Министерство науки и высшего образования Российской Федерации Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования

«Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

На правах рукописи

Полозов Сергей Маркович

Нелинейная динамика пучков ионов и электронов в линейных ускорителях

Специальность 01.04.20 – Физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника

Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

Tuest

Москва, 2019

Содержание

| Введение | 5 |
|---|-----|
| 1. Аналитические методы исследования динамики пучка в | |
| линейных ускорителях | 32 |
| 1.1 Использование гладкого приближения для анализа | |
| параметров линейных ускорителей | 33 |
| 1.2. Использование матричных методов для исследования | |
| динамики пучка в ускорителях, построенных по | |
| модульному принципу, и определения их основных | |
| параметров | 47 |
| 1.3. Анализ и сравнение динамики в гладком приближении | |
| для ускорителей с пространственно-однородной | |
| квадрупольной фокусировкой и аксиально-симметричной | |
| высокочастотной фокусировкой | 51 |
| 1.4. Анализ динамики пучка в гладком приближении в | |
| линейных ондуляторных ускорителях | 58 |
| 1.5. Анализ динамики пучка в гладком приближении для | |
| ускорителей ионов, построенных по модульному принципу, | |
| на примере ускорителя-драйвера протонного пучка | 87 |
| 2. Численные методы, алгоритмы и программа BEAMDULAC | |
| для исследования динамики пучков заряженных частиц | 97 |
| 2.1. Общее описание и возможности программы | |
| BEAMDULAC | 97 |
| 2.2. Учет квазистатической компоненты собственного поля | |
| пучка | 110 |
| 2.3. Нагрузка током в линейных резонансных ускорителях | 114 |
| 2.4. Алгоритмы и особенности моделирования динамики | |
| пучка в «реальном поле», заданном на сетке | 123 |

| 2.5. Алгоритм и численные методы для учета кулоновской | |
|--|-----|
| компоненты собственного поля для пучка ионов с разными | |
| отношениями заряда к массе | 129 |
| 2.6. Метод и алгоритм для анализа влияния | |
| конструкционных погрешностей на динамику пучка | 132 |
| 3. Исследование динамики пучков в линейных ускорителях | |
| ИОНОВ | 136 |
| 3.1. Динамика ионных пучков в линейных ондуляторных | |
| ускорителях | 136 |
| 3.2. Разработка нового форинжектора для ускорительного | |
| комплекса «Нуклотрон»-NICA ОИЯИ | 144 |
| 3.3. Динамика пучка в структурах с ПОКФ, | |
| предназначенных для работы в непрерывном режиме | 160 |
| 3.4. Исследование динамики пучка в ускорителях, | |
| построенных по модульному принципу | 169 |
| 3.5 Возможность нейтрализации влияния объемного заряда | |
| в ускорителях протонов и ионов | 186 |
| 3.6. Использование электростатических ондуляторов в | |
| каналах транспортировки низкоэнергетических ленточных | |
| ионных пучков | 199 |
| 4. Исследование динамики пучков в линейных ускорителях | |
| электронов | 209 |
| 4.1. Динамика в ЛУЭ-200 ОИЯИ: проверка возможностей | |
| программы BEAMDULAC-BL и возможность улучшения | |
| параметров ускорителя | 209 |
| 4.2. Исследование динамики пучка в промышленном | |
| ускорителе электронов на энергию 10 МэВ и среднюю | |
| мощность до 20 кВт, разработка ускорителя и результаты | |
| запуска | 227 |

| 4.3. Модификации ускорителя электронов на | |
|--|-----|
| 10 МэВ / 20 кВт для различных прикладных задач | 241 |
| 4.4. Разработка и проектирование линейного ускорителя | |
| электронов на энергию 2 МэВ и среднюю мощность пучка | |
| около 2 кВт | 250 |
| 4.5. Особенности численного моделирования динамики | |
| пучка в фотопушках | 256 |
| 4.6. Численное моделирование динамики пучка в новом | |
| инжекторе для лептонной версии CERN Future Circular | |
| Collider | 264 |
| 5. Динамика электронов в кристаллах и плазменных каналах | 276 |
| 5.1. Программа BEAMDULAC-CR для исследования | |
| излучения электронов при каналировании в кристаллах | 276 |
| 5.2. Динамика электронов в плазменных каналах и способы | |
| уменьшения энергетического разброса и повышения | |
| коэффициента захвата при ускорении в плазме | 290 |
| Заключение | 316 |
| Список использованных источников | 322 |
| Приложение: акты о внедрении результатов диссертации | |
| в ОИЯИ, ГНЦ РФ ИТЭФ НИЦ «Курчатовский институт» и | |
| НПП «Корад» | 357 |

Введение

Актуальность диссертации.

В настоящее время ускорители заряженных частиц. кроме традиционной области применения качестве инструмента В ДЛЯ исследований по физике высоких энергий и физике частиц, получают все большее распространение в качестве источников различных типов излучения (рентгеновского, в том числе квазимонохроматического, бетаизлучения, излучения терагерцового диапазона, интенсивных пучков протонов и потоков нейтронов и т.д.) для решения различных прикладных задач. Для ряда научных и прикладных задач требуются не только пучки с высокой импульсной и/или средней интенсивностью, но и пучки с высокой яркостью. Во многом качество пучка, доступного для эксперимента, определяется параметрами линейного ускорителя-инжектора или драйвера.

Традиционной задачей для линейных ускорителей электронов и ИОНОВ является инжекция пучка В коллайдеры И источники синхротронного излучения. Наибольшие интенсивности протонных пучков получены линейных ускорителях-инжекторах В для коллайдеров TEVATRON (FNAL, CША, [1]) и LHC (LINAC-4, CERN, [2]), а также для протонной фабрики J-PARC (КЕК, Япония, [3 – 4]). Для источников нейтронов на основе реакции скалывания (Spallation Neutron Source: LANSE, LANL, CIIIA; ISIS, Великобритания; SNS, ORNL, CIIIA; ESS, Лунд, Швеция; ChiniseSNS, КНР и др. [5 - 13]) пучки протонов имеют как высокую пиковую интенсивность (до 100 мА в импульсе), так и большой средний ток пучка, равный 1-3 мА. Относительно новой задачей является создание линейных ускорителей-драйверов интенсивных пучков ионов для «тяжелоионных фабрик»: Spiral-2, GANIL, Франция; ISAC-II, TRIUMF, Канада; FRIB, Мичиганский университет, США; HIRFL, HIAF, IMP, Ланчжоу, КНР; DERICA, ОИЯИ [14 – 18].

Отдельную новую группу линейных ускорителей протонов представляют собой драйверы пучков для подкритических электроядерных установок, Accelerator Driven System, ADS: TRASCO, LNL INFN, проект Европейского Союза; MYRRHA, ET-ADS и EFIT – проекты по программе EUROTRANS Европейского Союза; CADS, КНР и другие [19 – 26]. В таких ускорителях ток пучка невелик по сравнению с SNS и составляет 1-10 мА. Однако основной сложностью здесь является работа в непрерывном режиме. Новая задача для линейных ускорителей протонов и дейтронов – имитация нейтронных потоков, возникающих при работе ядерного реактора, и изучение процессов, происходящих в материалах под действием нейтронного облучения. Основными проектами в этой области в настоящее время являются совместные проекты Европейского Союза и Японии IFMIF и IFMIF-EVEDA [27 – 28].

Проводятся также работы по созданию интенсивных линейных ускорителей протонов прикладного назначения для борнейтронзахватной терапии (БНЗТ), производства радиоизотопов медицинского назначения, а также многофункциональных ускорителей, на которых возможно было бы проведение экспериментов и промышленное производство с использованием пучков протонов, дейтронов и потоков нейтронов.

Долгое время качеству пучка в линейных электронных ускорителяхинжекторах для коллайдеров и источников синхротронного излучения не уделялось должного внимания. Это было связано, по всей видимости, с тем, что такие комплексы обычно включали в себя линейный ускоритель на энергию в несколько сотен МэВ и быстроциклирующий синхротрон (бустер) и качество пучка в основном накопителе определялось свойствами его оптической структуры. Качество пучка в линейном ускорителе влияло только на эффективность инжекции. В настоящее время ситуация меняется, так как растут требования к интенсивности инжектируемого пучка и, следовательно, большее внимание должно уделяться вопросам его формирования, контроля энергетическим спектром, фазовой за

(геометрической) протяженностью сгустка и поперечным эмиттансом. Для коллайдеров из-за проблем, связанных с необходимостью эффективной поперечной фокусировки в бустере, энергия инжекции повышается до нескольких ГэВ (см. инжектор для Super-KEKB, KEK, Япония [29], и проект нового инжектора для Будущего циклического коллайдера CERN FCC-ее [30 – 35]). Для источников синхротронного излучения идея инжекции из линейного ускорителя при полной энергии (top-up injection) в настоящее время реализована в установке MAX-IV, Лунд, Швеция [36 – 37]. В двух источниках излучения на основе линейных укорителей SACLA, Япония [38 – 39] и PAL-FEL, Республика Корея [40 – 41] в качестве источника электронов используется СВЧ-пушка с термокатодом, а не фотопушка, как в классических рентгеновских лазерах на свободных электронах (ЛСЭ, X-FEL). В ходе модернизации синхротронных источников Spring-8 и PLS планируется реализовать top-up инжекцию от действующих линейных ускорителей, исключив из схемы бустерные синхротроны. Это позволит модернизировать источники ДО 4-го поколения, уменьшив величину поперечного эмиттанса до значений порядка 100 пм рад. Схема с top-up линейным ускорителем также предполагается для проекта Российского специализированного источника синхротронного излучения ИССИ-4 [42].

Существенные проблемы при проектировании и моделировании динамики пучков электронов возникают для линейных ускорителей с фотопушками. Эти установки можно разбить на две группы. К первой можно отнести линейные ускорители на энергию от 1 до 17 ГэВ, используемые в качестве драйверов пучка для лазеров на свободных электронах, в том числе рентгеновских: European-XFEL и FLASH, DESY, Гамбург, Германия; Swiss-FEL, Институт Пауля Шерера, Швейцария, и другие установки [43 – 45]. Ко второй группе относятся так называемые компактные лазеры на свободных электронах, Compact-XFEL [46 – 49]. Несмотря на то, что заряд в сгустке в таких ускорителях относительно

невелик и составляет от десятков пКл до единиц нКл, из-за короткой длительности сгустка (100 фс – 10 пс) плотность тока в таких пушках очень велика. В ходе численного моделирования для DESY-PITZ [50 – 52] и CERN FCC-ее [34 – 35] и эксперимента на PITZ было показано, что принятые в настоящее время одночастичные модели фотоэмиссии (см., например, [53]) не работают для сгустков с зарядом 1 нКл и более при длительности сгустка 1-10 пс.

Важную роль играет качество пучка и в линейных резонансных ускорителях электронов прикладного назначения, предназначенных для различных технологических процессов, происходящих под действием бета- и гамма-облучения (радиационная стерилизация, модификация полимеров, модификация поверхности и т.д.). Для таких ускорителей эффективность в основном определяется высокочастотным и полным КПД, спектром пучка, стабильностью работы установки. В этом случае также необходима оптимизация параметров ускорителя на стадии проектирования.

Таким образом, в настоящее время приходится говорить не только о пучках высокой интенсивности, но и пучках высокой яркости в линейных ускорителях. В общем случае критерием оценки интенсивности пучка и необходимости учета влияния объемного заряда следует считать фазовую плотность пучка в шестимерном фазовом пространстве. Например, для современных ускорителей протонов на энергию в несколько МэВ достигнуты токи в единицы-десятки мА. Число протонов в сгустке в этом случае может быть оценено (для длины волны ускоряющего поля 1 м, ток 10 мА) как ~5·10⁸ p⁺/сгусток. При этом поперечный эмиттанс по порядку величины обычно составляет 1 мм·мрад, а фазовая протяженность сгустка равна 30-60 градусов, что дает длину сгустка 3-6 мм. Плотность частиц составит в этом случае порядка 10^8 p⁺/мм³. Для тяжелых ионов достигнутые токи пучка составляют десятки-сотни мкА при отношении атомного веса иона к атомному номеру *A*/*Z*=3-8. Число ионов в этом случае

составит ~5·10⁶ ионов/сгусток, но при умножении на A/Z дает уже ~4.10⁷ зарядов/сгусток или, с учетом меньшей скорости тяжелых ионов в линейных ускорителях, те же $10^7 - 10^8 (A/Z)/\text{мм}^3$. Для пучков электронов в высокочастотных ускорителях на стоячей или бегущей волне при рабочей частоте ускоряющего СВЧ поля 3 ГГц токи пучка составляют 0,1-1,0 А, а поперечный эмиттанс пучка при энергии 1-10 МэВ примерно равен 1 мм мрад. Число электронов в сгустке в этом случае составит 10⁸-10⁹ е⁻/сгусток, геометрическая длина сгустка обычно не превышает 1 см. Эти значения дают оценку 10^7 - 10^8 е⁻/мм³. Самую большую сложность плотности заряда для сгустков электронов, представляет оценка генерируемых на фотокатодах. Заряд в сгустке в этом случае может находиться в очень широком диапазоне от десятков пКл до единиц нКл, то есть 10⁸-10¹⁰ е⁻/сгусток. При длительности импульса от 100 фс до нескольких пс это дает диапазон пикового тока пучка от десятков ампер до 1 кА. Для пКл сгустков поперечный эмиттанс составляет не более 0,1 мм мрад, для нКл составляет порядка 10 мм мрад. Таким образом, фотокатода составит электронов В сгустке В случае плотность 10⁹-10¹² е⁻/мм³ и такие сгустки будут наиболее интенсивными. Это можно было бы оценить и исходя из определения яркости пучка:

$$\boldsymbol{B} = \frac{I}{\boldsymbol{\mathcal{Y}}_{\boldsymbol{x}}\boldsymbol{\mathcal{Y}}_{\boldsymbol{y}}}.$$

Таким образом, нижняя оценка плотности частиц в сгустке, при которой необходимо объемного заряда учитывать влияние при исследовании динамики пучка, быть может оценена как 10' зарядов/сгусток. Эта величина, как видно из приведенных выше оценок, характерна для практически всех современных ускорителей электронов и ионов как научного, так и прикладного назначения.

Отдельную сложность представляет исследование динамики в случае, когда влияние квазистатической (кулоновской) компоненты собственного поля пучка может быть снижено за счет использования пучков со специальной формой поперечного сечения пучка: ленточного или трубчатого. Ленточные пучки достаточно давно генерируются в ионных источниках, используемых для имплантации в полупроводники. В 1980-1990х годах Э.С. Масуновым было предложено несколько типов ускорителей ленточных пучков [54 – 56], динамика которых была рассмотрена в работах [56 – 64].

3a последние десятилетия подход К построению линейных ускорителей ионов на высокие энергии претерпел существенные изменения. С развитием новых типов ускоряющих резонаторов, прежде сверхпроводящих, появилась необходимость всего отказа OT непрерывного соблюдения условия синхронизма пучка с ускоряющим полем, то есть наличия в пучке так называемой синхронной частицы, скорость которой в любой момент совпадает с фазовой скоростью волны ускоряющего поля. При использовании коротких, независимо фазируемых резонаторов, число ускоряющих зазоров в которых редко превышает пять, для снижения стоимости ускорителя необходимо сделать резонаторы одинаковыми или разбить весь ускоритель на несколько групп идентичных резонаторов. В таком случае постоянное выполнение условия синхронизма уже не может быть обеспечено и сгусток, помимо фазовых колебаний, будет скользить по фазам как целое. Стандартные аналитические подходы к исследованию динамики пучка в этом случае уже неприменимы и необходима разработка новых аналитических и численных методов.

Также исследование динамики заряженных частиц необходимо проводить для ряда нестандартных систем, активно изучаемых в последние 10-20 лет и предназначенных как для ускорения, так и для генерации излучения различных диапазонов. К ним можно отнести движение заряженных частиц в каналах лазерно-плазменных ускорителей,

кристаллах, волноводах, заполненных диэлектриком, черенковских замедляющих системах. В таких системах интенсивность пучков обычно невелика и влиянием его собственных полей можно пренебречь. Однако нестандартные параметры перечисленных каналов требуют нестандартных методов и алгоритмов при исследовании динамики даже в одночастичном приближении.

При исследовании динамики пучка в линейных ускорителях необходимо учитывать влияние эффектов объемного заряда. Собственное поле пучка можно условно разделить на две составляющие: электростатическое поле (кулоновская составляющая), поле излучения и эффект «нагрузки током». В результате динамика частиц в ускорителе будет зависеть не только от величины внешнего поля высокочастотного генератора, но и от поля, создаваемого самим пучком. Как правило при моделировании в зависимости от задачи учитывают только одну из составляющих. Так, для нормально проводящих ускорителей протонов и ионов энергия, отобранная пучком из резонатора, обычно много меньше запасенной, нагрузка током оказывает незначительное влияние на динамику и может быть легко оценена простыми аналитическими соотношениями. При ЭТОМ влияние кулоновского поля играет определяющую роль для динамики пучка при низких энергиях. Для ускорителей электронов наоборот нагрузка током существенна, а влияние быстрого кулоновского поля мало из-за достижения пучком квазирелятивистских скоростей.

Эффект нагрузки током состоит в том, что с повышением тока ускоряемого пучка растет отбираемая пучком доля запасенной в ускоряющей структуре энергии, что может приводить к значительному снижению амплитуды ускоряющего поля. Увеличивается и величина высокочастотного поля, наведенного частицами в резонансной ускоряющей системе, причем генерация собственного поля происходит во всех полосах пропускания резонансной системы. Наведенное пучком в

ускоряющей структуре высокочастотное поле в общем случае зависит от скорости частиц, формы и длительности токового импульса, то есть от динамики частиц пучка. Квазистатическая (кулоновская) компонента собственного поля также зависит ОТ динамически меняющегося распределения частиц в пучке. Таким образом, для более точного расчета динамических характеристик пучка следует решать уравнения движения частиц совместно с уравнениями Максвелла (или другими уравнениями, в частных случаях описывающими собственные поля пучка, например, уравнением возбуждения или уравнением Пуассона), т.е. учитывать собственные поля самосогласованным образом.

Наибольший вклад в разработку аналитических и численных динамики пучков в линейных ускорителях методов исследования внесли отечественные электронов И ИОНОВ ученые, сотрудники Московского инженерно-физического института, Института теоретической и экспериментальной физики, Института физики высоких энергий, Харьковского физико-технического института, Объединенного института исследований, Московского радиотехнического института, ядерных Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, НИИ Электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова, Санкт-Петербургского государственного университета. Работы по динамике пучка часто проводись параллельно с развитием теории ускорителей, разработкой новых методов ускорения и фокусировки и новых типов укоряющих структур. Необходимо отметить вклад в разработку методов исследования динамики пучка в линейных ускорителях, который внесли А.В. Агафонов, Н.И. Айзацкий, В.Н. Асеев, В.К. Баев, А.И. Балабин, Ю.К. Батыгин, Б.И. Бондарев, Ю.А. Буданов, Н.Е. Виноградов, С.В. Виноградов, В.В. Владимирский, А.Д. Власов, В.Д. Данилов, О.И. Дривотин, А.П. Дуркин, В.С. Дюбков, Ю.В. Зуев, И.М. Капчинский, А.А. Коломенский, В.В. Капин. А.А. Коломиец, Г.Н. Кропачев, В.В. Кушин, А.Н. Лебедев, Ю.К. Майоров, Э.С. Масунов, С.А. Минаев, Б.П. Мурин, А.В. Нестерович, Д.А. Овсянников,

А.Д. Овсянников, П.Н. Остроумов, Э.А. Перельштейн, С.В. Плотников, В.И. А.С. Рошаль, Ращиков, А.В. Самошин, В.П. Саранцев, Ю.А. Свистунов, В.А. Тепляков, В.С. Ткалич, Я.Б. Файнберг, Н.А. Хижняк, С.Г. Ярамышев и другие [54 – 55, 57, 63 – 140]. Среди зарубежных работ необходимо выделить работы М. Гуда, Д. Блюэтта, Й. Штрукмаера, И. Хоффмана, П. Лапостоля, Л. Смита, Х. Хирокавы, П. Вильсона, Дж. Свенсона, К. Флоттмана, Ж.-М. Лангьеля, Р. Дюперье, А. Шемппа, У. Ратцингера, Н. Пичоффа, К.Р. Крендалла, Л. Ринолффи, Ж.-К. Гадо, К. Ойде, В. Барта, К. Прайора, Р. Джемисона, М. Феррарио, Ф. Форрестера, Т. Вейланда [141 – 163].

