в смысле ширины на полувысоте не более 1.5 мм.
2. Экспериментально доказана возможность поворота и транспортировки пучка с током выше 1 кА на угол 24° в транспортном канале сложной геометрии ускорителя ЛИУ с сохранением характеристик пучка, необходимых для его компрессии до 1.5 мм.
3. Численное моделирование и аналитические расчеты динамики пучка в инжекторе ЛИУ позволили оптимизировать электронную оптику пушки, обеспечивающую равномерное распределение электронов пучка в его фазовом пространстве. Это распределение является необходимым условием для стационарного состояния пучка в процессе его ускорения в ЛИУ.
4. Фокусировка при помощи сосредоточенных элементов обеспечивает параметры пучка, удовлетворяющие к его использованию в ЛСЭ для генерации терагерцового излучения.

Степень достоверности и апробация результатов

Основные результаты диссертации докладывались на следующих конференциях:

1. 30th International Linear Accelerator Conference LINAC 2020 (г. Ливерпуль, Великобритания, 2020);

2. The Asian Forum for Accelerators and Detectors (AFAD-2021) (г. Новосибирск, Россия, 2021);
3. «Ядерные и электрофизические установки — источники мощных ионизирующих излучений» (ЯЭФУ-2021) (г. Снежинск, Россия, 2021);
4. 2021 46th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz) (г. Чэнду, Китай, 2021);
5. 2021 IEEE International Conference on Plasma Science (ICOPS) (г. Стейтлайн, США, 2021);
6. XII Всероссийский семинар по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн (г. Нижний Новгород, Россия, 2022).

Публикации

Основные результаты диссертационного исследования получены в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук в 2018–2022 годах. По теме диссертации опубликовано 7 работ, из них 3 в рецензируемых научных журналах, рекомендованных ВАК, и 4 — в сборниках тезисов докладов научных конференций.

В рецензируемых научных изданиях, рекомендованных ВАК при Минобрнауки России:

1. Эволюция эмиттанса пучка в линейном индукционном ускорителе с дискретной фокусирующей системой / Д. А. Никифоров, А. В. Иванов, С. Л. Синицкий [и др.]. — Текст : непосредственный // Сибирский физический журнал. — 2022. — Т. 17, № 4. — С. 31–44.

2. Investigation of high current electron beam dynamics in linear induction accelerator for creation of a high-power THz radiation source / D. A. Nikiforov, A. V. Petrenko, S. L. Sinitsky [et al.]. — Текст : электронный // Journal of Instrumentation. — 2021. — Vol. 16, nr 11. — P. P11024. — URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/16/11/P11024>. — Дата публикации: 19.11.2021.

3. High-current electron-beam transport in the LIA-5 linear induction accelerator / D. A. Nikiforov, M. F. Blinov, V. V. Fedorov [et al.]. — Текст : электронный // Physics of Particles and Nuclei Letters. — 2020. — Vol. 17, nr 2. — P. 197–203. — URL:

<https://link.springer.com/article/10.1134/S1547477120020156>. – Дата публикации: 08.04.2020.

В сборниках тезисов докладов научных конференций:

1. Исследование динамики сильноточного РЭП, генерируемого в ЛИУ, для применения в качестве драйвера в терагерцовом ЛСЭ / Д. А. Никифоров, С. Л. Синицкий, Е. С. Сандалов [и др.]. – Текст : электронный // Тезисы докладов XII Всероссийского семинара по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн (Нижний Новгород, 28 февраля – 4 марта 2022 года). – Нижний Новгород, 2022. – С. 96–97. – URL: <https://clck.ru/33mebn> (дата обращения: 09.06.2022).

2. Studies on Electron Beam Transport in a Linear Induction Accelerator for Free Electron Laser Application / E. S. Sandalov, S. L. Sinitsky, D. I. Skovorodin [et al.]. – Текст : электронный // Proceedings of the 2021 IEEE International Conference on Plasma Science (ICOPS) (Lake Tahoe, NV, 12–16 September 2021). – New York : IEEE, 2021. – URL: <https://ieeexplore.ieee.org/document/9588436>. – Дата публикации: 08.11.2021.

3. Theoretical and Experimental Studies on Compression and Transport of an Intense Electron Beam in the Channel of sub-mm FEL / E. S. Sandalov, S. L. Sinitsky, D. A. Nikiforov [et al.]. – Текст : электронный // Proceedings of the 2021 46th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz) (Chengdu, China, 29 August – 3 September 2021). – New York : IEEE, 2021. – P. 518–519. – URL: <https://ieeexplore.ieee.org/document/9567073>. – Дата публикации: 20.10.2021.

4. Моделирование и исследование динамики пучка в мощном линейном индукционном ускорителе ЛИУ-20 / Д. А. Никифоров, А. В. Петренко, Г. И. Кузнецов [и др.]. – Текст : непосредственный // Тезисы докладов научно-технической конференции «Ядерные и электрофизические установки – источники мощных ионизирующих излучений» (Снежинск, 15–18 июня 2021 года). – Снежинск : РФЯЦ – ВНИИТФ, 2021. – С. 26–27.

Личный вклад автора

Автор принимал определяющее участие на всех этапах расчета и создания численных моделей, в измерении параметров пучка для различных режимов работы ускорителя. Содержание диссертации и основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в проделанную

работу. Подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно с соавторами. Список публикаций, рекомендованных ВАК, приведенный во введении, содержит 3 работы. Авторский вклад соискателя в 1 и 2 статьи заключается в получении аналитических оценок роста эмиттанса пучка в различных частях ускорителя. Численное моделирование и аналитические расчеты, выполненные автором в этих работах, позволили оптимизировать электронную оптику пушки и обеспечить транспортировку пучка с сохранением его эмиттанса, необходимого для его дальнейшей фокусировки и транспортировки в магнитной системе ЛСЭ. Кроме того, во 2 статье описаны результаты эксперимента по успешной компрессии с последующей транспортировкой пучка в магнитной системе предложенного ЛСЭ. Данный эксперимент был подготовлен и реализован автором диссертации. В 3 работе соискателем описана транспортировка пучка в ускорителе с энергией до 5 МэВ и выполнено измерение его параметров. Здесь было показано, что численная модель ускорителя, созданная автором, позволила осуществить транспортировку пучка без потерь и с сохранением его качества, необходимого для его поворота на угол 24 градуса и последующей фокусировки до размера в 1.5 мм.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения, списка литературы и списка иллюстративного материала. В заключении приводятся результаты выполненного исследования и перспективы дальнейшей разработки темы. Полный объем диссертации составляет 94 страницы, включая 42 рисунка. Список литературы содержит 61 наименование.

Глава 1 Этапы развития и структура линейных индукционных ускорителей в ИЯФ СО РАН

1.1 Инжектор ЛИУ

Первоначальное формирование интенсивного пучка в ускорительном комплексе ЛИУ происходит в его инжекторе. От свойств и конструкции инжектора во многом зависит качество пучка электронов. Для ускорительного комплекса был разработан инжектор со специальной электронно-оптической системой, которая обеспечивает малую величину эмиттанса пучка [12]. Данная система состоит из катодного узла, находящегося под импульсным высоким напряжением отрицательной полярности, анода и ускоряющей секции. Электронный пучок с током выше 1 кА формируется в вакуумном диоде при напряжении на катоде до -1 МВ. Катод механически удерживается на высоковакуумном секционированном изоляторе. На выходе диода расположена ускорительная трубка, представляющая собой секционированный изолятор из нескольких градиентных колец. Для равномерного распределения рабочего высоковольтного напряжения по секциям изолятора используются резистивные делители напряжения. Ускорительная трубка обеспечивает ускорение сформированного в диоде пучка до энергии 2 МэВ. Система фокусировки пучка состоит из трех бронированных магнитных импульсных линз диаметром 220 мм и длиной 200 мм, предназначенных для фокусировки пучка с целью согласования с последующей периодической ускоряющей и фокусирующей системой основного ускорителя. Общая схема инжектора в разрезе с перечислением основных частей представлена на рисунке 1.1.

1.2 Линейный ускоритель с энергией до 5 МэВ

Ранее были отмечены особенности поперечной динамики интенсивного пучка в ЛИУ, которые могут приводить к различным неустойчивостям. Но

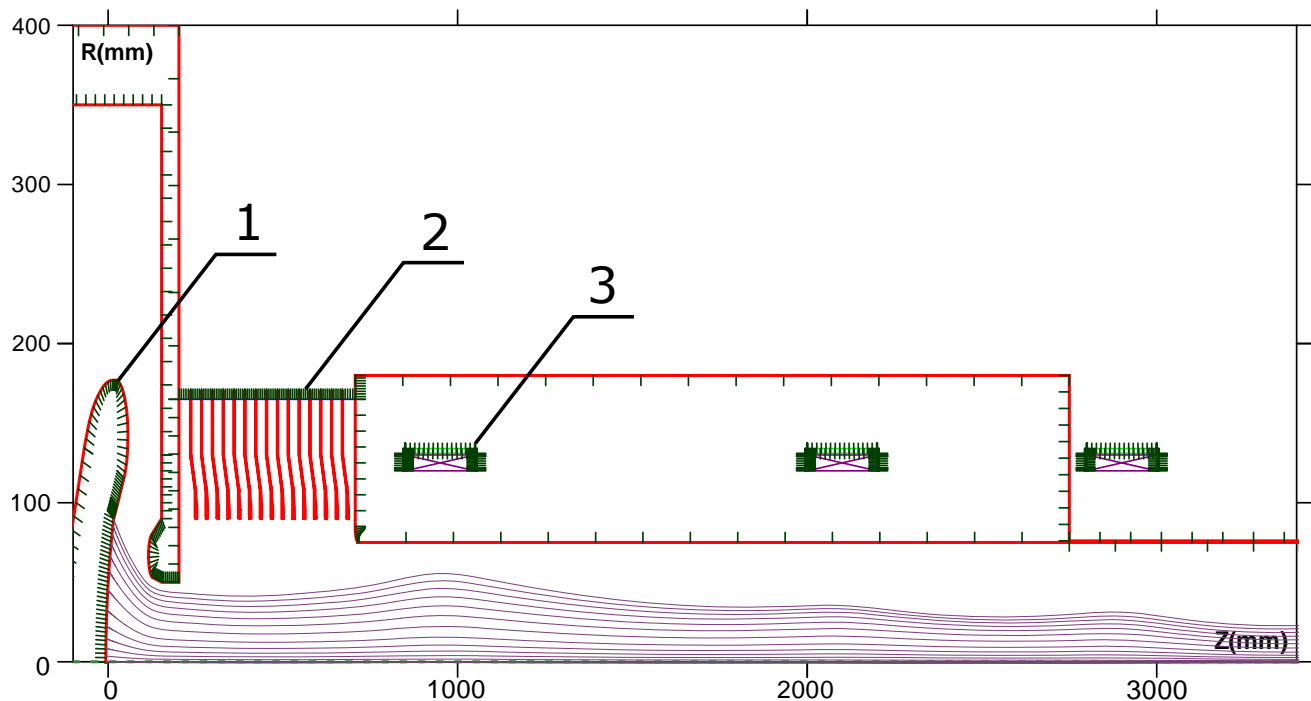


Рисунок 1.1 — Схематичная модель инжектора ЛИУ: 1 — катодный узел, 2 — ускорительная трубка, 3 — первая из трех магнитных линз

также важной задачей является разводка пучка из линейного ускорителя по разным транспортным каналам. Разводка пучка позволяет реализовать сразу несколько применений для качественного пучка из ЛИУ, например, осуществить одновременное применение источников излучения с разной длиной волны, инжекцию пучка в плазму и т. д. Одной из важнейших задач при транспортировке пучка по таким каналам является сохранение его основных свойств (в особенности малого эмиттанса) при прохождении через магнитные элементы каналов, таких как: кикер, септум-магнит, квадрупольные линзы и поворотные магниты. Для изучения влияния магнитной системы транспортных каналов на пучок были разработаны и изготовлены специальные каналы-прототипы. Данные каналы должны обеспечивать проводку и фокусировку интенсивного электронного пучка с энергией порядка 5 МэВ. Для обеспечения требуемой энергии был создан линейный индукционный ускоритель, включающий в себя инжектор, описанный выше, и ряд ускоряющих модулей. Общая схема ускорителя с каналами разводки приведена на рисунке 1.2.

После генерации и ускорения пучка в инжекторе восемь коротких ускоряющих модулей (КУМ) служат для ускорения пучка до энергии 5 МэВ. Максимальное ускоряющее напряжение для каждого КУМа составляло бо-

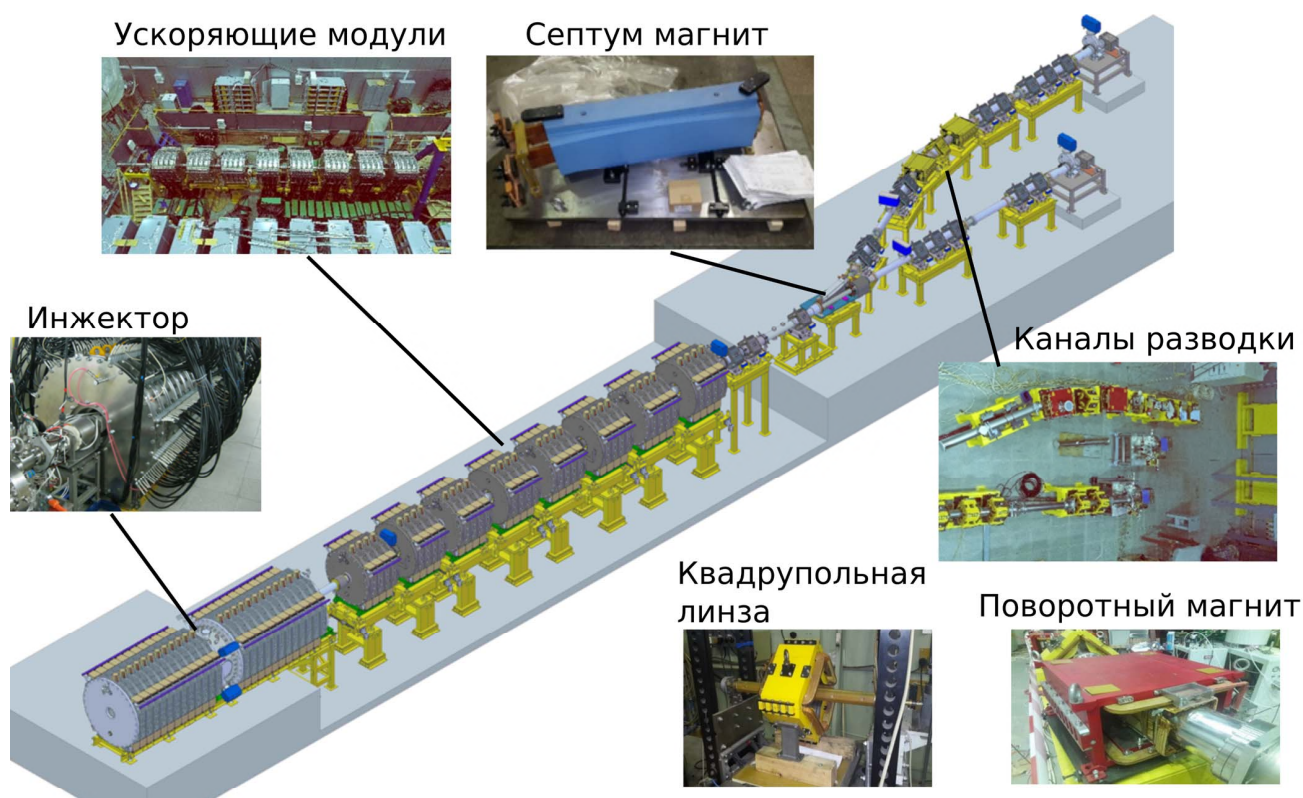


Рисунок 1.2 — Схема линейного ускорителя с энергией до 5 МэВ и транспортных каналов-прототипов

лее 300 кВ. Фокусировка пучка осуществлялась двенадцатью импульсными магнитными линзами, аналогичными линзам в инжекторе.

После ускорения до энергии 5 МэВ пучок попадал в один из двух каналов разводки: прямой или боковой. Боковой канал включал поворот на угол 24^0 по отношению к прямому каналу, инжекция пучка в боковой канал осуществлялась с помощью отклоняющего модуля, который содержал быстрый кикер и широкоапертурный септум—магнит. Фокусировка пучка в транспортных каналах осуществлялась с помощью квадрупольных линз.

1.3 Линейный ускоритель с энергией до 15 МэВ

В настоящее время ускорительный комплекс ЛИУ включает в себя инжектор, линейный ускоритель на энергию до 15 МэВ и прямой транспортный канал. На рисунке 1.3 представлена схема ускорительного комплекса ЛИУ. Первоначальное формирование электронного пучка происходит в инжекторе.

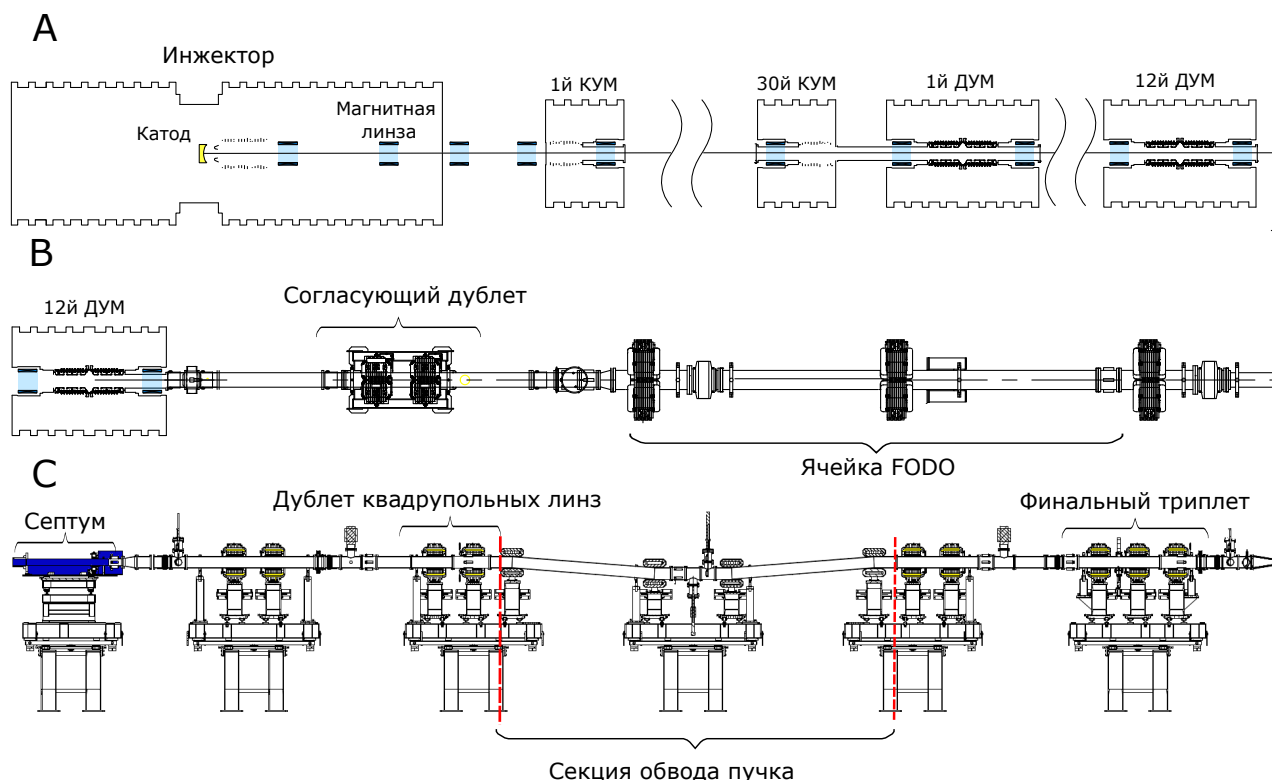


Рисунок 1.3 — Общая схема ускорительного комплекса ЛИУ: А — инжектор и линейный ускоритель, В — начальная часть канала транспортировки, С — финальная часть канала транспортировки

Как сказано выше, первые три магнитные импульсные линзы инжектора фактически являются секцией согласования с магнитной транспортной системой основного ускорителя. Тридцать коротких ускоряющих модулей (КУМ) и двенадцать длинных ускоряющих модулей (ДУМ) располагаются после инжектора и служат для дальнейшего ускорения пучка в тракте линейного ускорителя (см. рисунок 1.3 (А)).

Фокусировка пучка в основном ускорителе осуществляется импульсными аксиально-симметричными магнитными линзами, идентичными линзам в инжекторе. В транспортном канале фокусировка пучка осуществляется квадрупольными линзами. При переходе от соленоидальной фокусировки к фокусировке квадрупольными в первую очередь необходимо согласовать размер огибающей пучка, поскольку оптимальный размер пучка в транспортном квадрупольном FODO-канале в несколько раз больше, чем размер пучка в линейном ускорителе. Для согласования оптики между соленоидальной структурой линейного ускорителя и периодической квадрупольной фокусировкой применяется дублет квадрупольных линз, представленный на рисунке 1.3 (В). После согласующего дублета транспортировка пучка осуществляется в периодиче-

ской FODO структуре. На рисунке 1.3 (В) приведена структура одного периода. После транспортировки в оптической FODO-структуре пучок может быть инжектирован либо в боковой транспортный канал с помощью широкоапертурного септум-магнита, представленного на рисунке 1.3 (С), либо в финальную часть прямого транспортного канала. После септум-магнита фокусировка пучка в прямом канале осуществляется тремя дублетами квадрупольных линз.

Система финального фокуса пучка включает в себя триплет квадрупольных линз и соленоидальную линзу. Настройка финального фокуса представляет собой согласованный переход от квадрупольной фокусировки к соленоидальной. Перед соленоидальной линзой пучок необходимо превратить в круглый и сходящийся, для этого и используется наиболее универсальный элемент — триплет квадрупольных линз. После линзы финального фокуса установлена специальная танталовая измерительная пластина, которая находится в фокусе финальной линзы. Фокусируя пучок на данной пластине можно оценить его качество.

1.4 Ускоряющие модули линейного ускорителя

На выходе инжектора электронный пучок имеет энергию до 2 МэВ, дальнейшее ускорение пучка производится тридцатью однотипными короткими ускоряющими модулями и двенадцатью длинными ускоряющими модулями. Короткий модуль включает в себя 16 одинаковых индукторов и ускоряющую трубку. Для уменьшения коэффициента связи пучка с дипольными модами электрического поля ускоряющего модуля используются специальные экранирующие электроды, эффективно уменьшающие ускоряющий зазор. Максимальное ускоряющее напряжение для каждого КУМа составляет более 300 кВ. Схема короткого ускоряющего модуля представлена на рисунке 1.4.

Длинный ускоряющий модуль (общий вид см. на рисунке 1.5) увеличивает энергию электронов в пучке на величину выше 700 кэВ. Длинный модуль является наиболее оптимальным на финальной стадии ускорения в ЛИУ, где допускается более редкое расположение фокусирующих магнитных линз при

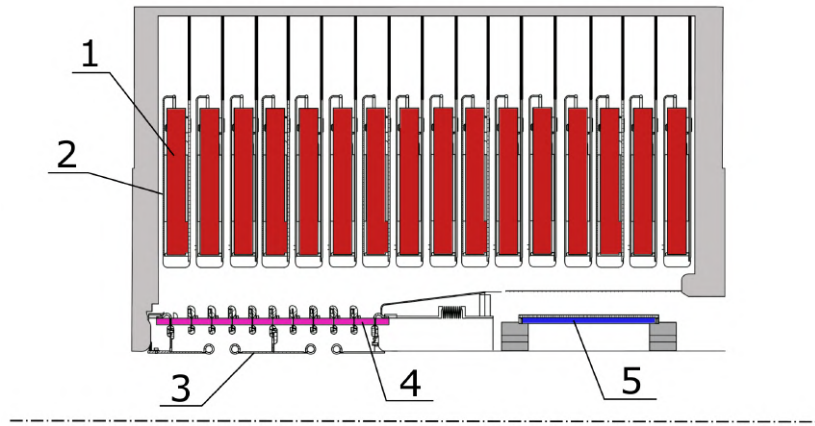


Рисунок 1.4 — 1 — сердечник индуктора, 2 — первичная обмотка, 3 — экранирующие электроды, 4 — ускоряющая трубка и 5 — магнитная линза

хорошем разделении в пространстве участков ускорения и поперечной фокусировки. С точки зрения индукторной системы и конструкции высоковольтных элементов длинный ускоряющий модуль представляет собой вдвоенный короткий модуль с симметричным расположением ускоряющих трубок; таким образом, с позиции конструкции индукторов и ускоряющих трубок это полностью идентичные системы.

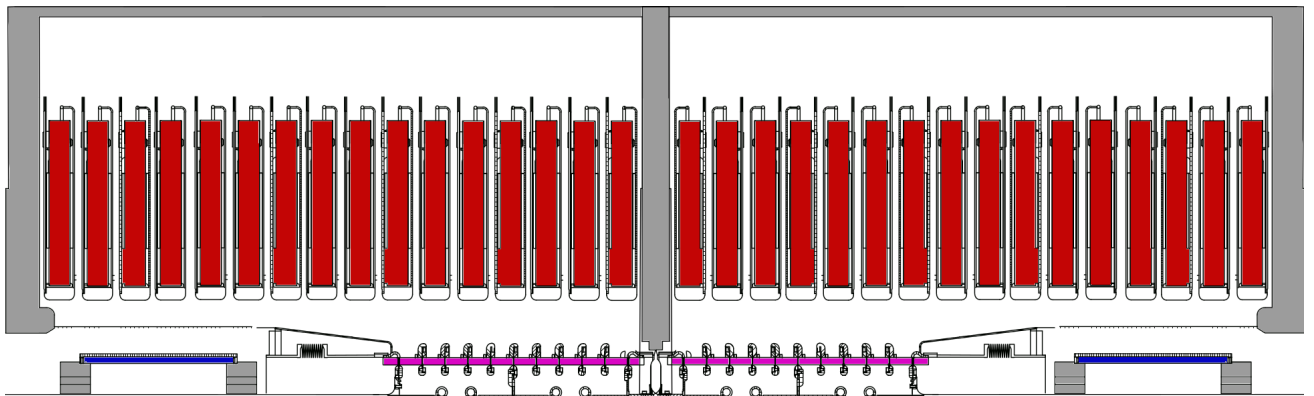


Рисунок 1.5 — Схема длинного ускоряющего модуля

1.5 Система диагностики пучка в ускорительном комплексе ЛИУ

Система диагностики осуществляет контроль различных параметров пучка, а именно: энергии электронов пучка, тока пучка, поперечное положение центра масс пучка, профиля плотности заряда в поперечной плоскости.

В инжекторе ток пучка измеряется двумя импульсными трансформаторами тока. Первый из них расположен на выходе электронного пучка из диода, а второй — на выходе из инжектора. Далее в линейном ускорителе трансформаторы тока установлены внутри каждого из 54 ускоряющих модуля. Для измерения зависимости поперечного положения пучка от времени на выходе из инжектора и в последующем ускорительном тракте используются широкополосные полосковые датчики (пикапы), которые установлены после каждого второго ускоряющего модуля. Для контроля поперечного профиля плотности заряда пучка в конце линейного ускорителя установлен датчик переходного излучения на основе титановой фольги толщиной 50 мкм. Трехмерная модель датчика переходного излучения с отпечатком пучка представлена на рисунке 1.6.