Аналитическое исследование динамики пучка изначально проводилось с использованием Гамильтонова формализма: записывался полный дифференциал уравнения движения в системе, связанной с синхронной частицей, и находился Гамильтониан системы «пучок-волна», то есть ее полная энергия. Такой подход эффективен при исследовании динамики для пучка с адиабатически меняющимся распределением частиц (Гауссовым, распределением Капчинского-Владимирского), но не позволяет учитывать влияние быстрых осцилляций высокочастотного поля на динамику и, что особенно важно, точно учитывать собственное поле пучка для произвольной функции распределения частиц в фазовом пространстве. Фактически, при таком подходе рассматривается движение частиц в потенциальной яме, положение устойчивого равновесия которой соответствует синхронной частице.

Матричный подход, при котором каждый элемент структуры (ускоряющий зазор или резонатор, фокусирующий магнит и т.д.) представляется в виде матрицы, применим только в случае, когда изменение скорости частицы для каждого элемента структуры является малой величиной.

Развитие Гамильтонова подхода в последние 20-30 лет связано с совершенствованием методов усреднения уравнения движения по

быстрым осцилляциям. В классических работах Б. Ван-дер-Поля, Н.Н. Боголюбова, Ю.А. Митропольского, А.В. Гапонова, М.А. Миллера [164 – 167] параметром усреднения является отношение быстро осциллирующей компоненты координаты к медленно меняющейся. Малость являлась необходимым критерием для ЭТОГО отношения возможности использования метода усреднения. Позднее в работах Э.С. Масунова было показано, что данное условие является достаточным, но не является необходимым [168]. Необходимым условием является отношения быстро осциллирующей компоненты скорости малость частицы к медленно меняющейся. Это позволило распространить Гамильтонов подход на случаи, когда в системе отсутствует синхронная с волной частица, например для случая ускорения на волне биения или при наличии скольжения по фазе для сгустка в целом.

Изначально методы численного моделирования динамики частиц в ускоряющих структурах с учетом собственного поля пучка представляли собой достаточно грубые описания динамики, применимые только для частных случаев и не всегда корректно описывающие экспериментальные результаты. Так, метод заданного поля в сочетании с методом последовательных приближений требует большого времени счета. Метод заданного тока разработан для СВЧ генераторов и усилителей и хорошо работает только в случае, когда можно пренебречь изменением энергии частиц В процессе движения, ЧТО справедливо, например, ДЛЯ многорезонаторного клистрона и неверно для линейного ускорителя электронов.

Разработке аналитических и численных методов исследования самосогласованной динамики пучков заряженных частиц в линейных ускорителях, алгоритмов и программ для численного моделирования посвящено большое количество работ [66, 92, 115 – 116, 122, 145, 148, 151, 169]. В них разработаны и применены новые подходы к решению самосогласованной системы нелинейных интегро-дифференциальных

уравнений с частными производными Власова-Пуассона, а так же исследованы эти решения. Наиболее известным решением этих уравнений является распределение Капчинского-Владимирского, когда частицы равномерно распределены по сечению пучка, а энергия их поперечного движения одинакова, так что распределение в четырехмерном фазовом пространстве поперечных координат и скоростей занимает трехмерную область. Однако учет всех составляющих собственного поля пучка не проводился. Причиной этого является сложность корректного решения уравнений движения совместно с принципиально нелинейной системой интегро-дифференциальных уравнений возбуждения С реальными граничными и начальными условиями и уравнением Пуассона. Такая система уравнений описывает самосогласованную динамику интенсивных пучков заряженных частиц в ускорителях. Простейшие аналитические модели для определения квазистатической компоненты объемного заряда можно найти в работах [73, 86, 92, 115]. Более точно учет кулоновской компоненты может быть проведен только численно с использованием реальных динамически меняющихся распределений частиц в пучке.

Вихревая часть собственного поля (поле излучения), создаваемого пучком, находится обычно разложением возбуждаемого в ВЧ структуре поля по собственным функциям резонансной системы. В ранних работах учет поля излучения проводился в приближении «заданного тока», то есть при исследовании динамики не учитывалось влияние поля на движение частиц внутри сгустка и размеры сгустка считались постоянными. Для последовательности сгустков поле излучения находилось В предположении, что параметры сгустка также не меняются, но поле сгустков учитывалось излучения первых при расчете движения последующих. Такой подход к вычислению собственных ВЧ полей пучка может быть оправдан только хорошо сгруппированных ДЛЯ высокоэнергетических пучков. Квазистатическая компонента собственного в этом случае обычно не учитывается. Позднее в работах поля

Э.С. Масунова и В.И. Ращикова [83, 87 – 88] были изложены основные принципы и получены уравнения для исследования динамики пучка в волноводной секции на бегущей волне с учетом нагрузки током самосогласованным методом.

После проведения аналитических оценок детальное исследование динамики пучка проводится с помощью численного моделирования. Существует два основных подхода к решению уравнений движения. В первом все элементы ускоряюще-фокусирующего тракта представляются в виде матриц передачи. Традиционной формой записи является матрица Твисса. При необходимости более точного расчета длинный элемент или функцией распределения поля может быть элемент со сложной представлен в виде нескольких матриц. Затем составляется матрица передачи для периода структуры или для всей структуры в целом, то есть составляется «карта» структуры, из-за чего в англоязычной литературе такой подход получил название mapping (маппинг). Далее уравнение движения решается путем перемножения матриц. Для протяженных структур такой подход является единственно возможным, так как только таким образом можно получить результат за разумное время счета (часы или 1-2 суток). К недостаткам данного метода необходимо отнести невозможность учета самосогласованным образом влияния эффектов объемного заряда на динамику пучка. Они могут быть учтены только в приближении заданного движения и уточнены методом последовательных приближений. Также использование матричных методов возможно только в случае, когда прирост энергии для каждого элемента мал или равен нулю.

Вторым подходом является трекинг (tracking), при котором уравнения движения каждой частицы интегрируются шаг за шагом во временной или пространственной области и находится траектория движения каждой частицы в шестимерном (или четырехмерном) фазовом пространстве. Это позволяет, зная текущее распределение частиц внутри

канала ускорителя в момент времени, найти собственные поля пучка и наведенные поля на стенках и учесть влияние объемного заряда самосогласованным образом. Основным недостатком данного метода при высокой точности по сравнению с маппингом является большое время счета.

Исторически программы для численного моделирования динамики работающих пучка развивались классически OT простых, В одночастичном приближении и не позволяющих учитывать собственное поле пучка, к более совршенным, включающим все более и более точные модели для собственного поля. Около половины из общего числа групп, занимающихся в настоящее время разработкой и поддержкой программ для численного моделирования динамики пучков в линейных ускорителях, имеют российское происхождение. Наиболее сильные школы в свое время сложились в Московском инженерно-физическом институте, Институте теоретической и экспериментальной физики (к настоящему времени дочерние группы работали или работают в GSI, Дармштадт, Германия, Аргонской Национальной лаборатории и Мичиганском университете, США), Московском радиотехническом институте, Харьковском физикотехническом институте, DESY (Германия), Лос-Аламосской национальной лаборатории (США), Стенфордском университете и SLAC (США), СЕА-Saclay (Франция), LNF INFN (Италия).

Можно выделить две интересные тенденции в развитии программ для численного моделирования динамики. Первую можно условно назвать «универсализацией», когда разработчик стремиться приспособить свой пакет программ под возможно большее количество типов ускоряющих структур. Вторая тенденция – специализация. В этом случае разработчик решает специфическую нестандартную задачу, для которой необходима разработка специальных алгоритмов, методов и программ. Также необходимо отметить, что все основные программы в настоящее время поддерживают возможность импорта файла с распределением полей,

полученных с помощью внешней программы для электродинамического моделирования (CST, GdFidl, HFSS и т.д.) и моделирования динамики в «реальных» полях на двумерной или трехмерной сетке. Рассмотрим кратко основные семейства программ.

В Лос-Аламосской национальной лаборатории уже более 40 лет семейство включающее PARMELA развивается программ, (для ускорителей электронов), PARMILA (ускорители ионов), PARMTEQ (ускорители с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой, ПОКФ) [170 – 173]. Изначально это семейство программ представляло собой систему для решения уравнений движения в ограниченном числе (для ускорителей типов ускоряющих волноводов электронов) И резонаторов. Так как программы, за исключением PARMTEQ, являлись открытым кодом, то со временем они дали начало нескольким семействам программ, в том числе позволяющим учитывать кулоновские поля (модуль SHEFF). Наиболее совершенной модификацией является программа TRACE для расчетов матричным методом, разработанная К.Р. Крендаллом [174]. Программа позволяет также проводить направленную оптимизацию каналов транспортировки.

Первым пакетом, разработанным в CEA-Saclay, был простейший трекинговый код PARTRAN [175], который к настоящему времени развился в полноценную программу, позволяющую корректно учитывать объемный заряд. Программа TraceWin дает возможность проводить моделирование линейного ускорителя с учетом всех резонаторов и каналов транспортировки в режиме «front-to-end», а также изучать отдельно гало пучка. Возможна направленная оптимизация каналов транспортировки. Также была разработана отдельная программа TOUTATIS, предназначенная для моделирования динамики в секциях с ПОКФ [176].

К. Флоттманом (DESY) долгие годы разрабатывается и поддерживается программа ASTRA [177 – 178], предназначенная для моделирования динамики в ускорителях электронов. Программа включает

модуль для учета кулоновской составляющей собственного поля самосогласованным образом и позволяет учитывать нагрузку током в приближении заданного движения. Необходимо отметить, что в программе имеется возможность задания начального распределения частиц в пучке с учетом особенностей различных типов эмиссий. Программа ASTRA позволяет моделировать в том числе фотопушки, так как одной из таких моделей является одночастичная модель фотоэмиссии.

История развития программ для численного моделирования динамики в линейных ускорителях в SLAC и Стенфордском университете начинается с 1965 года, когда П. Лапостолем и С. Валеро была разработана программа DYNAC [179 – 180]. Программа позволяла решать уравнения движения электронов в виде модифицированного уравнения Лиувилля (уравнения Панофского), в дальнейшем уравнение было уточнено и в него был добавлен член второго порядка. В первых версиях использовалось приближение «квадратного зазора» для каждой ускоряющей ячейки. Учитывать собственное поле пучка программа не позволяет. Также в SLAC были разработаны программы для расчета динамики в электронных и ионных пушках E-GUN и I-GUN.

Еще одна программа HOMDYN для расчета динамики в ускорителях электронов, причем С возможностью моделирования ускорителей, состоящих из большого числа секций, была разработана в LNF INFN позволяет М. Феррарио [181] 182]. Программа учитывать высокочастотную компоненту собственного поля пучка, но только в одномерном приближении – пучок представляется набором дисков конечной длины.

Гораздо большее количество групп в мире занимается разработкой программ для численного моделирования динамики в ускорителях протонов и ионов. Например, в LBNL, США, разрабатывается семейство программ IMPACT для расчета динамики сильноточных пучков с учетом кулоновского поля [183], в том числе – с использованием параллельных

вычислений. В программе используется оригинальный подход к постановке граничных условий при моделировании собственного поля: если в продольном направлении используются общепринятые периодические граничные условия, то в поперечных направлениях граничные условия поставлены открытыми, что не позволяет учитывать, например, влияние экранировки объемного заряда пучка проводящими электродами.

Программа KOBRA, разработанная в GSI П. Шпедтке [184], предназначена для моделирования динамики в источниках ионов и системах формирования пучка. Она позволяет учитывать и процессы, происходящие в газовом разряде, из которого будут извлекаться ионы.

В целом необходимо отметить, что в настоящее время с резким ростом производительности компьютеров И возможностью распараллеливания вычислений появилось большое число новых разработчиков программ для численного моделирования динамики, в основном – в новых ускорительных странах, таких как КНР и Республика Корея. Возрос интерес к таким программам и у крупных производителей программного обеспечения, предназначенного ДЛЯ моделирования физических процессов. Так, немецкая компания CST, давно известная как производитель программ для электродинамического моделирования, вот ужу около 10 лет предлагает в составе своих пакетов модуль CST Particle Studio [185 – 186] для моделирования динамики. К настоящему времени в программе появился модуль для учета квазистатической компоненты собственного поля. Также есть модуль для учета высокочастотных полей, который оптимизирован для расчета взаимодействия пучка с камерой в циклических ускорителях. Основным недостатком программы является то, что расчет динамики возможен только в полях, заданных на трехмерной сетке и рассчитанных с помощью CST Microwave Studio или CST EM Studio, Вторым что многократно увеличивает время расчета. существенным недостатком является высокая стоимость пакета.

Возвращаясь к пакетам для численного моделирования динамики в линейных ускорителях, разработанных представителями отечественной школы, необходимо выделить пакет TRACK, созданный В.Н. Асеевым и П.Н. Остроумовым в период их работы в ANL [187 – 188]. Программа позволяет с высокой точностью моделировать динамику пучка в укорителе, состоящем из набора стандартных элементов (соленоиды, квадруполи, ускоряющие зазоры и т.д.) с учетом кулоновского поля. Также возможен импорт файла с трехмерным распределением полей, рассчитанный в CST Microwave Studio.

Ю.К. Батыгиным разработана программа ВЕАМРАТН [189], которая позволяет исследовать динамику пучка в различных типах ускоряющих структур, в том числе – на бегущей волне. Особенностью программы является возможность изучения спиновой динамики, так как система уравнений движения дополнена уравнением Баргмана-Мишеля-Телегди.

Большое внимание уделялось и уделяется разработке программ для численного моделирования динамики пучка в Институте теоретической и экспериментальной физики. В мире при проектировании ионных ускорителей широко используется пакет DYNAMION [190]. Изначально он был предназначен для расчетов динамики в ускорителях с ПОКФ. Для задания полей в секции с ПОКФ в DYNAMION используются шесть коэффициентов Фурье-Бесселя, ИЗ разложения записанного И.М. Капчинским для ускорителей с высокочастотной квадрупольной фокусировкой [92]. В дальнейшем в DYNAMION появилась возможность моделирования ускорителях с трубками дрейфа, динамики В фокусирующих элементах и системах, определяемых пользователем. Другой современный пакет программ DESRFQ [191] предназначен для разработки ускорителей с ПОКФ и позволяет моделировать динамику как в полях, заданных коэффициентами разложения в ряд Фурье-Бесселя, так и в «реальном поле», рассчитанном с помощью CST Microwave Studio.

В Московском радиотехническом институте А.П. Дуркиным, Б.И. Бондаревым и С.В. Виноградовым был разработан пакет программ LIDOS [192 – 193]. Он предназначен для исследования динамики в ПОКФ И трубками дрейфа. ускорителях С а также системах транспортировки пучка. Интересной особенностью программы LIDOS является возможность оптимизации продольной динамики пучка в режиме он-лайн, когда фазовый портрет пучка выводится на экран шаг за шагом и имеется возможность непосредственной корректировки параметров динамического согласователя и группирователя для каждого периода. В дальнейшем в программе LIDOS были использованы методы оптимизации Санкт-Петербургском динамики, разработанные В государственном университете под руководством Д.А. Овсянникова [193], и позволяющие подбирать параметры канала, обеспечивающие стопроцентный захват пучка с учетом влияния объемного заряда.

На кафедре Электрофизических установок МИФИ программы для численного моделирования динамики электронов разрабатываются с 1960х годов. Первой из использованных при проектировании ускорителей электронов на энергию 2-10 МэВ была разработанная Ю.К. Майоровым программа «Динус». Она позволяла моделировать двумерную динамику в волноводных ускорителях [79] без учета собственного поля пучка. В.И. Ращиковым было разработано семейство программ DYNAM [85] для моделирования двумерной динамики пучка с учетом стационарной и нестационарной нагрузки током и кулоновского поля. В дальнейшем В.И. Ращиковым был разработан 2,5-мерный пакет «СУМА» («Система Уравнений МАксвелла», [102]). Пакет позволяет решать уравнение движения совместно с уравнением Пуассона (методом «частица в ячейке) в реальных полях, найденных с помощью решения уравнений Максвелла. Данная программа используется для широкого спектра установок, включая электронные и ионные пушки, пучково-плазменные приборы, виркаторы, В 1990e лазерно-плазменных ускорителей И каналы Т.Д. годы

А.С. Рошалем была написана первая программа для моделирования динамики ленточных пучков в системах без синхронной с пучком пространственной гармоники ВЧ поля – линейных ондуляторных ускорителях [194]. В дальнейшем Н.Е. Виноградовым была разработана программа TIRAN для моделирования динамики в ускорителях с трубками дрейфа, в том числе – с аксиально-симметричной высокочастотной фокусировкой и фазопеременной фокусировкой [195]. Эта программа дала толчок развитию трехмерного пакета программ BEAMDULAC. В настоящее время пакет BEAMDULAC включает отдельные программы для моделирования динамики в основных типах ускорителей ионов и электронов (ускорители с ПОКФ, трубками дрейфа, различными типами высокочастотной фокусировки, ускорители ленточных ионных пучков и т.д.). Различные методы, алгоритмы, программы и модули, входящие в настоящее время в BEAMDULAC, были разработаны С.М. Полозовым, Э.С. Масуновым, Н.Е. Виноградовым, А.В. Самошиным и В.С. Дюбковым [64, 132, 196 – 207]. Необходимо выделить программу BEAMDULAC-BL, которая позволяет моделировать динамику в ускорителях электронов на бегущей и стоячей волне [208 – 211]. В этой программе впервые в мире реализован алгоритм для трехмерного моделирования самосогласованой динамики с учетом кулоновского поля (уравнение Пуассона решается методом «облако в ячейке» с использованием быстрого преобразования Фурье) и нагрузки током (методом крупных частиц).

Целью работы являются обобщение и систематизация результатов, полученных автором за последние 15 лет в ходе разработки аналитических и численных методов, алгоритмов и программ для численного моделирования динамики пучков электронов и ионов в линейных ускорителях, а также их апробации при разработке, создании, запуске и модернизации ускорителей научного и прикладного назначения.

Содержание диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, списка использованных источников и приложения (акты о внедрении результатов диссертации).

В первых двух главах, которые носят методический характер, разработанные описаны аналитические И численные методы, И использованные при исследовании динамики интенсивных пучков электронов и ионов в различных линейных ускорителях. В первой главе рассматриваются аналитические методы исследования динамики пучка в линейных проблемы ускорителях, В частности возможности И использования методов усреднения уравнения движения по быстрым осцилляциям. Рассмотрены уравнения движения в гладком приближении как для классического резонансного ускорителя, в котором ускорение происходит в поле синхронной с пучком пространственной гармоники ВЧ поля (ускорители с ПОКФ, аксиально-симметричной высокочастотной фокусировкой, АВФ, и т.д.), так и для систем, в которых ускорение происходит на волне биения. Также метод усреднения был разработан и для ускорителей, построенных по модульному принципу. В этом случае в системе используются короткие одинаковые резонаторы, что приводит к нарушению синхронизма и возникновению скольжения сгустка по фазе. Рассмотрено несколько примеров таких ускорителей.

Во второй главе рассматриваются численные методы и алгоритмы, разработанные и использованные в семействе программ BEAMDULAC, предназначенном для численного моделирования динамики пучка в линейных резонансных ускорителях. Рассмотрены методы решения уравнения Пуассона и учета нагрузки током. Также описаны способы представления внешнего поля в BEAMDULAC, методы и алгоритмы для случая, когда в пучке присутствуют ионы с различным отношением заряда к массе, методы учета влияния конструктивных погрешностей ускорителя на динамику пучка.

B третьей главе приведены результаты аналитического И численного исследования динамики пучка в ускорителях ионов, в частности – в линейных ондуляторных ускорителях, ускорителе с ПОКФ – «Нуклотрон»-NICA инжекторе ускорительного комплекса ОИЯИ. структурах с ПОКФ, предназначенных для работы в непрерывном режиме и нескольких системах, построенных по модульному принципу. В этой же главе рассматривается возможность компенсации влияния объемного заряда при наличии в потоке ионов с равной массой, но противоположным зарядом. Представлены результаты разработки канала транспортировки ленточного ионного пучка при низких энергиях, канал представляет собой плоский электростатический ондулятор.

Четвертая глава посвящена обсуждению результатов исследования динамики пучка в ускорителях электронов. Рассмотрена динамика в ускорителе ЛУЭ-200 (драйвере пучка для установки «ИРЕН», ОИЯИ) и предложены методы оптимизации ускорителя. Далее представлены результаты разработки и запуска в серию линейных ускорителей прикладного назначения на энергию 2-10 МэВ с повышенным КПД и улучшенным спектром пучка, разработанных совместно НИЯУ МИФИ и НПП «Корад». Рассмотрены особенности численного моделирования динамики пучка в СВЧ-пушках с фотокатодом и приведены результаты моделирования для линейного ускорителя-инжектора для CERN FCC-ее.

B пятой главе рассматриваются программы И результаты моделирования динамики для нестандартных систем – динамика пучка в кристаллах с возможностью моделирования излучения при каналировании ускорителя. Предложены И В канале лазерно-плазменного методы оптимизации лазерно-плазменных каналов, позволяющие повысить коэффициент захвата электронов в режим ускорения при внешней инжекции и уменьшить спектр пучка.

В заключении сформулированы основные результаты работы.

Список использованных источников включает 579 наименований.

Научная новизна:

1. С использованием методов усреднения уравнения движения по быстрым осцилляциям аналитически исследована динамика в нескольких типах линейных резонансных ускорителей ИОНОВ. включая как классические ускорители с синхронной с пучком пространственной гармоникой высокочастотного поля, так и системы, в которых ускорение происходит на волне биения, а также укорители, построенные по модульному принципу. Предложен метод нахождения поправки, возникающей за счет быстрых осцилляций, к выражениям для частот продольных и поперечных колебаний и аксептансов канала, полученных в гладком приближении.

2. Разработано несколько программ для численного моделирования динамики пучка в линейных ускорителях ионов и электронов, входящих в пакет BEAMDULAC. Впервые в мире реализован алгоритм для трехмерного моделирования самосогласованой динамики пучка электронов в ускорителях на бегущей и стоячей волне с учетом кулоновского поля и нагрузки током.

3. Программа BEAMDULAC использована для моделирования динамики пучка при разработке ускорителя с ПОКФ – нового инжектора ускорительного комплекса «Нуклотрон» - NICA ОИЯИ, запуск ускорителя показал соответствие экспериментальных данных расчетным.

4. Подробно изучены особенности динамики квазинейтрольного пучка, включающего ИОНЫ равной массы, но противоположной С помощью моделирования зарядности. численного исследованы особенности группировки таких пучков и оценены предельные потоки ионов для нескольких типов ускорителей.

5. Разработан канал транспортировки ленточного ионного пучка при низких энергиях на основе плоского электростатического ондулятора. Канал использован в ходе создания новых источников для ионных

имплантеров и показал свою высокую эффективность при относительных скоростях ионов ~10⁻⁵ – 10⁻⁴ скорости света.

6. Совместно с НПП «Корад» разработаны и запущены в серию новые ускоряющие структуры для линейных ускорителей электронов прикладного назначения на энергию 2-10 МэВ и среднюю мощность до 20 кВт с повышенным КПД и улучшенным спектром пучка.

7. С использованием классического электродинамического подхода разработана версия программы BEAMDULAC для исследования динамики электронов в кристаллах с возможностью моделирования излучения при каналировании. Сравнение результатов численного моделирования с данными нескольких экспериментов показало, что точность определения максимума спектра излучения – не хуже 5 % при энергиях электронов до 100 МэВ и 10 % при энергиях до нескольких ГэВ.

8. Предложены методы оптимизации лазерно-плазменных каналов, используемых для ускорения электронов, позволяющие повысить коэффициент захвата частиц в режим ускорения при внешней инжекции пучка и уменьшить его энергетический спектр.

Апробация результатов диссертации.

Основные результаты диссертации были представлены на международных и российских конференциях:

Particle Accelerator Conference 2003, 2007, 2009;

European Particle Accelerator Conference 2004, 2008;

Linear Accelerator Conference 2004, 2012, 2014;

International Particle Accelerator Conference 2010, 2011, 2013, 2014, 2016, 2017, 2018;

ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on High-Intensity and High-Brightness Hadron Beams 2010, 2016, 2018;

Russian Particle Accelerators Conference 2012, 2014, 2016, 2018;

XV-XX Международных семинарах по ускорителям заряженных частиц в 2003, 2005, 2007, 2009, 2011, 2013;

Beam Dynamics and Optimization 2000, 2002, 2010, 2014;

Advanced Accelerators and Radiation Physics Workshop 2010, 2012, 2014, 2017, 2018;

«Научной сессии МИФИ» в 2004 – 2014 годах;

Отраслевой научной конференции «Атомтех 2013»;

«Черенковских чтениях» 2014;

III Международной конференции, посвященной 85-летию со дня рождения В.И. Зубова «Устойчивость и процессы управления» 2015;

Международном семинаре по проблемам ускорителей заряженных частиц, посвященном памяти В.П. Саранцева 2015, 2017;

Международном военно-техническом форуме «Армия 2016» и других.

Также результаты докладывались и обсуждались на семинарах в НИЯУ МИФИ, Институте теоретической и экспериментальной физики, Объединенном институте ядерных исследований, Московском радиотехническом институте, Национальной лаборатории Фраскати (LNL INFN, Италия), Gessellschaft fur Schwerionen Forschungs и Helmholtz Zentrum Mainz (Германия).

Результаты опубликованы в 144 работах, в том числе в 50 статьях в журналах.

Практическая значимость полученных результатов подтверждается внедрением результатов аналитического и численного исследования динамики пучков в ходе работ по реконструкции системы инжекции ускорительного комплекса «Нуклотрон» - NICA ОИЯИ; созданию совместно с НПП «Корад» серии промышленных линейных ускорителей электронов на энергию 2-10 МэВ и среднюю мощность в пучке до 20 кВт;

созданию систем формирования и транспортировки пучков тяжелых и кластерных ионов для систем имплантации в полупроводники.

Также разработанные аналитические И численные методы использовались при выполнении проектов по государственным контрактам программ «Научные рамках федеральных целевых И научно-В педагогические кадры инновационной России» и «Исследования и разработки приоритетным направлениям развития научнопо технологического комплекса России», грантам Президента Российской Федерации и Российского фонда фундаментальных исследований.

Достоверность полученных результатов подтверждается соответствием экспериментальных данных, полученных в ходе запусков в эксплуатацию нового инжектора с пространственно-однородной фокусировкой квадрупольной для ускорительного комплекса «Нуклотрон» - NICA ОИЯИ, серии промышленных линейных ускорителей электронов на энергию 2-10 МэВ и среднюю мощность в пучке до 20 кВт, систем транспортировки пучков тяжелых и кластерных ионов результатам аналитического и численного исследования динамики пучков.

Личный вклад автора. Все результаты и положения, выносимые на получены автором лично. Представленные в защиту, диссертации аналитические и численные методы, алгоритмы и программы для пучков заряженных исследования динамики частиц В линейных ускорителях, разработаны лично автором либо в соавторстве. Результаты аналитического и численного исследования динамики пучков в различных ускорителях и каналах получены автором лично либо под его научным руководством. Вклад соавторов в результаты, полученные совместно, оговаривается в тексте диссертации для каждого случая.

Результаты, представленные в диссертации, *опубликованы в 144 научных публикациях*, из которых 17 опубликовано в изданиях, входящих в Перечень рецензируемых научных изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученой степени кандидата наук, на соискание ученой степени доктора наук (раздел 01.04 – физика), 76 публикаций индексированы в базе данных Scopus, 43 публикации – в базе данных Web of Science.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Методики аналитического исследования динамики ионных пучков с использованием метода усреднения уравнения движения по быстрым осцилляциям, разработанные для линейных резонансных ускорителей ионов, включая классические ускорители с синхронной с пучком пространственной гармоникой высокочастотного поля и системы, в которых ускорение происходит на волне биения.

2. Программы и алгоритмы для численного моделирования динамики пучка в линейных ускорителях ионов и электронов, входящие в пакет BEAMDULAC, включая реализованные впервые в мире алгоритм и программу для трехмерного моделирования динамики пучка электронов в ускорителях на бегущей и стоячей волне с учетом кулоновского поля и нагрузки током методом крупных частиц самосогласованным образом.

3. Результаты моделирования динамики ионного пучка, полученные с помощью программ BEAMDULAC-RFQ и BEAMDULAC-DTL при разработке и создании ускорителя с ПОКФ – нового инжектора ускорительного комплекса «Нуклотрон» - NICA ОИЯИ.

4. Результаты исследования динамики квазинейтрального пучка, включающего ионы равной массы, но противоположной зарядности, в том числе результаты исследования особенностей группировки таких пучков и оценки их предельных токов.

5. Канал транспортировки ленточного ионного пучка при низких скоростях частиц ~10⁻⁵ – 10⁻⁴ скорости света на основе плоского электростатического ондулятора, использованный при создании новых источников для ионных имплантеров.

6. Результаты моделирования динамики пучка и разработки ускоряющих секций в целом для серии новых линейных ускорителей электронов прикладного назначения на энергию 2-10 МэВ и среднюю мощность пучка до 20 кВт с повышенным КПД и улучшенным спектром пучка.

7. Версия программы BEAMDULAC-CR, разработанная с использованием классического электродинамического подхода и предназначенная для исследования динамики электронов в кристаллах с возможностью моделирования излучения при каналировании.

8. Методы и схемы оптимизации лазерно-плазменных каналов, используемых для ускорения электронов, позволяющие за счет предварительной модуляции пучка повысить коэффициент захвата частиц в режим ускорения при внешней инжекции и уменьшить спектр пучка.

1 Аналитические методы исследования динамики пучка в линейных ускорителях

Традиционно при исследовании динамики пучков заряженных частиц в линейных ускорителях, в отличие от циклических, редко прибегают к использованию аналитических методов. В циклических принято использовать матричные методы С различной формой представления элементов тракта: в приближении тонких линз, линз конечной длины, линз с учетом краевых эффектов. Для анализа устойчивости по продольному и поперечному движению используют анализ бетатронных функций. гамильтонов подход, аналитическое описание неустойчивостей и другие методы. В линейных ускорителях от аналитического исследования большинство разработчиков полностью отказалось в пользу численного моделирования. Такой подход может быть применим при проектировании давно известных и хорошо освоенных типов ускорителей, однако для новых структур он сложен и иногда приводит к неожиданным и некорректным результатам. Особенно это очевидно для ускорителей, построенных по модульному принципу, в которых из-за скольжения сгустка нарушается принцип синхронизма и традиционная форма описания процесса автофазировки работает только в системе отсчета, связанной со сгустком. Также использование только численных методов невозможно в высокочастотных периодических структурах, в которых отсутствует синхронная с пучком пространственная гармоника высокочастотного поля, например, ускорителях на волне биения. Использование матричного и гамильтонова подходов при разработке линейных ускорителей на начальном этапе исследования позволяет быстро и корректно определить общую структуру ускорителя, найти условия устойчивости, предельный ток и другие параметры установки образом, является И. таким мощным инструментом разработчика.

1.1 Использование гладкого приближения для анализа параметров линейных ускорителей

Методы усреднения и связанные с ним методы анализа уравнения движения используются в физике с XVII-XVIII веков, когда их в неявном виде для решения частных задач применяли И. Ньютон для нахождения периода колебаний маятника и М.В. Остроградский для решения уравнения с кубической характеристикой [203]. Однако свое развитие они получили уже в XX веке благодаря работам Б. Ван-дер Поля [204 – 206], использовавшего метод усреднения для исследования автоколебательных систем, и последовавшими за ними работами Л.И. Мандельштама и Н.Д. Папалекси [207]. Строгая теория метода усреднения по быстрым осцилляциям принадлежит Н.Н. Боголюбову [165, 208].

Для анализа динамики электронов метод усреднения по быстрым осцилляциям был впервые использован А.В. Гапоновым и М.А. Миллером в работах [166 – 167, 209]. В них в качестве параметра малости осциллирующей использовалось отношение амплитуды быстро координаты частицы к медленно меняющейся координате. Позднее в Э.С. Масуновым было показано, что при усреднении работе [54] быстро достаточно выполнения условия малости отношения осцилирующей скорости к медленно меняющейся скорости частиц. В этом случае в усредненное уравнение движения в форме уравнения Гамильтона входит в явном виде так называемая эффективная потенциальная функция (ЭПФ), зависящая от поперечных координат и медленно меняющейся фазы частицы относительно волны, но не зависящая явно от времени. Эта эффективная потенциальная функция описывает трехмерную динамику пучка в поле волны [54 – 55]. В работах [54 – 55] были рассмотрены системы без синхронной с пучком пространственной гармоники ВЧ поля – линейные ондуляторные ускорителя. С помощью ЭПФ была определена фазовая скорость комбинационной волны, совпадающая со скоростью

пучка, выведены условия синхронизма с полем волны в общем случае при наличии В системе произвольной суперпозиции пространственных гармоник высокочастотного поля и найдены условия поперечной проанализированы приближении фокусировки пучка, В гладком поперечные колебания частиц. Важной особенностью эффективной потенциальной функции является возможность выявления связи продольного и поперечного движения и определения в простой форме шестимерного аксептанса канала ускорителя.

Рассмотрим более подробно метод усреднения по быстрым осцилляциям, предложенный Э.С. Масуновым, и его возможности. Уравнение движения запишем в виде

$$\frac{\mathrm{d}^2 \,\hat{\boldsymbol{r}}}{\mathrm{d}\,\tau^2} = \boldsymbol{e}(\hat{\boldsymbol{r}},\tau),\,^* \tag{1.1}$$

где $\hat{r} = \frac{2\pi r}{\lambda}$ – безразмерная обобщенная координата, $e_n = \frac{e\lambda}{2\pi W_0} \cdot E_n$ – безразмерная амплитуда *n*-ой пространственной гармоники ВЧ поля и $\tau = \omega t$ – безразмерное время, λ и ω – длина волны и частота ВЧ поля соответственно, W_0 – энергия покоя ускоряемого иона, e – заряд электрона. В квазистатическом приближении потенциал ВЧ поля на всей длине структуры можно представить в виде разложения в ряд Фурье, т.е. в виде суммы пространственных гармоник:

$$U = \sum_{n=0}^{\infty} U_n(x, y) \cdot \cos(\int h_n dz + \alpha_n) \cos(\omega t), \qquad (1.2)$$

где $h_n = (\mu + 2\pi n)/D$ - продольное волновое число для *n*-ой гармоники ВЧ поля, μ - вид колебаний, D – период структуры, а компоненты напряженности ВЧ поля можно легко найти:

^{*} Здесь и далее полужирным шрифтом выделены векторные величины

$$\boldsymbol{E} = -\nabla U, \qquad (1.3)$$

$$E_{z} = \sum_{n=0}^{\infty} E_{z,n}(x, y) \cdot \sin(\int h_{n} dz + \alpha_{n}) \cos(\omega t),$$

$$E_{\perp} = \sum_{n=0}^{\infty} E_{\perp,n}(x, y) \cdot \cos(\int h_{n} dz + \alpha_{n}) \cos(\omega t).$$
(1.4)

Видно, что при $\alpha = 0$ или π поле имеет на оси только продольную компоненту, при $\alpha = \pi/2$ или $3\pi/2$ –только поперечные. Функции $U_n(x,y)$, $E_{\perp,n}(x,y)$ и $E_{z,n}(x,y)$ определяют зависимость высокочастотного поперечных координат. Для потенциала И гармоник поля OT цилиндрической системы координат эти функции можно записать как $U_n(r)$, $E_{\perp,n}(r)$ и $E_{z,n}(r)$. Для волновых чисел и амплитуд полей можно получить соотношения $h_{n,x}^2 + h_{n,y}^2 = h_{n,z}^2$ и $E_{n,x}^2 + E_{n,y}^2 = E_{n,z}^2$, где $h_{n,x}$ и $h_{n,y}$ – поперечные волновые числа, которые определяют форму электродов ускоряюще - фокусирующего канала и распределение полей внутри него. Соотношение между амплитудами компонентов напряженности ВЧ поля при этом $E_{n,x} / h_{n,x} = E_{n,y} / h_{n,y} = E_{n,z} / h_{n,z}$.

В работе [54] показано, что для применения метода усреднения по быстрым осцилляциям условие малости быстроосциллирующей составляющей обобщенной координаты по сравнению с медленно меняющейся является достаточным, но не является необходимым, и метод усреднения можно применять всегда, когда скорость быстрых осцилляций много меньше медленной компоненты скорости. Решение уравнения (1.1) можно записать в виде суммы медленно меняющейся R и быстро осциллирующей \tilde{R} составляющих обобщенной координаты. Также в виде суммы медленно меняющейся и быстро осциллирующей составляющих могут быть представлены импульс и скорость частицы $p + \tilde{p}$ и $v + \tilde{v}$ соответственно. Введя обозначения $R = (\rho, \eta, \xi), \xi = \frac{2\pi z}{\lambda}, \rho = \frac{2\pi x}{\lambda}$ и

$$\eta = \frac{2\pi y}{\lambda}$$
, уравнение движения (1.1) можно переписать в виде

$$\frac{\mathrm{d}^2 \boldsymbol{R}}{\mathrm{d}\tau^2} = \boldsymbol{e}(\boldsymbol{R},\tau) + \widetilde{\boldsymbol{R}} \frac{\partial}{\partial \hat{\boldsymbol{r}}} \boldsymbol{e}(\hat{\boldsymbol{r}},\tau)|_{\boldsymbol{r}=\boldsymbol{R}}^{\flat}.$$
(1.5)

Рассмотрим случай, когда в периодической резонансной структуре присутствует синхронная с пучком пространственная гармоника ВЧ поля, то есть скорость равновесной частицы равна фазовой скорости волны $v_s \equiv v_{ph}$ в любой момент времени. Подробно этот случай рассмотрен в работах [56, 57, 108, 117, 210] для аксиально-симметричной (АВФ) и ленточной (ЛВФ) высокочастотной фокусировки, а также в работах [134, 135, 201, 211 – 217] для ускорителей с АВФ и фазопеременной фокусировкой (ФПФ). Преобразуем уравнение (1.5) для продольного движения к виду

$$\frac{d^{2}\xi}{d\tau^{2}} = \frac{1}{2} \sum_{n \neq s} \hat{e}_{n} \cos(\delta_{s,n} \varphi^{(s)} + \Delta_{s,n}^{-} \tau) + \frac{1}{2} \sum_{n} \hat{e}_{n} \cos(\delta_{s,n} \varphi^{(s)} + \Delta_{s,n}^{+} \tau), \quad (1.6)$$

где $\delta_{s,n} = h_n / h_s$, $\Delta_{s,n}^- = (h_n - h_s) / h_s$, $\Delta_{s,n}^+ = (h_n + h_s) / h_s$ и $\phi^{(n)}(z,t) = \int h_n dz - \omega t - \phi$ аза для *n*-ой гармоники. Решение этого уравнения может быть найдено аналитически и записано в виде

$$\xi = -\frac{1}{2} \sum_{n \neq s} \frac{\hat{e}_n}{\Delta_{s,n}^{-2}} \cos(\delta_{s,n} \varphi^{(s)} + \Delta_{s,n}^{-\tau} \tau) - \frac{1}{2} \sum_{n} \frac{\hat{e}_n}{\Delta_{s,n}^{+-2}} \cos(\delta_{s,n} \varphi^{(s)} + \Delta_{s,n}^{-\tau} \tau).$$
(1.7)

Это решение необходимо подставить в уравнение (1.5) и усреднить по быстрым осцилляциям с учетом div(E) = 0 и rot(E) = 0. В результате получим уравнение движения в гладком приближении:

$$\frac{\mathrm{d}^2 \hat{\boldsymbol{r}}}{\mathrm{d}\tau^2} = \boldsymbol{e}(\boldsymbol{R}, \tau) + \frac{\partial}{\partial \boldsymbol{R}} U_{eff}(\boldsymbol{R}), \qquad (1.8)$$

где U_{eff} – эффективная потенциальная функция, зависящая только от фазы синхронной частицы и медленно меняющихся поперечных координат.
Уравнение движения (1.8) в гладком приближении можно переписать в форме уравнения Гамильтона:

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{R}}{\mathrm{d}\tau} = \frac{\partial H}{\partial \boldsymbol{P}}; \quad \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{P}}{\mathrm{d}\tau} = -\frac{\partial H}{\partial \boldsymbol{R}}, \tag{1.9}$$

где P = R' – обобщенный импульс, канонически сопряженный обобщенной координате R, а H – Гамильтониан системы «пучок – волна»:

$$H(\boldsymbol{R},\boldsymbol{P}) = \frac{1}{2}\boldsymbol{P}^2 + U_{eff}(\boldsymbol{R}). \qquad (1.10)$$

Полученные уравнения (1.8) и (1.10) позволяют провести качественный анализ как продольного, так и поперечного движения частиц, найти условия поперечной фокусировки, частоты поперечных и фазовых колебаний частиц пучка, аксептанс канала ускорителя, исследовать связь продольного и поперечного движений.