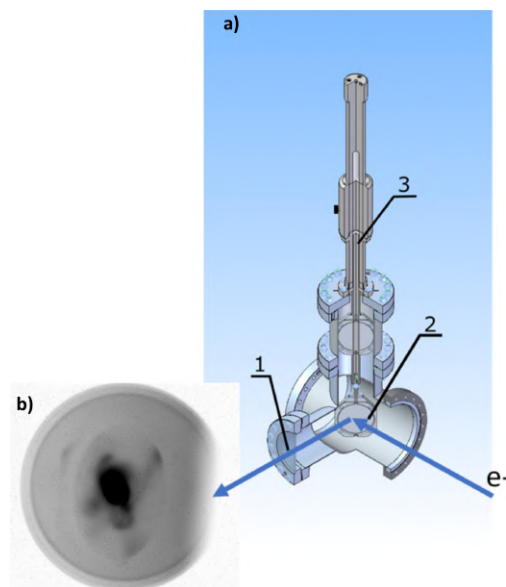


Рисунок 1.6 — (а) Трехмерная модель датчика переходного излучения: 1 — смотровое вакуумное окно, 2 — детектирующий экран, 3 — вакуумный ввод на магнитной подвеске и (б) отпечаток пучка с током 1 кА на датчике переходного излучения

Для измерения высоковольтных импульсных напряжений в диоде инжектора, а также в ускоряющих модулях используются резистивно-емкостные высоковольтные делители. Суммирование амплитуд напряжений этих делителей позволяет измерять набор энергии пучком, начиная от диода и заканчивая последним ускоряющим модулем ЛИУ. Из анализа колебаний сигнала ускоряющего напряжения в течение импульса тока, оценивается величина изменения энергии электронов пучка на протяжении импульса тока. На рисунке 1.7

(А) представлены формы высоковольтных сигналов с делителей напряжения, установленных в ускоряющих модулях, при наличии подгрузки током пучка (уменьшение величины импульса в центре соответствует выходу тока пучка на стационарный режим), на рисунке 1.7 (В) представлены суммарные сигналы после каждых пяти ускоряющих модулей.

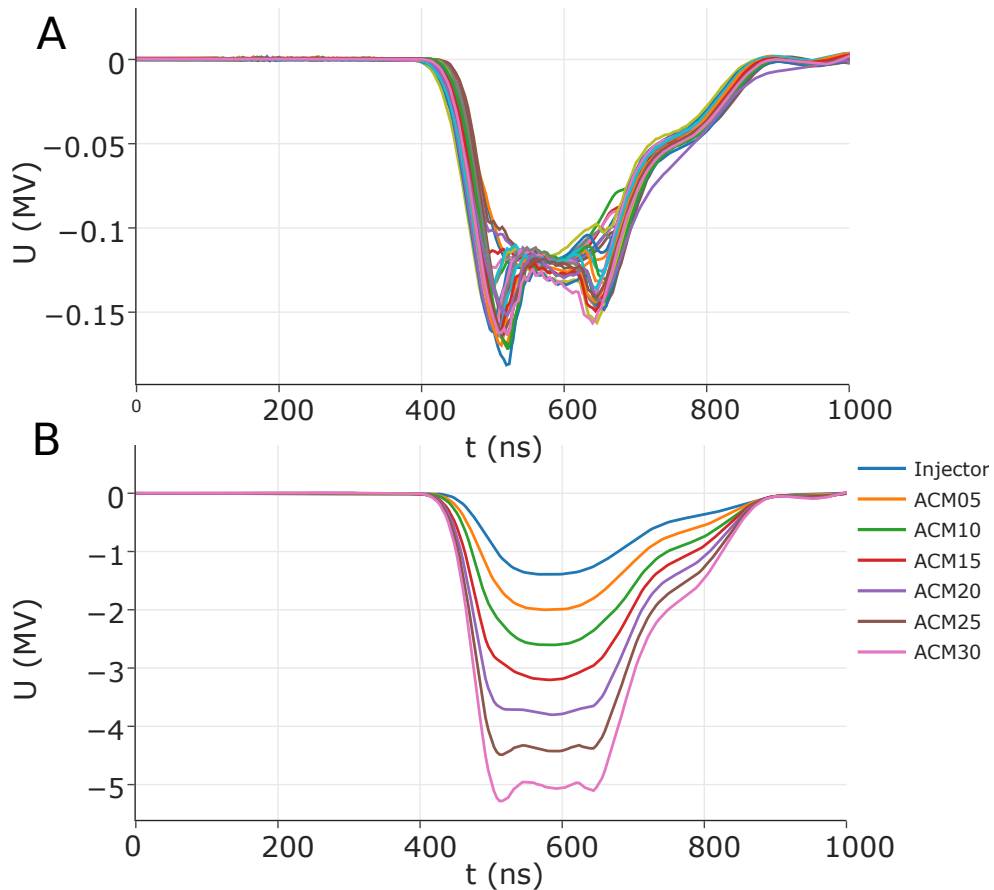


Рисунок 1.7 — Формы высоковольтных сигналов, полученные с делителей напряжения в ускоряющих модулях: А — формы высоковольтных сигналов с делителей напряжения, В — суммарные сигналы после каждых пяти ускоряющих модулей

1.6 Система фокусировки и коррекции орбиты пучка в линейном ускорителе

Система фокусировки предназначена для транспортировки пучка до выхода из линейного ускорителя и дальнейшей инжекции в транспортные каналы. За исключением трех импульсных линз секции согласования, расположен-

ных в инжекторе, в состав системы входят 69 импульсных соленоидальных линз. Линзы представляют собой бронированные соленоиды длиной 200 мм по железу и наружным диаметром 220 мм. На рисунке 1.8 (А) представлена фотография линзы в ускорительном тракте, на рисунке 1.8 (В) - расчетное распределение продольного магнитного поля на оси данной линзы. На первой стадии ускорения до 12 МэВ, где располагаются короткие ускоряющие модули, периодичность линз составляет 900 мм. На последней стадии ускорения электронов, в месте установки длинных ускоряющих модулей, положения линз имеют двойную периодичность 1300 и 900 мм.

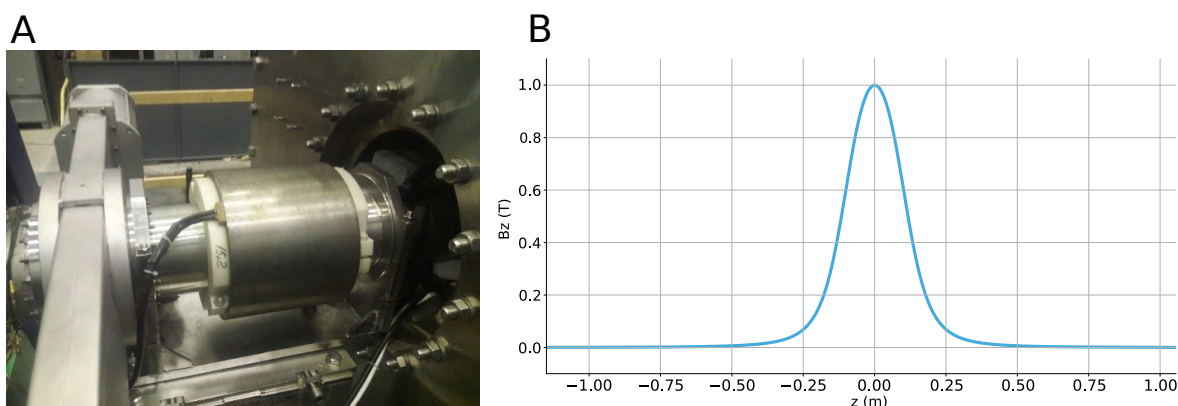


Рисунок 1.8 — А — общий вид импульсной магнитной линзы, установленной в тракте линейного ускорителя. В — нормированное распределение магнитного поля на оси линзы

Система коррекции положения центра масс пучка (или центроида пучка) состоит из 28 двухкоординатных рамочных корректоров на постоянном токе. На рисунке 1.9 показан дипольный корректор, установленный вблизи датчика положения пучка в ускорительном тракте.

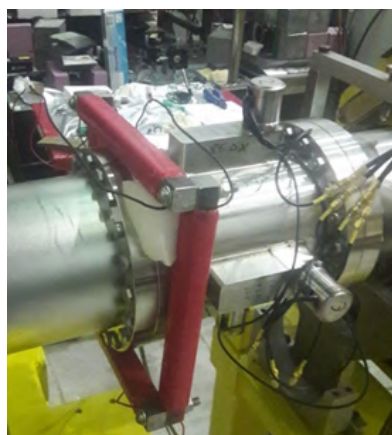


Рисунок 1.9 — Вид двухкоординатного рамочного дипольного корректора

В первой части ускорителя (ускорение до 12 МэВ) дипольные корректоры установлены через каждые два коротких ускоряющих модуля, а во второй части (ускорение до 15 МэВ) — между каждым длинным ускоряющим модулем. Основная задача корректоров заключается в компенсации влияния слабых неконтролируемых внешних магнитных полей (например, магнитного поля Земли), а также паразитных поперечных полей, возникающих в результате ошибок выставки линз (поперечные смещения и наклон). Интеграл поля $\int B_{x,y} dz$ для максимального рабочего тока корректора 3 А составляет 520 Гс·см.

1.7 Магнитная система каналов транспортировки пучка

Квадрупольная линза

Для фокусировки пучка в канале используются квадрупольные линзы. На рисунке 1.10 представлена фотография квадрупольной линзы на стенде магнитных измерений. Измерения поля линзы осуществлялись с помощью специального стенда с вращающейся катушкой и датчиком Холла. На рисунке 1.11 представлено измеренное распределение квадрупольного градиента линзы.

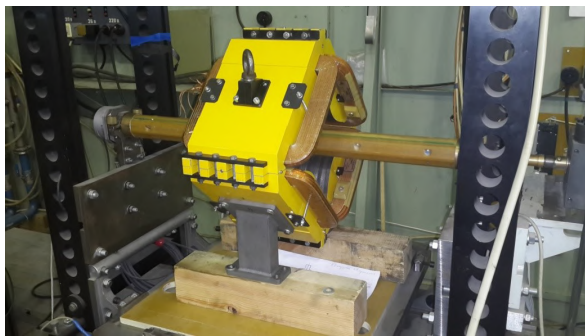


Рисунок 1.10 — Квадрупольная линза на стенде магнитных измерений.

В апертуре установлен вращающийся вал с измерительной катушкой

Дипольный магнит с квадрупольной коррекцией

Для поворотов пучка в транспортных каналах разводки используются дипольные магниты. Такие магниты обеспечивают поворот пучка в канале на угол 12° . На рисунке 1.12 (слева) представлена фотография дипольного маг-

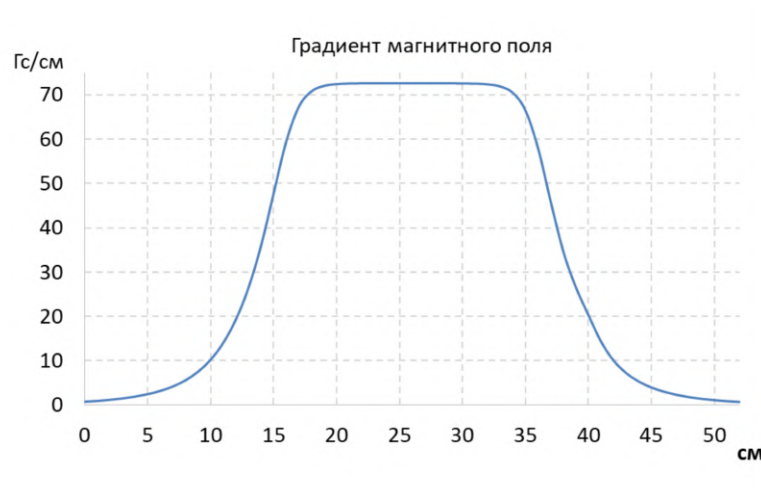


Рисунок 1.11 — Градиент магнитного поля вдоль оси квадрупольной линзы при токе питания 30 А

нита на стенде магнитных измерений, на рисунке 1.12 (справа) - измеренная зависимость вертикального магнитного поля поворотного магнита от продольной координаты при токе источника питания 10 А. Кроме основных обмоток, которые создают вертикальное магнитное поле, в такой магнит дополнительно заложены обмотки для создания квадрупольного поля. Это нужно для обеспечения условия ахроматичности поворота.

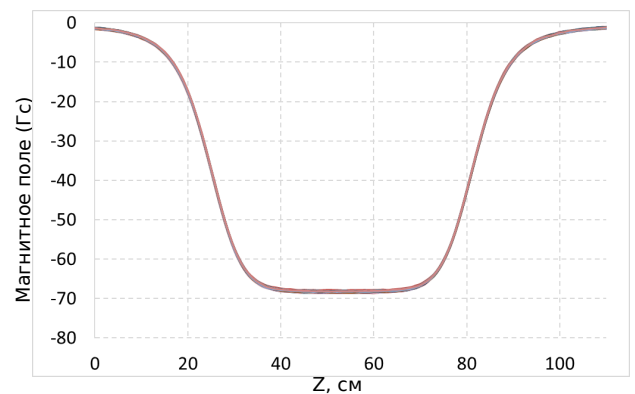


Рисунок 1.12 — Слева — шихтованный дипольный магнит, установленный на стенде магнитных измерений. Справа — зависимость вертикального магнитного поля поворотного магнита от продольной координаты при токе 10 А

Септум-магнит

Септум-магнит служит для поворота пучка в боковой канал. Пучок, отклоненный кикером от прямолинейной траектории, набирает поперечное смещение в прямолинейном промежутке. Затем отклоненный пучок попадает в

апертуру септум-магнита и поворачивается в нем на угол 24° . На рисунке 1.13 представлена фотография септум-магнита.



Рисунок 1.13 — Фотография септум-магнита

Линза финального фокуса

Линза финального фокуса установлена в конце транспортного канала. Данная линза используется как средство измерения эмиттанса пучка путем его фокусировки на измерительной пластине и служит для фокусировки пучка до размера, требуемого для транспортировки в секции ЛСЭ. Линза намотана на конус и содержит в себе два слоя по 40 витков. Также линза снабжена магнитным экраном из стали марки 10. Трехмерная модель линзы представлена на рисунке 1.14.

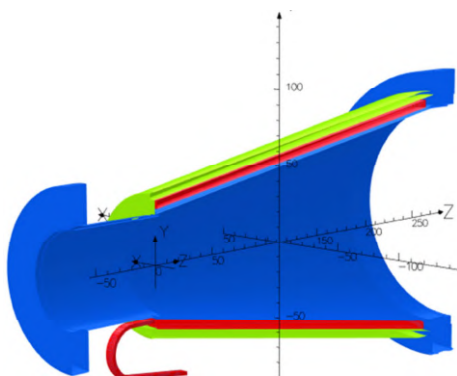


Рисунок 1.14 — Трехмерная модель линзы: синим цветом показана вакуумная камера из нержавеющей стали, зеленым — экран линзы, выполненный из стали 10, красным — медные витки

На рисунке 1.15 (А) представлено измеренное распределение продольного магнитного поля на оси линзы в зависимости от продольной координаты. Также на рисунке 1.15 (В) представлена фотография линзы на стенде магнитных измерений. Измеренное распределение магнитного поля является

значимой информацией для настройки фокусировки пучка до требуемого размера. Применение реального распределения магнитного поля и его амплитуды в моделировании динамики пучка существенно упрощает настройку фокусного пятна на измерительной пластине. Используя измеренное распределение $B(z)$, можно вычислить коэффициент сферической аберрации данной линзы C_α [34]:

$$C_\alpha = -\frac{1}{2} \frac{\int_{-\infty}^{\infty} B(z)B''(z) dz}{\int_{-\infty}^{\infty} B^2(z) dz} = 4.8 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-2}. \quad (1.1)$$

Вычисленное значение C_α будет использовано в дальнейшем для учета вклада в размер фокусного пятна от сферической аберрации данной линзы.

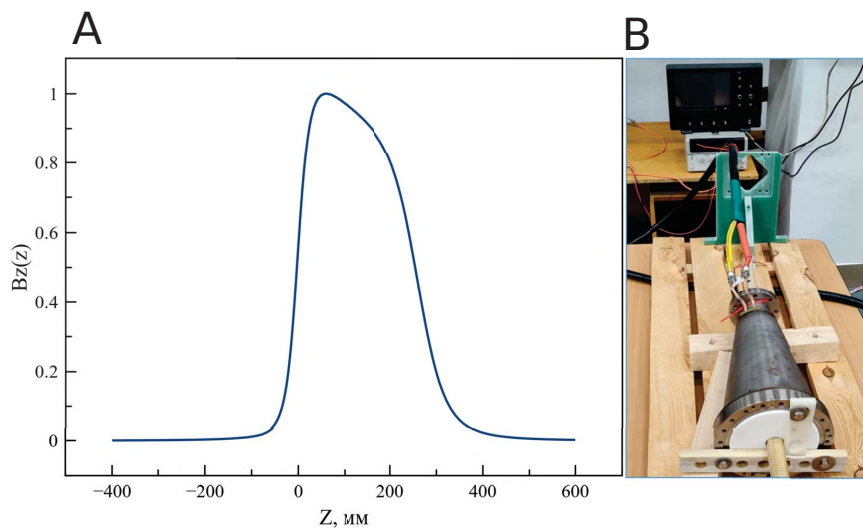


Рисунок 1.15 — (А) — нормированное измеренное распределение продольного магнитного поля на оси линзы финального фокуса. (В) — фотография линзы на стенде магнитных измерений

Глава 2 Транспортировка интенсивного пучка ЛИУ и эволюция его эмиттанса

Рассмотрим более детально требования к параметрам электронного пучка для терагерцового ЛСЭ. В нашей работе [14] были сформулированы требования на эмиттанс, длительность, энергетический разброс, размер пучка в системе транспортировки ЛСЭ и геометрию вакуумной камеры ЛСЭ. Можно выделить следующие основные параметры пучка и магнитной системы ЛСЭ: длительность импульса тока – 60 нс, энергетический разброс электронов в пучке $(\Delta\gamma/\gamma_0) - 10^{-2}$, нормализованный эмиттанс $\epsilon_n < 1200 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$, радиус вакуумной камеры ондулятора – 10 мм ($\lambda = 1$ мм) и 3 мм ($\lambda = 0.3$ мм), длина вакуумной камеры ондулятора ~ 1 м.

Из приведенных выше параметров видно, что для достижения терагерцового диапазона ($\lambda = 0.3$ мм) необходима компрессия пучка до размера порядка миллиметра. Как было сказано выше, данная компрессия может быть осуществлена линзой финального фокуса, описанной в предыдущем параграфе. Рассмотрим более детально, как различные свойства пучка влияют на фокусировку до необходимых размеров.

Примем, что линза финального фокуса представляет собой тонкую аксиально-симметричную линзу. Мы будем игнорировать силы пространственного заряда и ограничимся тремя факторами, обуславливающими размер пучка на входе в систему транспортировки ЛСЭ, а именно: вкладом эмиттанса пучка, энергетическим разбросом в пучке, абберационными свойствами финальной линзы. При отсутствии корреляции между рассматриваемыми факторами финальный размер фокусного пятна пучка можно оценить как квадратный корень из суммы квадратов для каждого фактора [35]:

$$R \approx \sqrt{\left(\frac{\epsilon_n}{R_0} f\right)^2 + \left(2R_0 \frac{\delta\gamma}{\gamma}\right)^2 + (C_s R_0^3)^2}, \quad (2.1)$$

где ϵ_n - нормализованный эмиттанс, R_0 – радиус пучка на входе в линзу, f – фокусное расстояние линзы, $\frac{\delta\gamma}{\gamma}$ – энергетический разброс в пучке, C_s – коэффициент сферической абберации финальной линзы. В выражении (2.1) первый член под корнем соответствует вкладу от эмиттанса пучка,

второй член соответствует вкладу энергетического разброса в пучке, а третий влиянию сферической аберрации финальной линзы. На рисунке 2.1 показано, как конечный размер пятна R меняется в зависимости от начального размера пучка R_0 на входе в линзу финального фокуса. Вклад от каждого члена в уравнении (2.1) также показан на рисунке. Четыре различных графика (А, В, С, D) на данном рисунке соответствуют разной величине энергетического разброса $\frac{\delta\gamma}{\gamma}$ в пучке. Энергетический разброс варьировался в пределах от $\pm 0.5\%$ (график А) до $\pm 2.0\%$ (график D) с шагом в 0.5% . Остальные параметры в выражении (2.1) следующие: нормализованный эмиттанс пучка $\epsilon_n = 1000 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$ (далее будет показано, что выбранное значение эмиттанса соответствует измеренной величине), коэффициент сферической аберрации существующей линзы $C_S = 4.8 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-2}$, рабочее фокусное расстояние линзы $f = 400 \text{ мм}$. Из приведенных графиков видно, что существует оптимальная рабочая точка, обеспечивающая минимальный размер пучка в фокусе линзы. Также из графиков видно, что увеличение размера пучка, вызванное сферической аберрацией линзы, незначительно для оптимальной рабочей точки. Из приведенных оценок можно сформулировать приблизительные требования к параметрам пучка и линзы финального фокуса. Нормализованный эмиттанс пучка $\epsilon_n \approx 1000 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$, энергетический разброс в пучке $\frac{\delta\gamma}{\gamma} < 1\%$.

2.1 Определение эмиттанса пучка

Как следует из предыдущего параграфа, одним из ключевых факторов, влияющих на конечный размер пучка, является его эмиттанс. В дальнейших подпараграфах много внимания будет уделено факторам, влияющим на прирост эмиттанса пучка в различных частях ускорительного комплекса. Вместе с тем определение эмиттанса может быть введено разными способами, и прежде чем начать обсуждение динамики эмиттанса пучка в ЛИУ, необходимо описать некоторые основные подходы для определения данного понятия.

Состояние произвольной частицы в пучке можно описать с помощью координат в фазовом пространстве (x, y, z, p_x, p_y, p_z) . Если длина пучка много больше диаметра, мы можем рассматривать его как непрерывный и не рас-

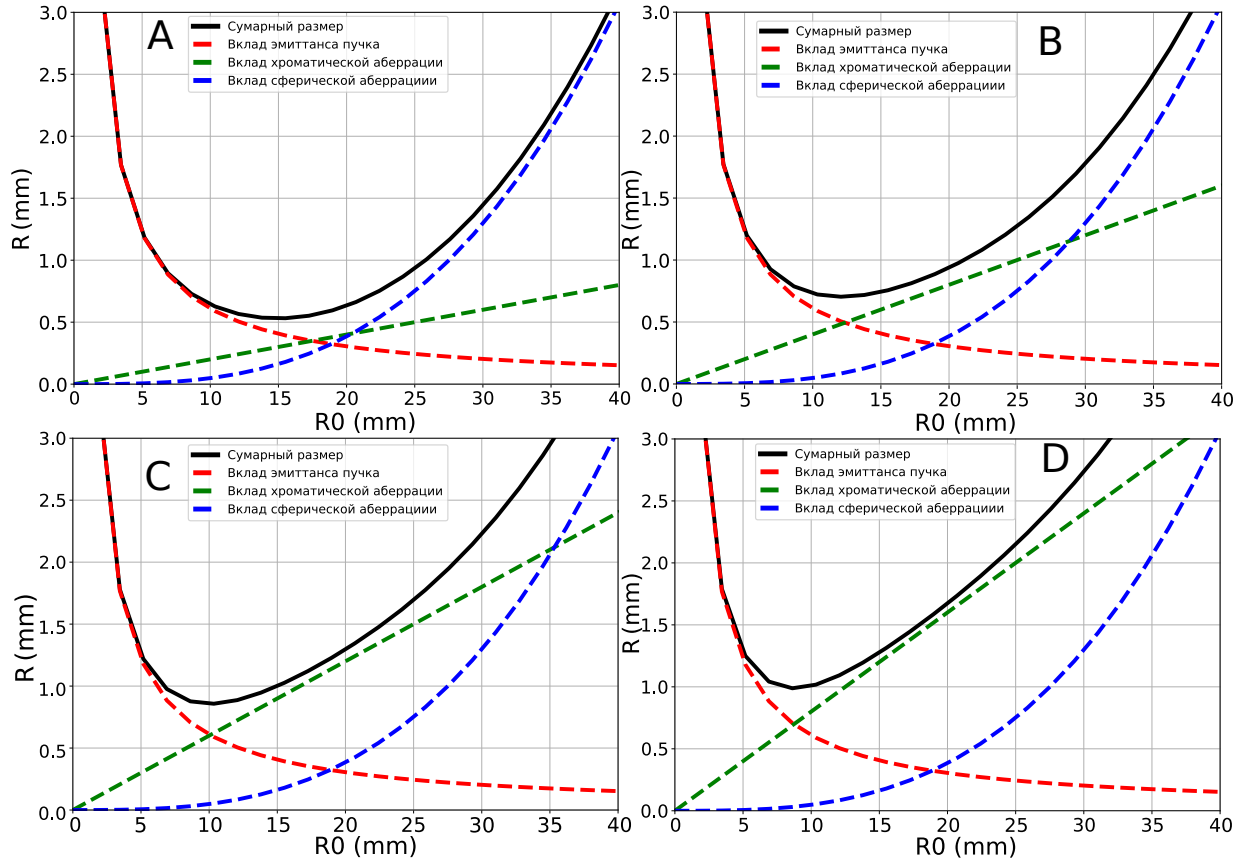


Рисунок 2.1 — Конечный размер пучка на входе в секцию транспортировки ЛСЭ как функция начального радиуса пучка на входе в финальную линзу для разного энергетического разброса в пучке: А — $\pm 0.5\%$, В — $\pm 1.0\%$, С — $\pm 1.5\%$, D — $\pm 2.0\%$. Вклад в размер пучка от эмиттанса пучка, хроматической aberrации и сферической aberrации финальной линзы показан разными цветами

смаатривать его продольную динамику, далее нас будут интересовать именно продольно-однородные пучки. В случае, когда нет связи между поперечными степенями свободы по x и y , поперечное движение можно рассматривать в двух независимых двумерных плоскостях фазового пространства (проекция шестимерного фазового объема): $x - p_x$, $y - p_y$. С практической точки зрения удобнее рассматривать плоскости $x - x'$, $y - y'$, где $x' = p_x/p_z$, $y' = p_y/p_z$ — углы наклона траектории, поскольку измерять угол намного проще, чем импульс частицы. Числовое значение площади, занимаемой пучком на плоскости в фазовом пространстве $x - x'$ и $y - y'$, деленное на π , называется эмиттансом пучка:

$$\epsilon_{(x,y)} = \frac{1}{\pi} \iint dx(y) dx'(y'). \quad (2.2)$$

Данная величина хорошо характеризует качество электронного пучка, а именно меру разброса поперечных импульсов частиц пучка. Существенным недостатком такого определения является невозможность различить качество сфокусированного пучка в линейном фокусирующем канале и такой же пучок в канале с присутствием нелинейных сил. По мере движения пучка в канале с нелинейными силами (например, из-за сферических aberrаций фокусирующих линз) фазовый портрет пучка будет искажаться, однако площадь фазовой границы пучка при этом будет сохраняться. Из описанной выше картины видно, что качество пучка ухудшается по мере его распространения через фокусирующий канал.

Другим подходом к определению эмиттанса пучка может быть статистическое определение эмиттанса, предложенное Лапостолем [36]. Статистическое определение среднеквадратичного эмиттанса, например для $x - x'$, дается следующим выражением:

$$\epsilon = \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2}, \quad (2.3)$$

где $\langle x^2 \rangle$, $\langle x'^2 \rangle$, $\langle xx' \rangle$ – вторые моменты функции распределения пучка на фазовой плоскости. Величина (2.3) оказалась очень удобной и полезной при изучении динамики пучков заряженных частиц, поскольку на практике часто известны вторые моменты распределения пучка в фазовом пространстве. При моделировании ансамбля частиц в программных кодах также пользуются статистическим определением эмиттанса.

Поскольку переменные $x - x'$ не являются канонически сопряженными, то в процессе ускорения пучка эмиттанс, описываемый выражением (2.3), не сохраняется. Для таких случаев можно ввести среднеквадратичный нормализованный эмиттанс:

$$\epsilon_n = \beta \gamma \epsilon, \quad (2.4)$$

где $\beta \gamma = \frac{p_z}{mc}$, $\beta = v/c$, v – скорость частицы, c – скорость света, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ – лоренц-фактор, m – масса частицы. Эмиттанс, определенный выражением (2.4), остается постоянным при ускорении пучка.