1.1.1 Гладкое приближение при отсутствии синхронной с пучком пространственной гармоники ВЧ поля

Метод усреднения был обобщен в работах [54 – 55, 58 – 64, 217, 218] случая, когда в системе отсутствует синхронная с пучком для ВЧ (линейный пространственная гармоника поля ондуляторный ускоритель, ЛОУ, линеондотрон, UNDULAC; см. раздел 1.3). В этом комбинационной случае ускорение происходит В поле волны, образованной любыми пространственными двумя гармониками высокочастотного поля. Для случая, когда в системе отсутствует синхронная с пучком гармоника ВЧ поля, фазы прямой и обратной волн для *n*-ой гармоники запишем как

$$\varphi_n^- = \int h_n dz - \omega t + \alpha_n,$$

$$\varphi_n^+ = \int h_n dz + \omega t + \alpha_n.$$
(1.11)

Введем медленно меняющуюся синхронную фазу комбинационной волны:

$$\varphi_{v,s} = \int h_v dz - \omega t , \qquad (1.12)$$

где

$$h_{v} = (h_{p} + h_{n})/2 -$$
(1.13)

продольное волновое число для комбинационной волны для случая, когда гармоники высокочастотного поля с номерами *n* и *p* образуют при воздействии на пучок комбинационную волну. В этом случае можно из (1.13) получить выражение для скорости равновесной частицы:

$$\beta_s = 2\omega/c \cdot (h_n + h_p). \qquad (1.14)$$

Выражение (1.12) позволяет выразить фазы гармоник ВЧ поля через синхронную фазу комбинационной волны: $\phi_n^- = (h_n / h_{v,s}) \phi_{v,s} + \Delta_{n,v}^- \omega t + \alpha_n$ и $\phi_n^+ = (h_n / h_{v,s}) \phi_{v,s} + \Delta_{n,v}^+ \omega t + \alpha_n$, где $\Delta_{n,v}^\pm = (h_n \pm h_v) / h_v$. Из уравнения (1.8) и выражений для фаз гармоник можно получить уравнение для быстро осциллирующей составляющей продольной координаты Е. Его решение можно найти аналогично тому, как это было сделано по формуле (1.7) для классического случая при наличии синхронной c пучком пространственной гармоники. Просуммировав полученные в результате усреднения по быстрым осцилляциям выражения для продольного и поперечного движения, в результате получим уравнение в форме [217]

$$\frac{\mathrm{d}^2 \hat{\boldsymbol{r}}}{\mathrm{d}\tau^2} = \frac{\partial}{\partial \boldsymbol{R}} U_{eff}(\boldsymbol{R}), \qquad (1.15)$$

отличающееся от (1.8) только отсутствием в правой части первого слагаемого, отвечающего за поле синхронной с пучком гармоники.

В [217] также подробно рассматривается вариант линейного ондуляторного ускорителя, в котором кроме высокочастотного (в общем

полигармонического) поля случае присутствует периодическое _ электростатическое поле (ЛОУ-Е) – поле электростатического ондулятора. В этом случае вывод уравнения движения в гладком приближении проводится аналогичным образом, но в ЭПФ будет входить член, фокусировку отвечающий за пучка электростатическим полем. a комбинационной амплитуда волны будет зависеть ОТ амплитуд ускоряющей (основной) пространственной гармоники ВЧ поля И электростатического поля.

Результаты подробного аналитического анализа динамики пучка в линейных ондуляторных ускорителях, предназначенных для ускорения как аксиально симметричных, так и ленточных пучков, приведены в разделе 1.4.

1.1.2 Гладкое приближение для ускорителей, построенных по модульному принципу

В настоящее время в мире строится и проектируется большие число линейных ускорителей протонов И ионов исследовательского И прикладного назначения на средние и высокие (до нескольких ГэВ) энергии. Такие установки необходимы как для инжекции в крупные ускорительные комплексы (например, новый инжектор LINAC4 для LHC, CERN), в качестве самостоятельных установок, так И например ускорителей-драйверов интенсивных протонных пучков для Spallation Neutron Source (SNS) и подкритических электроядерных установок (Accelerator Driven Source, ADS), а также пучков тяжелых ионов для ускорителей радиоактивных изотопов (например, Spiral2, Франция; FRIB, США). В случае работы в непрерывном режиме или режиме с малой скважностью используются ускорители, построенные на основе (CП) При сверхпроводящих резонаторов. проектировании сверхпроводящих линейных ускорителей в настоящее время принято

называемый модульный использовать так принцип, при котором ускоритель состоит из нескольких одинаковых СП резонаторов для ускорения и СП соленоидов или квадрупольных линз, расположенных обеспечения между ними, ЛЛЯ поперечной фокусировки. Сверхпроводимость позволяет создавать линейные ускорители нового поколения, где удается увеличить амплитуду ускоряющего поля до 40 МВ/м, а для фокусировки пучка использовать сверхпроводящие соленоиды с магнитным полем, превышающим 7-9 Тл, или магнитные квадруполи с градиентом до 300 Тл/м. Для сгруппированных ионных ускорителя пучков, которые В начале имеют малую скорость, оптимальным является применение четвертьволновых и полуволновых коаксиальных резонаторов с малым (обычно равным двум) числом зазоров. При использовании сверхпроводимости такие резонаторы должны быть одинаковыми, так как в противном случае резко возрастает стоимость ускорителя. Но в этом случае фазовая скорость будет постоянной для резонаторов, что приводит нарушению нескольких к принципа синхронизма. В таких случаях принято говорить не о фазовой скорости волны, а о геометрической скорости в резонаторе. Если требуется получить высокую энергию пучка на выходе, сверхпроводящую часть ускорителя целесообразно разделить на несколько групп, состоящих из одинаковых резонаторов и фокусирующих элементов. Число одинаковых резонаторов в группе должно быть ограничено, так как в противном случае скольжение сгустка по фазам может привести к нарушению продольной устойчивости движения пучка. Вместе с тем число групп резонаторов в ускорителе должно быть минимальным. Обычно для питания каждого резонатора используется отдельный высокочастотный генератор и имеется возможность независимой подстройки амплитуд и фаз поля в каждом резонатор, что дает возможность перестройки установки под ускорение ионов с разным отношением заряда к массе.

Выбор параметров и моделирование динамики пучка в ускорителе, построенном по модульному принципу, в общем случае является сложной многопараметрической задачей. Как было сказано выше, в таком ускорителе нарушаются условия синхронизма между скоростью пучка и фазовой скоростью ускоряющей гармоники ВЧ поля. В этом случае равновесной возникает скольжение частицы И сгустка целом В ускоряющей гармоники ВЧ поля. Величина относительно такого скольжения не должна превышать некоторой величины, иначе может резко снизится темп ускорения и нарушиться продольная и поперечная устойчивость пучка. В периодической ускоряющей системе, состоящей из отдельных идентичных резонаторов, кроме медленных фазовых и поперечных колебаний ионы совершают и быстрые колебания. Период таких быстрых колебаний равен периоду расстановки резонаторов. Так как в такой системе отсутствует синхронная с волной частица, необходимо ввести понятие равновесной частицы, то есть такой частицы, около которой остальные ионы будут совершать колебания.

Во всех проектах по созданию сверхпроводящих ускорителей, построенных по модульному принципу, предполагается осуществлять фокусировку пучка с помощью соленоидов ИЛИ квадруполей, используются установленных между резонаторами. Чаще всего сверхпроводящие фокусирующие элементы, но в отдельных случаях может быть достаточно и нормально проводящих магнитов. Также в сверхпроводящих ускорителях для минимизации поперечных потерь частиц необходимо иметь минимальный размер огибающей пучка и не допускать формирования ареола пучка. При небольшой скорости частиц $\beta = v/c \sim 0.01 \div 0.2$ огибающая пучка не должна превышать 3-6 мм. Также в резонаторах, используемых при малых скоростях частиц, амплитуда ускоряющего поля сильно зависит от поперечной координаты. В этом случае при большой величине огибающей пучка возникает сильная связь

продольного и поперечного движения, что приводит к росту огибающей и эмиттанса пучка [132].

Из-за отсутствия в системе гармоники, синхронной с пучком, для анализа динамики приходится использовать комбинацию аналитических методов и численное моделирование. Для предварительных оценок канала удобно использовать матричный метод расчета параметров устойчивости динамики пучка в ускорителе (см. раздел 1.2). Данный анализ может быть проведен в предположении, что амплитуды фазовых и поперечных колебаний малы и силы, действующие на частицы, можно считать линейными. Из уравнений движения можно найти матрицы преобразования для продольного и поперечного направлений для каждого элемента ускоряюще-фокусирующего канала (резонатор, соленоид, свободный промежуток).

Далее для более точного исследования динамики пучка удобно использовать метод усреднения по быстрым осцилляциям. Впервые такой подход к исследованию динамики пучка в ускорителях, построенных по модульному принципу, был использован в работах [132, 133, 198, 199, 204, 219 225]. Поле В резонаторе может _ быть представлено В полигармоническом виде в форме ряда Фурье по пространственным гармоникам, так, как это сделано выше для произвольного периодического резонатора. В предположении, что резонатор короткий и скорость частиц внутри него меняется незначительно, можно пренебречь встречной волной. Здесь и далее равновесной частицей будем считать частицу, движущуюся по оси канала, у которой отсутствуют быстрые и медленные фазовые и поперечные колебания и присутствует только скольжение по фазам, малое за время пролета каждого из резонаторов. Остальные частицы сгустка будут совершать колебания около равновесной. Введем фазу квазиравновесной частицы в виде:

$$\varphi_c = \omega \left(t_0 - \int \frac{dz}{v_G} \right) = \omega t_0 - h_0 z_c, \qquad (1.16)$$

где t_0 – время пролета равновесной частицей центра резонатора. Изменение фазы равновесной частицы в поле ускоряющей волны можно записать как:

$$\frac{\mathrm{d}\,\varphi_c}{\mathrm{d}\,z} = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{1}{\beta_0} - \frac{1}{\beta_G}\right),\,$$

где β_0 – скорость иона в при пролете центра резонатора, β_G – геометрическая скорость для резонатора. Выше было введено условие, что прирост скорости в резонаторе мал по сравнению с её абсолютной величиной (т.е. $|\beta_0 - \beta_G| \ll \beta_G$). Тогда можно считать, что $d\phi_c/dz = h_c = const$, где $h_c = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{1}{\beta_0} - \frac{1}{\beta_G} \right)$ – коэффициент скольжения частицы относительно ускоряющей волны, зависящий от разности геометрической скорости в резонаторе β_G и скорости равновесной частицы

β_c. В этом случае фазу произвольной частицы в ускоряющем поле можно записать в виде:

$$\varphi = h_0(z - z_i) + \psi + \theta_i, \qquad (1.17)$$

где ψ – отклонение по фазе от равновесной частицы, z_i – координата центра *i*-го резонатора, θ_i – фаза равновесной частицы в центре *i*-го резонатора. Это отклонение равно $\psi = \omega(t - t_c)$, где *t* и t_c время пролета произвольной и равновесной частицы от начала ускорителя до координаты *z*. Если длина резонатора L_{res} конечна, то поле внутри него удобно записать с использованием ступенчатой функции, равной единице внутри резонатора и равной нулю вне резонатора.

Магнитное поле соленоидов можно учесть, используя уравнение в форме уравнения Лагранжа, как это сделано в работе [132].

Для ускорителя, состоящего из периодической последовательности резонаторов и соленоидов, в отличие от классической системы с высокочастотной фокусировкой, необходимо в общем виде учитывать медленно меняющуюся и быстро осциллирующую компоненты как электрического, так и магнитного поля ($\hat{E} = E + \tilde{E}$ и $\hat{B} = B + \tilde{B}$). Эту особенность необходимо учитывать и при выводе уравнения движения в гладком приближении. С учетом слагаемого, отвечающего за магнитную компоненту ВЧ поля, уравнение движения перепишется в виде [132]:

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(m\gamma\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{R}}{\mathrm{d}t}\right) = e\boldsymbol{E} - \frac{e^2}{2m\gamma}\frac{\partial}{\partial\boldsymbol{R}}\boldsymbol{A}^2, \qquad (1.18)$$

где *A* — векторный потенциал магнитного поля. Магнитное поле в соленоиде с учетом симметрии поля относительно его центра можно записать в виде разложения в ряд Фурье по пространственным гармоникам

[132] как
$$b(z) = b \frac{L_c}{L} \left(1 + 2\sum_n \frac{\sin X_n}{X_n} \cos k_n z \right)$$
, где $b_0 = \frac{L_c}{L} b$; $b = \left(\frac{eZBL}{2Amc\beta\gamma} \right)^2 \rho$,

 $X_n = L_c \pi n/L$ — параметр, который определяет вклад высших гармоник разложения периодического фокусирующего магнитного поля, создаваемого последовательностью соленоидов, L_c — длина соленоида, L — длина периода, A и Z – атомная масса и заряд иона, B – индукция магнитного поля.

Вывод уравнения движения в гладком приближении для ускорителя, состоящего из последовательности независимо фазируемых коротких ускоряющих резонаторов и фокусирующих соленоидов, впервые выполнен А.В. Самошиным (см. [132 – 133]). Для этого в систему уравнений движения было введено дополнительное уравнение для изменения энергии равновесной частицы $\frac{d\gamma_c}{dz} = \frac{eZ}{Amc^2}E_z$. Высокочастотное поле в зазорах резонатора аппроксимируется рядом Фурье по пространственным гармоникам. Таким образом, в систему уравнений движения входят

уравнение для изменения фазы произвольной частицы внутри резонатора, уравнения для изменения энергии равновесной и произвольной частиц, а также для фазы произвольной частицы. Эта система уравнений решается относительно приведенной энергии равновесной и произвольной частиц γ_c , γ и фазы ψ , решения подставляются в уравнение движения и полученные полные уравнения усредняются по быстрым осцилляциям. В результате получается уравнение движения в Гамильтоновой форме:

$$\frac{d\Delta\gamma}{d\xi} = -\frac{\partial U_{eff}}{\partial\psi}, \quad \frac{d^2\rho}{d\xi^2} = -\frac{\partial U_{eff}}{\partial\rho}, \quad (1.19)$$

где $\Delta \gamma = \overline{\gamma}_c - \gamma(\psi)$ – отклонение энергии произвольной частицы от квазиравновесной. Уравнение (1.19) по своему виду аналогично уравнению (1.8), полученному для случая, когда в периодической системе присутствует синхронная с пучком пространственная гармоника ВЧ поля, и уравнению (1.15), полученному для случая отсутствия синхронной гармоники. В отличие от уравнений (1.8) и (1.15), здесь в ЭПФ будет входить член, отвечающий за взаимодействие с полем фокусирующего соленоида. Окончательно для случая, когда период структуры состоит из одного резонатора и одного соленоида (за центр периода принят центр соленоида), эффективная потенциальная функция запишется в виде [132]:

$$U_{eff} = U_0 + U_1 + U_2, \tag{1.20}$$

где

$$U_{0} = -4\alpha I_{0}(\rho)f_{r,0} + b\frac{L_{c}}{L}\frac{\rho^{2}}{2},$$

$$U_{1} = \frac{\alpha^{2}}{\pi^{2}}\sum_{1}^{\infty} \left[\frac{I_{0}^{2}(\rho)}{n^{2}}\left(f_{z,n}^{c} + f_{z,n}^{s}\right) + \frac{I_{1}^{2}(\rho)}{n^{2}}\left(f_{r,n}^{c} + f_{r,n}^{s}\right)\right],$$

$$U_{2} = -4\alpha b\frac{L_{s}}{L}\rho I_{1}(\rho)\sum_{n}\frac{f_{r,n}^{c}}{(2\pi n)^{2}}\frac{\sin X_{n}}{X_{n}} + b^{2}\sum_{n}\frac{1}{(2\pi n)^{2}}\left(\frac{\sin X_{n}}{X_{n}}\right)^{2}\rho^{2},$$

I₀ и I₁ – функции Бесселя, $\alpha = LU/(4L_v)$ – безразмерный параметр ускорения, U – напряжение на резонаторе, $L_v = \frac{\lambda\beta^3\gamma^3}{2\pi}$, $E = 2U/L_r$ – амплитуда поля, $h_n = 2\pi n/L$, n — волновой вектор для n-ой гармоники ВЧ поля, n = 0, 1, 2, ...,

$$f_{z,0} = S_0 \cos(\varphi_c + \psi), f_{z,n}^c = (-1)^n T_n^+ \cos(\varphi_c + \psi), f_{z,n}^s = (-1)^n T_n^- \sin(\varphi_c + \psi),$$

$$f_{r,0} = -S_0 \sin(\varphi_c + \psi), f_{r,n}^c = (-1)^{n+1} T_n^+ \sin(\varphi_c + \psi), f_{r,n}^s = (-1)^{n+1} T_n^- \cos(\varphi_c + \psi),$$

коэффициент T_n^{\pm} – фактор пролетного времени, определяющий
эффективность взаимодействия пучка с *n*-ой гармоникой ВЧ поля,
 $S_0 = \sin(Y_0)/Y_0, Y_0 = h_c L_r/2, T_n^{\pm} = S_n^+ \pm S_n^-, S_n^{\pm} = \sin(Y_n^{\pm})/Y_n^{\pm}, Y_n^{\pm} = (h_c \pm h_n)L_r/2.$

Данная методика была разработана в МИФИ в ходе работ по проекту Rare Isotope Accelerator (RIA, Аргонская национальная лаборатория, США, [123, 226 – 229]). Впоследствии проект RIA не был реализован, однако наработки были использованы при проектировании других ускорителей, например при разработке концепции российской версии ускорителяпротонного пучка для подкритических драйвера электроядерных установок [230 – 234], концепции линейного сверхпроводящего ускорителя протонно-лучевой терапии [235 – 238] и проекта для нового сверхпроводящего инжектора для ускорительного комплекса «Нуклотрон» - NICA ОИЯИ [239 – 241] (см. раздел 3.4).

Таким образом показано, что уравнение движения в гладком приближении может быть получено для любой ускоряющей структуры взаимодействия независимо ОТ характера пучка с волной: ДЛЯ классического движения частиц вблизи синхронной с волной частицы, для комбинационной волны, для ускорителя, построенного по модульному принципу наличии системе медленного при В скольжения квазиравновесной частицы по фазам. Полученные для этих трех случаев уравнения движения в форме уравнения Гамильтона (1.8), (1.15), (1.20),

несколько отличаются по форме, но в них обязательно входит эффективная потенциальная функция, анализ которой позволяет судить об устойчивости динамики пучка и корректности выбора параметров канала разрабатываемого ускорителя.

Ниже в разделах 1.3 – 1.5 будет рассмотрено несколько примеров анализа динамики пучка в гладком приближении для различных типов ускоряющих структур.

1.2 Использование матричных методов для исследования динамики пучка в ускорителях, построенных по модульному принципу, и определения их основных параметров

Несмотря на то, что описанный выше в разделе 1.1.2 метод усреднения по быстрым осцилляциям для ускоряющей структуры при наличии медленного скольжения сгустка по фазе является достаточно простым, корректным и универсальным, он всё же требует наличия опыта разработки ускорителей, построенных по модульному принципу. В общем случае такой подход требует значительных усилий для определения стартовой конфигурации ускоряющей структуры. Более простым и наглядным для определения начальной конфигурации, пригодной для дальнейшей оптимизации, может являться матричный метод анализа. Обычно матричные методы анализа динамики пучка (так называемый «маппинг») используются для анализа структуры и динамики пучка в синхротронах, где можно при определенных допущениях не учитывать влияние электрического поля ускоряющего резонатора на динамику или считать это влияние мгновенным и одинаковым для всех частиц пучка. Как и метод усреднения для модульного линейного ускорителя, состоящего из периодической последовательности ускоряющих резонаторов И фокусирующих соленоидов или квадрупольных линз, матричный подход впервые был опробован при работе над проектом ускорителя RIA (ANL) [132, 242, 243].

Для матричного анализа динамики пучка были сделаны следующие допущения [132]:

- амплитуды электрического и магнитного полей в резонаторах и соленоидах могут быть представлены как кусочно-постоянные функции;

 - скорость частиц близка к фазовой скорости основной гармоники ВЧ поля в резонаторе;

 при малом числе зазоров в резонаторе прирост скорости частиц мал по сравнению с ее величиной;

- амплитуды фазовых и поперечных колебаний малы;

- отсутствует связь между продольным и поперечным движением.