В случае аксиально-симметричных систем, в которых пучок заряженных частиц также обладает аксиальной симметрией, его распределение в фазовом пространстве не зависит от x и y , а зависит только от радиальной координаты r . В этом случае выражение для среднеквадратичного нормализованного эмиттанта будет выглядеть следующим образом [37]:

$$\epsilon_n = \frac{1}{2} \beta \gamma \sqrt{\langle r^2 \rangle \langle r'^2 + (r\theta')^2 \rangle - \langle rr' \rangle^2 - \langle r^2 \theta'^2 \rangle}, \quad (2.5)$$

где $r' = \frac{p_r}{p_z}$, $r\theta' = \frac{p_\theta}{p_z}$, p_r , p_θ , p_z — механические импульсы, r — поперечная координата частицы в пучке, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ — лоренц фактор электронов пучка. В случае, когда катод полностью экранирован от магнитного поля и без учета теплового разброса скоростей электронов на катоде, выражение (2.5) преобразуется в следующее:

$$\epsilon_n = \frac{1}{2} \beta \gamma \sqrt{\langle r^2 \rangle \langle r'^2 \rangle - \langle rr' \rangle^2}. \quad (2.6)$$

2.2 Моделирование динамики сильноточного пучка в ЛИУ

Теоретическое описание поведения сильноточного электронного пучка основывается на подходах, применяемых к изучению бесстолкновительной заряженной плазмы. Здесь применимы два подхода:

- а) микроскопическое, или кинетическое, описание плазмы на основе уравнений Власова — Максвелла;
- б) макроскопическое гидродинамическое описание, основанное на моментах кинетического уравнения и уравнениях Максвелла.

При макроскопическом описании временной эволюции плазмы используются следующие макроскопические характеристики: $n_\alpha(\mathbf{x}, t)$ — плотность частиц α -й компоненты плазмы, $\mathbf{V}_\alpha(\mathbf{x}, t)$ — средняя скорость α -й компоненты плазмы, $\mathbf{P}_\alpha(\mathbf{x}, t)$ — тензор давления α -й компоненты плазмы. Недостатком данного подхода для описания динамики электронного пучка является невозможность изучения структуры распределения частиц в фазовом пространстве в конкретный момент времени. Таким образом, для учета особенностей структуры пучка нужно использовать кинетический подход. В разреженной плаз-

ме взаимодействие частиц носит коллективный характер, и влияние какой-то одной частицы на другую можно считать малым по сравнению с тем влиянием, которое оказывают макроскопические гладкие поля, создаваемые большим коллективом частиц. Это позволяет записать уравнение, описывающее эволюцию одночастичной функции распределения частиц $f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t)$ в фазовом пространстве. Данное уравнение называется уравнением Власова, или кинетическим уравнением:

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} + q_\alpha \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c} \right) \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \right] f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) = 0, \quad (2.7)$$

где скорость \mathbf{v} и импульс \mathbf{p} связаны соотношением

$$\mathbf{v} = \frac{\mathbf{p}/m_\alpha}{(1 + \mathbf{p}^2/m_\alpha^2 c^2)^{1/2}}. \quad (2.8)$$

Электрическое $\mathbf{E}(\mathbf{x}, t)$ и магнитное $\mathbf{B}(\mathbf{x}, t)$ поля, входящие в уравнение (2.7), определяются из уравнений Максвелла:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.9)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (2.10)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2.11)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi \rho. \quad (2.12)$$

Кинетическое уравнение (2.7) для одночастичной функции распределения является шестимерным, и его решение аналитически или численно представляет собой сложную задачу. Однако плазму можно представить в виде ансамбля макрочастиц (или квазичастиц), траекториями движения которых являются характеристики уравнения Власова:

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \mathbf{v}, \quad (2.13)$$

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = q_\alpha \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c} \right). \quad (2.14)$$

На этом представлении основан метод по расчету динамики плазмы и интенсивных электронных пучков, который называется методом частиц в ячейках, или Particle In Cell (PIC). В PIC-кодах уравнение Власова (2.7) инте-

грируется вдоль траекторий этих макрочастиц (характеристик), а уравнения Максвелла решаются на дискретной пространственной сетке, причем промежутки между последовательными точками сетки называются ячейками.

К настоящему времени создано множество PIC-кодов для моделирования плазмы, а также высокоточных электронных и ионных пучков в ускорителях. Среди наиболее распространенных зарубежных PIC-кодов можно выделить следующие: CST Particle Studio [38], ASTRA [39], WARP [40], Magic [41], EGUN [42], LSP [43]. Среди российских расчетных PIC-кодов можно выделить КАРАТ [44], BEAM [45]. В PIC-кодах, для корректного учета эффектов пространственного заряда в динамике пучка необходимо проводить моделирование с участием достаточно большого числа макрочастиц, при этом время счета может быть достаточно значительным, в зависимости от решаемой задачи и размеров системы, а также может требовать больших вычислительных ресурсов.

Простой и удобной альтернативой для моделирующих программ с макрочастицами может стать код на основе уравнения Капчинского – Владимирского. В 1959 году Капчинский и Владимирский предложили специальное решение уравнения Власова, известное в литературе как микроканоническое распределение К – В [33], которое примечательно тем, что поперечные силы пространственного заряда являются линейными функциями координат частиц в пучке. Проекция данного распределения на любую плоскость (например, $x - y$ или $x - p_x$) имеет равномерное распределение с резкими краями. Дефокусирующие силы пространственного заряда в пучке с распределением К – В линейны и не искажают равномерность распределения заряда. Если внешние поля (например, внешние магнитные поля в транспортных каналах) также обладают линейностью зависимости от поперечной координаты, то в параксиальном приближении динамика частиц пучка является линейной, а вид распределения и эллиптическая форма поперечного сечения пучка сохраняются. Уравнения движения такого пучка представляют собой систему обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих эволюцию огибающей для эллиптического пучка с линейными силами пространственного заряда в линейном фокусирующем канале транспортировки. Таким образом можно быстро получить огибающую пучка, численно решив систему обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\begin{cases} a'' + \frac{1}{\beta^2\gamma}\gamma'a' + \frac{1}{2\beta^2\gamma}\gamma''a + k_x a - \frac{2P}{(a+b)} - \frac{\epsilon_x^2}{a^3} = 0, \\ b'' + \frac{1}{\beta^2\gamma}\gamma'b' + \frac{1}{2\beta^2\gamma}\gamma''b + k_y b - \frac{2P}{(a+b)} - \frac{\epsilon_y^2}{b^3} = 0, \end{cases} \quad (2.15)$$

где a и b – это полуоси эллиптического равномерно заряженного пучка. $\beta = \frac{v}{c}$ – безразмерная скорость, γ – гамма-фактор, $\gamma' = \frac{d\gamma}{dz}$, $\gamma'' = \frac{d^2\gamma}{dz^2}$, $P = \frac{2I}{I_a\beta^3\gamma^3}$ – обобщенный первеанс пучка, I – ток пучка, $k_{x,y}$ – коэффициенты силы внешней магнитной фокусировки, $I_a = \frac{mc^3}{e} \approx 17$ кА, ϵ_x и ϵ_y – горизонтальный и вертикальный эмиттансы пучка соответственно; оси x и y декартовой системы координат направлены по большим полуосям эллипса пучка. Штрих обозначает производную вдоль направления распространения пучка, т. е. z в нашем случае. Для соленоидов $k_x = k_y = k_s$,

$$k_s = \left(\frac{eB_z}{2m_e c^2 \beta \gamma} \right)^2 = \left(\frac{eB_z}{2\beta\gamma \cdot 0.511 \cdot 10^6 e \cdot \text{volt}/c} \right)^2 = \left(\frac{cB_z[\text{T}]}{2\beta\gamma \cdot 0.511 \cdot 10^6 \cdot \text{volt}} \right)^2$$

Для квадрупольных линз $k_x = k_q, k_y = -k_q$,

$$k_q = \left(\frac{eG}{m_e c \beta \gamma} \right) = \left(\frac{eG}{\beta\gamma \cdot 0.511 \cdot 10^6 e \cdot \text{volt}/c} \right) = \left(\frac{cG[\frac{\text{T}}{\text{m}}]}{\beta\gamma \cdot 0.511 \cdot 10^6 \cdot \text{volt}} \right).$$

G – градиент магнитного поля в квадруполе, m_e – масса электрона, c – скорость света.

Несомненным преимуществом данного подхода является быстрота счета при достаточно хорошем соответствии с РС-кодами и экспериментом. Из недостатков можно выделить невозможность изучения поведения эмиттанса пучка, поскольку в модели К – В эмиттанс является постоянной величиной. В случае аксиально-симметричного пучка К – В эмиттанс может быть выражен следующим образом:

$$\epsilon_n = 2\beta\gamma\sqrt{\langle r^2 \rangle \langle r'^2 + (r\theta')^2 \rangle - \langle rr' \rangle^2 - \langle r^2\theta' \rangle^2}. \quad (2.16)$$

Это выражение с точностью до численного коэффициента совпадает со среднеквадратичным нормализованным эмиттансом (2.5). Здесь числовой ко-

эффицент выбран так, чтобы вычисленная по выражению (2.5) величина эмиттанса соответствовала деленной на π площади фазового эллипса пучка (2.2). При отсутствии связи между движениями по поперечным степеням свободы выражение (2.5) может быть записано для одной степени свободы в декартовых координатах следующим образом:

$$\epsilon_n = 4\beta\gamma\sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2}. \quad (2.17)$$

2.3 Алгоритм расчета поперечной динамики пучка в ЛИУ

Для моделирования динамики пучка и настройки ускорителя обычно используется несколько вычислительных программ, которые учитывают разные факторы, влияющие на динамику пучка. Например, в Лос-Аламской национальной лаборатории для моделирования ускорительных комплексов на основе ЛИУ разработаны следующие коды: LAMDA [46] (расчет неустойчивости Beam Break-up), XTR [47] (быстрый расчет огибающей пучка), LSP (Particle-in-Cell код для расчета эмиттанса пучка). В ИЯФ СО РАН были разработаны аналогичные коды для расчета динамики пучка в ЛИУ: KENV [48] (расчет огибающей пучка с использованием модели К – В), BEAM [45] (PIC-код для расчета эмиттанса пучка), UltraSAM [49] (код для расчета мощных электронных пушек на основе граничных интегральных уравнений). Расчет параметров электронного пучка от катода до финальной линзы в ускорителе ЛИУ делится на следующие этапы:

1) С помощью программы UltraSAM осуществляется расчет эмиссии и динамики пучка в инжекторе, где влияние пространственного заряда пучка имеет определяющее значение, а применение параксиального приближения невозможно.

2) Для быстрого расчета огибающей пучка на всем протяжении ускорительной части ЛИУ, а также в транспортном канале используется код KENV. Начальные условия, а именно: ток, энергия, эмиттанс, поперечный размер и угол наклона пучка берутся из программы UltraSAM.

3) Для изучения и оптимизации эволюции эмиттанса пучка применяются коды UltraSAM и BEAM. PIC-коды UltraSAM и BEAM предназначены для расчета только аксиально-симметричных систем, поэтому расчет транспортных каналов, где используются квадрупольные линзы, а также расчет финального фокуса осуществляется в коде KENV.

2.4 Рост эмиттанса пучка в различных частях ускорителя

2.4.1 Рост эмиттанса пучка в инжекторе

Одним из основных требований к конструкции линейного индукционного ускорителя, а также к настройкам его ускоряющей и фокусирующей систем является обеспечение минимального эмиттанса пучка на выходе его из ускорителя. Для решения этой задачи особенно важным является понимание динамики пучка и факторов, влияющих на прирост эмиттанса пучка в различных частях ускорителя. Определяющей частью ускорителя с точки зрения эмиттанса пучка является инжектор, поскольку именно в нем вследствие умеренного релятивизма электронов наибольшая по величине нелинейная сила объемного заряда возмущает движение частиц. Помимо этого в увеличении эмиттанса пучка в инжекторе играют заметную роль следующие факторы [14]:

- тепловой разброс электронов на катоде;
- воздействие рассеянных магнитных полей вблизи поверхности катода;
- шероховатости поверхности катода;
- нелинейности полей, создаваемые электродами пушки;
- аберрации линз секции согласования.

Для оценки первых двух факторов рассмотрим выражение для средне-квадратичного нормализованного эмиттанса пучка в терминах канонически-сопряженных переменных (x, P_x) :

$$\epsilon_n = \frac{4}{mc} \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle P_x^2 \rangle - \langle x P_x \rangle^2}, \quad (2.18)$$

здесь $P_x = p_x + eA_x = p_x - \frac{eB_z y}{2}$ - канонический импульс электрона в СИ, p_x - механический импульс, A_x - компонента поперечного векторного потенциала, соответствующая квазиоднородному продольному магнитному полю B_z , e - заряд электрона, c - скорость света.

Оценим эмиттанс пучка в области вблизи поверхности катода, где направленная средняя скорость движения электронов мала по сравнению с тепловой. Вследствие случайного характера движения, любая корреляция между координатой электрона и направлением его импульса близка к нулю, следовательно $\langle xP_x \rangle = 0$. В разложении среднеквадратичного канонического импульса

$$\langle P_x^2 \rangle = \langle p_x^2 \rangle - \frac{eB_z}{c} \langle p_x y \rangle + \frac{e^2 B_z^2}{4} \langle y^2 \rangle \quad (2.19)$$

первый член, соответствующий механическому импульсу эмитированных электронов, равен $\langle p_x^2 \rangle = \frac{2mE_k}{3} = mkT$, где E_k - кинетическая энергия эмитированных электронов, k - постоянная Больцмана, T - температура катода, а распределение поперечных скоростей эмитированных электронов имеет вид распределения Максвелла. Второй член в выражении (2.19) равен нулю, поскольку отсутствует корреляция между p_x и y . Последний член в соотношении (2.19) для $\langle P_x^2 \rangle$ пропорционален среднеквадратичному размеру пучка $\sqrt{\langle y^2 \rangle}$, который, в свою очередь, для распределения плотности тока пучка на катоде, приведенного на рисунке 2.2, приближенно выражается через радиус пучка R следующим образом:

$$\sqrt{\langle y^2 \rangle} \approx \frac{R}{2}. \quad (2.20)$$

Подстановка вычисленного среднеквадратичного канонического импульса в формулу (2.18) дает выражение для оценки значения эмиттанса пучка на катоде:

$$\epsilon_n = 2R \sqrt{\frac{kT}{mc^2} + \left(\frac{eB_z R}{4mc} \right)^2}. \quad (2.21)$$

Второе слагаемое под корнем в выражении (2.21) отвечает за вклад в эмиттанс за счет рассеянного магнитного поля на катоде. В нашем случае этот вклад близок к нулю, поскольку магнитное поле от накального витка

отсутствует вследствие отключения тока накала на время импульса пучка. Что касается поля первой импульсной магнитной линзы в области катода, впрочем, как и магнитного поля Земли, то эти поля существенно ослабляются вблизи катода с помощью специального магнитного экрана. Следует отметить, что собственное магнитное поле тока пучка не вносит вклад в поперечный эмиттанс, поскольку имеет только z -ю компоненту векторного потенциала, отличную от нуля. Таким образом, в нашем случае нормализованный эмиттанс пучка в прикатодной области определяется только тепловым разбросом скоростей электронов с температурой 0.1 эВ, и для катода диаметром 180 мм он приближенно составляет $80 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$.

Вклад шероховатостей поверхности катода в начальный эмиттанс пучка оценивался исходя из модели, которая была предложена Астрелиным В.Т. В данной модели рассматривалась поверхность плоского катода, которая была гофрирована путем одномерной однородной гармонической нарезки с пространственным периодом $\lambda = \frac{2\pi}{k}$ и амплитудой a :

$$h(x) = a \cos(kx). \quad (2.22)$$

Далее в нерелятивистском приближении с помощью теоретической оценки находилась зависимость среднеквадратичной поперечной скорости электрона от параметров задачи, а численный коэффициент в конечной формуле определялся из численного моделирования. Такая оценка дает величину нормализованного эмиттанса пучка:

$$\epsilon_n \approx 5a \left(\frac{kD_c I_b}{I_A} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (2.23)$$

Для оценки эффекта шероховатости с помощью оптического щупа автором были измерены характерные параметры шероховатости катода $a \approx 0.5 \text{ мкм}$, $\lambda \approx 50 \text{ мкм}$. Таким образом, при диаметре катода $D_c = 180 \text{ мм}$ и токе пучка $I_b = 2 \text{ кА}$ величина эмиттанса составила около $35 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$.

Вклад в эмиттанс пучка за счет нелинейности электростатических полей, создаваемых оптикой пушки, а также внешним фокусирующим полем первой магнитной линзы, исследовался с помощью численного моделирования в 2D-программе UltraSAM. Для расчета среднеквадратичного нормализованного эмиттанса в программе UltraSAM, используется выражение (2.16). На

рисунке 2.2 (а) представлен результат расчета траекторий и эмиттанса пучка (черная сплошная линия) в инжекторе, выполненный в программе UltraSAM. На рисунке 2.2 (b) приведены три графика распределения плотности тока пучка в нескольких характерных точках вдоль инжектора. В частности, график А соответствует распределению плотности тока на катоде, а графики В и С — распределению плотности в соответствующих точках, указанных на верхнем рисунке.

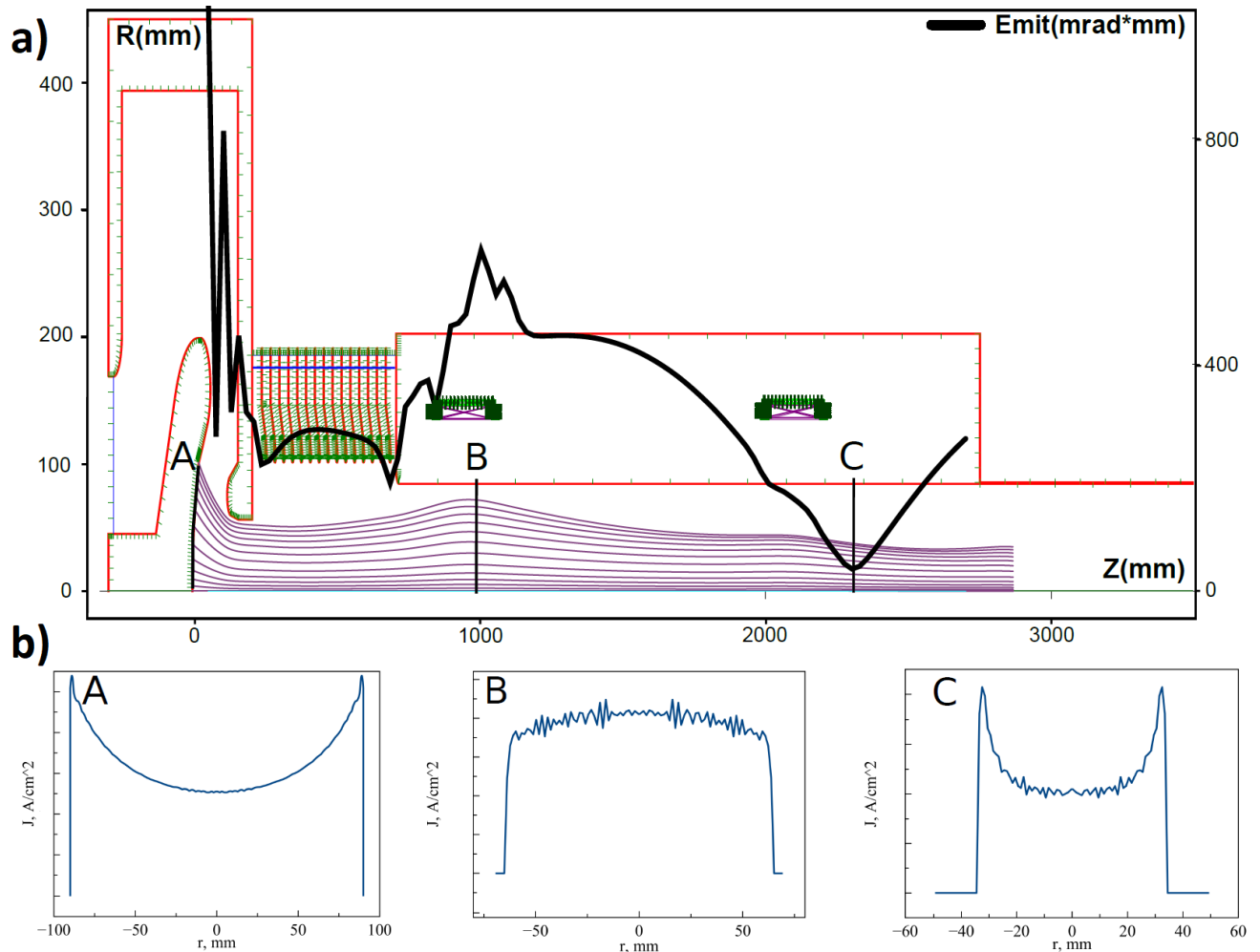


Рисунок 2.2 — а — Эволюция эмиттанса в системе формирования пучка ЛИУ (черная сплошная линия). б — характерные поперечные профили плотности тока в точках А,В,С

Изменение эмиттанса на графике связано как с наличием нелинейных сил внутри пучка из-за неравномерного распределения заряда, так и внешними нелинейными фокусирующими и ускоряющими полями.

2.4.2 Эволюция эмиттанса пучка в линейном ускорителе

Для быстрой настройки гладкой огибающей пучка в ускорителе используется код KENV [50]. Начальные условия для моделирования в KENV определяются по результатам расчета в программе UltraSAM в сечении, находящемся в промежутке между первой и второй магнитными линзами инжектора. Результаты расчета огибающей представлены в верхней части рисунка 2.3, в нижней части этого рисунка показано распределение фокусирующих и ускоряющих полей. В верхней части рисунка 2.3 видны две основные области движения — в первой происходит ускорение в регулярной ускоряющей аксиально-симметричной структуре, а во второй — транспортировка в FODO структуре. При расчете огибающей код KENV в силу применяемой модели не учитывает изменения эмиттанса пучка вдоль ускорителя, а также нелинейности распределения плотности заряда в пучке и абберрации фокусирующих линз, которые вносят поправки в эффективную силу каждой линзы. Таким образом, эти ошибки при определенных условиях могут приводить к сильному несоответствию модели огибающей пучка, рассчитанной в приближении К — В. Для расчета эмиттанса пучка, а также учета нелинейных поправок в расчете огибающей используется 2-D-PIC-код BEAM, в котором также используются начальные условия из UltraSAM и распределение магнитных полей, ранее подобранное в KENV. На рисунке 2.4 приведено сравнение модельной огибающей для пучка с током 1 кА, рассчитанной в кодах KENV и BEAM. Видно хорошее соответствие между К — В огибающей и огибающей, рассчитанной в PIC коде; кроме того, на этом рисунке приведено значение среднеквадратичного нормализованного эмиттанса вдоль ускорителя, рассчитанного в программе BEAM. В начале ускорителя видны сильные колебания эмиттанса, связанные с неоптимальным согласованием фазового портрета и поперечного профиля пучка из инжектора с линейным фокусирующим каналом ускорителя. Известно [51], что в случае линейного фокусирующего канала ускорителя оптимальное с точки зрения эмиттанса состояние пучка характеризуется равномерным распределением заряда по радиусу и линейным фазовым портретом. В нашем случае оба этих условия нарушены, что очевидным образом

должно выражаться в колебаниях поперечного распределения заряда пучка около равномерного профиля вдоль оси ускорителя [26].

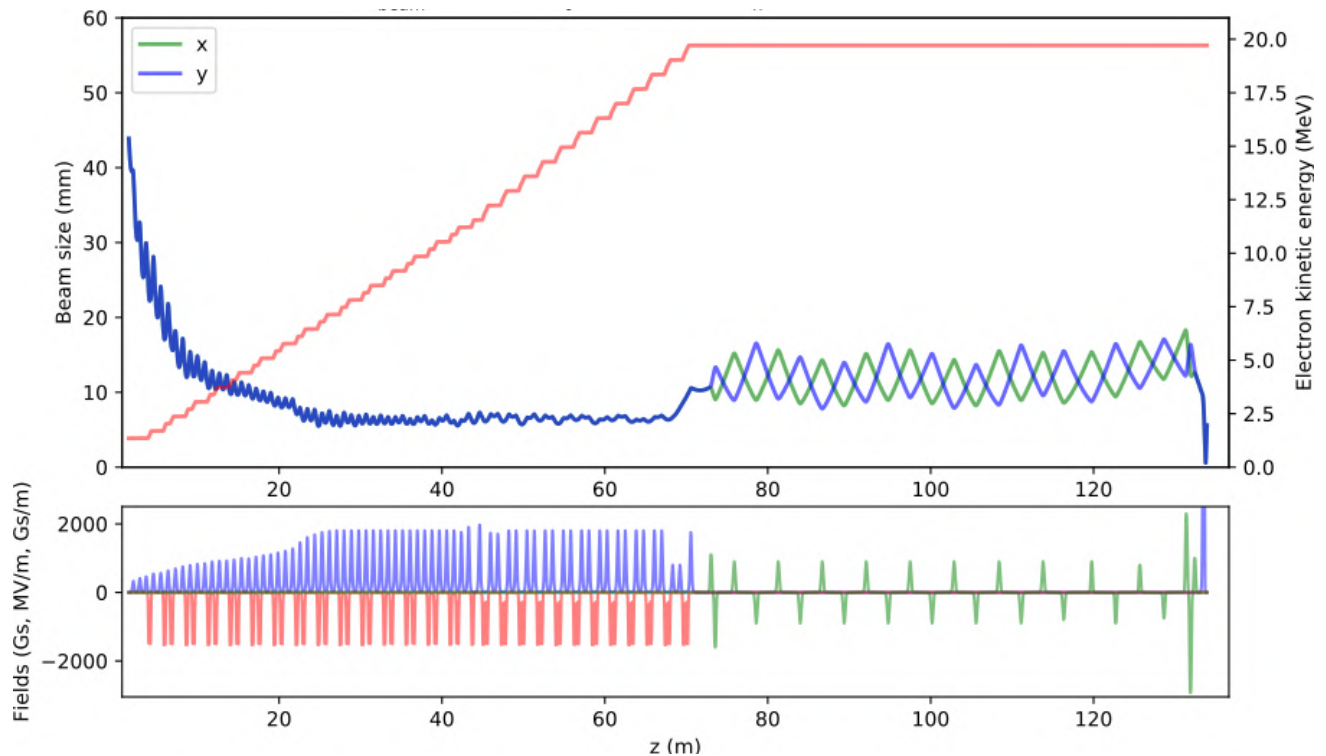


Рисунок 2.3 — Результаты расчета динамики модельного пучка в коде KENV. Верхний рисунок: рассчитанная огибающая пучка (синяя и зеленая линии) и энергия электронов (красная линия) вдоль ускорителя и транспортного FODO канала. Нижний рисунок: распределения ускоряющего электрического поля (красная линия), фокусирующего магнитного поля аксиальных линз в ускорителе (синяя линия) и градиента квадрупольных линз в транспортном канале (зеленая линия)

2.5 Обсуждение результатов моделирования

2.5.1 Рост эмиттанса пучка за счет нелинейности фазового портрета

Оценим характерное приращение среднеквадратичного эмиттанса пучка за счет каких-либо нелинейных сил, приводящих к искажению его фазового

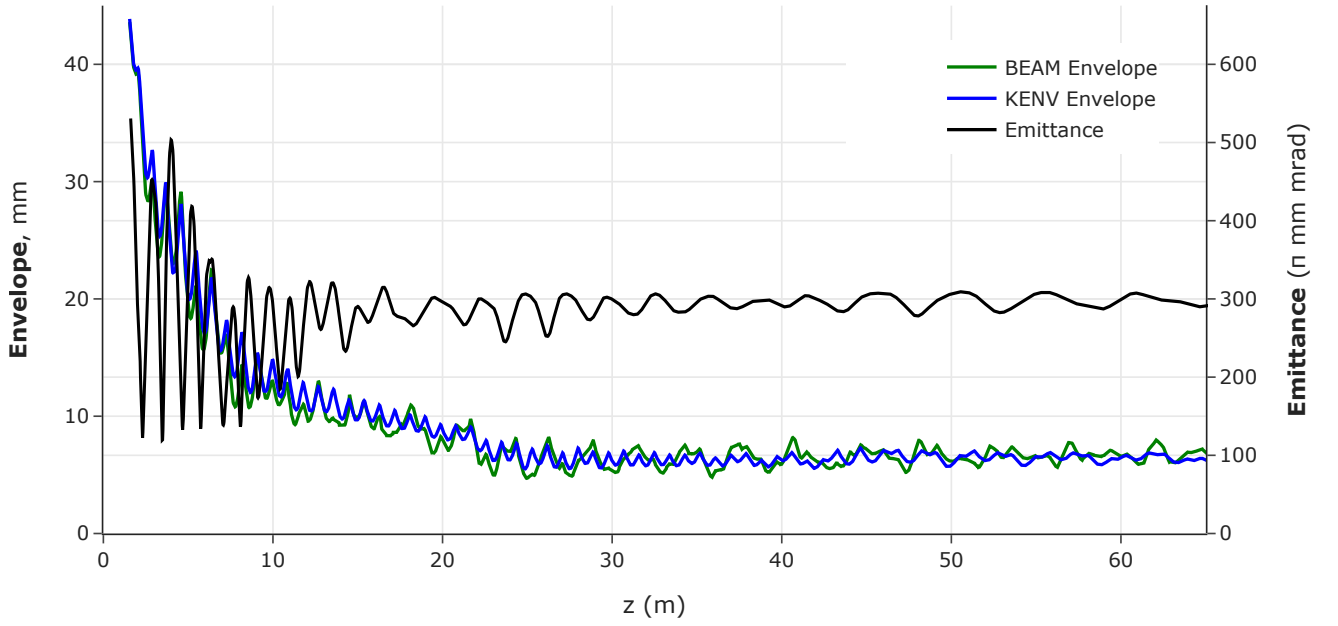


Рисунок 2.4 — Эмиттанс пучка (черная линия) и огибающая пучка, рассчитанная в коде BEAM (зеленая линия), в сравнении с К — В огибающей (синяя линия) в зависимости от продольной координаты [50]

портрета [50]. В силу свойств аксиально-симметричных электростатических и магнитных полей компоненты ряда радиальной компоненты напряженности поля имеют только нечетные степени. Далее будем рассматривать только низший кубический порядок в разложении полей в ряд. Таким образом, зависимость силы, действующей на электрон в радиальном направлении, будет иметь нелинейную добавку с членом, пропорциональным r^3 . Исходя из этого будем считать, что фазовый портрет пучка также имеет соответствующую нелинейность:

$$r'(r) = C_1 r + C_3 r^3, \quad (2.24)$$

где C_1 и C_3 — коэффициенты, зависящие от z . Если пучок имеет однородную плотность тока $J(r) = const$, тогда усреднение какой-либо величины по пучку с радиусом r_b будет иметь вид:

$$\langle f \rangle = \frac{\iint J(r) f(r, \theta) dr d\theta}{\iint J(r) dr d\theta} = \frac{2}{r_b^2} \int_0^{r_b} f(r) r dr. \quad (2.25)$$

Далее, используя выражение (2.25), можно найти вторые моменты $\langle r^2 \rangle$, $\langle r'^2 \rangle$, $\langle r r' \rangle$ и получить выражение для характерного изменения эмиттанса:

$$2\beta\gamma\sqrt{\langle r^2 \rangle \langle r'^2 \rangle - \langle rr' \rangle^2} = \beta\gamma\frac{C_3}{3\sqrt{2}}r_b^4. \quad (2.26)$$

Данная оценка является полезной для определения причин изменения эмиттанса пучка как в инжекторе, так и в линейном ускорителе.