Уравнения движения для резонатора в работе [132] были представлены в матричном виде:

$$\begin{pmatrix} \xi \\ \Delta \gamma \end{pmatrix}_{out} = M^{z}_{res} \begin{pmatrix} \xi \\ \Delta \gamma \end{pmatrix}_{in}, \qquad (1.21)$$

где
$$M_{res}^{z} = \begin{pmatrix} \cos \chi_{z} & (L_{res}/L_{v}) \sin \chi_{z}/\chi_{z} \\ T \tilde{U} \sin \varphi_{s} \sin \chi_{z}/\chi_{z} & \cos \chi_{z} \end{pmatrix}$$
 – матрица резонатора,

 ξ_{in} и $\Delta \gamma_{in}$, ξ_{out} и $\Delta \gamma_{out}$ – начальные и конечные отклонения энергии и фазы произвольной частицы от энергии и фазы квазиравновесной частицы, $\gamma_{c,in}$ и $\gamma_{c,out}$ – приведенная энергия квазиравновесной частицы на входе и выходе резонатора. Приведенная величина изменения энергии квазиравновесной частицы для *i*-го резонатора равна $\Delta \gamma_c = \gamma_{c,in} - \gamma_{c,out} = \tilde{U}T \cos \varphi_i$, где $\tilde{U} = eZU/AW_p$ – безразмерная амплитуда напряжения на резонаторе, $T = \sin\Theta/\Theta$ – пролетный фактор, $\Theta = \frac{\pi}{\lambda} \frac{\beta_G - \beta_c}{\beta_G^2} L_{res}$ — величина скольжения частицы по фазе, β_c и φ_i – приведенная скорость и фаза равновесной частицы в центре *i*-того резонатора. Для произвольной частицы удобно использовать отклонение от энергии и фазы равновесной частицы $\Delta \gamma = \gamma_c - \gamma$ и $\xi = \omega(t - t_c)$, где γ_c и t_c – энергия равновесной частицы и время ее пролета от начала ускорителя до координаты *z*. Аналогичным образом были записаны и уравнения движения в поперечной плоскости для координаты *r* и расходимости α_r:

$$\begin{pmatrix} r \\ \alpha_r \end{pmatrix}_{out} = M_{res}^r \begin{pmatrix} r \\ \alpha_r \end{pmatrix}_{in}, \qquad (1.22)$$

где $M_{res}^{r} = \begin{pmatrix} \cos \chi_{r} & L_{res} \sin \chi_{r} / \chi_{r} \\ -(\tilde{U} / 2L_{V}) \sin \varphi_{i} \sin \chi_{r} / \chi_{r} & \cos \chi_{r} \end{pmatrix}$ – матрица резонатора

для поперечного движения [132]. Матрица M_{res}^r будет фокусирующей при $\varphi_{i,c} > 0$ и дефокусирующей при $\varphi_{i,c} < 0$. В дальнейшем удобно ввести безразмерный параметр $\alpha = L\widetilde{U}/4L_v$, определяющий величину дефокусировки пучка.

Матрица $M_{L_d}^z$ для свободного промежутка имеет вид, близкий к классическому, с учетом параметра L_V :

$$M_{L_{d}}^{z} = \begin{pmatrix} 1 & L_{d} / L_{V} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$$
 (1.23)

Матрица перехода для соленоида имеет вид [132]

$$M_{sol}^{r} = \begin{pmatrix} \cos\theta & L_{sol}\sin\theta/\theta \\ -1/F & \cos\theta \end{pmatrix}, \qquad (1.24)$$

где $F = L_{sol}/\theta \sin \theta$ — фокусное расстояние. Величина $\theta = L_{sol}/2\rho$ определяется через длину соленоида L_{sol} и ларморовский радиус $\rho = Amc\gamma\beta/eZB$. С учетом изложенных выше допущений соленоид не оказывает влияния на продольное движение и для него матрица перехода M_{sol}^{z} будет единичной.

Если определены матрицы для всех элементов периода, то можно записать матрицы перехода для периода структуры отдельно для продольного и поперечного движений. Из них можно найти параметры Флоке µ_z и µ_r для продольного и поперечного движений и условия устойчивости продольных и поперечных колебаний частиц:

$$\left|\cos\mu_{z}\right| = \left|\frac{1}{2}\operatorname{Sp}M_{L}^{z}\right| \le 1, \quad \left|\cos\mu_{r}\right| = \left|\frac{1}{2}\operatorname{Sp}M_{L}^{r}\right| \le 1.$$
 (1.25)

Данная методика анализа динамики пучка в ускорителе, построенном по модульному принципу, не зависит от типа периода структуры (один резонатор и один соленоид или один резонатор и квадрупольный дуплет, два резонатора и один соленоид и т.д.) и может быть использована для анализа практически любых квазипериодических модульных систем.

Зная матрицу перехода для периода структуры, можно построить диаграмму устойчивости и выбрать рабочую точку. Как видно из формулы (1.24), для соленоидов фокусное расстояние зависит от величины магнитного поля (для магнитных квадруполей – от градиента поля). Анализ условия устойчивости поперечного движения позволяет найти величину магнитного поля, требуемую для удержания заданного максимального размера огибающей пучка во всём диапазоне скоростей частиц в ускорителе [132]. Выбор значения поперечного параметра Флоке μ_r может быть сделан [132], если заданы максимальный размер огибающей пучка X_m и поперечный эмиттанс E_r :

$$X_{m} = \left(\frac{E_{r}}{\pi} \frac{M_{12}}{sin\mu_{r}}\right)^{\frac{1}{2}},$$
 (1.26)

где M_{12} – недиагональный элемент матрицы периода в точках траектории, соответствующих максимуму огибающей. Абсолютное и приведенное значение эмиттанса связаны как $V_r = \beta \gamma E_r / \pi$ и параметр Флоке будет связан с размером огибающей как

$$\mu_r = \arcsin\left(\frac{M_{12}V_r}{\beta\gamma X_m^2}\right). \tag{1.27}$$

Минимум огибающей при устойчивом движении будет находиться в середине резонатора. Аналогичным образом может быть проведен анализ устойчивости и для фазового движения.

Таким образом, матричный анализ динамики пучка в ускорителе, построенном по модульному принципу, позволяет легко и быстро проанализировать условия устойчивости пучка, определить рабочую точку и минимальные требования для фокусирующих устройств. Данный метод может быть обобщен и для ускорителей, в которых за счет плавного изменения периода структуры синхронизм сохраняется в любой момент времени, например для ускорителей Альвареца с квадрупольными линзами, помещенными внутрь трубок дрейфа.

1.3 Анализ и сравнение динамики в гладком приближении для ускорителей с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой и аксиально-симметричной высокочастотной фокусировкой

Одной из основных проблем при создании ускорителей протонов и ионов является разработка начальных секций, предназначенных для формирования и группировки пучков и их ускорения на начальном этапе до энергии в несколько сотен кэВ/нуклон. Из известных в настоящее время способов группировки и предварительного ускорения ионов с малыми отношениями заряда к массе используются в основном системы с пространственно – однородной квадрупольной фокусировкой (ПОКФ), предложенные И.М. Капчинским и В.А. Тепляковым [74]. Данные системы хорошо изучены, используются повсеместно как в составе инжекционных комплексов крупных ускорителей, предназначенных для научных

исследований, так и в прикладных установках и имеют ряд несомненных достоинств, таких как низкая энергия инжекции пучка, большой коэффициент токопрохождения, высокий предельный ток ускоряемого Ланная система не наиболее пучка. лишена ряда недостатков, существенными низкий ИЗ которых являются относительно темп ускорения и снижение эффективности ускорения с ростом энергии.

В ИФВЭ успешно запущено несколько ускорителей с пространственно-периодической квадрупольной фокусировкой (ППКФ), предложенной В.А. Тепляковым [71]. Она оказалась эффективна при энергиях протонов выше 2-3 МэВ.

Несмотря на несомненный успех и общемировое признание структур с ПОКФ, в мире продолжаются работы по ускорителям с другими типами высокочастотной фокусировки, поперечные поля в которых имеют аксиальную симметрию. Прежде всего это фазопеременная фокусировка (ФПФ) и аксиально-симметричная ВЧ фокусировка (АВФ). В таких ускорителях темп ускорения выше, чем в системах с ПОКФ. Различные типы фазопеременной фокусировки и резонаторов, в которых возможна её практическая реализация, были рассмотрены в работах Я.Б. Файнберга [67], М. Гуда [142], В.В. Кушина [72, 244] (ассиметричная фазопеременная фокусировка, АФПФ), Н.А. Хижняка [82, 245] (модифицированная фазопеременная фокусировка, МФПФ), Н.М. Гаврилова, В.К. Баева, С.А. Минаева [91, 94], Д.А. Свенсона [146], В.В. Капина [126, 246], А.В. Самошина [220], Р.А. Джемесона [247], М. Отани и С. Куренного с соавторами [248].

В периодическом резонаторе ускорителя с АВФ для ускорения используется одна из пространственных гармоник ВЧ поля, а для фокусировки – остальные гармоники (в простейшем случае только одна из высших гармоник ВЧ поля). Исследование особенностей динамики пучка в ускорителях с АВФ проведено в работах Э.С. Масунова, Н.Е. Виноградова, В.С. Дюбкова [56, 60, 108, 117, 134, 135, 196, 201, 210 – 213]. Интересно

сравнить эффективность ускорения и поперечной фокусировки в ускорителях в АВФ и ПОКФ.

В работе [117] было показано, что для обеспечения эффективной поперечной фокусировки сильноточного протонного пучка амплитуда фокусирующей гармоники должна быть примерно в 5 – 10 раз выше, чем амплитуда ускоряющей. При этом темп ускорения примерно в два раза выше, чем в системах с ПОКФ при таких же напряженностях поля. Реализация ускоряющей системы при таком отношении амплитуд фокусирующей и ускоряющей гармоник является достаточно сложной технической задачей. В обычной резонаторной структуре с трубками ускорителе дрейфа (например, В Видероэ) величины амплитуд пространственных гармоник быстро убывают с ростом их номера. Реализовать нарастающее отношение гармоник удаётся в структуре, со сложным периодом, состоящем из трубок дрейфа различной длины и внутреннего диаметра [117]. В качестве примера на рисунке 1.1 показан вариантов реализации такой ОДИН ИЗ возможных структуры И распределение потенциала на оси [117]. Потенциалы на соседних электродах равны по амплитуде.

Некоторые результаты аналитического исследования динамики пучка и сравнения эффективности структур с ПОКФ и АВФ для группировки и ускорения тяжелых ионов с отношением заряда к массе Z/A=1/60 были приведены в работе [124]. ВЧ поле в структуре с аксиальносимметричной высокочастотной фокусировкой было представлено в виде разложения по пространственным гармоникам, предполагая, что период является медленно меняющейся функцией структуры продольной координаты. В квазистатическом приближении напряженность ВЧ поля в канале можно представить в виде суммы пространственных гармоник (1.4). На рисунках 1.1 и 1.2 схематически показано сечение каналов ускорителей с АВФ и ПОКФ и обозначения, использованные при аналитическом исследовании динамики пучка тяжелых ионов в указанных структурах.

Геометрия каналов описывается следующими параметрами: радиусом апертуры электродов a, параметром модуляции m и периодом структуры D. На электроды рассматриваемых структур приложен потенциал $\pm V/2$.





Рисунок 1.1 – Пример реализации структуры с АВФ [117]

Рисунок 1.2 – Продольное сечение каналов ускорителей с АВФ и ПОКФ

Ускорение ионов в системе с АВФ рассматривалось в двухволновом приближении (основная ускоряющая и одна высшая фокусирующая пространственные гармоники) при $\mu = \pi$. Для ускорителя с АВФ эффективная потенциальная функция имеет вид:

$$U_{eff,a} = -\frac{1}{2} e_0 \left[I_0(\rho) \sin(\psi_s + \chi) - \chi \cos(\psi_s) \right] + \frac{1}{16} \left\{ 5 \left(\frac{e_1}{4} \right)^2 g(3\rho) + \left(\frac{e_0}{2} \right)^2 g(\rho) \right\}, \quad (1.28)$$

где $e_{s,n} = eE_{s,n}\lambda/(2\pi mc^2\beta_s)$ – безразмерные амплитуды гармоник ВЧ поля на оси ускорителя; $\mathbf{R} = [\chi, \rho], \ \chi = 2\pi(\overline{z} - \overline{z}_c)/\lambda\beta_s, \ \rho = 2\pi \overline{r}/\lambda\beta_s$ - фаза и безразмерная поперечная координаты; $\psi, z_c, \beta_s = \omega/h_sc$ - фаза, координата и скорость равновесной частицы; $g_{s,n}(\rho) = I_0^2(\rho) + I_1^2(\rho) - 1$. Эффективная потенциальная функция может быть переписана в виде:

$$U_{eff,a} = -A_a \frac{qV}{8W_s} \left[I_0(\rho) \sin(\psi_s + \chi) - \chi \cos(\psi_s) \right] + X_a^2 \left(\frac{qV}{8W_s} \right)^2 \left\{ \frac{45}{64} g(3\rho) + \left(\frac{3A_a}{4X_a} \right)^2 g(\rho) \right\}.$$
(1.29)

Здесь V – разность потенциалов между трубками структуры, W_s – энергия равновесной структуры, A_a и X_a – параметры ускорения и фокусировки:

$$A_{a} = \frac{2[I_{0}(3m\rho_{m}) - I_{0}(3\rho_{m})]}{I_{0}(m\rho_{m})I_{0}(3\rho_{m}) + 2I_{0}(3m\rho_{m})I_{0}(\rho_{m})},$$
(1.30)

$$X_{a} = \frac{1 - A_{a} I_{0}(\rho_{m})}{I_{0}(3\rho_{m})}, \ \rho_{m} = \frac{\pi a}{D}.$$
 (1.31)

Необходимым условием совместной продольной и поперечной устойчивости пучка является наличие абсолютного минимума U_{eff} . В двухволновом приближении условие устойчивости движения пучка в АВФ имеет вид:

$$\frac{qV}{mc^2} \left(\frac{\lambda}{2\pi a}\right)^2 > F_a = \frac{64}{135} \Phi_a(\rho) \frac{A_a}{X_a \rho_m^2} \sin(\psi_s + \chi), \qquad (1.32)$$

где

$$\Phi_{a} = \frac{I_{1}(\rho)}{I_{1}(3\rho) \left[I_{0}(3\rho) - \frac{I_{1}(3\rho)}{6\rho} \right]} - (1.33)$$

форм-фактор. Как видно из формул (1.32 – 1.33), эффективность работы ускорителя с АВФ существенно зависит от отношения X_a^2 / A_a . Также видно, что поперечная устойчивость движения пучка в данной структуре достигается, если амплитуда фокусирующей гармоники больше амплитуды ускоряющей. Градиент ускорения пропорционален $A_a(qV/8W_s)$.

Аналогичные выражения можно записать и для ускорителя с пространственно – однородной квадрупольной фокусировкой. Продольная и поперечная компоненты электрического поля здесь имеют вид:

$$E_{z} = \frac{h}{2} A_{q} V \quad I_{0}(\rho) \sin(\psi + \tau) \sin\tau, \quad h = 2\pi/\beta\lambda,$$

$$E_{r} = -hV \left[X_{q} \rho \cos(2\theta) + \frac{1}{2} A_{q} I_{1}(\rho) \cos(\psi + \tau) \right] \sin\tau,$$
(1.34)

где параметры ускорения и фокусировки равны, соответственно:

$$A_{q} = \frac{m^{2} - 1}{m^{2} I_{0}(m\rho_{m}) + I_{0}(m\rho_{m})}, X_{q} = \frac{1 - A_{q} I_{0}(\rho_{m})}{\rho_{m}^{2}}.$$
 (1.35)

В этом случае эффективная потенциальная функция запишется в виде:

$$U_{eff,q} = -A_q \frac{qV}{8W_s} \left[I_0(\rho) \sin(\psi_s + \chi) - \chi \cos(\psi_s) \right] + X_q^2 \left(\frac{qV}{8W_s} \right)^2 \left\{ 4\rho^2 + \left(\frac{A_q}{4X_q} \right)^2 g(\rho) \right\},$$
(1.36)

а условие устойчивости будет следующим:

$$\frac{qV}{mc^2} \left(\frac{\lambda}{2\pi a}\right)^2 > F_q = \frac{1}{2} \Phi_q(\rho) \frac{A_q}{X_q^2 \rho_m^2} \sin(\psi_s + \chi), \qquad (1.37)$$

где $\Phi_q = I_1(\rho) / \rho$ - форм фактор для структуры с ПОКФ.

-

Проведем сравнение структур с АВФ и ПОКФ с точки зрения их эффективности для ускорения тяжелых ионов. На рисунке 1.3 показаны зависимости форм-факторов и параметров ускорения от радиуса апертуры для двух структур, а на рисунке 1.4 – условия фокусировки. Рисунки построены при следующих параметрах: отношение заряда к массе Z/A=1/60, разность потенциалов V=100 кВ, длина волны $\lambda = 25$ м, $\Psi_s = 20^0$, радиус апертуры a=1 см (для ПОКФ) и a=0,5 см (для ABФ), $\rho_m = a\omega/v$ и m=2. Из рисунков видно, что при определенных параметрах система с AB Φ имеет более высокий темп ускорения по сравнению с ПОКФ. Это наблюдается, например, для меньших скоростей или при меньших радиусах апертуры. Здесь необходимо напомнить, что из-за большой амплитуды поперечных осцилляций радиус апертуры структур с ПОКФ, предназначенных для ускорения тяжелых ионов, обычно достаточно велик (порядка 0,6 – 1,0 см), что приводит к снижению темпа ускорения при заданной величине разности потенциалов на электродах. Поперечная фокусировка в АВФ более эффективна только при относительно более высоких скоростях. Таким образом, система с аксиально-симметричной фокусировкой высокочастотной также может быть эффективно использована для группировки и ускорения тяжелых ионов при низких энергиях.



Рисунок 1.3 – Зависимость формфакторов и ускоряющих градиентов от радиуса апертуры для систем с АВФ и ПОКФ



Рисунок 1.4 – Условия фокусировки в ускорителях с АВФ и ПОКФ

1.4 Анализ динамики пучка в гладком приближении в линейных ондуляторных ускорителях

Традиционно для резонансных ускорителей с периодическими рассматривается ускоряющими структурами система. В которой присутствует пространственная гармоника ВЧ поля, синхронная с пучком, фазовая скорость волны для основной гармоники всегда то есть тождественно равна скорости синхронной частицы. Влияние гармоник обычно несинхронных С пучком рассматриваются как нежелательное, однако в структурах с АВФ их предлагается использовать для поперечной фокусировки пучка. Но возможен и другой метод ускорения частиц. В работах [166 – 167, 209] А.В. Гапонов и М.А. Миллер показали, что существует возможность эффективного резонансного взаимодействия электронов с суммарным полем двух волн, несинхронных с пучком, и динамика пучка может быть рассмотрена как движение частиц в потенциальной яме, образованной комбинационной волной этих двух гармоник. Этот принцип был использован при разработке и создании приборов убитрона (c новых электронных использованием слаборелятивистских электронных пучков) [249] и лазера на свободных электронах (для релятивистских электронных пучков) [250].

В 1989 году Э.С. Масунов предложил ряд ускоряющих систем, предназначенных для фокусировки и ускорения ионных пучков в резонансных структурах без синхронной с пучком гармоники поля и сформулировал основные принципы работы таких ускорителей [54, 251 – 253]. Предложенные ускорители получили название линейных ондуляторных ускорителей (ЛОУ, также использовалось названия «Линеондутрон» и UNDULAC). В работе [54] были аналитически рассмотрены вопросы ускорения и фокусировки ионных пучков в периодических структурах без синхронной гармоники ВЧ поля и при периодического электростатического наличии поля ондулятора,

сформулированы условия на амплитуды и фазы гармоник поля, при которых возможны одновременно ускорение и фокусировка пучка. Было предложено три основных типа ЛОУ. Первый из них получил название ЛОУ с электростатическим ондулятором (UNDULAC-E, ЛОУ-E). В этом типе ЛОУ ускорение и фокусировку пучка ионов предлагается реализовать в поле комбинационной волны, возникающей при сложении одной (основной) пространственной гармоники ВЧ поля и одной гармоники поля электростатического ондулятора. Было показано, что ускорение может быть реализовано и при отсутствии на оси ускорителя продольной компоненты напряженности ВЧ поля и поля ондулятора, т.е. в чисто поперечном поле. При этом каждая из гармоник дает вклад как в ускорение частиц в продольном направлении, так и в поперечную фокусировку пучка.

В ЛОУ с магнитным ондулятором (UNDULAC-M, ЛОУ-М) для ускорения и фокусировки используется одна гармоника ВЧ поля и аксиально-симметричный магнитный ондулятор. Было показано, что в ЛОУ с аксиально-симметричным магнитным ондулятором могут быть ускорены два пучка ионов (из-за специфических особенностей ЛОУ с магнитным ондулятором имеет две области, в которых возможны устойчивое ускорение и фокусировка пучка). Энергия пучков может быть увеличена от 100 кэВ примерно до 1 МэВ при токе каждого из пучков до 100 мА [254 – 256].