Рассмотрим модельную задачу. Пусть пучок с равномерным профилем плотности тока радиусом 65 мм энергией 2 МэВ и тремя различными величинами тока (1 А, 1000 А, 2000 А) входит в первую линзу инжектора с фокусным расстоянием $f = 850$ мм. Выбранные радиус и энергия пучка идентичны параметрам для пучка на выходе из ускорительной трубки инжектора. Результаты моделирования сжатия такого пучка первой линзой инжектора, выполненные в программе UltraSAM, представлены на рисунке 2.5. В верхней части рисунка представлен ход огибающей пучка для разных токов и соответствующее поведение эмиттанса для каждого тока, в нижней части рисунка приведено распределение плотности тока пучка до входа в линзу (А) и в ее фокусе (В) для тока 2 кА. В этом моделировании для больших токов ярко видна взаимная компенсация действия нелинейной силы фокусирующей линзы и нелинейной силы, вызванной искажением распределения заряда в пучке; эффект взаимной компенсации постепенно выравнивает кривую $r'(r)$, тем самым приводя к уменьшению эмиттанса. Данный эффект будет рассмотрен подробнее в следующем подпараграфе диссертации.

Коэффициент C_3 может быть найден в любой точке вдоль z численно из зависимости $r'(r)$, полученной в программе UltraSAM. Оценка (2.26) хорошо согласуется с эмиттансом, вычисленным в программе UltraSAM, при этом максимальное различие между данной оценкой и моделированием в 10 % достигается в фокусе линзы (точка В). Причиной этого различия является неправомерность приближения $J(r) = const$: из рисунка видно, что в фокусе линзы различие между плотностью тока в центре и на краю пучка составляет примерно на 50 %.

В пределе малого тока коэффициент C_3 может быть найден аналитически для области непосредственно сразу после фокусирующей линзы. Рассмотрим преобразование тонкой линзы с учетом сферической аберрации:

$$r = r_0, r' = r'_0 - \frac{r}{f}(1 + C_a r^2), \quad (2.27)$$

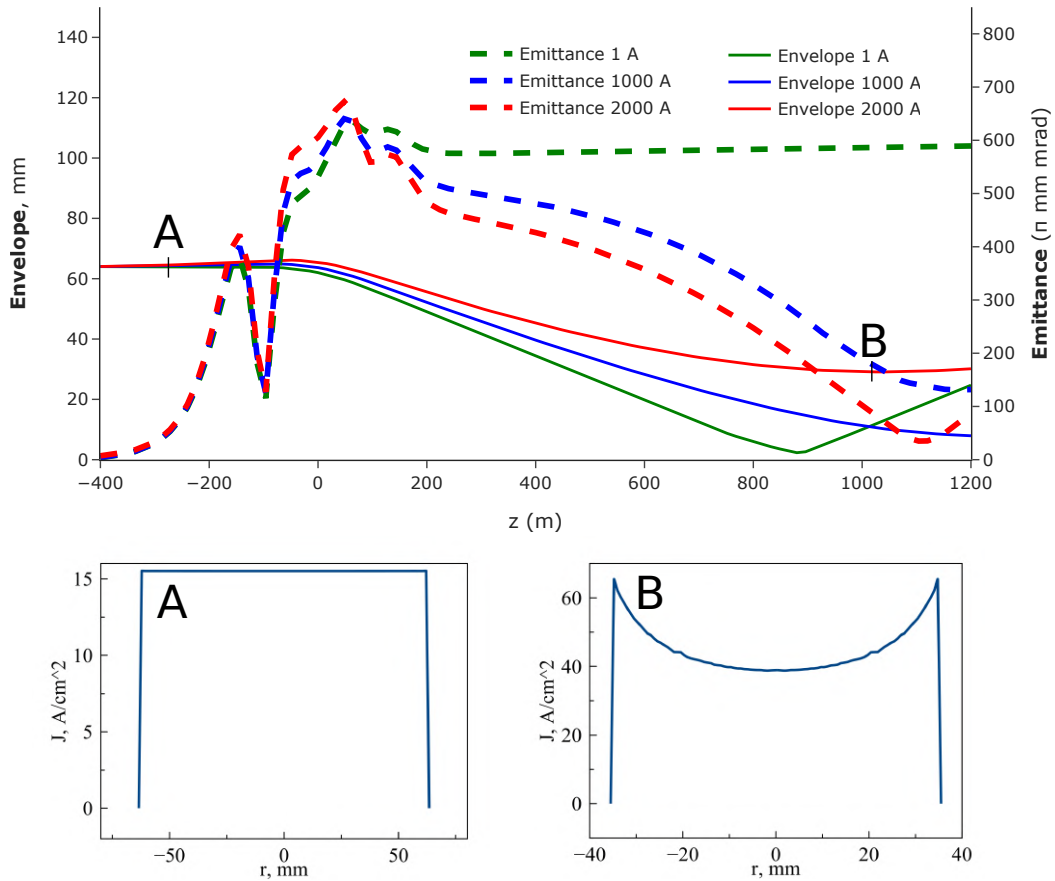


Рисунок 2.5 — Моделирование фокусировки пучка с энергией 2 МэВ и различными значениями тока. Пунктирными линиями показано поведение эмиттанса пучка в зависимости от величины тока пучка, сплошными линиями соответствующего цвета — поведение огибающих пучка. В нижней части картинки приведены распределения плотности тока пучка с полным током 2 кА до (точка А) и после фокусировки (точка В)

где $(r_0, r'_0) \rightarrow (r, r')$ — координаты пучка до и после преобразования линзы, $C_\alpha = -\frac{1}{2} \frac{\int_{-\infty}^{\infty} B(z)B''(z) dz}{\int_{-\infty}^{\infty} B^2(z) dz}$ — коэффициент сферической аберрации линзы, $B(z)$ — распределение магнитного поля на оси линзы. В предположении, что $r'_0 = 0$, коэффициент $C_3 = DC_\alpha$, где $D = \frac{1}{f}$ — оптическая сила линзы. Для случая первой линзы инжектора с $f = 850$ мм, $C_\alpha = 2.7 \cdot 10^{-5}$ и $R = 65$ мм оценка роста эмиттанса (2.26) дает величину $590 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$. Данный результат хорошо согласуется с результатом моделирования для тока 1 А, который представлен на рисунке 2.5 (зеленая пунктирная линия). В отличие от случая больших токов (красная и синяя пунктирные линии), для случая малого тока в пустом промежутке после воздействия тонкой линзой эмиттанс сохраняется, поскольку на пучок не действуют какие-либо нелинейные силы.

2.5.2 Влияние эффекта провисания потенциала на рост эмиттанса

Так как действие на пучок и внешних, и собственных полей зависит от кинетической энергии частиц (хроматические абберации), то зависимость кинетической энергии от поперечной координаты частицы (эффект провисания потенциала) приводит к росту среднеквадратичного эмиттанса.

Для оценки эффекта провисания потенциала на изменение эмиттанса также воспользуемся выражением (2.26) и найдем коэффициент C_3 . Рассмотрим преобразование тонкой аксиально-симметричной магнитной линзой пучка с зависимостью кинетической энергии δE_k от поперечной координаты:

$$r = r_0, r' = r'_0 - \frac{r}{f} \left(1 - 2 \frac{\delta p}{p}\right), \quad (2.28)$$

где $\frac{\delta p}{p} = \frac{\delta(\beta\gamma)}{\beta\gamma} = \frac{\delta\gamma}{\gamma\beta^2}$, $\delta\gamma = \frac{\delta E_k}{mc^2}$.

Потенциал в круглом однородно заряженном пучке с линейной плотностью заряда κ можно записать в виде:

$$\phi(r) = \phi_{min} + \frac{\kappa}{4\pi\epsilon_0} \left(1 + 2 \ln \frac{R}{r_b} - \frac{r^2}{r_b^2}\right), \quad (2.29)$$

где ϕ_{min} — потенциал на оси системы, R — радиус вакуумной камеры. Тогда приращение кинетической энергии электронов вдоль поперечной координаты пучка равно:

$$\delta E_k = e(\phi(r) - \phi_{min}) = mc^2 \frac{I}{I_a \beta r_b^2} r^2. \quad (2.30)$$

Таким образом можно найти $\frac{\delta p}{p}$ вдоль поперечной координаты пучка:

$$\frac{\delta p}{p} = \frac{I}{I_a \beta^3 \gamma r_b^2} r^2. \quad (2.31)$$

Из выражений (2.28) и (2.31) следует, что $C_3 = -\frac{2DI}{\beta^3 \gamma I_a r_b^2}$, а характерное «приращение» нормализованного эмиттанса пучка с током 2 кА равно:

$$2\beta\gamma \sqrt{\langle r^2 \rangle \langle r'^2 \rangle - \langle r r' \rangle} = \frac{2DI r_b^2}{\beta^2 I_a 3\sqrt{2}} \approx 270 \pi \cdot mm \cdot mrad. \quad (2.32)$$

По сравнению с эффектом сферической аберрации фокусирующей линзы, данный эффект слабо влияет на эволюцию эмиттанса пучка в инжекторе. На рисунке 2.5 видно, как эффект провисания потенциала приводит к уменьшению эмиттанса пучка при разных значениях тока непосредственно после линзы. По мере дальнейшей фокусировки пучка начинает доминировать эффект нелинейности плотности тока пучка.

2.5.3 Влияние неоднородности плотности заряда в пучке на его фазовый портрет

Инжекция пучка с нелинейным фазовым портретом и нелинейным профилем плотности заряда в линейный фокусирующий канал приводит к колебаниям поперечного профиля и фазового портрета около стационарного состояния распределения пучка в этом канале. Для описания данного эффекта рассмотрим неоднородную плотность заряда пучка, которая задана следующей формулой:

$$\rho(r, z) = \rho_1(z) + \rho_2(z)r^2. \quad (2.33)$$

Найдем выражение для силы, действующей на электрон в радиальном направлении с учетом квадратичной нелинейности плотности заряда ρ_2 . При этом будем пользоваться изоскоростным приближением $\beta_z(r, z) = const$. Обозначим линейную плотность заряда пучка κ , эта величина вследствие закона сохранения заряда и изоскоростного приближения не должна зависеть от координаты z . Тогда:

$$\rho_1(z) = \frac{\kappa}{\pi r_b^2} - \frac{\rho_2(z)r_b^2}{2}. \quad (2.34)$$

Решая уравнение $\frac{1}{r} \frac{d}{dr}(r E_r) = \frac{\kappa}{\pi \epsilon_0 r_b^2} - \frac{\rho_2(z)r_b^2}{2\epsilon_0} + \frac{\rho_2 r^2}{\epsilon_0}$ в виде ряда

$$E_r = ar + br^3, \quad (2.35)$$

получим выражения для коэффициентов при соответствующих степенях:

$$a = \frac{\kappa}{2\pi\epsilon_0 r_b^2} - \frac{\rho_2(z)r_b^2}{4\epsilon_0}, b = \frac{\rho_2}{4\epsilon_0}. \quad (2.36)$$

Далее, интегрируя выражение (2.35) по r и сшивая на границе радиальные поля и потенциалы внутри и снаружи пучка, получим следующие формулы для этих потенциалов:

$$\phi_{in} = \frac{\kappa}{4\pi\epsilon_0} \left(1 - \frac{r^2}{r_b^2}\right) - \frac{\rho_2}{16\epsilon_0} (r_b^2 - r^2)^2 + \frac{\kappa}{2\pi\epsilon_0} \ln\left(\frac{R}{r}\right), \quad (2.37)$$

$$\phi_{out} = \frac{\kappa}{2\pi\epsilon_0} \ln\left(\frac{R}{r}\right). \quad (2.38)$$

Исходя из уравнения $\frac{1}{r} \frac{d}{dr}(rB_\phi) = \beta_z \rho(r, z)$, получим выражение для силы, действующей на электрон в радиальном направлении $F_r = e(E_r - v_z B_\phi)$:

$$F_r = (1 - \beta_z^2) \left[\left(\frac{\kappa}{2\pi\epsilon_0 r_b^2} - \frac{\rho_2(z)r_b^2}{4\epsilon_0} \right) r + \frac{\rho_2(z)}{4\epsilon_0} r^3 \right]. \quad (2.39)$$

Из (2.39) следует, что при выполнении условия $\rho_2 = \frac{\partial \rho(r, z)}{\partial r^2} < 0$, которое соответствует понижению плотности заряда при приближении к границе сечения пучка, радиальная сила несколько меньше, чем для однородного пучка. Если, наоборот, $\rho_2 = \frac{\partial \rho(r, z)}{\partial r^2} > 0$, то будет наблюдаться избыток дефокусирующей силы на краю пучка. Величина полной радиальной силы (2.39) на краю пучка не зависит от знака и величины ρ_2 , это означает, что распределение плотности тока и плотности заряда очень слабо влияет на ход огибающей. Это объясняет хорошее соответствие между огибающими, рассчитанными в модели пучка К — В и PIC-коде BEAM.

Рассмотрим расширяющийся в пустом промежутке длиной 1 метр пучок с током 2 кА, энергией 2 МэВ и начальным неоднородным распределением плотности тока, которое в программе UltraSAM задается следующей формулой:

$$J(l) = J_0 \left(1 + C \left(\frac{l}{L} \right)^2 \right), \quad (2.40)$$

где l — длина вдоль поверхности эмиттера, L — полная длина поверхности эмиттера, C — величина коэффициента нелинейности, J_0 — величина плотности тока в центре пучка, которая определяется величиной полного тока пучка.

На рисунке 2.6 слева представлен фазовый портрет пучка с током 2 кА и энергией 2 МэВ после движения в пустом промежутке длиной 1 м для разных начальных коэффициентов нелинейности C .

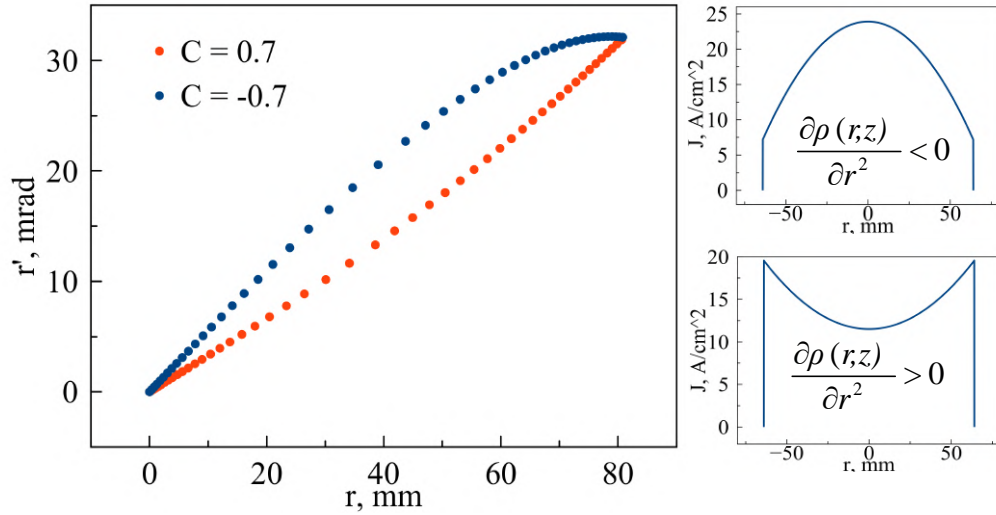


Рисунок 2.6 — Слева показан фазовый портрет пучка с током 2 кА и энергией 2 МэВ после движения в пустом промежутке длиной 1 м для разных начальных коэффициентов нелинейности C . Справа приведены начальные профили плотности тока

Из рисунка 2.6 видно, что поведение фазового портрета согласуется с качественным описанием, приведенным выше. Пересечение точек фазовых портретов, которые соответствуют крайним траекториям электронов, свидетельствует о слабом влиянии нелинейностей профиля на ход огибающей пучка. На рисунке 2.5 видно, что эффект увеличения нелинейной части дефокусирующей силы пространственного заряда (роста параметра ρ_2) по мере сжатия пучка в пустом промежутке после магнитной линзы компенсирует действие нелинейной части фокусирующей силы линзы, тем самым выравнивая фазовый портрет пучка $r'(r)$.

2.5.4 Согласование поперечного профиля и фазового портрета пучка при инжекции в линейный ускоритель

Для получения пучка с минимальным эмиттансом нужно стремиться создавать такие оптические системы пушек, которые обеспечивают по возмож-

ности наилучшую однородность плотности пучка по сечению во время его ускорения и транспортировки. Таким образом, можно сформулировать цель согласования: получить ламинарный пучок в фокусе первой линзы (точка С на рисунке 2.2). Для линейного фокусирующего канала это состояние характеризуется равномерным распределением заряда по радиусу и линейным фазовым портретом. Для существующей оптики пушки оказалось невозможным получить одновременно равномерное распределение заряда и линейный фазовый портрет в точке С, используя только изменение фокусирующей силы первой линзы инжектора. Проведенные численные расчеты показали, что необходимые начальные условия пучка могут быть получены путем изменения геометрии прикатодного электрода пушки в сочетании с правильным выбором фокусирующей силы линзы.

На рисунке 2.7 приведено сравнение результатов моделирования эволюции эмиттанса пучка, выполненное в программе BEAM для существующей оптики пушки (черная кривая) и для модифицированной оптики (красная кривая).

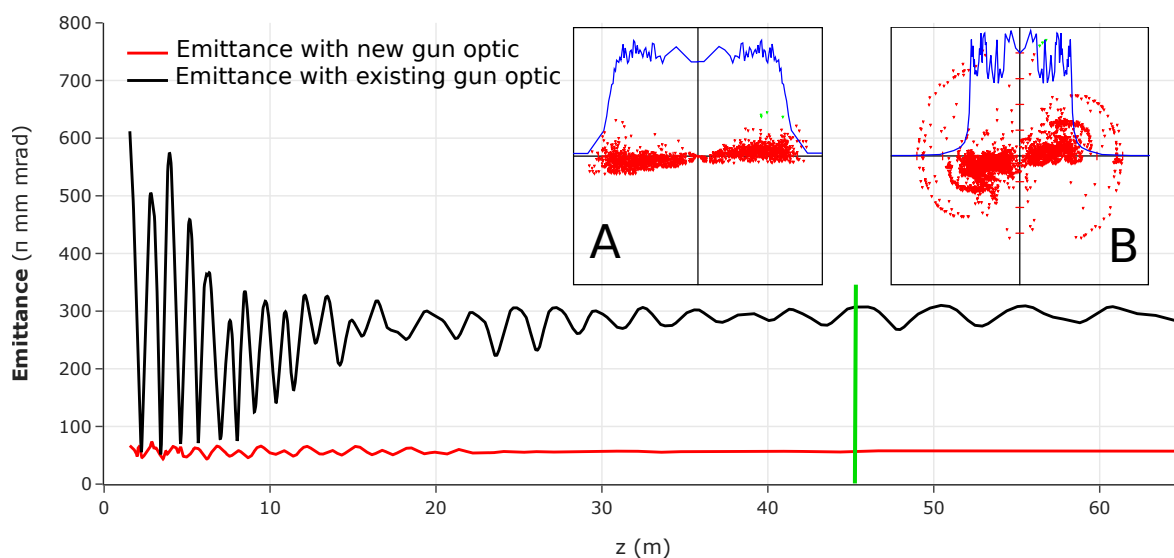


Рисунок 2.7 — Поведение эмиттанса пучка в ускорителе для существующей оптики пушки (черная кривая) и для модифицированной оптики пушки (красная кривая). Фазовые портреты пучка на расстоянии 45 м от катода (вертикальная зеленая линия) для существующей оптики пушки (B) и для оптимизированной оптики пушки (A)

Также на рисунке 2.7 приведены профили плотности тока и фазовые портреты пучка на расстоянии 45 м от катода (вертикальная зеленая линия)

для существующей оптики пушки (А) и для оптимизированной оптики пушки (В).

Из результатов моделирования, представленных на рисунке 2.7, видно, что отсутствие сильных колебаний профиля плотности пучка в начале ускорителя не приводит к релаксации этих зарядовых колебаний и росту эмиттанса [28]. Таким образом, оценка снизу для эмиттанса в конце ускорителя составляет примерно $80 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$.

Основные заключения по второй главе

1. Проанализированы факторы прироста эмиттанса пучка в различных частях ускорительного комплекса ЛИУ;
2. С помощью численных расчетов и аналитического метода теории возмущений исследована динамика сильнооточного пучка в инжекторе;
3. На основе результатов исследований был предложен подход к модификации оптики пушки, обеспечивающий равномерное распределение пучка в фазовом пространстве. Это распределение является необходимым условием для стационарного состояния пучка в процессе его ускорения в ЛИУ.

Глава 3 Оптимизация параметров пучка на различных этапах развития ЛИУ

3.1 Восстановление начальных условий по измеренному поперечному размеру и эмиттансу пучка на выходе ускорителя с энергией 5 МэВ

В процессе запуска ускорителя с энергией до 5 МэВ наблюдались значительные потери пучка в процессе транспортировки по тракту линейного ускорителя. При создании численной модели огибающей пучка использовались PIC-код ASTRA, программа UltraSAM, а также код, использующий уравнения модели К — В (KENV). Сравнение результатов моделирования электронного пучка с энергией 1.6 МэВ на выходе из инжектора, током 1.5 кА и нормализованным эмиттансом 1150 $\pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$ в ускорительном тракте ЛИУ представлено на рисунке 3.1 [15]. Амплитуда ускоряющего напряжения для каждого КУМа составила 360 кВ. Из результатов моделирования видно, что есть хорошее соответствие между всеми кодами. Хорошее совпадение различных кодов в сочетании с потерями пучка вдоль ускорительного тракта может говорить о неправильном выборе начальных условий для старта пучка. Простейшей процедурой восстановления начальных условий пучка может быть восстановление по измеренному поперечному размеру и эмиттансу [52].

Для измерения эмиттанса пучка применялся метод изменения размера пучка как функции силы квадрупольной линзы. Для квадрупольного сканирования использовалась линза в дублете после 8-го ускоряющего модуля (в соответствии с рисунком 3.2). Пучок с энергией 4.6 МэВ и током 1.5 кА регистрировался на люминофоре на расстоянии примерно 16 м от катода [15]. Пример полученного изображения пучка после квадрупольного сканирования представлен на рисунке 3.3. Уравнения К — В (2.15) для пучка в квадрупольном канале без ускоряющих полей можно записать следующим образом:

$$\begin{cases} a'' + k_q a - \frac{2P}{(a+b)} - \frac{\epsilon_x^2}{a^3} = 0, \\ b'' + k_q b - \frac{2P}{(a+b)} - \frac{\epsilon_y^2}{b^3} = 0. \end{cases} \quad (3.1)$$

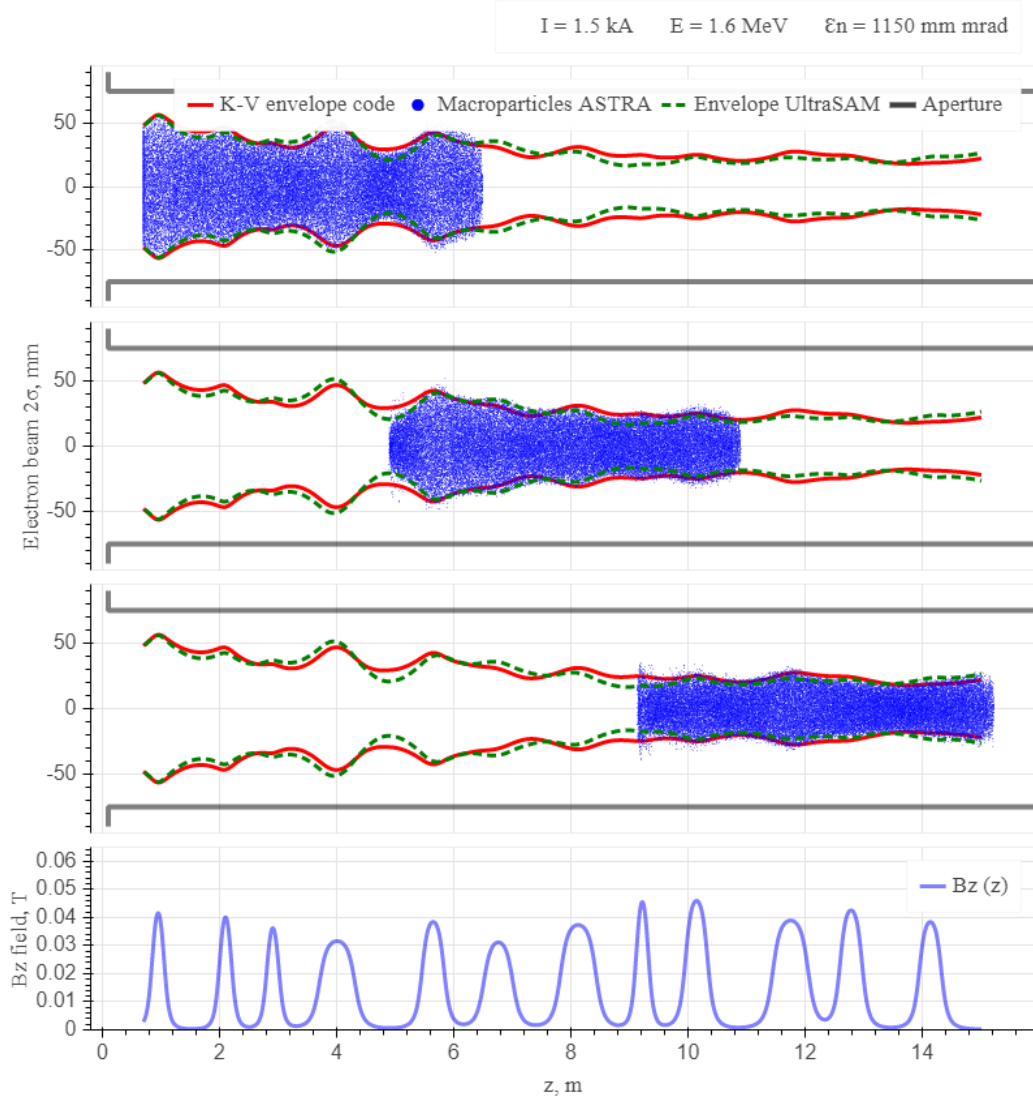


Рисунок 3.1 — Сравнение огибающих, рассчитанных с помощью кодов KENV, ASTRA, UltraSAM в 15-метровом ускорительном тракте линейного ускорителя с энергией до 5 МэВ

Предположим, что пучок после линейного ускорителя аксиально симметричен и имеет одинаковые эмиттансы по обеим координатам. В этом случае уравнения (3.1) имеют следующие начальные условия: $a(0) = b(0)$, $a'(0) = b'(0)$ и $\epsilon_x = \epsilon_y$. В таком случае можно вычислить поперечный размер пучка на люминофоре после квадруполь при известных начальных параметрах пучка. Таким образом, поперечный размер пучка и эмиттанс могут быть получены при помощи измерения профиля пучка как функции силы квадруполь и дальнейшей минимизации невязки:

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{(r_{i,mod} - r_{i,meas})^2}{\sigma_i^2}, \quad (3.2)$$

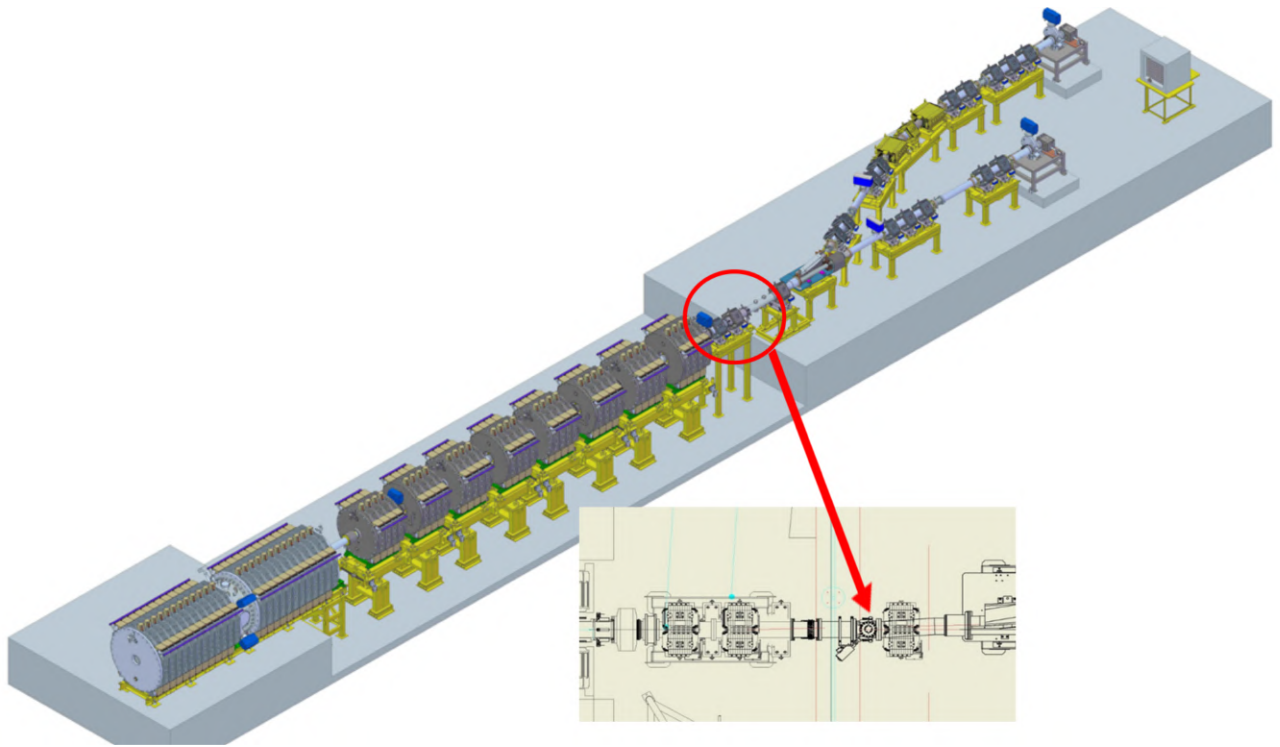


Рисунок 3.2 — Точка измерения эмиттанса пучка на выходе линейного ускорителя с энергией до 5 МэВ

где σ_i — ошибка в определении размера пучка в i м измерении, N — количество измерений, а $r_{i,mod}$ и $r_{i,meas}$ — модельные и измеренные размеры соответственно. В качестве измеренных параметров был выбран размер малой полуоси изображения пучка на люминофоре. В качестве дополнительных измеренных величин можно использовать большие полуоси эллипса, но, к сожалению, для большинства измерений этот размер превышал размеры используемого люминофора. В качестве параметров модели были выбраны начальный размер пучка $a(0) = b(0)$, угол наклона пучка $a'(0) = b'(0)$ и эмиттанс пучка ϵ . Для точного определения модельного размера было измерено распределение магнитного поля в квадрупольной линзе в зависимости от питающего тока. В результате минимизации невязки был получен нормализованный эмиттанс $1150 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$.

Для восстановления огибающей и начальных условий на выходе электронной пушки по экспериментальным данным для указанных параметров пучка в конце ускорителя был использован код KENV и генетический алгоритм. Для реализации генетического алгоритма была использована библиотека DEAP [53]. Принцип действия генетического алгоритма подобен естественному отбору. Есть популяция, состоящая из отдельных особей, функция

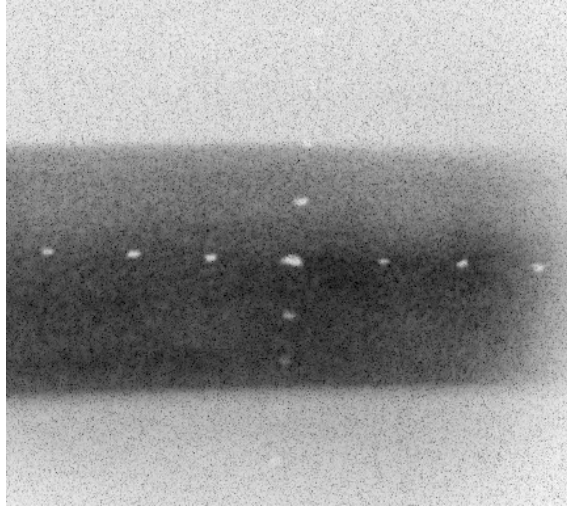


Рисунок 3.3 — Отпечаток пучка на люминофоре после квадрупольной линзы

приспособленности и штрафы. Вся популяция поддается мутациям и последующему отбору, в которой с помощью штрафов и функции приспособленности выделяются наиболее подходящие особи. Далее между ними происходит случайное скрещивание для восстановления популяции. Итерации продолжаются до тех пор, пока не будет получено заранее определенное значение функции приспособленности.

Применительно к коду KENV, в качестве особи был выбран вектор из 12 сил соленоидальных линз и трех начальных условий: радиуса, углового разлета и эмиттанса пучка. Стартовая популяция включала в себя 1500 особей, в которых магнитные поля B_z , радиусы r , углы r' , нормализованные эмиттансы ϵ_n являлись гауссовыми случайными величинами со средними значениями $\mu_{B_z} = 0.04$ Т, $\mu_r = 48$ мм, $\mu_{r'} = 38$ мрад, $\mu_{\epsilon_n} = 1150 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$ и среднеквадратичными отклонениями $\sigma_{B_z} = 0.02$ Т, $\sigma_r = 24$ мм, $\sigma_{r'} = 20$ мрад, $\sigma_{\epsilon_n} = 500 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$ соответственно. Функция приспособленности представляла собой квадратный корень из среднеквадратичного отклонения от измеренных данных диаметра пучка (от силы квадрупольной линзы) результатов моделирования. Задача генетического алгоритма была в минимизации суммы функции приспособленности.

С поставленной задачей генетический алгоритм справился за 100 поколений. При этом были получены следующие значения для начальных условий пучка: $r = 47$ мм, $r' = 36$ мрад, $\epsilon_n = 1125 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$. Восстановленная огибающая пучка, а также сравнение результатов моделирования фокусировки пучка на люминофоре с экспериментом представлены на рисунке 3.4.

Восстановленные начальные условия были использованы при моделировании огибающей пучка, при этом было достигнуто полное токопрохождение по ускорительному тракту. Кроме того, благодаря измеренным начальным условиям была выяснена неточность в угле наклона прикатодного электрода в модели пушки, используемой программой UltraSAM для расчета параметров пучка на выходе из пушки. Угол наклона в модели и в чертеже пушки отличался на несколько градусов. Данная неточность приводила к значительной ошибке модельного размера пучка на выходе из пушки и соответственно к некорректному расчету огибающей пучка в ускорителе и транспортных каналах.

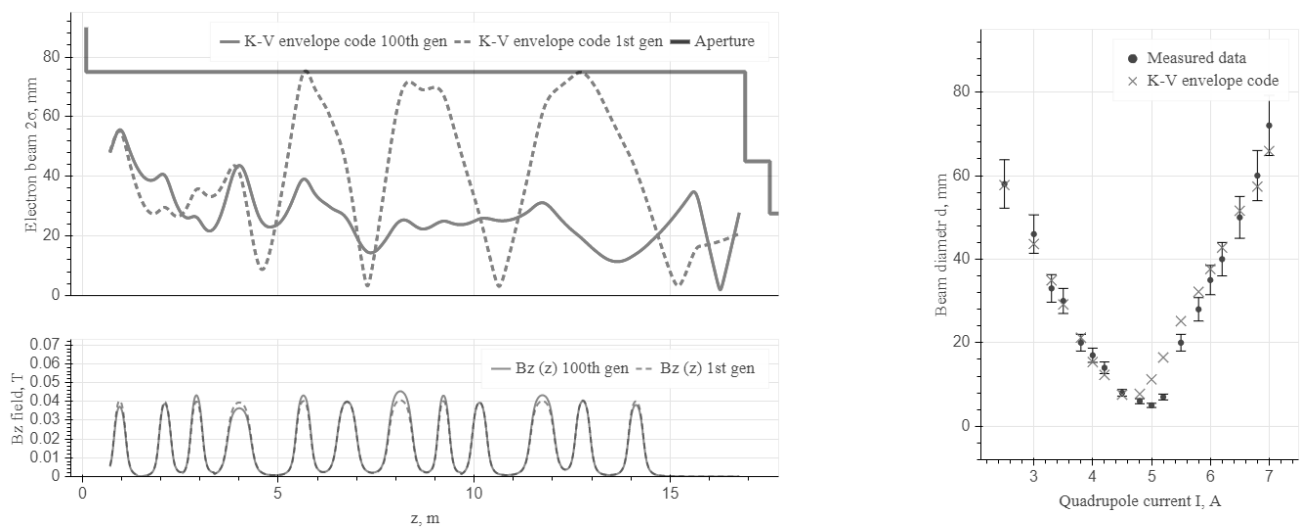


Рисунок 3.4 — Восстановленная огибающая и магнитное поле $B_z(z)$ для 1-го и 100-го поколений соответственно (слева), сравнение результатов моделирования с экспериментом (справа) для тока 1.5 кА

3.2 Инжекция пучка в опытный образец бокового канала разводки пучка

Как отмечалось выше, важной задачей является создание нескольких каналов разводки пучка, которые могут быть использованы для различных прикладных задач. Для исследования поведения пучка в такого рода системах был создан опытный образец бокового канала, который представляет собой параллельный перенос пучка по горизонтали. После верификации численной модели пучка в линейном ускорителе и устранения потерь были проведены

эксперименты по инжекции и транспортировке пучка в боковом транспортном канале. Для оценки качества пучка в конце бокового канала пучок фокусировался на тонкую измерительную танталовую пластину, установленную непосредственно после линзы финального фокуса в конце канала. При этом выполнялся контроль размеров пучка на пластине методом регистрации тормозного излучения. Данный метод, подробно описанный в работе [54], был реализован Труневым Ю.А.

Схема инжекции в боковой транспортный канал показана на рисунке 3.5. Пучок электронов, ускоренный до энергии 5 МэВ, инжектируется в транспортный канал, фокусировка пучка в котором осуществляется с помощью квадрупольных линз. Для согласования транспортировки между соленоидальной структурой линейного ускорителя и магнитной квадрупольной структурой канала используется согласующий дублет квадрупольных линз (1). Для инжекции в боковой канал траектория пучка отклоняется горизонтальным кикером (4) и направляется в канал с магнитным полем септум-магнита (3), который поворачивает пучок на угол 24° в боковой канал. Для усиления отклонения пучка кикером использовалась дополнительная, дефокусирующая по горизонтали квадрупольная линза (2). При этом импульсный кикер придает пучку горизонтальный угол в 1° .

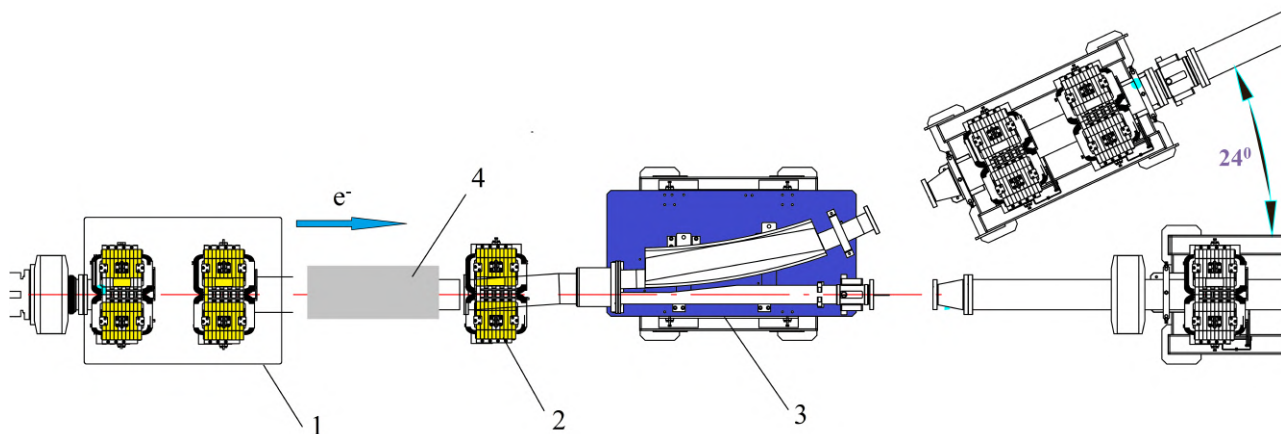


Рисунок 3.5 — Структура секции согласования инжекции в боковой канал: 1 — дублет квадрупольных линз, 2 — согласующая квадрупольная линза, 3 — септум-магнит, 4 — кикер

При выключенном кикере пучок может быть инжектирован в короткий прямой транспортный канал. Фокусировка пучка в этом канале осуществля-

ется одним дублетом и одним триплетом квадрупольных линз. Важно отметить, что после верификации начальных условий старта пучка в электронной пушке инжекция и транспортировка пучка в прямом канале не представляла сложности. Настройка электронной оптики бокового канала осуществлялась с помощью программы Elegant [55]. На рисунке 3.6 приведены рассчитанные оптические функции бокового канала.

Выбранная оптика не позволила одновременно обратить дисперсионную функцию и ее производную в ноль в точке фокусировки пучка на пластине. Для того чтобы исключить зависимость положения пучка в фокусе финальной линзы из-за энергетического разброса вдоль пучка, была выбран вариант оптики, который минимизирует только дисперсионную функцию в фокусе линзы на пластине. При этом ненулевая производная дисперсионной функции будет вносить вклад в увеличение эффективного эмиттанса пучка. Для этого случая качественное поведение фазового портрета пучка в точке фокуса финальной линзы приведено на рисунке 3.7. При фокусировке пучка фазовые эллипсы фракций пучка с энергией, отличной от центральной энергии γ_0 , будут иметь разные углы на фазовой плоскости $x - x'$, что отражено на рисунке 3.7.

Следуя подходу, представленному в работе [56], оценим увеличение эффективного эмиттанса пучка за счет ненулевой дисперсионной функции, а также ненулевой производной дисперсионной функции. Будем считать, что в точке фокуса финальной линзы (точка инжекции в систему транспортировки ЛСЭ) распределение смещенного по x и x' пучка в фазовом пространстве имеет вид гауссовой экспоненты: $f(x, x') = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} e^{-\frac{\gamma_0(x+\eta\frac{\delta p}{p})^2 + \beta_0(x'+\eta'\frac{\delta p}{p})^2}{2\epsilon_0}}$, в котором γ_0, β_0 — это коэффициенты соответствующей квадратичной формы (параметры Твисса), а ϵ_0 — это эмиттанс пучка на входе в линзу финального фокуса. Так же примем, что распределение приращений импульса вдоль пучка описывается гауссовой функцией: $f(p) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_p} e^{-\frac{(\delta p/p)^2}{2\sigma_p^2}}$. Конечная функция распределения с новыми параметрами Твисса и эмиттансом определяется сверткой двух, описанных выше, гауссовых функций:

$$f(x, x') = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_p 2\pi\epsilon_0} \int e^{-\frac{(\delta p/p)^2}{2\sigma_p^2}} e^{-\frac{\gamma_0(x+\eta\frac{\delta p}{p})^2 + \beta_0(x'+\eta'\frac{\delta p}{p})^2}{2\epsilon_0}} d\left(\frac{\delta p}{p}\right). \quad (3.3)$$

Интеграл (3.3) приводит к гауссову распределению, в котором множитель перед экспонентой дает новый эффективный эмиттанс, а коэффициенты квад-

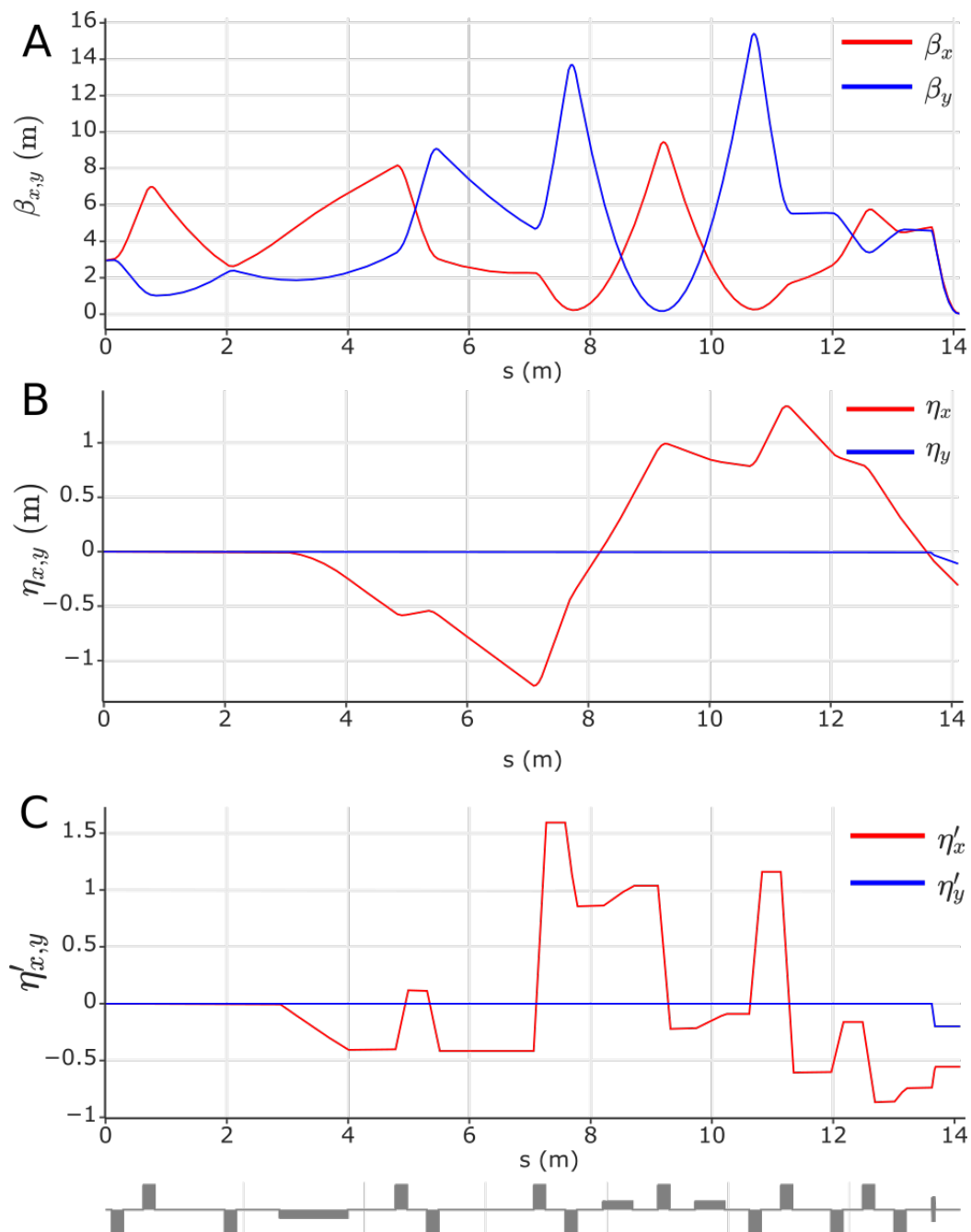


Рисунок 3.6 — Оптические функции опытного поворотного канала пучка, состоящего из 24-градусного септум-магнита, 13 квадрупольных линз, двух 12-градусных дипольных магнитов и линзы финального фокуса. А — бета функция, В — дисперсионная функция, С — производная дисперсионной функции

ратичной формы, описывающие новый эллипс в фазовом пространстве, дают новые параметры Твисса. Таким образом, увеличение эффективного эмиттанта будет иметь вид [56]:

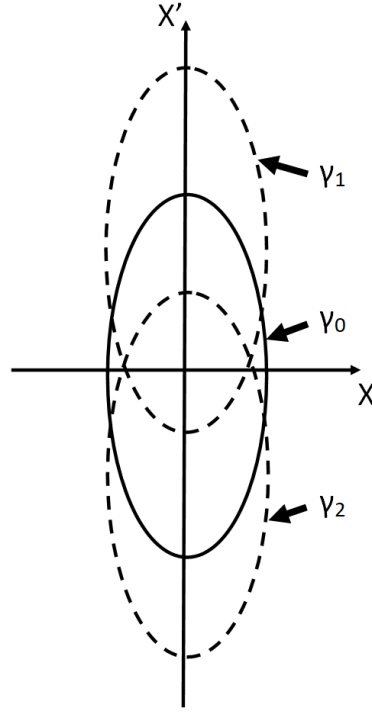


Рисунок 3.7 — Поведение фазовых портретов фракций пучка с разными значениями энергии в точке фокуса финальной линзы

$$\epsilon_{eff} = \sqrt{\epsilon_0^2 + \epsilon_0 \beta_0 (\eta' \sigma_p)^2 + \frac{\epsilon_0}{\beta_0} (\eta \sigma_p)^2}. \quad (3.4)$$

Из выражения (3.4) видно, что для точки входа в систему ЛСЭ доминирует вклад от ненулевой дисперсионной функции, поскольку он пропорционален угловому разбросу в пучке $\frac{\epsilon_0}{\beta_0}$. Вклад от производной дисперсионной функции пропорционален размеру пучка $\epsilon_0 \beta_0$, который в данной точке значительно меньше величины углового разброса. Например, для параметров пучка в фокусе финальной линзы $\beta_0 = 10$ см, $\frac{\delta p}{p} = 1$ %, $\eta' = 0.5$ и $\epsilon_0 = 30$ мкм получим увеличение эффективного эмиттанса всего на 4 %. Если же в точке фокуса величина $\eta = 0.5$, то в этом случае эффективный эмиттанс возрастет в три раза. Для ЛСЭ с частотой генерации 300 ГГц радиус вакуумной камеры в системе транспортировки составляет 10 мм, а радиус пучка электронов — 5 мм. Для транспортировки пучка без потерь значение бета функции должно быть меньше соответствующей величины, зависящей от поперечного размера пучка в области транспортировки и эффективного эмиттанса: $\beta < \frac{x_{max}^2}{\epsilon_{eff}}$. Так, в случае канала для ЛСЭ с частотой 300 ГГц, $x_{max} = 5$ мм, с учетом увеличения эмиттанса в три раза до 90 мкм будем иметь $\beta < 0.27$ м. Для частоты генерации в районе 1 ТГц с поперечным размером пучка $x_{max} = 1$ мм зна-

чение бета функции должно быть меньше 1 см. Из приведенных оценок видно, что производная дисперсионной функции вносит незначительный вклад в увеличение эффективного эмиттанса пучка по сравнению с ненулевой дисперсионной функцией. Значительное увеличение эмиттанса может помешать транспорту пучка в системе ЛСЭ. По результатам работы с существующим каналом была предложена новая схема ахроматичного параллельного переноса пучка. Оптические функции нового канала приведены на рисунке 3.8.