Ускорение и фокусировка ионного пучка могут быть реализованы и в поле комбинационной волны, возникающей при сложении нескольких (в простейшем случае двух) несинхронных с пучком пространственных гармоник ВЧ поля, возбужденного в периодическом резонаторе. Такой тип ондуляторного ускорителя был назван ЛОУ с высокочастотным ондулятором (UNDULAC-RF, ЛОУ-ВЧ) [55].

Интересной особенностью ЛОУ-Е и ЛОУ-ВЧ оказалась возможность ускорения ленточных пучков, то есть таких пучков, у которых один из

поперечных размеров много больше другого (ЛОУ-М оказался для ленточных пучков непригоден). Для ленточных пучков при заданном токе можно снизить его погонную плотность и поднять полный ток пучка за счет увеличения его ширины. Малое влияние пространственного заряда при большом поперечном сечении пучка дает возможность получить ускоренные пучки высокого качества. Щелевой канал ЛОУ, предназначенный для ускорения ленточных пучков, может быть совмещен с источником ионов, имеющим щелевые отверстия, например источником типа Берна или Фримана.

Попытки разработки и создания ускоряющих структур с ленточными пучками предпринимались на кафедре Электрофизических установок МИФИ начиная с 1980 года. В 1982 – 1987 годах в МИФИ В.Д. Даниловым и А.А. Ильиным была разработана ускоряющая система с фазопеременной фокусировкой. приспособленная ДЛЯ ускорения ленточного пучка [257 – 262]. Была разработана теория фокусировки ленточного пучка высокочастотным полем и методики выбора параметров ускоряющего канала и гармонического состава ВЧ поля, проведено численное моделирование И макетирование В электролитической ванне структуре, спроектирован и создан распределения поля в макет ускоряющей структуры, измерены его электродинамические характеристики. Было показано, что в данной структуре сгруппированные ленточные пучки протонов могут быть ускорены до энергии 1,5-2 МэВ инжекции $W_{in} = 100$ кэВ, предельном токе 0,5 A, при энергии коэффициенте токопрохождения около 60 % и темпе ускорения 300–350 кэВ/м. Дальнейшим развитием идеи ускорения ленточных ионных пучков были работы [57, 108, 117, 263], выполненные в 1998 – 2001 годах И посвященные разработке системы с ленточной высокочастотной фокусировкой (ЛФ). В ускорителе с ЛВФ пучок ускорялся основной гармоникой ВЧ поля, а фокусировался первой высшей. Была разработана общая теория ВЧ фокусировки для этого случая, предложены методики

выбора отношений гармоник ВЧ поля, необходимых для обеспечения эффективной высокочастотной фокусировки, проведено моделирование динамики ионного пучка и выбрана структура периода ВЧ поля. При этом для обеспечения эффективной поперечной фокусировки при энергии пучка в сотни кэВ амплитуда первой (фокусирующей) гармоники ВЧ поля должна быть примерно в десять раз больше амплитуды основной (ускоряющей) гармоники. Исследование динамики ионного пучка в ускорителе с ЛВФ показало, что предельный ток пучка составляет около 1,0-1,2 А (предельная плотность тока 0,1-0,12 А/см²), коэффициент токопрохождения без использования динамического согласования достигает 80 %. Протонные пучки могут быть ускорены от 100–150 кэВ до 1,5 – 2,0 МэВ.

Как уже говорилось, в ЛОУ обе несинхронные гармоники влияют и на продольное ускорение пучка, и на его поперечную фокусировку. При ЭТОМ при рассмотрении динамики ленточных пучков нельзя ограничиваться изучением условий поперечной фокусировки только в перпендикулярном плоскости ленты, а необходимо направлении, учитывать оба направления. Аналитическое исследование динамики пучка в ЛОУ различных типов (как и в любой другой периодической структуре при отсутствии синхронной с пучком гармоники) удобно проводить с использованием гладкого приближения, методика использования которого описана в разделе 1.1.1. Рассмотрим особенности применения И возможности данного метода на примере линейного ондуляторного ускорителя с высокочастотным ондулятором.

1.3.1 Использование гладкого приближения для исследования динамики в ЛОУ с высокочастотным ондулятором

Результаты аналитического исследования динамики пучка в ЛОУ с высокочастотным ондулятором (см. рис. 1.5) рассмотрены в работах [55,

63 - 64, 127, 217, 264 - 268]. Поля в периодическом ускоряющем Фурье (1.4)резонаторе можно представить В виде ряда ПО пространственным гармоникам ВЧ поля, фаза комбинационной волны, образованной двумя несинхронными гармоникам ВЧ поля (двумя высокочастотными ондуляторами) выражается формулой (1.12), a уравнение движения в гладком приближении для данного случая имеет вид (1.15).



Рисунок 1.5 – ЛОУ с высокочастотным ондулятором.

Для ЛОУ-ВЧ эффективная потенциальная функция, входящая в уравнение движения (1.15) принимает вид [55]:

$$U_{eff} = U_1 + U_2, \tag{1.38}$$

где

$$U_{1} = \frac{1}{16} \sum_{h_{n} \neq h_{v}} \frac{\boldsymbol{e}_{n}^{2}}{\Delta_{n,v}^{-2}} + \frac{1}{16} \sum_{h_{n} \neq h_{v}} \frac{\boldsymbol{e}_{n}^{2}}{\Delta_{n,v}^{+2}},$$

$$U_{2} = \frac{1}{16} \sum_{h_{p} - h_{n} = 2h_{v}} \frac{\boldsymbol{e}_{n} \boldsymbol{e}_{p}}{\Delta_{n,v}^{-2}} \cos(2\varphi_{v,s}) + \frac{1}{16} \sum_{h_{p} - h_{n} = 2h_{v}} \frac{\boldsymbol{e}_{n} \boldsymbol{e}_{p}}{\Delta_{n,v}^{+2}} \cos(2\varphi_{v,s}) + \frac{1}{16} \sum_{h_{p} - h_{n} = 2h_{v}} \frac{\boldsymbol{e}_{n} \boldsymbol{e}_{p}}{\Delta_{n,v}^{+2}} \cos(2\varphi_{v,s}) + \frac{1}{16} \sum_{h_{p} + h_{n} = 2h_{v}} \frac{\boldsymbol{e}_{\perp,n} \boldsymbol{e}_{\perp,p} - \boldsymbol{e}_{z,n} \boldsymbol{e}_{z,p}}{\Delta_{n,v}^{-2}} \cos(2\varphi_{v,s} + 2\alpha_{n}),$$

Эта функция зависит только от медленно меняющихся поперечных координат и фазы синхронной частицы. Очевидно, что член U_1 в уравнении (1.38), зависящий только от поперечных координат, отвечает

только за поперечную фокусировку, а U_2 – за ускорение частиц в продольном направлении и поперечную дефокусировку. Важной особенностью ЛОУ с высокочастотным ондулятором является то, что сила пропорциональна не $\cos(\varphi_s)$, как в классических системах на бегущей или стоячей волне, а $\sin(2\varphi_{v,s})$. Это приводит к тому, что в данном типе ЛОУ период модуляции пучка в два раза меньше периода ВЧ поля, на один период колебаний ВЧ поля приходится две области устойчивости фазовых колебаний частиц и будут формироваться два сгустка.

Также необходимо отметить, что заряд иона в эффективную потенциальную функцию входит квадратично, то есть при совместном ускорении положительно и отрицательно заряженных ионов в одном ускорителе они будут находиться в одном сгустке. Это свойство является отличием ЛОУ ОТ принципиальным других типов резонансных ускорителей, в которых сгустки ионов разного знака после группировки будут разнесены на половину периода ВЧ поля. Такая особенность может быть использована для компенсации влияния объемного заряда пучка на его динамику и повышения интенсивности, подробно этот вопрос рассмотрен в разделе 3.6.

Для ЛОУ-ВЧ в двухволновом приближении выражение (1.38) упрощается и эффективная потенциальная функция в системе координат, связанной с синхронной частицей, может быть записана в форме

$$U_{eff} = \frac{1}{8} \left\{ \boldsymbol{e}_{0}^{2} + 5/9\boldsymbol{e}_{1}^{2} + \boldsymbol{e}_{0}\boldsymbol{e}_{1} \left[\cos(2\varphi_{v,s} + 2\psi) + 2\psi\sin(2\varphi_{v,s}) \right] \\ \left(\boldsymbol{e}_{0z}\boldsymbol{e}_{1z} - \boldsymbol{e}_{0\perp}\boldsymbol{e}_{1\perp} \right) \left[\cos(2\varphi_{v,s} + 2\psi + 2\alpha) + 2\psi\sin(2\varphi_{v,s}) \right] \right\}$$
(1.39)

для системы, работающей на виде колебаний µ=0, и как

$$U_{eff} = \frac{1}{8} \left\{ \frac{10}{9\boldsymbol{e}_{0}^{2}} + \frac{26}{25\boldsymbol{e}_{1}^{2}} + \frac{2(\boldsymbol{e}_{0z}\boldsymbol{e}_{1z} - \boldsymbol{e}_{0\perp}\boldsymbol{e}_{1\perp})}{\left[\sin\left(2\varphi_{v,s} + 2\psi + 2\alpha\right) + 2\psi\cos(2\varphi_{v,s}) \right]} \right\}$$
(1.40)

для вида колебаний $\mu = \pi$, где $\psi = \phi_{v,s} - \phi$ – отклонение фазы произвольной частицы от равновесной фазы комбинационной волны.

Предположим, что скорость пучка сильно отличается от фазовой скорости $\beta_n = \omega/h_n c$ нулевой (*n*=0) и первой (*n*=1) простанственных гармоник ВЧ поля, но близка к фазовой скорости комбинационной волны $\beta_s = 2\omega/c \cdot (h_1 + h_0)$. Используя эффективную потенциальную функцию (1.39) или (1.40), получим уравнение для продольной скорости частицы в поле комбинационной волны, образованной двумя гармониками ВЧ поля:

$$\frac{\mathrm{d}(\beta - \beta_s)}{\mathrm{d}\,\tau} = e_{eff} \left(\sin 2\varphi - \sin 2\varphi_{v,s} \right), \tag{1.41}$$

где $\varphi = \int d\xi / \beta_s - \tau$ – медленно меняющаяся фаза произвольной частицы, $e_{eff} = v \cdot e_0 \cdot e_1 / \beta_s$ – эффективная амплитуда в поле комбинационной волны, v=1 для вида колебаний $\mu = \pi$ и v=1/2 для вида колебаний $\mu = 0$. По виду уравнение (1.41) с заменами $\varphi \rightarrow 2 \cdot \varphi - \pi / 2$ и $e \rightarrow e_{eff}$ совпадает с классическим уравнением движения в ВЧ поле. Гамильтониан для системы пучок-волна без учета поперечного движения можно записать как

$$(\beta - \beta_s)^2 - e_0 \cdot e_1 \cdot \nu \cdot (-\cos 2\varphi - 2\psi \cdot \sin 2\varphi_{\nu,s}) = \mathrm{H}, \qquad (1.42)$$

где каждому H соответствует своя траектория на продольной фазовой плоскости. Если H < H_e, где H_e определяется из уравнения для сепаратрисы комбинационной волны

$$\mathbf{H}_{e} = e_{0} \cdot e_{1} \cdot \mathbf{v} \cdot \left(-\cos 2\varphi_{s} - (4\varphi_{s} - m\pi) \cdot \sin 2\varphi_{s}\right), \quad (1.43)$$

то траектория частицы будет замкнутой и фазовое движение является устойчивым. Для комбинационной волны следует рассматривать движение частиц в диапазонах фаз $-\pi < \phi < 0$ и $0 < \phi < \pi$, а не в диапазоне

 $-\pi/2 < \phi < 3\pi/2$, как в классическом ВЧ ускорителе. При этом для $0 < \phi < \pi$ *m*=1, а в диапазоне $-\pi < \phi < 0$ *m*=3.

Как и в классических высокочастотных ускорителях, зависимость периода структуры от продольной координаты D(z) определяет изменение фазовой скорости комбинационной волны. Фазовые скорости нулевой и первой гармоник связаны с фазовой скоростью комбинационной волны β_s соотношениями

$$\beta_{s} = 2D/\lambda, \ \beta_{0,s} = \infty, \ \beta_{1,s} = \beta_{s}/2 \$$
для $\mu = 0,$
 $\beta_{s} = 2D/\lambda, \ \beta_{0,s} = 2\beta_{s}, \ \beta_{1,s} = 2\beta_{s}/3 \$ для $\mu = \pi.$ (1.44)

В работах [266, 267] рассмотрена динамика пучка ионов дейтерия в ЛОУ-ВЧ с двумя несинхронными гармониками ВЧ поля, причем в ЛОУ-ВЧ предполагается осуществлять не только ускорение ионного пучка, но и его группировку. В этом случае ускоряюще-фокусирующий канал ЛОУ должен состоять из двух участков: группирующего и основного ускоряющего. На участке группировки 0<z<L_{gr} синхронная фаза комбинационной волны была выбрана линейно спадающей от $\pi/2$ до $3\pi/8$, а амплитуды гармоник ВЧ поля – нарастающими по синусному закону от $E_{0.1,\text{Hay}} = E_{0.1}(z=0)$ значения до некоторого начального постоянного максимального значения $E_{0,1}$ в основной части ускорителя (см. рис. 1.6). На рисунке 1.6 также показаны графики зависимостей синхронных фаз $\phi_{0,s}$, φ_{1.s}, амплитуд *E*₀ и *E*₁ гармоник ВЧ поля, амплитуды комбинационной волны e_{eff} , фазы синхронной частицы ϕ_{vs} , скорости синхронной частицы β_s от продольной координаты для обоих видов колебаний. Расчет проводился при $E_0=150$ кB/см, энергии инжекции ионов дейтерия W_{in} =150 кэВ ($\beta_{s,in}$ =0,013), длине участка группировки L_{gr} =1 м, длине ускорителя L=2,5 м. Для рисунка 1.6 (а) χ =0,3 (здесь и далее $\chi = E_1 / E_0 - E_1 / E_0$ отношение амплитуд основной и первой пространственных гармоник ВЧ поля), для рисунка 1.6 (б) – χ =0,9. Здесь же показаны результаты расчета изменения медленной компоненты продольной скорости частицы, инжектированной с начальной фазой $\varphi = \pi/2$ и $\beta(z=0) = \beta_s$. Как видно из рисунков, при выбранных параметрах ускорителя величины $\varphi_{0,s}$ и $\varphi_{1,s}$ слабо зависят от продольной координаты, т.к. амплитуда комбинационной волны E_{eff} много меньше E_0 и E_1 .

На рисунке 1.7 показана зависимость граничных фаз сепаратрисы комбинационной волны от продольной координаты z (кривые 1) при $\chi=0,3$ для вида колебаний $\mu = \pi$, а также законы изменения синхронной фазы комбинационной волны (кривые 2) и фазы частицы с $\phi_{in} = \pi/2$, рассчитанной в гладком приближении (кривая 3). На рисунке 1.8 изображено изменение максимального вертикального размера сепаратрисы комбинационной волны в гладком приближении при выбранных зависимостях амплитуд и фаз гармоник ВЧ поля и периода структуры для обоих видов колебаний. Рисунок построен в предположении, что средняя скорость частиц близка к β. Здесь же изображены аналогичные кривые, полученные при условии взаимодействия пучка только с нулевой гармоникой ВЧ поля, (т.е. в предположении, что скорость частиц β близка к $\beta_{0,s}$, то есть нулевая синхронной), условии, гармоника является И при что пучок взаимодействует только с первой гармоникой (скорость частиц β близка к $\beta_{1,s}$). На рисунке 1.8 кривые 1, 2, 3 – границы сепаратрис по скорости для основной и первой гармоник ВЧ поля и комбинационной волны, кривая 4 – продольная скорость частиц пучка, рассчитанная в гладком приближении. Рисунок 1.9 показывает сепаратрису комбинационной волны (кривая 1) в середине группирующего участка ЛОУ (z=50 см) и сепаратрисы основной (кривая 2) и первой (кривая 3) гармоник ВЧ поля. Из рисунков 1.8 – 1.9 видно, что при большой амплитуде первой гармоники (при E₀=150 кB/см при $\chi \ge 1/3$) в средней части группирующего участка могут возникать



Рисунок 1.6 – Зависимости синхронных фаз и амплитуд для гармоник ВЧ поля и комбинационной волны, скоростей синхронной и произвольной частиц для вида колебаний μ = π при χ=0,3 (а) и χ=0,9 (б) и для случая



Рисунок 1.7 – Зависимость граничных фаз сепаратрисы (кривые 1) для вида колебаний $\mu = \pi$, синхронной фазы комбинационной волны (2) и

фазы произвольной частицы (3)



Рисунок 1.8 – Изменение вертикального размера сепаратрис для нулевой (кривая 1) и первой (2) гармоник ВЧ поля, а также комбинационной волны (3) в процессе ускорения для вида колебаний μ = π при χ=0,3 (а) и χ=0,9

(б) и для случая μ = 0 также при χ=0,3 (в) и χ=0,9 (г)



Рисунок 1.9 – Сепаратрисы комбинационной волны (кривая 1), основной (кривая 2) и первой (кривая 3) гармоник ВЧ при *z*=50 см, вид колебаний $\mu = \pi$ при χ =0,3 (a) и χ =0,9 (б) и для μ = 0 при χ =0,3 (в) и χ =0,9 (г)

условия, при которых происходит частичное или полное перекрытие сепаратрис комбинационной волны и первой гармоники ВЧ поля. Для частиц, которые оказались в области перекрытия, использование метода усреднения уже нельзя считать достаточно обоснованным, т.к. скорость частиц здесь близка и к β_s , и к $\beta_{1,s}$. В этом случае необходим более детальный анализ динамики в полном поле двух пространственных гармоник периодического резонатора С помощью численного моделирования, что и было выполнено в работе [217]. Учет быстрых осцилляций показал, что выход усредненных значений фаз и скоростей частиц за границу сепаратрисы комбинационной волны может быть вызван и другими причинами. При малых отношениях амплитуд основной и первой гармоник ВЧ поля ($\chi=0,3$) для вида колебаний $\mu=\pi$ быстрые колебания продольной скорости и мгновенного значения фазы частиц могут значительно превышать вертикальный размер сепаратрисы. Даже если сепаратрисы не перекрываются (при малых χ), в некоторый момент времени фазовая траектория частицы может оказаться внутри сепаратрисы первой гармоники ВЧ поля. Для больших отношений х амплитуда быстрых осцилляций скорости мала, но наблюдается частичное или полное перекрытие сепаратрис (см. рис. 1.86, 1.96). Для обоих случаев на некотором участке ускорителя скорость частицы станет близка к фазовой скорости первой гармоники ВЧ поля и метод усреднения уже применять нельзя. В случае, когда скорость частицы близка к фазовой скорости первой гармоники ВЧ поля, частица может быть перезахвачена и ускоряться уже в поле первой гармоники. Эти два эффекта проявляются при разных χ и должно существовать некоторое оптимальное соотношение амплитуд гармоник, при котором наблюдается минимальное расхождение между точным расчетом и гладким приближением.

Более детальный расчет динамики в гладком приближении и в полном поле с последующим усреднением показал, что период колебаний

в полном поле больше периода, найденного в гладком приближении. Величина полного набега фазы колебаний координат и скоростей частиц в гладком приближении будет отличаться от величины, найденной в полном поле. Чем больше длина ускорителя, тем больше различие в набегах фаз. Если эта разница приближается к $\pi/4$, то наблюдается выход частиц из режима ускорения в полном поле, в то время как в гладком приближении движение остается устойчивым. Эти результаты справедливы не только в одномерном случае, но подтвердились и в дальнейшем при моделировании трехмерной динамики ионного пучка в ЛОУ-ВЧ.

На виде колебаний $\mu = 0$ перекрытие сепаратрис комбинационной волны и первой гармоники ВЧ поля происходит только при больших отношениях амплитуд гармоник (для $E_0=150$ кВ/см должно быть $\chi \ge 2/3$, см. рис. 1.8г и 1.9г) и для дальнейшего изучения интереса не представляет.