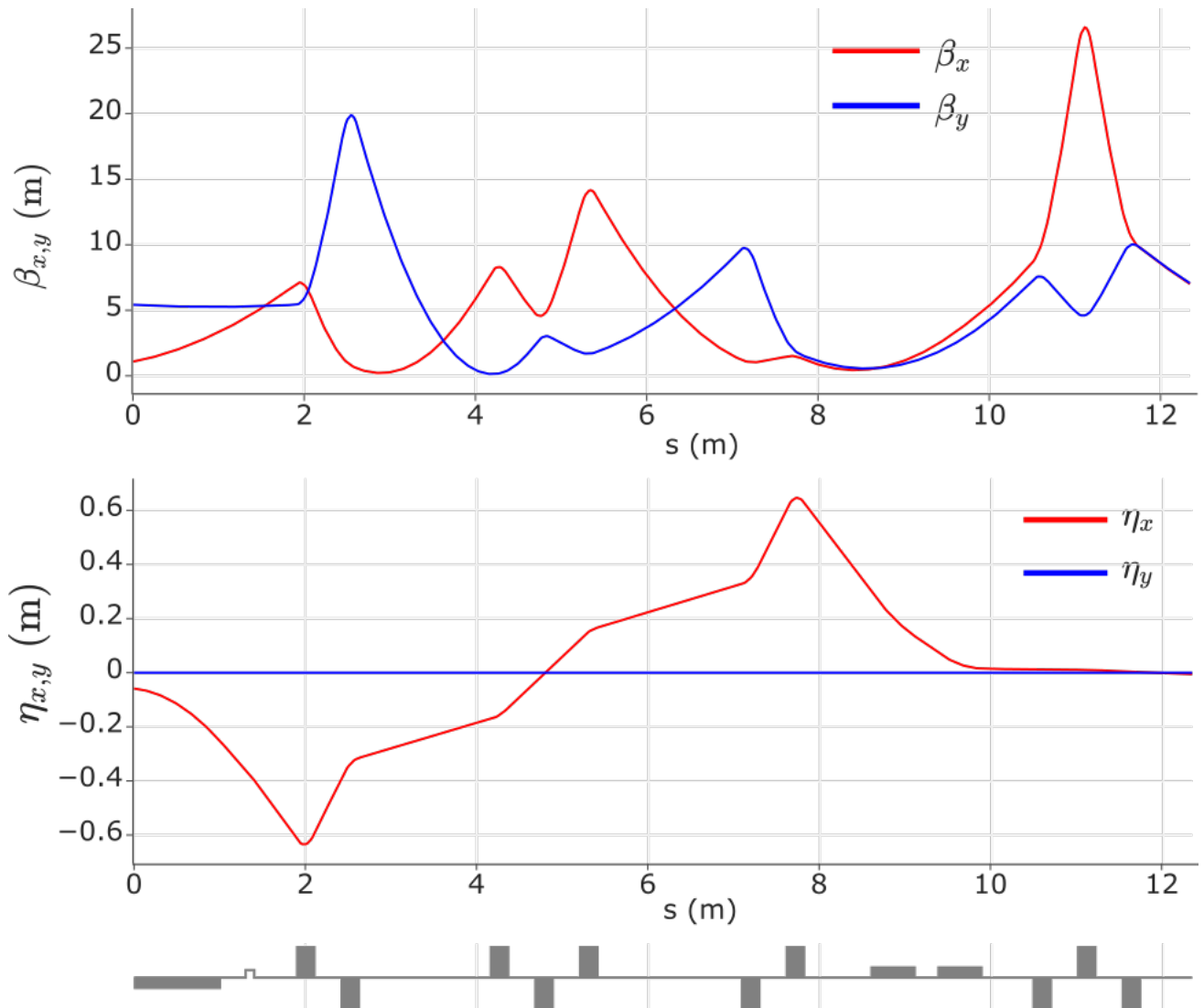


Рисунок 3.8 — Оптические функции ахроматичного параллельного переноса пучка по горизонтали

Электронно-оптическая схема предложенного параллельного переноса имеет антисимметричную структуру. Дисперсионная функция имеет максимум и минимум в дублетах и проходит через ноль в центре структуры, где расположен квадрупольный триплет. Обычно в подобных системах параллельного переноса пучка вместо дублетов и триплета достаточно использовать от-

дельные квадрупольные линзы, но в нашем случае для повышения поперечной устойчивости пучка было решено использовать более сильную фокусировку. Такая фокусировка менее требовательна к начальным условиям пучка.

Настройка электронно-оптической схемы существующего транспортного канала проводилась с помощью системы диагностики пучка, которая включала в себя датчики положения пучка. Вместе с тем исследование поперечной динамики фокусного пятна на измерительной танталовой пластине осуществлялось с помощью системы регистрации тормозного излучения [54]. Результаты экспериментов по сжатию пучка на измерительных пластинах в прямом и боковом каналах показали, что размер пятна в смысле полуширины на полувысоте не превышает 2 мм.

3.3 Транспортировка и фокусировка пучка в ускорительном комплексе ЛИУ с энергией до 15 МэВ

Схема ускорительного комплекса ЛИУ с энергией до 15 МэВ показана на рисунке 1.3. В этом комплексе пучок электронов генерируется в инжекторе и инжектируется в линейный ускоритель. Фокусировка пучка в тракте линейного ускорителя осуществляется 69 импульсными магнитными аксиально-симметричными линзам. После процесса ускорения пучок инжектируется в транспортный канал с квадрупольной фокусировкой. Общая длина комплекса составляет более 100 метров. Из приведенных масштабов комплекса становится очевидным, что без наличия достаточно точной численной модели огибающей невозможно осуществить транспортировку пучка в такой длинной системе с сохранением его качества. Эксперименты по проводке пучка на ускорителе с энергией до 5 МэВ позволили создать численную модель огибающей пучка, которая обеспечила транспортировку пучка без потерь с последующей его фокусировкой до размера меньше 2 мм. Созданная модель была расширена для ускорительного комплекса с энергией до 15 МэВ. На рисунке 3.9 приведена модельная огибающая пучка для характерных параметров ускорительного комплекса, рассчитанная с помощью модели пучка $K - V$ в коде KENV. Начальные условия, а именно: ток, энергия, эмиттанс, поперечный раз-

мер и угловой разброс пучка были экспортированы из программы UltraSAM. При этом для расчета в UltraSAM использовалась модель электронной пушки, которая была скорректирована после экспериментов на ускорителе с энергией до 5 МэВ.

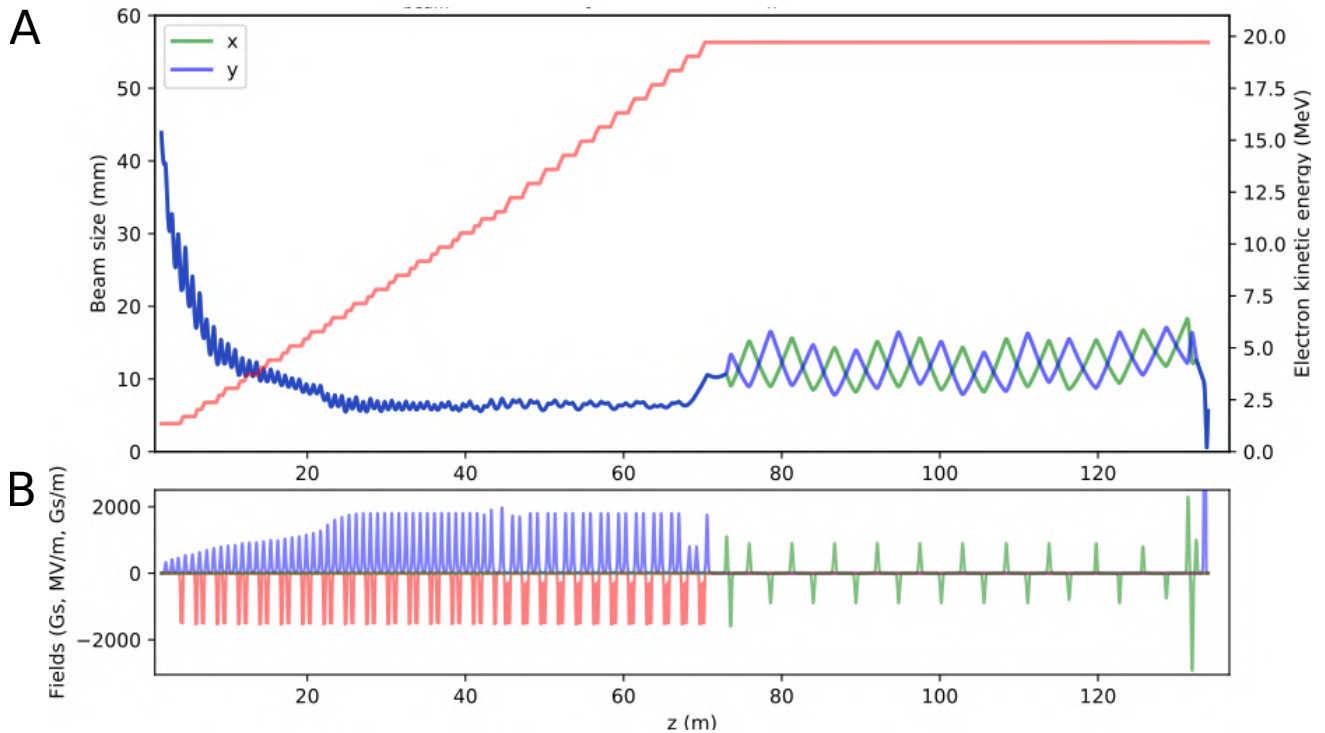


Рисунок 3.9 — Результаты расчета динамики модельного пучка в коде KENV. (A) — рассчитанная огибающая пучка (синяя и зеленая линии) и энергия электронов (красная линия) вдоль ускорителя и транспортного FODO канала. (B) — распределения ускоряющего электрического поля (красная линия), фокусирующего магнитного поля аксиальных линз в ускорителе (синяя линия) и градиента квадрупольных линз в транспортном канале (зеленая линия)

Значения фокусирующих полей магнитных элементов, обеспечивающие гладкую огибающую пучка, подобранные в коде KENV, были использованы для проводки пучка. Размер пучка, а также его эмиттанс контролировались с помощью двух датчиков переходного излучения, установленных в линейном ускорителе после тридцатого ускоряющего модуля и непосредственно перед линзой финального фокуса пучка в конце комплекса. В линейном ускорителе метод измерения эмиттанса основывался на сканировании размера пучка в зависимости от силы фокусирующей линзы, установленной внутри тридцатого ускоряющего модуля. В этих измерениях с помощью ССD-камеры регистри-

ровалось переходное излучение пучка с энергией 10 МэВ с титановой фольги толщиной 50 мкм, расположенной на расстоянии 2.8 м от сканирующей линзы и на 45 м от катода в области, свободной от магнитного поля. Максимальное поле на оси линзы в процессе измерений менялось от 390 до 1100 Гс.

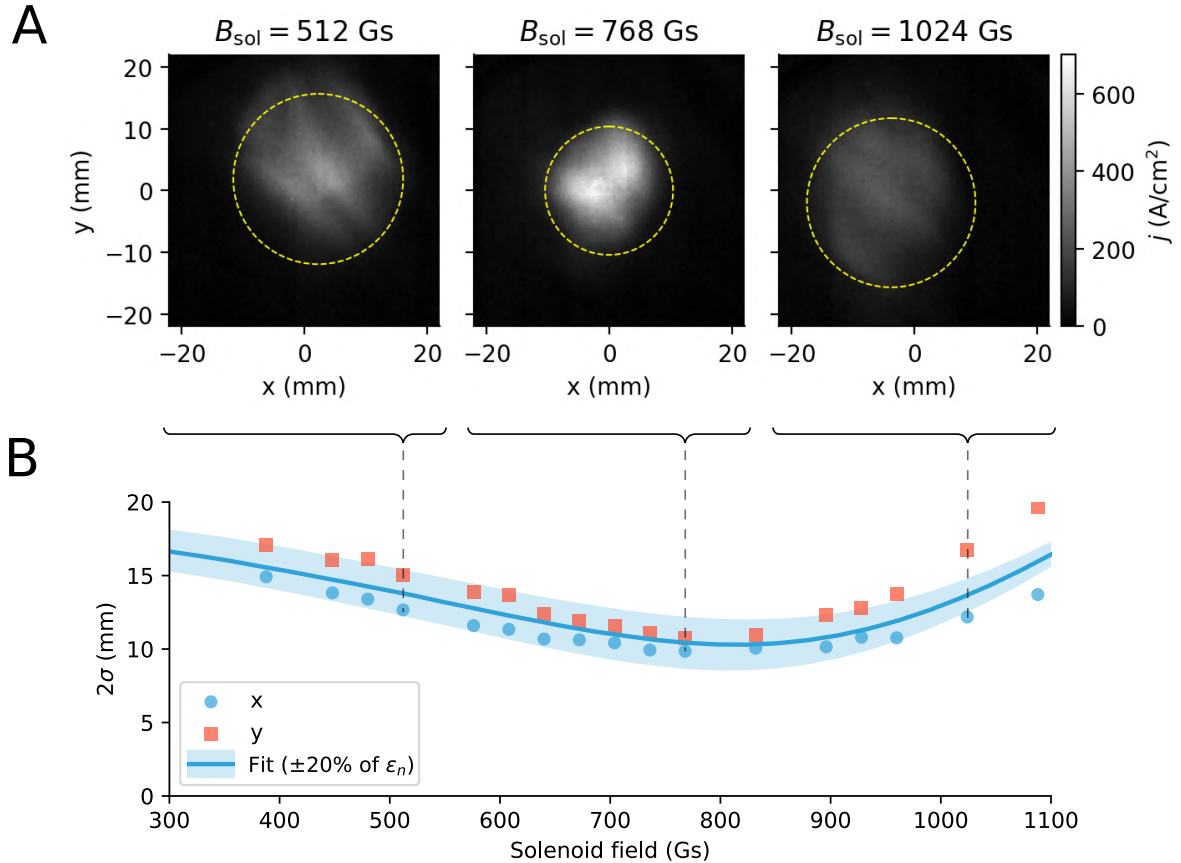


Рисунок 3.10 — Измерение эмиттанса пучка методом сканирования фокусирующей соленоидальной линзы. А - типичные изображения пучка на фоне расчетного размера, обозначенного пунктирной линией. В - график размера пучка в сравнении с данными модели: сплошная линия соответствует значению нормализованного эмиттанса $\epsilon_{ny} = 1150 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$, а закрашенной областью показан интервал модельных данных при вариации эмиттанса на $\pm 20\%$

Определение параметров пучка $R(0)$, $R'(0)$ и эмиттанса ϵ осуществлялось с помощью кода, использующего уравнения К — В (KENV). Результаты измерений представлены на рисунке 3.10. Для данной геометрии задачи оказалось, что наиболее точно соответствует измеренной зависимости размера пучка от поля в линзе значение эмиттанса, равное $\epsilon_{ny} = 1150 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$.

Метод измерения эмиттанса перед линзой финального фокуса основывался на сканировании размера пучка в зависимости от силы фокусирующего

квадруполя, установленного в финальном триплете (рисунок 1.3 (С)). Результаты измерений для сканирования размера пучка по координате y представлены на рисунке 3.11. Для данной геометрии задачи оказалось, что наиболее точно соответствует измеренной зависимости размера пучка от поля в линзе значение эмиттанса, равное $\epsilon_{ny} = 550 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$, аналогичное измерение по координате x дает значение $\epsilon_{nx} = 600 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$.

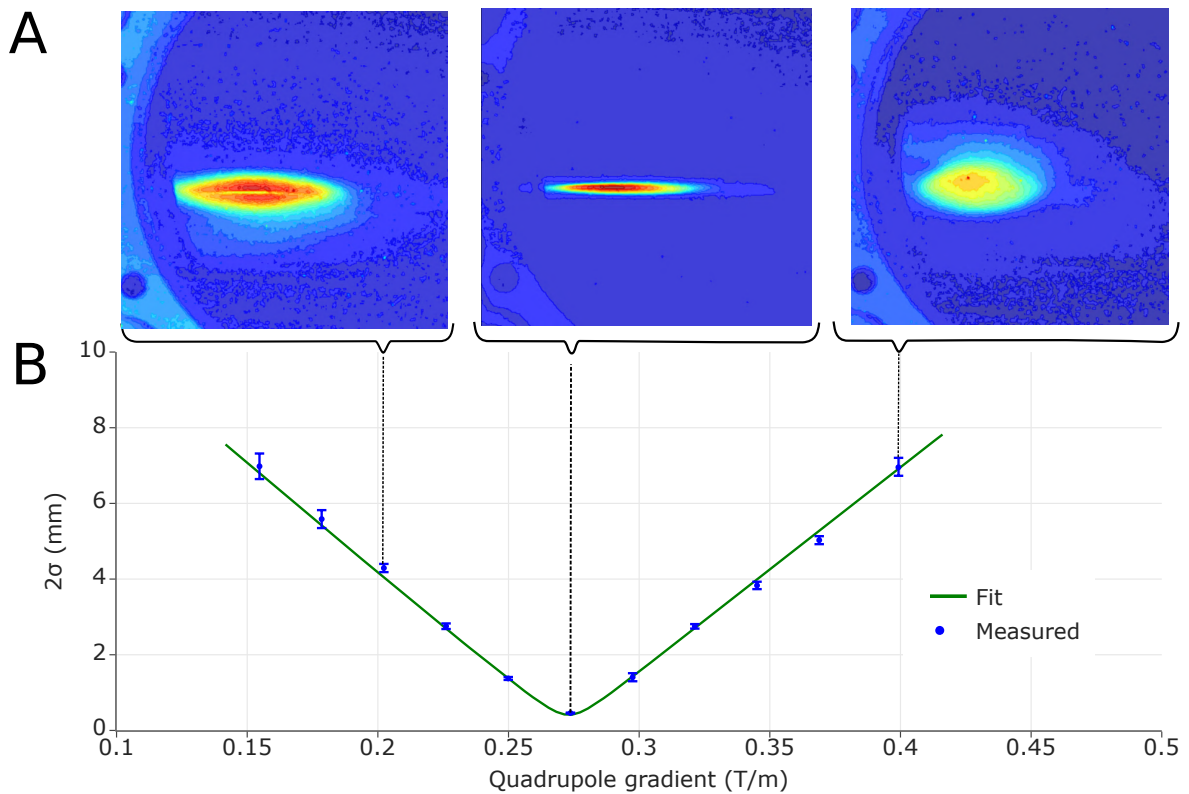


Рисунок 3.11 — Измерение эмиттанса пучка методом сканирования фокусирующей квадрупольной линзы. А — типичные изображения пучка. В — график размера пучка в сравнении с данными модели: сплошная линия соответствует значению нормализованного эмиттанса $\epsilon_{ny} = 550 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$

В результате описанных экспериментов было получено полное токопрохождение для электронного пучка с различными токами в стационарном режиме (импульс тока пучка с энергетическим разбросом $\frac{\delta\gamma}{\gamma} \approx 1 \%$). При этом измеренный эмиттанс пучка в линейном ускорителе значительно превышает значение, полученное в результате численного моделирования, который приведен на рисунке 2.7. Эмиттанс пучка, измеренный непосредственно перед линзой финального фокуса, лишь на 30 % превышает величину, полученную в результате численных расчетов. Данное превышение можно объяснить несколькими причинами:

1) Код ВЕАМ, использующийся для моделирования эмиттанса пучка, является стационарным и не учитывает продольную динамику (в частности, энергетический разброс вдоль пучка).

2) Фронты с большим энергетическим разбросом, которые учитываются в интегральном эмиттансе по всей длительности пучка, приводят к его завышенному значению. Этот эффект существенно проявляется в линейном ускорителе, поскольку при транспортировке сохраняется значительная часть фронтов пучка с большим энергетическим разбросом. По мере дальнейшей транспортировки в квадрупольном транспортном канале, в особенности в области септум-магнита, где апертура вакуумной камеры в два раза меньше, чем в остальном канале, наблюдается значительное укорочение полного импульса тока за счет фронтов пучка с большим энергетическим разбросом. На рисунке 3.12 показан восстановленный сигнал импульса тока с датчиков положения пучка, расположенных в начале (синяя сплошная кривая) и конце (красная сплошная кривая) ускорительного комплекса. Из представленных сигналов можно увидеть укорочение длительности импульса тока при транспортировке пучка.

3) Измерения эмиттанса в районе линзы финального фокуса проводились после аккуратной коррекции орбиты пучка методом матриц отклика. Наличие связи между поперечными степенями свободы в ведущем аксиально-симметричном магнитном поле существенно осложняет коррекцию орбиты. Значительные отклонения орбиты пучка от оптимальной могут приводить к искажению поперечного распределения пучка и, соответственно, росту эмиттанса.

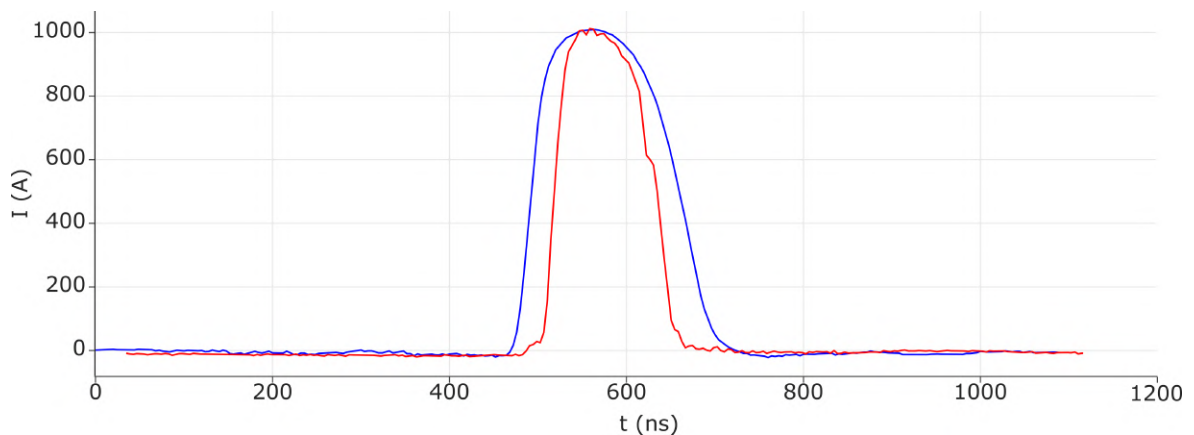


Рисунок 3.12 — Восстановленные сигналы датчиков положения пучка в начале и конце ускорительного комплекса

После оптимизации электронно-оптической системы ускорительного комплекса ЛИУ, которая позволила обеспечить транспортировку пучка без потери тока и с сохранением эмиттанса, были проведены эксперименты по оценке качества пучка. В этих экспериментах пучок фокусировался на измерительной пластине, установленной в фокусе финальной линзы. На рисунке 3.13 представлена фотография пластины после взаимодействия со сфокусированным пучком. Большой размер отверстия (порядка 5 мм) связан с последствиями теплового взрыва материала пластины. Измерения размера источника рентгеновского излучения (данный размер соответствует размеру сфокусированного электронного пучка), выполненные с помощью камеры-обскуры, показали, что размер источника в смысле ширины на полувысоте не превышает 2 мм. Характерный масштаб рентгеновского источника по сравнению с отверстием пучка на пластине показан на рисунке 3.13 белой точкой.



Рисунок 3.13 — Фотография измерительной пластины после взаимодействия с пучком

3.4 Коррекция орбиты методом матриц отклика

В предыдущих параграфах подробно обсуждалось создание модели огибающей пучка. Однако экспериментально было показано, что без коррекции

положения центра масс пучка не удастся транспортировать пучок в тракте линейного ускорителя и транспортном квадрупольном канале без потерь [57]. Основным фактором, влияющим на смещение центра масс пучка вдоль ускорителя, является дипольное поле, которое появляется в том случае, когда фокусирующий элемент (соленоид или квадруполь) смещен по отношению к оси движения пучка. Для коррекции положения центра масс пучка в ускорительном комплексе ЛИУ используются рамочные двухкоординатные корректоры, представленные на рисунке 1.9. Сложность коррекции в системе с аксиально-симметричным магнитным полем заключается в сильной связи между поперечными степенями свободы движения пучка. По этой причине для коррекции центра масс пучка был применен метод матриц отклика пучка на дипольные корректоры.

Матрица откликов на дипольные корректоры в пикапах является важной информацией как для коррекции орбиты, так и для анализа оптики ускорителя. Матрица откликов может быть рассчитана по модели ускорителя либо измерена непосредственно на ускорителе. Общий вид матричного уравнения для матрицы откликов в случае линейной системы имеет вид:

$$X = R\theta. \quad (3.5)$$

В данном уравнении вектор-столбец X содержит смещения центроида пучка в пикапах, которые порождены приращением угла θ , который придается пучку в корректирующих катушках. Отклики центра масс пучка на изменения в корректорах содержатся в матрице R , называемой матрицей откликов. Ускоритель с m -датчиками положения и n -корректорами производит матрицу отклика размером $m \times n$. Общий вид элементов данной матрицы можно записать в виде выражения:

$$R_{ij} = \frac{\delta x_i}{\delta \theta_j}, \quad (3.6)$$

где δx_i — это смещение центра масс пучка в i -м пикапе в результате варьирования угла j -го корректора на величину $\delta \theta_j$. Важно отметить, что каждый элемент матрицы отклика имеет физические единицы измерения м/радиан. Однако часто удобно иметь аппаратные единицы, такие как мм/ампер. Например, в данной работе в качестве набора значений корректоров ищутся токи

в обмотках корректоров, поэтому размерность откликов, приведенных далее, — мм/ампер.

Для нахождения набора соответствующих приращений значений токов корректоров (δI), который обеспечивает минимальное отклонение центра масс (X) в датчиках положения пучка, необходимо решить матричное уравнение:

$$X = X_0 + \delta X = X_0 + R\delta I = 0, \quad (3.7)$$

где X_0 — текущая орбита, к которой применяется коррекция. Решение уравнения (3.7) будет иметь вид:

$$\delta I = -R^{-1}X_0. \quad (3.8)$$

Для поиска псевдообратной матрицы R^{-1} применяется метод сингулярного разложения (SVD) [58]. На рисунке 3.14 приведен пример отклика орбиты (один элемент матрицы откликов) на одном из датчиков положения пучка. Глядя на рисунок 3.14, важно подчеркнуть линейность отклика. На рисунке 3.15 изображен пример измеренной матрицы откликов R для линейного ускорителя ЛИУ. Как видно, матрица близка к треугольной, что объясняется тем, что в линейном ускорителе каждый следующий корректор не оказывает влияние на предыдущий датчик положения пучка.

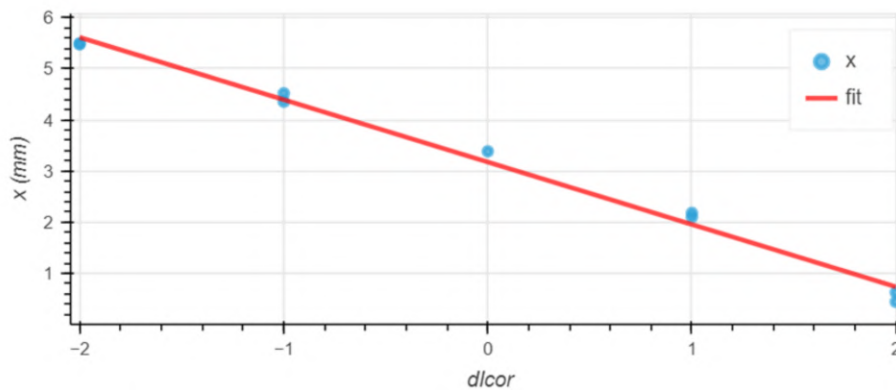


Рисунок 3.14 — Пример отклика орбиты на одном из датчиков положения пучка

На рисунке 3.16 продемонстрирован результат коррекции положения центра масс пучка в ДПП. Видно, что после коррекции отклонение центра масс заметно уменьшается [59].

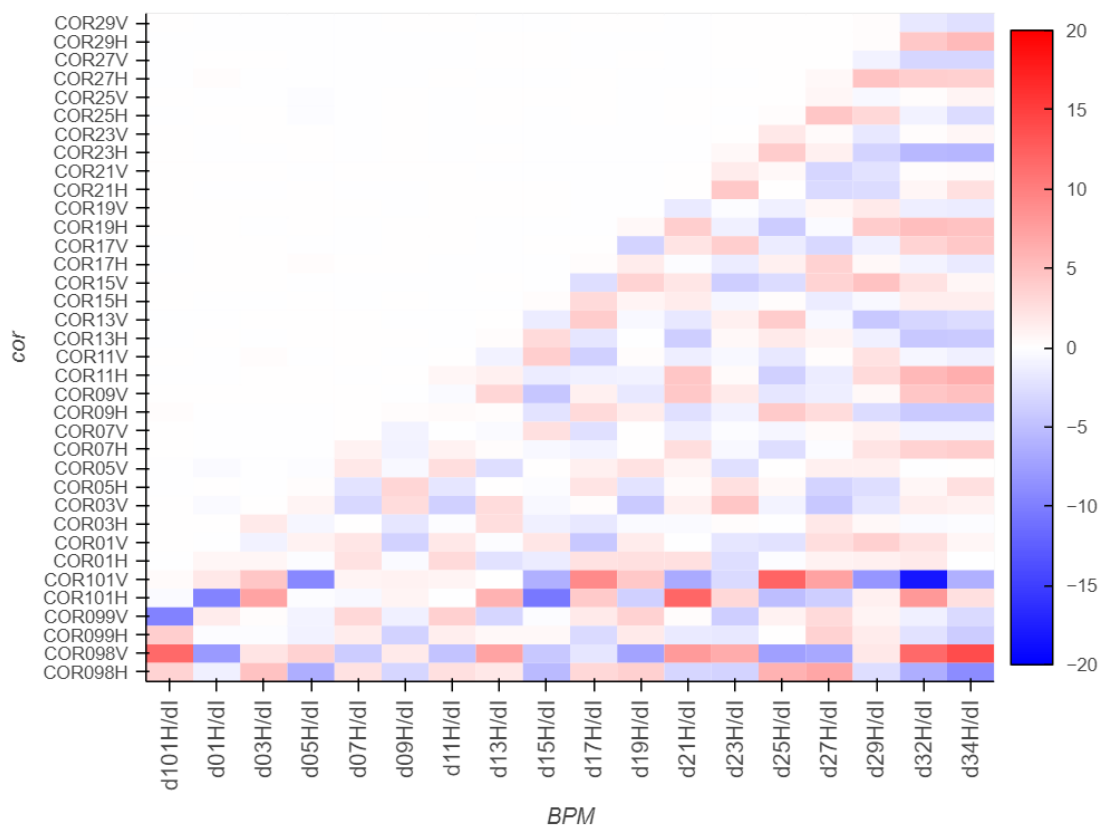


Рисунок 3.15 — Пример измеренной матрицы откликов на ускорительном комплексе ЛИУ

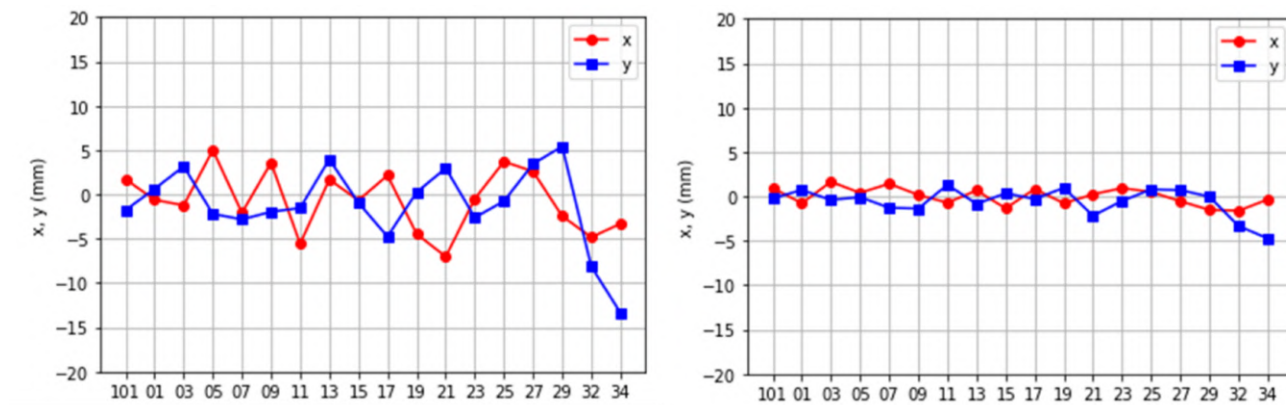


Рисунок 3.16 — Положения центра масс пучка в ДПП до коррекции (слева) и после коррекции (справа)

3.5 Эксперимент по инжекции пучка из ЛИУ в систему компрессии ЛСЭ

В работах [11; 14] была показана возможность использования пучков из вышеописанных ЛИУ для генерации излучения от субтерагерцового до тера-

герцового диапазона рекордной мощности в схеме лазера на свободных электронах. Для проведения экспериментов по генерации субТГц/ТГц-излучения требуется обеспечить значительную компрессию пучка по поперечному сечению от исходного диаметра на выходе ускорителя, указанного выше, до требуемого диаметра 3 – 5 мм, а затем его устойчивую транспортировку в магнитной системе ЛСЭ на расстояние примерно 1 м. Исходя из существующей электронно-оптической структуры ЛИУ, для осуществления компрессии и ввода пучка в ондуляторную секцию была предложена схема на основе двух импульсных магнитных соленоидов, одним из которых является фокусирующая линза ЛИУ, а вторым — соленоид, используемый для транспортировки пучка в вакуумном канале ЛСЭ [60; 61]. На рисунке 3.17 представлена схема эксперимента по инжекции и транспортировке пучка из линейного ускорителя в систему компрессии, обеспечивающую магнитное сжатие пучка до размеров, необходимых для транспортировки в канале ЛСЭ, а также пример моделирования компрессии пучка в программе WARP. Система компрессии включает в себя прототип вакуумной камеры ондулятора (6) и импульсный соленоид (7). Вакуумная камера (6), размещенная внутри импульсного соленоида, имеет два конических перехода с диаметра 150 мм стандартной камеры ускорительного тракта ЛИУ до диаметра 20 мм в области сжатия пучка протяженностью 600 мм. В этой области импульсный соленоид (7) длиной 650 мм и внутренним диаметром 200 мм создает квазиоднородное магнитное поле с амплитудой до 0.4 Тл. Настройка положения соленоида по углам и поперечным координатам осуществлялась с помощью специальных подвижных вставок, изготовленных из капролона. Согласование размера пучка на входе в область компрессии производилось с помощью импульсной линзы (2), которая при соответствующем выборе величины поля в ней обеспечивала минимальную амплитуду пульсаций радиуса пучка в вакуумной камере ондулятора. Для коррекции углов влета и поперечных координат пучка перед областью компрессии были использованы два рамочных дипольных корректора (4). Размер пучка после прохождения им импульсной линзы (2) измерялся в эксперименте с помощью датчика переходного излучения. Регистрация положений пучка до и после системы компрессии производилась с помощью калиброванных датчиков положения пучка.

На рисунке 3.18 приведены обработанные сигналы с датчиков положения пучка до и после системы компрессии. На верхней части рисунка показана

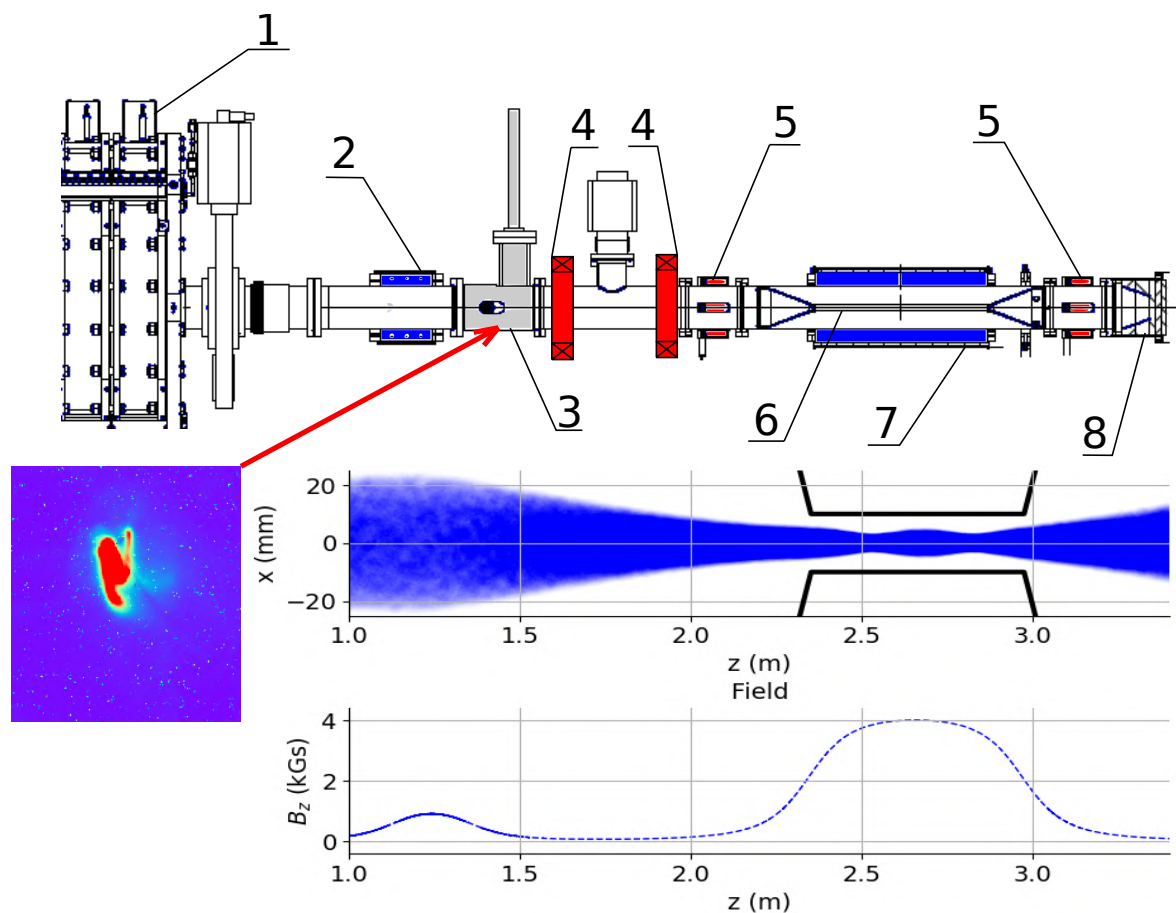


Рисунок 3.17 — В верхней части представлена схема эксперимента по компрессии пучка, включающая в себя следующие элементы: 1 — 30-й ускоряющий модуль, 2 — согласующая импульсная магнитная линза, 3 — датчик переходного излучения, 4 — дипольные корректоры, 5 — датчики положения пучка, 6 — вакуумная камера ондулятора, 7 — длинный импульсный соленоид, 8 — могильник пучка. В нижней части приведена огибающая пучка в системе компрессии, рассчитанная в программе WARP, и изображение пучка на датчике переходного излучения на входе в систему компрессии

осциллограмма импульса тока пучка, из которой видно, что через вакуумную камеру ондулятора проходит приблизительно половина импульса пучка по длительности и 90 % амплитуды по току. На нижней части рисунка показано изменение поперечных координат центра масс пучка по времени с шагом 4 нс. Укорочение импульса тока пучка связано с нежелательным следствием наличия энергетического разброса вдоль пучка - “штопорным движением пучка”. Этот эффект выражается в колебаниях центра заряда пучка (позиционный разброс), амплитуда которых обусловлена, с одной стороны, смещениями

центроида пучка относительно осей магнитных фокусирующих линз, а с другой — величиной энергетического разброса электронов вдоль пучка. Эти колебания приводят к существенному укорочению длительности импульса тока после прохождения системы компрессии. Сигналы с датчиков положения показывают, что после системы компрессии мы регистрируем центральную часть пучка длительностью около 60 нс с наименьшим энергетическим разбросом. Для уменьшения энергетического разброса электронов вдоль пучка в процессе экспериментов по проводке пучка в ЛИУ была отработана специальная процедура, которая заключалась в подборе временных задержек начала импульсов напряжения ускорительных модулей в соответствии с временем пролета пучка через каждый модуль. Это время для конкретного модуля измерялось с помощью ближайшего датчика положения пучка, показанного на рисунке 3.19, и по его значению производилась настройка задержки импульса ускоряющего напряжения модуля. В результате полочка импульса ускоряющего напряжения была совмещена с импульсом тока проходящего пучка.

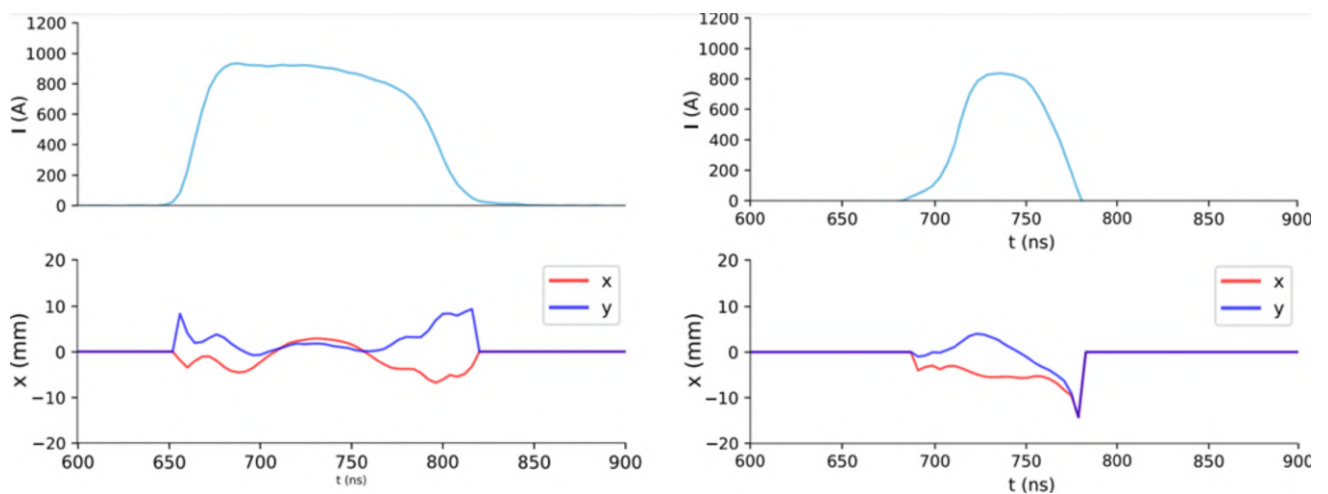


Рисунок 3.18 — Сигналы с датчиков положения пучка. Справа — до системы компрессии, слева — после системы компрессии

Анализ соответствующего энергетического спектра пучка после оптимизации представлен на рисунке 3.20. На нем показаны две колонки сигналов от ускоряющих модулей, левая часть соответствует режиму с энергией 5 МэВ (120 кВ на каждой ускоряющей трубке), а правая - режиму с энергией 11.5 МэВ (335 кВ на каждой ускоряющей трубке). В частности, два верхних изображения (А, D) представляют 30 сигналов напряжения на ускоряющих модулях. Два средних изображения (В, Е) показывают просуммированные сигналы после каждого пятого ускоряющего модуля вплоть до 30-го. Соот-

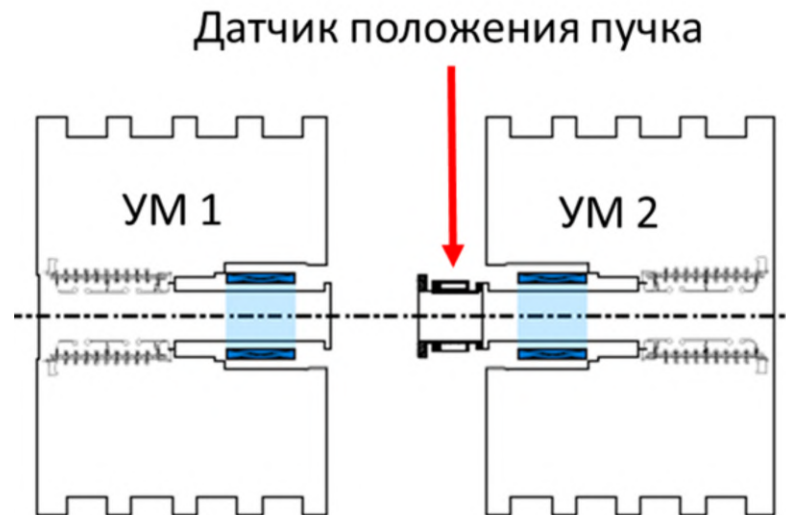


Рисунок 3.19 — Схема расположения датчика положения пучка и двух ближайших к нему ускорительных модулей

ветствующие энергетические спектры представлены на двух нижних картинках (С, F). Разница в формах напряжения (наличие или отсутствие двух пиков в начале и конце импульса) для двух режимов (А, D) объясняется тем, что при более высоком напряжении ускоряющего модуля ток через делитель ускоряющей трубки увеличивается. Когда этот ток становится сравнимым с током пучка, эффект подгрузки током пучка становится менее заметным. Измеренный разброс энергии для импульса тока длительностью 60 нс составил $\pm 1\%$, что соответствует требованию для реализации ЛСЭ. Однако при рассмотрении длительности импульса тока пучка в 100 нс энергетический спектр становится хуже, что продемонстрировано на рисунке 3.19.

В заключение отметим, что в соответствии с результатами работы [11] по моделированию генерации излучения по схеме ЛСЭ с длинно-импульсным пучком можно утверждать, что уровень эмиттанса пучка, достигаемый в рассмотренном нами линейном индукционном ускорителе с фокусировкой на сосредоточенных элементах, а также длительность импульса тока пучка и его энергетический разброс в полной мере удовлетворяют требованиям для использования этого пучка в качестве драйвера для генератора W-диапазона (150-300 ГГц).

Описанный выше эксперимент показал возможность транспортировки и последующего сжатия пучка в транспортной системе предложенного в работе [11] проекта ЛСЭ. Предложенная транспортная система состоит из согласу-

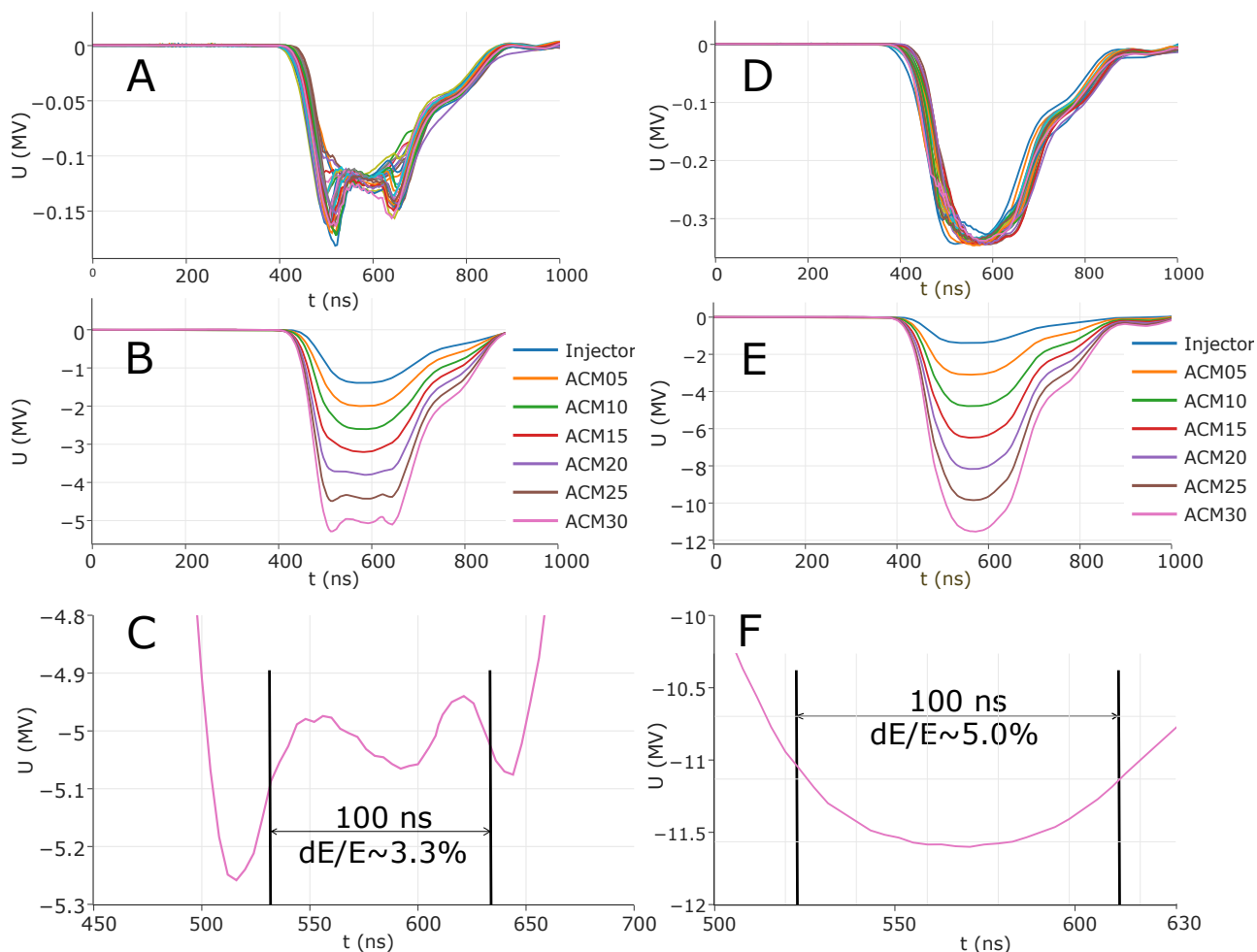


Рисунок 3.20 — Формы высоковольтных сигналов (A, D), суммарные сигналы для 30 ускоряющих модулей (B, E) и соответствующие энергетические спектры для режима с энергией 5 МэВ (C) и для режима с энергией 11.5 МэВ (F)

ющей магнитной линзы, длинного соленоида и вакуумной камеры переменного сечения. Несмотря на то что в транспортной системе ЛСЭ теряется часть импульса тока пучка, прошедшего пучка с длительностью в 60 нс достаточно для получения эффективной генерации излучения.

Основные заключения по третьей главе

1. На основе модели пучка Капчинского — Владимирского проведена оптимизация электронно-оптической системы индукционного ускорителя для различных значений энергии и тока пучка. Данная оптимизация позволила обеспечить транспортировку пучка без потери тока и сохранить эмиттанс, необходимый для достижения размера фокусного пятна на измерительной пластине не более 2.0 мм;

2. Впервые экспериментально продемонстрирована возможность отклонения и транспортировки пучка с током выше 1 кА на угол 24° градуса в транспортном канале сложной геометрии ускорителя ЛИУ с последующей его фокусировкой до размера 1.5 мм;
3. С помощью оптимизированной электронно-оптической системы ускорителя экспериментально продемонстрирована возможность магнитной компрессии пучка с током порядка 1 кА до диаметра 6 мм и последующей транспортировки сжатого пучка на длину 0.65 м, что является необходимым условием для реализации схемы ЛСЭ на базе пучка из ЛИУ;
4. Реализована коррекция орбиты пучка во всем ускорительном комплексе методом матриц отклика.

Заключение

В настоящее время разработан ускорительный комплекс нового поколения на основе линейного индукционного ускорителя. В процессе запуска комплекса автором работы с помощью численных и аналитических методов была исследована поперечная динамика пучка в ускорительном комплексе. С помощью системы диагностики комплекса были измерены и оптимизированы различные параметры пучка. Среди основных результатов диссертационного исследования можно выделить следующие:

1. Проанализированы факторы прироста эмиттанса пучка в различных частях ускорительного комплекса ЛИУ;
2. С помощью численных расчетов и аналитического метода теории возмущений исследована динамика сильнооточного пучка в инжекторе;
3. На основе результатов исследований был предложен подход к модификации оптики пушки, обеспечивающий равномерное пространственное распределение частиц пучка. Это распределение является необходимым условием для стационарного состояния пучка в процессе его ускорения в ЛИУ;
4. На основе модели пучка Капчинского — Владимирского проведена оптимизация электронно-оптической системы индукционного ускорителя для различных значений энергии и тока пучка. Данная оптимизация позволила обеспечить транспортировку пучка без потери тока и с сохранением эмиттанса, необходимого для достижения размера фокусного пятна на измерительной пластине не более 2.0 мм;
5. Впервые экспериментально продемонстрирована возможность отклонения и транспортировки пучка с током выше 1 кА на угол 24 градуса в транспортном канале сложной геометрии ускорителя ЛИУ с последующей его фокусировкой до размера 1.5 мм;
6. С помощью оптимизированной электронно-оптической системы ускорителя экспериментально продемонстрирована возможность магнитной компрессии пучка с диаметра 4 см до диаметра 10 мм и последующей транспортировки сжатого пучка на длину 0.65 м, что является

необходимым условием для реализации схемы ЛСЭ на базе пучка из ЛИУ;

7. Реализована коррекция орбиты пучка во всем ускорительном комплексе методом матриц отклика.

В заключение автор хотел бы выразить свою благодарность:

своему научному руководителю Логачеву Павлу Владимировичу за всестороннюю поддержку на протяжении работы автора в ИЯФ СО РАН, а также за научное руководство диссертационной работой и неоценимую помощь над улучшением ее текста;

Петренко Алексею Васильевичу за огромный массив знаний и опыта которыми Алексей поделился с автором;

Иванову Андрею Вячеславовичу за полезные обсуждения и совместную работу в рамках различных проектов по расчету электронных пушек, а также за неоценимый вклад в улучшение текста диссертации;

Винокурову Н.А., Синицкому С.Л., Сквородину Д.И., Сандалову Е.С., Аржанникову А.В. за плодотворные обсуждения по физике пучков;

научному коллективу ИЯФ СО РАН, без которого автору не удалось бы провести необходимые эксперименты: Баку П.А., Живанкову К.И., Куркучеву В.В., Труневу Ю.А., Старостенко А.А., Крылову А.А., Сенченко А.И., Павленко А.В., Бехтенева Е.А., Батракову А.М.

Также хотелось бы поблагодарить коллектив сотрудников РФЯЦ-ВНИИТФ за помощь при проведении экспериментов по генерации электронного пучка на комплексе ЛИУ. Особую признательность автор выражает Протасу Р.В. за работу над улучшением текста диссертации.

Также автор выражает благодарность Макаровой С.Н. за помощь в оформлении диссертации.

Список литературы

1. Roberson, C. W. A review of free-electron lasers / C. W. Roberson, P. Sprangle. – Текст : электронный // Physics of Fluids B: Plasma Physics. – 1989. – Vol. 1, nr 1. – P. 3–42. – URL: <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.859102>. – Дата публикации: 04.06.1998.
2. High-Efficiency Extraction of Microwave Radiation from a Tapered-Wiggler Free-Electron Laser / T. J. Orzechowski, B. R. Anderson, J. C. Clark [et al.]. – Текст : электронный // Physical review letters. – 1986. – Vol. 57, nr 17. – P. 2172–2175. – URL: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.57.2172>. – Дата публикации: 27.10.1986.
3. X-band prebunched FEL amplifier / K. Saito, K. Takayama, T. Ozaki [et al.]. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 1996. – Vol. 375, nr 1–3. – P. 237–240. – URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900295012249>. – Дата публикации: 12.02.1999.
4. The FEL Driven Two-Beam Accelerator Studies at CESTA / T. Lefevre, J. Gardelle, P. Gouard [et al.]. – Текст : электронный // Proceedings of the XX International Linac Conference (Monterey, CA, USA, 21–25 August 2000). – P. 869–871. – URL: <http://accelconf.web.cern.ch/100/papers/THC07.pdf> (дата обращения: 09.06.2022).
5. Demonstrating high-power 30-GHz free-electron maser operation on a resonant load / A. K. Kaminsky, É. A. Perel'shtein, S. N. Sedykh [et al.]. – Текст : электронный // Technical Physics Letters. – 2010. – Vol. 36, nr 3. – P. 211–215. – URL: <https://link.springer.com/article/10.1134/S1063785010030053>. – Дата публикации: 09.04.2010.
6. Powerful FEM-oscillators with advanced Bragg resonators operating in a single mode regime from Ka- to W-band / N. Yu. Peskov, N. S. Ginzburg, A. K. Kaminsky [et al.]. – Текст : электронный // Proceedings of the 41st International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz

- waves (IRMMW-THz) (Copenhagen, Denmark, 25–30 September 2016). – IEEE, 2016. – URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=7758360> (дата обращения: 09.06.2022).
7. Мощные мазеры на свободных электронах на основе линейных индукционных ускорителей / Н. Ю. Песков, Н. С. Гинзбург, А. К. Каминский [и др.]. – Текст : электронный // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. – 2020. – Т. 63, № 12. – С. 1032–1081. – URL: <https://radiophysics.unn.ru/issues/2020/12/1032> (дата обращения: 09.06.2022).
 8. Generation of hundred joules pulses at 4-mm wavelength by FEM with sheet electron beam / М. А. Agafonov, А. V. Arzhannikov, N. S. Ginzburg [et al.]. – Текст : электронный // IEEE Transactions on Plasma Science. – 1998. – Vol. 26, nr 3. – P. 531–535. – URL: <https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/700787> (дата обращения: 09.06.2022).
 9. Генерация мощного узкополосного излучения 75 GHz в мазере на свободных электронах с двумерной распределенной обратной связью / А. В. Аржанников, Н. С. Гинзбург, В. Ю. Заславский [и др.]. – Текст : электронный // Письма в Журнал технической физики. – 2013. – Т. 39, вып. 18. – С. 8–16. – URL: <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=20328317>. – Дата публикации: 20.08.2013.
 10. Using two-dimensional distributed feedback for synchronization of radiation from two parallel-sheet electron beams in a Free-Electron Maser / А. V. Arzhannikov, N. S. Ginzburg, P. V. Kalinin [et al.]. – Текст : электронный // Physical Review Letters. – 2016. – Vol. 117, nr 11. – P. 114801. – URL: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.117.114801>. – Дата публикации: 06.09.2016.
 11. Development of powerful long-pulse Bragg FELs operating from sub-THz to THz bands based on linear induction accelerators: recent results and projects / N. Yu. Peskov, N. S. Ginzburg, A. M. Malkin [et al.]. – Текст : электронный // Proceedings of TERA 2018 (Nizhny Novgorod, Russia, 22–25 October 2018). – EDP Sciences, 2018. – P. 01010. – URL: <https://www.epj-conferences>.