Рассмотрим теперь особенности поперечного движения в ЛОУ-ВЧ. Выражение для ЭПФ с учетом зависимости поля от поперечных координат в щелевом канале для вида колебаний μ = 0 будет выглядеть как:

$$U_{eff} = \frac{1}{8} \left\{ \frac{5}{9} e_{1x}^{2} \left(\operatorname{ch}(4h_{x}x) \operatorname{ch}^{2}(2h_{y}y) - 1 \right) + \frac{5}{9} e_{1y}^{2} \left(\operatorname{ch}^{2}(2h_{x}x) \operatorname{ch}(4h_{y}y) - 1 \right) + 2e_{0z} e_{1z} \left(\operatorname{ch}(2h_{x}x) \operatorname{ch}(2h_{y}y) \operatorname{cos}(2\varphi_{v,s} + 2\psi) + \left(2\varphi_{v,s} + 2\psi \right) \cdot \operatorname{sin}(2\varphi_{v,s}), \right) \right\}.$$
(1.45)

а для вида колебаний $\mu = \pi$

$$U_{eff} = \frac{1}{4} \left\{ \frac{10}{9} e_{0x}^{2} \left(\operatorname{ch}(2h_{x}x) \operatorname{ch}^{2}(h_{y}y) - 1 \right) + \frac{10}{9} e_{0y}^{2} \left(\operatorname{ch}^{2}(h_{x}x) \operatorname{ch}(2h_{y}y) - 1 \right) + \frac{26}{9} e_{0y}^{2} \left(\operatorname{ch}^{2}(h_{x}x) \operatorname{ch}(2h_{y}y) - 1 \right) + \frac{26}{25} e_{1x}^{2} \left(\operatorname{ch}(6h_{x}x) \operatorname{ch}^{2}(3h_{y}y) - 1 \right) + \frac{26}{25} e_{1y}^{2} \left(\operatorname{ch}^{2}(3h_{x}x) \operatorname{ch}(6h_{y}y) - 1 \right) \\ 2 \left(e_{0x}e_{1x} \operatorname{ch}(2h_{x}x) \operatorname{ch}(h_{y}y) \operatorname{ch}(h_{y}y) + e_{0y}e_{1y} \operatorname{ch}(h_{x}x) \operatorname{ch}(3h_{x}x) \operatorname{ch}(2h_{y}y) \right) \times \\ \times \cos \left(2\varphi_{v,s} + 2\psi \right) + 2 \left(e_{0x}e_{1x} + e_{0y}e_{1y} \right) \cdot \left(2\varphi_{v,s} + 2\psi \right) \cdot \sin \left(2\varphi_{v,s} \right) \right\}.$$

$$(1.46)$$

Из выражения (1.45) видно, что для $\mu = 0$ поперечная фокусировка частиц обеспечивается только первой гармоникой ВЧ поля, что приводит к значительному снижению её эффективности. Основная гармоника влияет только на продольное движение. Условие поперечной фокусировки может быть найдено из разложения U_{eff} в ряд в приосевом приближении ($h_x x \ll 1$ и $h_{y}y << 1$). После разложения коэффициенты при $h_{x}^{2}x^{2}$ и $h_{y}^{2}y^{2}$ имеют смысл квадратов частот поперечных колебаний и должны быть неотрицательны. В ЛОУ-ВЧ на виде колебаний $\mu = \pi$ условие поперечной фокусировки вдоль вертикальной оси *v* выполняется при любых отношениях *у*. Для обеспечения фокусировки по оси х здесь достаточно, чтобы амплитуда первой гармоники ВЧ поля не более чем в 2,5 раза превышала амплитуду основной гармоники, что выполняется всегда. Эти условия делают ЛОУ с высокочастотным ондулятором с полем на виде колебаний $\mu = \pi$ значительно более перспективным, чем ЛОУ-ВЧ на виде колебаний $\mu = 0$, условия фокусировки для которого выглядят как $e_{1z} \ge 2e_{0z}$ по оси $x, e_{1z} \ge e_{0z}$ по оси y, то есть при $\mu = 0$ амплитуда первой гармоники должна быть вдвое больше амплитуды основной. В дальнейшем численное моделирование динамики ионного пучка в полном поле подтвердило это утверждение (см. раздел 3.1).

На рисунке 1.10 в качестве примера показана зависимость эффективной потенциальной функции от поперечных координат и разности фазы произвольной частицы и синхронной фазы ψ на виде колебаний $\mu = \pi$: рис. 1.10 (а) – сечения $U_{eff}(0,0,\psi)$ при x=0, y=0 (кривая 1), $U_{eff}(0, y, 0)$ при x=0, $\psi=0$ (кривая 2), $U_{eff}(x, 0, 0)$ при y=0, $\psi=0$ (кривая 3); рис. 1.10 (б) – зависимость U_{eff} от y и x при $\psi=0$; рис. 1.10 (в) – линии изоуровней эффективной потенциальной функции при различных значениях гамильтониана в зависимости от y и x при $\psi=0$. Все рисунки построены при $E_0=150$ кВ/см, $\chi=0,6$, $\varphi_{v,s}=\pi/2$, $\beta_s=0,013$, $h_{n,x}/h_{n,y}=1/23$,

что соответствует началу участка группировки. На рисунке 1.10 (г-е) даны те же зависимости в конце группирующего участка при $\phi_{v,s} = 3\pi/8$, $\beta_s = 0,018$. На рисунке 1.10 (а) видны два локальных минимума U_{eff} по оси xвне плоскости симметрии. В дальнейшем с ростом скорости частиц эти особенности сглаживаются и функция имеет абсолютный минимум.



Рисунок 1.10 – Зависимость эффективной потенциальной функции от поперечных координат *x* и *y* и отклонения фазы произвольной частицы от синхронной фазы ψ для вида колебаний μ = π
Наличие локальных экстремумов означает, что поперечная сила, действующая на частицы, не является линейной функцией поперечных координат. Наличие максимума не приводит к перераспределению плотности частиц в пучке, т.к. поперечные колебания в направлении ширины ленты совершаются очень медленно, при длине ускорителя 2,5 м происходит менее одного колебания. Необходимо отметить, что нелинейность ЭПФ падает с увеличением χ .

Зная глубину ЭПФ, можно также оценить предельные размеры апертуры ускоряющего канала, при которых поперечное и продольное движение будут одновременно устойчивыми. Для вида колебаний $\mu = \pi$ при $\chi=0,3$ предельная апертура по оси *x* составляет примерно *a*=14 см, по оси *y b*=0,35 см, при $\chi=0,6$ она равна 10 см по оси *x* и 0,3 см по оси *y*. Для вида колебаний $\mu = 0$ при $\chi=0,3$ *a*=12 см, *b*=0,4 см, при $\chi=0,6$ *a*=10 см и *b*=0,3 см. Полученные выражения для ЭПФ позволяют записать и уравнения для частот поперечных колебаний в гладком приближении:

$$\Omega_x^2 = \frac{1}{x} \frac{\partial U_{eff}}{\partial x}, \qquad \qquad \Omega_y^2 = \frac{1}{y} \frac{\partial U_{eff}}{\partial y}. \qquad (1.47)$$

На оси ускорителя Ω_x^2 и Ω_y^2 в линейном приближении можно записать как:

$$\Omega_x^2 = \lim_{x \to 0} \frac{1}{x} \frac{\partial U_{eff}}{\partial x}, \qquad \Omega_y^2 = \lim_{y \to 0} \frac{1}{y} \frac{\partial U_{eff}}{\partial y}. \qquad (1.48)$$

Также для анализа устойчивости продольного движения введем частоту малых продольных колебаний вблизи центра сепаратрисы:

$$\Omega_{\varphi}^{2} = -\frac{e_{0} \cdot e_{1}}{\beta_{s}^{2}} \cdot \nu \cdot \cos\left(2\varphi_{\nu,s}\right).$$
(1.49)

Для ЛОУ-ВЧ на видах колебаний $\mu = \pi$ и $\mu = 0$ выражения для частот поперечных колебаний в канале ЛОУ могут быть записаны как

$$\begin{split} \Omega_x^2 &= \left\{ \frac{10}{9} e_{0x}^2 \operatorname{ch}^2(h_y y) \frac{\operatorname{sh}(2h_x x)}{2h_x x} + \frac{5}{9} e_{0y}^2 \operatorname{ch}(2h_y y) \frac{\operatorname{sh}(2h_x x)}{2h_x x} + \frac{234}{25} e_{1x}^2 \operatorname{ch}^2(3h_y y) \frac{\operatorname{sh}(6h_x x)}{6h_x x} + \right. \\ &+ \frac{117}{25} e_{1y}^2 \operatorname{ch}(6h_y y) \frac{\operatorname{sh}(6h_x x)}{6h_x x} + \left[\frac{1}{2} e_{0y} e_{1y} \operatorname{ch}(2h_y y) \left(\operatorname{ch}(3h_x x) \frac{\operatorname{sh}(h_x x)}{h_x x} + 9 \operatorname{ch}(h_x x) \frac{\operatorname{sh}(3h_x x)}{3h_x x} \right) \right] + \\ &+ 2 e_{0x} e_{1x} \operatorname{ch}(h_y y) \operatorname{ch}(3h_y y) \frac{\operatorname{sh}(2h_x x)}{2h_x x} \right] \cos \left(2\varphi_{v,s} + 2\psi \right) \right\} \cdot h_x^2, \\ \Omega_y^2 &= \left\{ \frac{5}{9} e_{0x}^2 \operatorname{ch}(2h_x x) \frac{\operatorname{sh}(2h_y y)}{2h_y y} + \frac{10}{9} e_{0y}^2 \operatorname{ch}^2(h_x x) \frac{\operatorname{sh}(2h_y y)}{2h_y y} + \frac{117}{25} e_{1x}^2 \operatorname{ch}(6h_x x) \frac{\operatorname{sh}(6h_y y)}{6h_y y} + \right. \\ &+ \frac{234}{25} e_{1y}^2 \operatorname{ch}^2(3h_x x) \frac{\operatorname{sh}(6h_y y)}{6h_y y} + \left[\frac{1}{2} e_{0x} e_{1x} \operatorname{ch}(2h_x x) \left(9 \operatorname{ch}(h_y y) \frac{\operatorname{sh}(3h_y y)}{3h_y y} + \operatorname{ch}(3h_y y) \frac{\operatorname{sh}(h_y y)}{h_y y} \right) + \right. \\ &+ 2 e_{0y} e_{1y} \operatorname{ch}(h_x x) \operatorname{ch}(3h_x x) \frac{\operatorname{sh}(2h_y y)}{6h_y y} + \left[\frac{1}{2} e_{0x} e_{1x} \operatorname{ch}(2h_x x) \left(9 \operatorname{ch}(h_y y) \frac{\operatorname{sh}(3h_y y)}{3h_y y} + \operatorname{ch}(3h_y y) \frac{\operatorname{sh}(h_y y)}{h_y y} \right) \right\} \\ &+ 2 e_{0y} e_{1y} \operatorname{ch}(h_x x) \operatorname{ch}(3h_x x) \frac{\operatorname{sh}(2h_y y)}{2h_y y} = \left[\operatorname{cos}(2\varphi_{v,s} + 2\psi) \right\} \cdot h_y^2, \end{split}$$

И

$$\Omega_{x}^{2} = \left\{ \frac{10}{9} e_{1x}^{2} \operatorname{ch}^{2} \left(2h_{y}y\right) \frac{\operatorname{sh}(4h_{x}x)}{4h_{x}x} + \frac{5}{9} e_{1y}^{2} \operatorname{ch}(4h_{y}y) \frac{\operatorname{sh}(4h_{x}x)}{4h_{x}x} + e_{0z} e_{1z} \operatorname{ch}(2h_{y}y) \frac{\operatorname{sh}(2h_{x}x)}{2h_{x}x} \cos\left(2\varphi_{v,s} + 2\psi\right) \right\} \cdot h_{x}^{2},$$

$$\Omega_{y}^{2} = \left\{ \frac{5}{9} e_{1x}^{2} \operatorname{ch}(4h_{x}x) \frac{\operatorname{sh}(4h_{y}y)}{4h_{y}y} + \frac{10}{9} e_{1y}^{2} \operatorname{ch}^{2} \left(2h_{x}x\right) \frac{\operatorname{sh}(4h_{y}y)}{4h_{y}y} + e_{0z} e_{1z} \operatorname{ch}(2h_{x}x) \frac{\operatorname{sh}(2h_{y}y)}{2h_{y}y} \cos\left(2\varphi_{v,s} + 2\psi\right) \right\} \cdot h_{y}^{2}.$$

Изменение частот поперечных и малых продольных колебаний частиц пучка в процессе ускорения в ЛОУ-ВЧ с продольным полем на виде колебаний $\mu = \pi$ показано на рисунке 1.11. Кривые 1, 2, 3 показывают зависимость Ω_y от продольной координаты при *y*=0; 0,15; 0,3 см соответственно и *x*=0, кривые 4 и 5 – зависимость Ω_x при *x*=3, 5 и 7 см и *y*=0, кривая 6 – зависимость Ω_{ϕ} в линейном приближении. Рисунок построен при E_0 =150 кВ/см, χ =0,3 (а) и χ =0,6 (б) и ψ =0. Из рисунка видно, что при любых значениях χ резонанс продольных и поперечных колебаний не будет наблюдаться, т.к. частоты поперечных и продольных колебаний сильно отличаются друг от друга. Нет также и областей, где $\Omega_y / \Omega_{\phi} = 1/3$, 1/2, 2/3, 2 и т.д., соответственно не могут возникать и кратные резонансы. Также видно, что частота Ω_x примерно на порядок меньше, чем Ω_y , при этом обе поперечные частоты существенно зависят от поперечных координат.



Рисунок 1.11 – Частоты продольных и поперечных колебаний в ЛОУ-ВЧ с продольным полем на виде колебаний μ = π при χ=0,3 (а) и χ=0,6 (б)

Анализ уравнения движения в гамильтоновой форме позволяет также определить связь между продольным и поперечным движением. Можно утверждать, что шестимерный фазовый объем определяется выражениями для ЭПФ, анализ которых позволяет найти максимальные размеры апертуры канала, что было сделано выше, а также определить и максимальный разброс поперечных и продольных скоростей частиц в сгустке. Для определения продольного аксептанса канала ускорителя найдем площадь сепаратрисы комбинационной волны:

$$A_{\varphi}(z) = 2W_0\beta_s(z) \int_{\varphi_s(z)}^{\varphi_n(z)} \Delta\beta(\varphi, z) d\varphi, \qquad (1.50)$$

где W_0 – энергия покоя иона, $\phi_n(z) = \pi/2 - \phi_{v,s}$, $\phi_n(z) = \phi_n(z) + \Psi(z)$, $\Psi(z) - \psi(z) = \psi_n(z) + \psi(z)$, $\Psi(z) = \psi_n(z) + \psi_n(z) + \psi_n(z)$ сепаратрисы. рассчитанная фазовая ллина ПО формуле $tg(2\phi_s) = (\sin 2\Psi - 2\Psi)/(1 - \cos 2\Psi)$. Формула (1.50) записана с учетом $\Delta W = W_0 \beta_s \Delta \beta$. В общем случае найти приведенный продольный аксептанс по формуле (1.50) можно только численно, но для аналитической оценки с хорошей точностью достаточно аппроксимировать сепаратрису комбинационной волны эллипсом:

$$A_{\varphi} = \pi \frac{\Psi}{2} \Delta W = \pi \frac{\Psi}{2} W_0 \beta_s \Delta \beta.$$
(1.51)

Чтобы определить предельную величину H_e (1.43), достаточно найти разность между значениями ЭПФ в точке абсолютного минимума и в точке, где величина поперечной и разброс продольной скоростей частиц равны нулю. Это наблюдается при предельном размере апертуры канала и в фазе, соответствующей седловым точкам сепаратрисы. При *y*=0 и $\phi = \phi_s$ значения ($\beta_z - \beta_s$) и β_y максимальны, тогда ($\beta_z - \beta_s$)² + $\beta_y^2 + U_{eff}$ ($y = 0, \psi = 0$) = U_{eff} ($y = y_{max}, \psi = \psi_{max}$). Отсюда можно определить и предельный поперечный размер пучка для всех фаз, величины которого приведены выше.

Теперь, когда известны предельные величины скорости, размер апертуры, зависимость фазовой длины сепаратрисы от синхронной фазы, можно определить значения продольного и поперечного аксептанса канала ЛОУ-ВЧ в гладком приближении. В простейшем случае приведенный поперечный аксептанс равен

$$A_{y} = \pi a_{y} \beta_{y,max}, \qquad (1.52)$$

где *a_y* – апертура канала, β_{*y*,*max*} – максимальная поперечная скорость. Выражение (1.52) дает завышенную оценку, так как соответствует RMS пучка. Традиционно в высокочастотных ускорителях принято делать запас по поперечному аксептансу в 3 – 5 раз. Точнее этот запас может быть найден, если сравнить динамику пучка в ЛОУ в гладком приближении и в полном поле. Это позволяет корректно учесть быстрые осцилляции, аналогично тому, как это было сделано для систем с ПОКФ в работе [92]. Представим решение уравнения движения в виде медленно меняющейся и быстро осциллирующей компонент:

$$\hat{y} = \left(1 + \frac{\tilde{y}}{y}\right)y. \tag{1.53}$$

Точное решение уравнения движения можно записать в виде:

$$\hat{y} = B_{y} | f(\tau) | \cos(\Phi(\tau) + \phi_{0}), \qquad (1.54)$$

где $|f(\tau)|$ - модуль амплитудной функции Флоке, имеющий смысл огибающей пучка, $\Phi(\tau) = \int_{0}^{\tau} \frac{d\tau}{|f(\tau)|^2}$ – набег фазы за период колебаний, константы B_y и ϕ_0 определяются начальными условиями. Набег фазы определяется частотой поперечных колебаний, рассчитанной в гладком приближении, а мгновенная частота поперечных колебаний пропорциональна $1/|f(\tau)|^2$ Уравнение (1.54) с учетом замены (1.53) можно переписать в виде

$$\hat{y} = B_{0y} \left(1 + \frac{\tilde{y}}{y} \right) \cos(\Phi(\tau) + \phi_0), \qquad (1.55)$$

Сопоставив (1.54) и (1.55), можно найти частоту поперечных колебаний:

$$\hat{\omega}_{y} = \frac{\Omega_{y}\omega}{\left(1 + \frac{\tilde{y}}{y}\right)^{2}}$$
(1.56)

и поперечный аксептанс с учетом поправки на быстрые осцилляции

$$A_{y} = \frac{\Omega_{y}}{\left(1 + \frac{\tilde{y}}{y}\right)^{2}} \frac{2\pi^{2}a_{y}^{2}}{\lambda}.$$
(1.57)

Аналогичную поправку на быстрые осцилляции продольной скорости и фазы частицы следует ввести и для продольного аксептанса. Анализ динамики ионного пучка в ЛОУ-ВЧ показал, что поперечный аксептанс снижается примерно в три раза по сравнению с гладким приближением, что соответствует общепринятым представлениям о необходимом запасе по этому параметру канала. Поправка к величине продольного аксептанса невелика (не более 10 %). На рисунке 1.13 показано изменение приведенного продольного аксептанса при $\chi=0,3$ (a) $\chi = 0.6$ (б), кривая 1 – аксептанс, рассчитанный по формуле эллипса (1.51), кривая 2 – точный расчет аксептанса (1.50), кривая 3 – продольный аксептанс, рассчитанный с учетом влияния быстрых осцилляций продольной скорости частиц. Видно, что продольный аксептанс растет по всей длине канала ускорителя, причем в начале участка группировки его величина невелика, так как при моделировании было выбрано $E_{0.1,\text{нач}}=0,1E_{0.1,\text{max}}$. A_{ϕ} немного увеличивается с ростом χ . Величина продольного аксептанса составляет $A_0 = 40 \div 60$ кэВ·рад. Также видно, что расчет продольного аксептанса по приближенной формуле (1.51) дает завышенную оценку. Рост продольного аксептанса в основной части ускорителя (см. рис. 1.13) вызван тем, что расчет аксептанса проводился в гладком приближении при постоянной фазовой длине сепаратрисы. Как показало численное моделирование динамики (см. раздел 3.1), фазовая протяженность сгустка при ускорении в основной части ЛОУ-ВЧ уменьшается примерно вдвое, а относительное отклонение энергии ионов от энергии синхронной частицы слабо уменьшается, и продольный

эмиттанс пучка в основной части ускорителя остается примерно постоянным.