- [org/articles/epjconf/pdf/2018/30/epjconf_tera2018_01010.pdf](https://link.springer.com/article/10.1134/S0020441213060195) (дата обращения: 09.06.2022).
12. LIU-2 linear induction accelerator / P. V. Logachev, G. I. Kuznetsov, A. A. Korepanov [et al.]. – Текст : электронный // Instruments and Experimental Techniques. – 2013. – Vol. 56, nr 6. – P. 672–679. – URL: <https://link.springer.com/article/10.1134/S0020441213060195>. – Дата публикации: 29.12.2013.
 13. Results of operating LIA-2 in radiograph mode / D. A. Starostenko, P. V. Logachev, A. V. Akimov [et al.]. – Текст : электронный // Physics of Particles and Nuclei Letters. – 2014. – Vol. 11, nr 5. – P. 660–664. – URL: <https://link.springer.com/article/10.1134/S1547477114050264>. – Дата публикации: 16.09.2014.
 14. Investigation of high current electron beam dynamics in linear induction accelerator for creation of a high-power THz radiation source / D. A. Nikiforov, A. V. Petrenko, S. L. Sinitsky [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation. – 2021. – Vol. 16, nr 11. – P. P11024. – URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/16/11/P11024>. – Дата публикации: 19.11.2021.
 15. High-Current Electron-Beam Transport in the LIA-5 Linear Induction Accelerator / D. A. Nikiforov, M. F. Blinov, V. V. Fedorov [et al.]. – Текст : электронный // Physics of Particles and Nuclei Letters. – 2020. – Vol. 17, nr 2. – P. 197–203. – URL: <https://link.springer.com/article/10.1134/S1547477120020156>. – Дата публикации: 08.04.2020.
 16. Panofsky, W. K. H. Asymptotic Theory of Beam Break-Up in Linear Accelerators / W. K. H. Panofsky, M. Bander. – Текст : электронный // Review of Scientific Instruments. – 1968. – Vol. 39, nr 2. – P. 206–212. – URL: <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1683315>. – Дата публикации: 10.11.2003.
 17. Beam-breakup calculations for the DARHT accelerator / P. Allison, M. J. Burns, G. J. Caporaso, A. G. Cole. – Текст : электронный // Proceedings of the 1991 IEEE Particle Accelerator Conference (San Francisco,

- CA, USA, 6–9 May 1991). – IEEE, 1991. – P. 520–522. – URL: https://accelconf.web.cern.ch/p91/PDF/PAC1991_0520.PDF (дата обращения: 09.06.2022).
18. Ekdahl, C. Electron-Beam Corkscrew Motion in an Advanced Linear Induction Accelerator / C. Ekdahl. – Текст : электронный // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2021. – Vol. 49, nr 11. – P. 3548–3553. – URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=9597472>. – Дата публикации: 01.11.2021.
19. Neil, V. K. Further theoretical studies of the beam breakup instability / V. K. Neil, L. S. Hall, R. K. Cooper. – Текст : электронный // Particle Accelerators. – 1979. – Vol. 9. – P. 213–222. – URL: <https://cds.cern.ch/record/1107964/files/p213.pdf> (дата обращения: 09.06.2022).
20. Electrodynamic system of the linear induction accelerator module / E. S. Sandalov, S. L. Sinitsky, A. V. Burdakov [et al.]. – Текст : электронный // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2021. – Vol. 49, nr 2. – P. 718–728. – URL: <https://ieeexplore.ieee.org/document/9321703>. – Дата публикации: 13.01.2021.
21. Исследование поперечной неустойчивости сильноточного релятивистского электронного пучка в линейном индукционном ускорителе / Е. С. Сандалов, С. Л. Сеницкий, Д. И. Сквородин [и др.]. – Текст : электронный // Сибирский физический журнал. – 2022. – Т. 17, № 1. – С. 5–22. – URL: <https://doi.org/10.25205/2541-9447-2022-17-1-5-22> (дата обращения: 09.06.2022).
22. Исследование инкремента поперечной неустойчивости килоамперного электронного пучка в ЛИУ для его применения в терагерцовом ЛСЭ / Е. С. Сандалов, С. Л. Сеницкий, Д. И. Сквородин [и др.]. – Текст : электронный // Сибирский физический журнал. – 2022. – Т. 17, № 2. – С. 16–29. – URL: <https://doi.org/10.25205/2541-9447-2022-17-2-16-29> (дата обращения: 16.01.2023).
23. Safranek, J. Experimental determination of storage ring optics using orbit response measurements / J. Safranek. – Текст : электронный // Nuclear

- Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 1997. — Vol. 388, nr 1–2. — P. 27–36. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900297003094>. — Дата публикации: 19.05.1998.
24. Hughes, T. P. Three-dimensional calculations for a 4 kA, 3.5 MV, 2 microsecond injector with asymmetric power feed / T. P. Hughes, R. E. Clark, S. S. Yu. — Текст : электронный // Physical Review Special Topics—Accelerators and Beams. — 1999. — Vol. 2, nr 11. — P. 110401. — URL: <https://journals.aps.org/prab/pdf/10.1103/PhysRevSTAB.2.110401>. — Дата публикации: 15.11.1999.
25. Carlsten, B. E. Emittance growth due to radial density variations of an emittance-dominated electron beam in a channel with continuous acceleration and focusing / B. E. Carlsten. — Текст : электронный // Physics of Plasmas. — 1998. — Vol. 5, nr 4. — P. 1148–1161. — URL: <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.872646>. — Дата публикации: 07.10.1998.
26. Carlsten, B. E. Long-term, correlated emittance decrease in intense, high-brightness induction linacs / B. E. Carlsten. — Текст : электронный // Physics of Plasmas. — 1999. — Vol. 6, nr 9. — P. 3615–3632. — URL: <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.873621>. — Дата публикации: 19.08.1999.
27. Observations and simulations of particle-density oscillations in an apertured, space-charge dominated electron beam / S. Bernal, R. A. Kishek, M. Reiser, I. Haber. — Текст : электронный // Proceedings of the 1999 Particle Accelerator Conference (New York, USA, 27 March – 2 April 1999). — IEEE, 1999. — Vol. 3. — P. 1749–1751. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/794247> (дата обращения: 09.06.2022).
28. Lund, S. M. Simulations of beam emittance growth from the collective relaxation of space-charge nonuniformities / S. M. Lund, D. P. Grote, R. C. Davidson. — Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2005. — Vol. 544, nr 1–2. —

- P. 472–480. – URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900205004006>. – Дата публикации: 26.02.2005.
29. Lund, S. M. Emittance Growth from the Thermalization of Space-Charge Nonuniformities / S. M. Lund, J. J. Barnard, E. P. Lee. – Текст : электронный // Proceedings of the XX International Linac Conference (Monterey, CA, USA, 21–25 August 2000). – Cornell University, 2000. – P. 290–292. – URL: <https://accelconf.web.cern.ch/100/papers/MOE11.pdf> (дата обращения: 09.06.2022).
30. Lund, S. M. On the relaxation of semi-Gaussian and K-V beams to thermal equilibrium / S. M. Lund, J. J. Barnard, J. M. Miller. – Текст : электронный // Proceedings of the Particle Accelerator Conference (Dallas, TX, USA, 1–5 May 1995). – IEEE, 1996. – P. 3278–3281. – URL: <https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/505854> (дата обращения: 09.06.2022).
31. Lund, S. M. Stability properties of the transverse envelope equations describing intense ion beam transport / S. M. Lund, B. Bukh. – Текст : электронный // Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams. – 2004. – Vol. 7. – P. 024801. – URL: <https://journals.aps.org/prab/pdf/10.1103/PhysRevSTAB.7.024801>. – Дата публикации: 11.02.2004.
32. Ekdahl, C. Beam envelope stability in an advanced linear induction accelerator / C. Ekdahl. – Текст : электронный // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2021. – Vol. 49, nr 10. – P. 3092–3098. – URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=9546839> (дата обращения: 09.06.2022).
33. Карчинский, И. М. Limitations of proton beam current in a strong focusing linear accelerator associated with the beam space charge / И. М. Карчинский, В. В. Владимирский. – Текст : электронный // Proceedings of the 2nd International Conference on High-Energy Accelerators and Instrumentation (Geneva, Switzerland, 14–19 September 1959). – CERN Document Server, 1959. – P. 274. – URL: <https://inspirehep.net/literature/919865> (дата обращения: 09.06.2022).

34. Kumar, V. A simple formula for emittance growth due to spherical aberration in a solenoid lens / V. Kumar, D. Phadte, C. B. Patidar. – Текст : электронный // Proceedings of the DAE-BRNS Indian particle accelerator conference (New Delhi, India, 15–18 February 2011). — Vienna : IAEA, 2011. — URL: https://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:46019072 (дата обращения: 09.06.2022).
35. Poole, B. Technical report / B. Poole, Y. J. Chen. — Livermore, CA, USA : Lawrence Livermore National Laboratory, 2001. — Текст : электронный. — URL: <https://www.osti.gov/servlets/purl/15005338> (дата обращения: 09.06.2022).
36. Lapostolle, P. M. Possible emittance increase through filamentation due to space charge in continuous beams / P. M. Lapostolle. — Текст : электронный // IEEE Transactions on Nuclear Science. — 1971. — Vol. 18, nr 3. — P. 1101–1104. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/4326292> (дата обращения: 09.06.2022).
37. Nagaitsev, S. Beam emittance calculation in the presence of an axially symmetric magnetic field : technical report / S. Nagaitsev, A. Shemyakin. Batavia, IL, USA : Fermi National Accelerator Laboratory, 2000. — 5 с. — Текст : электронный. — URL: <https://lss.fnal.gov/archive/test-tm/2000/fermilab-tm-2107.pdf> (дата обращения: 27.05.2022).
38. Eurointech : [сайт]. — URL: http://www.eurointech.ru/eda/microwave_design/cst/CST-STUDIO-SUITE.phtml/ (дата обращения: 09.06.2022). — Яз. рус. — Текст : электронный.
39. ASTRA : сайт / DESY. — Hamburg, 1997. — URL: <https://www.desy.de/~mpyflo/> (дата обращения: 24.05.2022). — Яз. англ. — Текст : электронный.
40. The WARP code: modeling high intensity ion beams / D. P. Grote, A. Friedman, J.-L. Vay, I. Haber. — Текст : электронный // AIP Conference Proceedings : Proceedings of the 16th International Workshop on ECR Ion Sources (Berkeley, California, USA, 26–30 September 2004). — American Institute of Physics, 2005. — Vol. 749. — P. 55–58. — URL: <https://>

- [//aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1893366](https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1893366). – Дата публикации: 15.03.2005.
41. MAGIC : [сайт]. – URL: https://www.aetjapan.com/english/software.php?EM_charged_particles=MAGIC (дата обращения: 09.06.2022). – Яз. англ. – Текст : электронный.
 42. EGUN : [сайт]. – URL: <http://egun-igun.com/> (дата обращения: 09.06.2022). – Яз. англ. – Текст : электронный.
 43. LSP Code : [сайт]. – URL: <https://pcrf.princeton.edu/capabilities/modeling-tools-and-computer-codes/lsp-code/> (дата обращения: 09.06.2022). – Яз. англ. – Текст : электронный.
 44. User's manual for code KARAT / V. P. Tarakanov. – Текст : электронный // МФТИ : [официальный сайт]. – Раздел сайта «Лаборатория нанооптики и плазмоники». – URL: https://mipt.ru/en/science/labs/nano/staff/tarakanov_ru.php (дата обращения: 09.06.2022).
 45. Tiunov, M. A. Beam – 2D-code package for simulation of high perveance beam dynamics in long systems / M. A. Tiunov. – (Preprint Budker INP 98-78). – Новосибирск : ИЯФ СО РАН, 1998. – 17 с. – Текст : электронный. – URL: https://www.inp.nsk.su/images/preprint/1998_078.pdf (дата обращения: 09.06.2022).
 46. Genoni, T. C. Improved envelope and centroid equations for high current beams / T. C. Genoni, T. P. Hughes, C. H. Thoma. – Текст : электронный // AIP Conference Proceedings : Proceedings of the 14th International Conference on High-Power Particle Beams (Albuquerque, New Mexico, USA, 23–28 June 2002). – Vol. 650. – P. 463–466. – URL: <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1530897>. – Дата публикации: 17.12.2002.
 47. Hughes, T. P. Beam injector and transport calculations for ITS / T. P. Hughes, D. C. Moir, P. W. Allison. – Текст : электронный // Proceedings of the Particle Accelerator Conference (Dallas, TX, USA, 1–5 May 1995). – IEEE, 1996. – P. 1207–1209. – URL: <https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/505175> (дата обращения: 09.06.2022).

48. KENV : [сайт]. – URL: <https://github.com/fuodorov/kenv/> (дата обращения: 09.06.2022). – Яз. англ. – Текст : электронный.
49. Ivanov, A. ULTRASAM-2D code for simulation of electron guns with ultra high precision / A. Ivanov, M. Tiunov. – Текст : электронный // Proceedings of EPAC 2002 (Paris, France, 3–7 June 2002). – EPS-IGA, CERN, 2002. – P. 1634–1636. – URL: <https://accelconf.web.cern.ch/e02/papers/wepri050.pdf> (дата обращения: 09.06.2022).
50. Эволюция эмиттанса пучка в линейном индукционном ускорителе с дискретной фокусирующей системой / Д. А. Никифоров, А. В. Иванов, С. Л. Сеницкий [и др.]. – Текст : непосредственный // Сибирский физический журнал. – 2022. – Т. 17, № 4. – С. 31–44.
51. Reiser, M. Theory and design of charged particle beams : монография / M. Reiser. – New York : John Wiley & Sons, 2008. – 674 p. – ISBN 9783527407415. – Текст : непосредственный.
52. Wu, Y. H. Unfolding electron beam parameters using spot size measurement from magnet scan / Y. H. Wu, Y.-J. Chen, J. Ellsworth. – Текст : электронный // Proceedings of the 2016 North American Particle Accelerator Conference (Chicago, IL, USA, 9–12 October 2016). – IEEE, 2016. – URL: <https://accelconf.web.cern.ch/napac2016/papers/tupob25.pdf> (дата обращения: 09.06.2022).
53. Deap : [сайт]. – URL: <https://deap.readthedocs.io/en/master/> (дата обращения: 09.06.2022). – Яз. англ. – Текст : электронный.
54. Observation of the Dynamics of a Focal Spot Using a Long-Pulse Linear Induction Accelerator / Yu. A. Trunev, D. I. Skovorodin, A. V. Burdakov [et al.]. – Текст : электронный // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2020. – Vol. 48, nr 6. – P. 2125–2131. – URL: <https://ieeexplore.ieee.org/document/9093839>. – Дата публикации: 14.05.2020.
55. Borland, M. Elegant: A Flexible SDDS-Compliant Code for Accelerator Simulation / M. Borland. – Текст : электронный // Proceedings of the 6th International Computational Accelerator Physics Conference (Darmstadt, Germany, 11–14 September 2000). – INSPIRE, 2000. – URL: <https://>

[//www.aps.anl.gov/files/APS-sync/lnotes/files/APS_1418218.pdf](http://www.aps.anl.gov/files/APS-sync/lnotes/files/APS_1418218.pdf)
(дата обращения: 09.06.2022).

56. Лекции по электронной оптике для ускорительных физиков : [сайт]. – URL: <https://star.inp.nsk.su/~telnov/accel/refs/Elopt24.pdf> (дата обращения: 09.06.2022). – Яз. рус. – Текст : электронный.
57. Исследование динамики сильноточного РЭП, генерируемого в ЛИУ, для применения в качестве драйвера в терагерцовом ЛСЭ / Д. А. Никифоров, С. Л. Синецкий, Е. С. Сандалов [и др.]. – Текст : электронный // Тезисы докладов XII Всероссийского семинара по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн (Нижний Новгород, 28 февраля – 4 марта 2022 года). – Нижний Новгород, 2022. – С. 96–97. – URL: <https://clck.ru/33mebn> (дата обращения: 09.06.2022).
58. Chung, Y. Closed orbit correction using singular value decomposition of the response matrix / Y. Chung, G. Decker, K. Evans. – Текст : электронный // Proceedings of the International Conference on Particle Accelerators (Washington, DC, USA, 17–20 May 1993). – IEEE, 1993. — P. 2263–2265. – URL: <https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/309289> (дата обращения: 09.06.2022).
59. Моделирование и исследование динамики пучка в мощном линейном индукционном ускорителе ЛИУ-20 / Д. А. Никифоров, А. В. Петренко, Г. И. Кузнецов [и др.]. – Текст : непосредственный // Тезисы докладов научно-технической конференции «Ядерные и электрофизические установки – источники мощных ионизирующих излучений» (Снежинск, 15–18 июня 2021 года). – Снежинск : РФЯЦ – ВНИИТФ, 2021. – С. 26–27.
60. Studies on Electron Beam Transport in a Linear Induction Accelerator for Free Electron Laser Application / E. S. Sandalov, S. L. Sinitsky, D. I. Skovorodin [et al.]. – Текст : электронный // Proceedings of the 2021 IEEE International Conference on Plasma Science (ICOPS) (Lake Tahoe, NV, 12–16 September 2021). – New York : IEEE, 2021. – URL: <https://ieeexplore.ieee.org/document/9588436>. – Дата публикации: 08.11.2021.

61. Theoretical and Experimental Studies on Compression and Transport of an Intense Electron Beam in the Channel of sub-mm FEL / E. S. Sandalov, S. L. Sinitsky, D. A. Nikiforov [et al.]. – Текст : электронный // Proceedings of the 2021 46th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz) (Chengdu, China, 29 August – 3 September 2021). – New York : IEEE, 2021. – P. 518–519. – URL: <https://ieeexplore.ieee.org/document/9567073>. – Дата публикации: 20.10.2021.

Список иллюстративных материалов

1.1	Схематичная модель инжектора ЛИУ: 1 — катодный узел, 2 — ускорительная трубка, 3 — первая из трех магнитных линз . . .	16
1.2	Схема линейного ускорителя с энергией до 5 МэВ и транспортных каналов-прототипов	17
1.3	Общая схема ускорительного комплекса ЛИУ: А — инжектор и линейный ускоритель, В — начальная часть канала транспортировки, С — финальная часть канала транспортировки	18
1.4	1 — сердечник индуктора, 2 — первичная обмотка, 3 — экранирующие электроды, 4 — ускоряющая трубка и 5 — магнитная линза	20
1.5	Схема длинного ускоряющего модуля	20
1.6	(а) Трехмерная модель датчика переходного излучения: 1 — смотровое вакуумное окно, 2 — детектирующий экран, 3 — вакуумный ввод на магнитной подвеске и (б) отпечаток пучка с током 1 кА на датчике переходного излучения	21
1.7	Формы высоковольтных сигналов, полученные с делителей напряжения в ускоряющих модулях: А — формы высоковольтных сигналов с делителей напряжения, В — суммарные сигналы после каждых пяти ускоряющих модулей .	22
1.8	А — общий вид импульсной магнитной линзы, установленной в тракте линейного ускорителя. В — нормированное распределение магнитного поля на оси линзы	23
1.9	Вид двухкоординатного рамочного дипольного корректора . . .	23
1.10	Квадрупольная линза на стенде магнитных измерений. В апертуре установлен вращающийся вал с измерительной катушкой	24
1.11	Градиент магнитного поля вдоль оси квадрупольной линзы при токе питания 30 А	25

1.12 Слева — шихтованный дипольный магнит, установленный на стенде магнитных измерений. Справа — зависимость вертикального магнитного поля поворотного магнита от продольной координаты при токе 10 А	25
1.13 Фотография септум-магнита	26
1.14 Трехмерная модель линзы: синим цветом показана вакуумная камера из нержавеющей стали, зеленым — экран линзы, выполненный из стали 10, красным — медные витки	26
1.15 (А) — нормированное измеренное распределение продольного магнитного поля на оси линзы финального фокуса. (В) — фотография линзы на стенде магнитных измерений	27
2.1 Конечный размер пучка на входе в секцию транспортировки ЛСЭ как функция начального радиуса пучка на входе в финальную линзу для разного энергетического разброса в пучке: А — $\pm 0.5\%$, В — $\pm 1.0\%$, С — $\pm 1.5\%$, D — $\pm 2.0\%$. Вклад в размер пучка от эмиттанса пучка, хроматической аберрации и сферической аберрации финальной линзы показан разными цветами	30
2.2 а — Эволюция эмиттанса в системе формирования пучка ЛИУ (черная сплошная линия). б — характерные поперечные профили плотности тока в точках А,В,С	40
2.3 Результаты расчета динамики модельного пучка в коде KENV. Верхний рисунок: рассчитанная огибающая пучка (синяя и зеленая линии) и энергия электронов (красная линия) вдоль ускорителя и транспортного FODO канала. Нижний рисунок: распределения ускоряющего электрического поля (красная линия), фокусирующего магнитного поля аксиальных линз в ускорителе (синяя линия) и градиента квадрупольных линз в транспортном канале (зеленая линия)	42
2.4 Эмиттанс пучка (черная линия) и огибающая пучка, рассчитанная в коде BEAM (зеленая линия), в сравнении с К — В огибающей (синяя линия) в зависимости от продольной координаты [50]	43

- 2.5 Моделирование фокусировки пучка с энергией 2 МэВ и различными значениями тока. Пунктирными линиями показано поведение эмиттанса пучка в зависимости от величины тока пучка, сплошными линиями соответствующего цвета — поведение огибающих пучка. В нижней части картинки приведены распределения плотности тока пучка с полным током 2 кА до (точка А) и после фокусировки (точка В) 45
- 2.6 Слева показан фазовый портрет пучка с током 2 кА и энергией 2 МэВ после движения в пустом промежутке длиной 1 м для разных начальных коэффициентов нелинейности C . Справа приведены начальные профили плотности тока 49
- 2.7 Поведение эмиттанса пучка в ускорителе для существующей оптики пушки (черная кривая) и для модифицированной оптики пушки (красная кривая). Фазовые портреты пучка на расстоянии 45 м от катода (вертикальная зеленая линия) для существующей оптики пушки (В) и для оптимизированной оптики пушки (А) 50
- 3.1 Сравнение огибающих, рассчитанных с помощью кодов KENV, ASTRA, UltraSAM в 15-метровом ускорительном тракте линейного ускорителя с энергией до 5 МэВ 53
- 3.2 Точка измерения эмиттанса пучка на выходе линейного ускорителя с энергией до 5 МэВ 54
- 3.3 Отпечаток пучка на люминофоре после квадрупольной линзы . 55
- 3.4 Восстановленная огибающая и магнитное поле $B_z(z)$ для 1-го и 100-го поколений соответственно (слева), сравнение результатов моделирования с экспериментом (справа) для тока 1.5 кА 56
- 3.5 Структура секции согласования инжекции в боковой канал: 1 — дублет квадрупольных линз, 2 — согласующая квадрупольная линза, 3 — септум-магнит, 4 — кикер 57

- 3.6 Оптические функции опытного поворотного канала пучка, состоящего из 24-градусного септум-магнита, 13 квадрупольных линз, двух 12-градусных дипольных магнитов и линзы финального фокуса. А — бета функция, В — дисперсионная функция, С — производная дисперсионной функции 59
- 3.7 Поведение фазовых портретов фракций пучка с разными значениями энергии в точке фокуса финальной линзы 60
- 3.8 Оптические функции ахроматичного параллельного переноса пучка по горизонтали 61
- 3.9 Результаты расчета динамики модельного пучка в коде KENV. (А) — рассчитанная огибающая пучка (синяя и зеленая линии) и энергия электронов (красная линия) вдоль ускорителя и транспортного FODO канала. (В) — распределения ускоряющего электрического поля (красная линия), фокусирующего магнитного поля аксиальных линз в ускорителе (синяя линия) и градиента квадрупольных линз в транспортном канале (зеленая линия) 63
- 3.10 Измерение эмиттанса пучка методом сканирования фокусирующей соленоидальной линзы. А - типичные изображения пучка на фоне расчетного размера, обозначенного пунктирной линией. В - график размера пучка в сравнении с данными модели: сплошная линия соответствует значению нормализованного эмиттанса $\epsilon_{ny} = 1150 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$, а закрашенной областью показан интервал модельных данных при вариации эмиттанса на $\pm 20\%$ 64
- 3.11 Измерение эмиттанса пучка методом сканирования фокусирующей квадрупольной линзы. А — типичные изображения пучка. В — график размера пучка в сравнении с данными модели: сплошная линия соответствует значению нормализованного эмиттанса $\epsilon_{ny} = 550 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$ 65
- 3.12 Восстановленные сигналы датчиков положения пучка в начале и конце ускорительного комплекса 66

3.13	Фотография измерительной пластины после взаимодействия с пучком	67
3.14	Пример отклика орбиты на одном из датчиков положения пучка	69
3.15	Пример измеренной матрицы откликов на ускорительном комплексе ЛИУ	70
3.16	Положения центра масс пучка в ДПП до коррекции (слева) и после коррекции (справа)	70
3.17	В верхней части представлена схема эксперимента по компрессии пучка, включающая в себя следующие элементы: 1 — 30-й ускоряющий модуль, 2 — согласующая импульсная магнитная линза, 3 - датчик переходного излучения, 4 — дипольные корректоры, 5 — датчики положения пучка, 6 — вакуумная камера ондулятора, 7 — длинный импульсный соленоид, 8 — могильник пучка. В нижней части приведена огибающая пучка в системе компрессии, рассчитанная в программе WARP, и изображение пучка на датчике переходного излучения на входе в систему компрессии	72
3.18	Сигналы с датчиков положения пучка. Справа — до системы компрессии, слева — после системы компрессии	73
3.19	Схема расположения датчика положения пучка и двух ближайших к нему ускорительных модулей	74
3.20	Формы высоковольтных сигналов (А, D), суммарные сигналы для 30 ускоряющих модулей (В, Е) и соответствующие энергетические спектры для режима с энергией 5 МэВ (С) и для режима с энергией 11.5 МэВ (F)	75