Рисунок 1.12 – Изменение поперечного аксептанса канала ЛОУ-ВЧ с продольным полем на виде колебаний $\mu = \pi$ в процессе ускорения



Рисунок 1.13 – Изменение продольного аксептанса канала ЛОУ-ВЧ с продольным полем на виде колебаний μ = π в процессе ускорения

1.3.2 Анализ динамики ленточного пучка в ЛОУ с электростатическим ондулятором

Аналогичный анализ динамики пучка может быть проведен и для ЛОУ с электростатическим ондулятором (ЛОУ-Е) [54, 60, 61, 217, 268, 269]. В ЛОУ-Е ускорение возможно только в двух случаях: когда на оси ускорителя обе гармоники имеют только продольную компоненту, либо когда высокочастотное и электростатическое поля имеют на оси только поперечные компоненты. Простейший вариант ЛОУ-Е реализуется в случае, если ВЧ поля имеет вид колебаний $\mu = 0$, а электростатическое – вид колебаний $\mu = \pi$ и в системе присутствуют только две основные пространственные гармоники ВЧ поля и поля электростатического ондулятора. В этом случае продольное ВЧ поле возбуждается в резонаторе, а электростатический потенциал подается на электроды ондулятора (см. рисунок 1.14). Продольные волновые числа для гармоник электростатического и высокочастотного полей и комбинационной волны для такого случая имеют вид (здесь и далее верхний индекс «^о» относится к электростатическому ондулятору и ЛОУ-Е):

$$h_0^o = \pi/D, \qquad h_0^o = 0, \qquad h_v = \pi/D.$$
 (1.58)

Выражение для эффективной потенциальной функции будет следующим:

$$U_{eff} = \frac{1}{4} \left\{ \boldsymbol{e}_{0}^{o^{2}} + \frac{\boldsymbol{e}_{0}^{2}}{2} + 2 \left(\boldsymbol{e}_{0z} \boldsymbol{e}_{oz}^{o} - \boldsymbol{e}_{0\perp} \boldsymbol{e}_{o\perp}^{o} \right) \cdot \left[\sin \left(\boldsymbol{\varphi}_{v,s} + \boldsymbol{\psi} \right) - \left(\boldsymbol{\varphi}_{v,s} + \boldsymbol{\psi} \right) \cos \left(\boldsymbol{\varphi}_{v,s} \right) \right] \right\}. (1.59)$$

Уравнение движения ионов в поле комбинационной волны на оси ЛОУ-Е с продольным ондулятором будет иметь вид:

$$\frac{\mathrm{d}(\beta - \beta_s)}{\mathrm{d}\tau} = e_{eff}^o \left(\cos \varphi - \cos \varphi_{v,s} \right), \qquad (1.60)$$



Рисунок 1.14 – Линейный ондуляторный ускоритель с поперечным плоским электростатическим ондулятором

где $e_{eff}^{o} = e_0 \cdot e_0^{o} / 2\beta_s$ - эффективная амплитуда в поле комбинационной волны для ЛОУ-Е, β_s - фазовая скорость комбинационной волны. По виду уравнение (1.60) совпадает с классическим уравнением движения в ВЧ поле с учетом замены амплитуды поля на эффективную амплитуду комбинационной волны. Гамильтониан системы на оси ускорителя в одноволновом приближении будет выглядеть как:

$$(\beta - \beta_s)^2 - 0.5 e_0 \cdot e_0^o \cdot \left(\sin \varphi - \varphi \cdot \cos \left(\varphi_{\nu,s}\right)\right) = \mathbf{H}, \qquad (1.61)$$

а $H_c = 0.5e_0 e_0^o \cdot (\sin(\phi_{v,s}) - (\phi_{v,s})) \cdot \cos(\phi_{v,s})) - \Gamma$ амильтониан для сепаратрисы комбинационной волны.

В ЛОУ-Е, также как и в ЛОУ-ВЧ, предполагается не только ускорение ионного пучка, но и его группировка. На участке группировки синхронная фаза комбинационной волны была выбрана линейно спадающей от $\pi/2$ до $\pi/4$ (в отличие от ВЧ ЛОУ), амплитуды гармоник поля были выбраны нарастающими по синусному закону. Рассмотрим динамику пучка ионов дейтерия в ЛОУ с продольным электростатическим ондулятором. Из уравнения (1.60) может быть найдена зависимость скорости синхронной частицы от продольной координаты и определен закон изменения периода структуры D(z). Введем величину $\chi^o = E_0^o / E_0$, равную отношению амплитуд основных гармоник поля

электростатического ондулятора и ВЧ поля. Динамика пучка была следующих параметрах [217]: $E_0^o = 130$ кВ/см, рассмотрена при $E_0 = 150 \text{ кB/см}$ ($\chi^o = 0.9$), длина ускорителя 2,5 м, длина участка группировки 0,6 м, β_{in} =0,013. Анализ динамики пучка показал, что осцилляции продольной скорости могут превышать размер сепаратрисы. фазовая При траектория частиц, ЭТОМ рассчитанная В гладком приближении, всегда находится внутри сепаратрисы комбинационной волны. В отличие от ЛОУ-ВЧ, в ЛОУ-Е мгновенное значение фазы также всегда лежит внутри сепаратрисы комбинационной волны. Следовательно, можно сделать вывод, что в ЛОУ с электростатическим ондулятором влияние гармоник ВЧ поля на динамику значительно меньше, чем в ЛОУ-ВЧ.

В ЛОУ-Е с продольным полем на оси ускорителя присутствуют только продольные компоненты гармоник ВЧ поля и поля электростатического ондулятора и выражение для ЭПФ запишется в виде:

$$U_{eff} = \frac{1}{4} \{ (e_{0x}^{o})^{2} (\cosh(2h_{x}x) \cosh^{2}(h_{y}y) - 1) + (e_{0y}^{o})^{2} (\cosh^{2}(h_{x}x) \cosh(2h_{y}y) - 1) - 2e_{0z} e_{0z}^{o} \cosh(h_{x}x) \cosh(h_{y}y) [\sin(\varphi_{v,s} + \psi) - (\varphi_{v,s} + \psi) \cos(\varphi_{v,s})] \},$$
(1.62).

или в приосевом приближении при $h_x x << 1$ и $h_y y << 1$:

$$U_{eff} = \frac{1}{4} \left\{ -2e_{0z}e_{0z}^{o} \left[\sin(\varphi_{v,s} + \psi) - (\varphi_{v,s} + \psi) \cos(\varphi_{v,s}) \right] + \left[(e_{0y}^{o})^{2} + 2(e_{0x}^{o})^{2} - e_{0z}e_{0z}^{o} \sin(\varphi_{v,s} + \psi) \right] \cdot h_{x}^{2}x^{2} + \left[2(e_{0y}^{o})^{2} + (e_{0x}^{o})^{2} - e_{0z}e_{0z}^{o} \sin(\varphi_{v,s} + \psi) \right] \cdot h_{y}^{2}y^{2} \right\}.$$
(1.63)

Из формулы (1.63) видно, что в направлении оси *y* фокусировка является более сильной и с учетом $e_{0x}^o << e_{0y}^o$ условие фокусировки ленточного ионного пучка в ЛОУ-Е будет выглядеть как $e_{0y}^o > 1/2e_{0y}$ по *y u* $e_{0y}^o > e_{0,y}$ по *x*, то есть для обеспечения

поперечной фокусировки пучка вблизи оси необходимо, чтобы амплитуда поля электростатического ондулятора была не меньше амплитуды ВЧ поля. Но так как движение частиц вдоль оси *х* является очень медленным, при рассмотрении движения вблизи оси для обеспечения устойчивости движения достаточно выполнения первого из этих условий.

Также было показано, что U_{eff} для ЛОУ-Е не имеет локальных максимумов или минимумов, которые наблюдаются для ЛОУ-ВЧ [217]. Это дает возможность при исследовании динамики ионов вблизи оси ограничиваться линейным приближением. Размер канала ЛОУ-Е с продольным полем слабо зависит от продольной координаты и составляет a = 0.35 см по оси у и b = 9 см по оси х. Рассмотрим возможность возникновения резонансов связи в пучке. Для этого, также как и для ЛОУ-ВЧ, необходимо вывести выражения для частот поперечных и продольных колебаний в гладком приближении [217]. На рисунке 1.15 приведены зависимости Ω_x , Ω_v и Ω_o от продольной координаты, кривые 1, 2, 3 показывают зависимость Ω_y при *y*=0; 0,2; 0,4 см и *x*=0, кривые 4 и 5 – зависимость Ω_x при x=0 и 10 см, y=0, кривая 6 – зависимость Ω_{ω} в линейном приближении. Из рисунка видно, что в ЛОУ-Е, в отличие от высокочастотного ЛОУ, движение всегда устойчиво. Частота Ω_x много меньше, чем Ω_y , что еще раз подтверждает вывод о малой скорости поперечных осцилляций по оси x и достаточности выполнения условия фокусировки только по оси у для обеспечения устойчивости поперечного движения. Вместе с тем, в отличие от ЛОУ-ВЧ, существует опасность резонанса продольных колебаний и поперечных колебаний вдоль оси у, т.к. на достаточно большом участке ускорителя частоты этих колебаний близки. Важной особенностью ЛОУ-Е является слабая зависимость частот поперечных колебаний от поперечных координат (сравнить рисунки 1.15 и 1.11).



Рисунок 1.15 – Частоты продольных и поперечных колебаний в ЛОУ-Е

Так же, как и для ЛОУ-ВЧ, с помощью $U_{\it eff}$ была изучена связь продольного и поперечного движений пучка и найден аксептанс канала ЛОУ-Е (см. рис. 1.16). На рисунке 1.16: кривая 1 – поперечный аксептанс, рассчитанный в гладком приближении, кривая 2 – A_v с учетом влияния быстрых осцилляций. На А_х, как и в ЛОУ-ВЧ, быстрые осцилляции координат и поперечных скоростей практически не оказывают влияния. Поперечный аксептанс в начале канала ускорителя быстро увеличивается с ростом амплитуды поля на участке группировки, в основной части канала ускорителя аксептанс меняется слабо. Величина приведенного поперечного аксептанса равна $A_{v}=1\div1,5\pi$ мм·мрад, $A_{x}=15\div20\pi$ мм·мрад. A_{x} для ЛОУ-Е в три раза меньше, чем в ЛОУ-ВЧ. Учет быстрых осцилляций по формуле (1.57) снижает аксептанс на 20 – 30 %. На рисунке 1.16 (справа) также показано изменение приведенного продольного аксептанса. Кривая 1 показывает аксептанс, рассчитанный по формуле эллипса (1.51), кривая 2 – расчет аксептанса по формуле (1.50), кривая 3 – продольный аксептанс с учетом поправки на быстрые осцилляции. Видно, что продольный аксептанс растет по всей длине ускорителя. Его величина меняется в пределах A_φ=100÷200 кэВ·рад, что в пять раз больше, чем для

ЛОУ-ВЧ. Быстрые осцилляции продольной скорости и фазы также, как и в ЛОУ-ВЧ, слабо влияют на величину A_{0} .

В работе [217] аналогичный анализ проделан для ЛОУ-Е с поперечным полем.



Рисунок 1.16 – Поперечный и продольный аксептанс в ЛОУ с продольным электростатическим ондулятором

1.3.3 Анализ динамики в ЛОУ-ВЧ с аксиально-симметричным полем

Рассмотрим вариант ЛОУ-ВЧ, в котором поле будет возбуждаться не в щелевом, а в классическом аксиально-симметричном канале [194] (см. рисунок 1.17). Распределение полигармонического высокочастотного потенциала в этом случае также описывается формулой (1.2), а уравнение движения – формулой (1.5) или, после усреднения по быстрым осцилляциям, формулой (1.15). Эффективная потенциальная функция для вида колебаний $\mu=0$ выражается формулой (1.39), для $\mu=\pi$ – формулой (1.40), при этом зависимость компонент ВЧ поля от поперечной координаты r будет аксиально-симметричной. При такой зависимости от поперечных координат на потенциала оси ускорителя будет присутствовать только продольная компонента ВЧ поля. С учетом этой особенности выражения для ЭПФ упрощаются и в системе координат, связанной с синхронной частицей, могут быть записаны в виде:

$$U_{eff} = \frac{1}{8} \left\{ \frac{5}{9} e_{z,1}^2 g(2\rho) + e_{z,0}^2 e_{z,1}^2 \right\} 2\psi \cdot \sin(2\varphi_s) + I_0 \left(\frac{2\rho}{\beta_s} \right) \cos(2\varphi_s + 2\psi) \right\}, \quad (1.64)$$

$$U_{eff} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{5}{9} e_{z,0}^2 g\left(\frac{\rho}{2}\right) + \frac{13}{25} e_{z,1}^2 g\left(\frac{3\rho}{2}\right) + e_{z,0}^2 e_{z,1}^2 \left[2\psi \cdot \sin(2\varphi_s) + \cos(2\varphi_s + 2\psi) \left(I_0\left(\frac{\rho}{2\beta_s}\right) I_0\left(\frac{3\rho}{2\beta_s}\right) - I_1\left(\frac{\rho}{2\beta_s}\right) I_1\left(\frac{3\rho}{2\beta_s}\right) \right] \right\}$$
(1.65)

для видов колебаний $\mu = 0$ и $\mu = \pi$ соответственно. Здесь $g(r) = I_0^2(r/\beta_s) + I_1^2(r/\beta_s) - 1$, $\rho = 2\pi r/\lambda$.



Рисунок 1.17 – ЛОУ с аксиально-симметричным высокочастотным ондулятором для видов колебаний μ=π (a) и μ=0 (б)

Особенности фазового движения для аксиально-симметричного случая будут аналогичны случаю со щелевой геометрией при тех же величинах e_{eff} и χ . Для анализа устойчивости поперечного движения U_{eff} раскладывалась в ряд при $h_{\perp}r \ll 1$ и были выведены выражения для частот поперечных колебаний в линейном приближении, квадраты которых должны быть неотрицательными. С учётом основной и первой гармоники ВЧ поля для $\mu=0$ условие фокусировки будет выглядеть как $e_1 > 6/5e_0$. Для вида колебаний $\mu=\pi$ условие поперечной фокусировки выполняется при любых соотношениях величин амплитуд гармоник.

Подводя итог аналитическому исследованию динамики пучка ионов в ЛОУ различных типов можно сделать следующие выводы: использованный метод усреднения по быстрым осцилляциям и анализ уравнения движения в гладком приближении позволяют в большинстве случаев получить не только качественное, но и количественное описание динамики пучка в случае отсутствия в периодической структуре синхронной с пучком грамоники ВЧ поля;

- анализ эффективной потенциальной функции позволяет получить в явном виде условия устойчивости продольного и поперечного движения;

- в некоторых случаях, например, когда наблюдается перекрытие сепаратрис одной из гармоник ВЧ поля и комбинационной волны или быстрые осцилляции скорости настолько велики, что превышают размер сепаратерисы, использование гладкого приближения уже не является полностью корректным и требуется дополнительный анализ с использованием численного моделирования;

ЛОУ-Е и ЛОУ-ВЧ на виде колебаний μ=π позволяют получать сгруппированные и ускоренные с высоким коэффициентом захвата в режим ускорения пучки ионов, в том числе – ленточные.

- для ЛОУ-ВЧ, в отличие от структур с аксиально-симметричной ВЧ фокусировкой, не требуется иметь амплитуду первой гармоники (напомним, что для АВФ она будет отвечать только за поперечную фокусировку), в несколько раз превышающую амплитуду основной гармоники, что значительно упрощает конструкцию электродов;

- оба типа структур имеют очень большой по сравнению с традиционными структурами в ПОКФ поперечный аксептанс.

1.5 Анализ динамики пучка в гладком приближении для ускорителей ионов, построенных по модульному принципу, на примере ускорителя-драйвера протонного пучка

Рассмотрим результаты анализа динамики пучка в ускорителе, построенном по модульному принципу, в гладком приближении с

помощью описанной выше в разделе 1.1.2 методики на примере ускорителя-драйвера протонного пучка мегаваттной мощности для подкритических электроядерных установок. Методика была разработана в 2001-2005 годах в рамках участия МИФИ в нереализованном проекте ускорителя радиоактивных изотопов RIA (AEBF, ANL, CША [123, 226 -229]) и описана в работах [132, 133, 198, 199, 219 – 224]. Методика впоследствии была использована при разработке ускорителя-драйвера протонного пучка на энергию 1 ГэВ [199, 230 – 234, 270 – 274], протонного медицинского ускорителя на энергию до 240 МэВ [225, 235 - 238], в проекте системы инжекции ускорительного развития комплекса «Нуклотрон» - NICA ОИЯИ [239 – 241].

Для демонстрации возможностей методики исследования динамики пучка в ускорителях, построенных по модульному принципу, рассмотрим ускоритель-драйвер протонного пучка на энергию 1 ГэВ. Методика включает матричный анализ динамики пучка, использование уравнения движения в гладком приближении и численное моделирование в полном поле. Концепция ускорителя-драйвера протонного пучка мегаваттной мощности и подкритического бланкета разрабатывалась в 2013-2014 году совместной командой НИЯУ МИФИ, НИЦ «Курчатовский институт» и ГНЦ РФ ИТЭФ НИЦ «Курчатовский институт» в рамках работ по Государственному контракту от 01 июля 2013 г. № 14.516.11.0084 в рамках федеральной целевой программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007-2013 годы» [270]. В таком ускорителе пучок протонов должен быть ускорен до энергии около 1 ГэВ при средней мощности на выходе более 1 МВт.

Все современные проекты ускорителей для ядерной энергетики или генераторов нейтронов предлагается создавать по практически одинаковой схеме на основе линейного ускорителя на энергию до 1 ГэВ, большая часть которого построена на сверхпроводящих элементах. В некоторых проектах

планируется использовать линейный ускоритель на энергию 100-600 МэВ и компактный синхротрон для повышения энергии пучка до 1-1,5 ГэВ или накопительный синхротрон для сжатия пучка в короткий импульс. Обзор по ускорителям-драйверам можно найти в работах [230, 275 – 276].

Рассмотрим общую схему построения современного линейного ускорителя протонов большой мощности на примере установки SNS (ORNL, CША). Ускоритель состоит из источника отрицательных ионов водорода Н⁻ на электрон-циклотронном резонансе (ЭЦР) на энергию ускорителя, состоящей 65 кэВ, нормально проводящей части ИЗ ускорителя-группирователя с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой (ПОКФ) на энергию 2,5 МэВ, ускорителя с трубками дрейфа (ускоритель Альвареца) до 87 МэВ и резонаторов со связанными ячейками (CCL) до 186 МэВ. Далее следует сверхпроводящая часть ускорителя, многоячеечных эллиптических резонаторов. Bce состоящая ИЗ эллиптические резонаторы разделены на две группы с геометрической скоростью $\beta_G=0.61$ и $\beta_G=0.81$. Внутри групп все резонаторы одинаковы. Они помещены в идентичные криомодули: 11 криомдулей на три резонатора каждый в первой группе (конечная энергия 379 МэВ) и 12 криостатов по четыре резонатора во второй (1000 МэВ). Рабочие частоты 402,5 МГц для ПОКФ и ускорителя Альвареца и 805 МГц для остальных секций.

За время, прошедшее с момента запуска линейного ускорителя SNS, наметилась тенденция перехода на сверхпроводящие ускоряющие резонаторы при всё более низких энергиях. Так, в ускорителе TRASCO (INFN LNL, Италия), разработанном в рамках комплексного проекта Европейского Союза EUROTRANS, сверхпроводящая часть ускорителя начинается уже от 90 МэВ (при этом рассматривался вариант полностью LNL сверхпроводящего линейного ускорителя, В также запущен единственный на текущий момент сверхпроводящий ускоритель с ПОКФ). Секция с ПОКФ, ускоритель Альвареца и первая часть СП ускорителя

(фазовая скорость β=0,47) спроектированы на рабочую частоту 352,2 МГц, следующие секции на 704,4 МГц. В линейном ускорителе на энергию 600 МэВ, разрабатываемом В рамках европейского проекта подкритического реактора MYRRHA [277 – 278], сверхпроводящие резонаторы предлагается использовать начиная с энергии 5 МэВ. После ускорителя с ПОКФ на 4 МэВ предлагается установить два нормально проводящих сверхпроводящих резонатора Н-типа И четыре co скрещенными электродами (Crossbar H-mode, CH) с конечной энергией 17 МэВ. Затем предлагается использовать СП резонаторы с двумя зазорами (Spoke-cavity) с геометрической скоростью $\beta_G=0.35$ для ускорения пучка до 100 МэВ и два типа эллиптических СП резонаторов с $\beta_G=0,47$ (до 200 МэВ) и $\beta_G=0,66$ (до 600 МэВ). Рабочие частоты для ПОКФ и СН равны 176 или 352 МГц, для Spoke-cavity 352 МГц, далее 704 МГц.

Таким образом, можно отметить следующие основные тенденции развития линейных ускорителей на большую энергию:

1. Сверхпроводящие секции начинают использоваться при всё более низких энергиях. Это позволяет существенно упрощать и удешевлять систему питания ускорителя и снижает стоимость эксплуатации.

2. При средних и высоких энергиях все более широко используется модульный принцип построения ускорителя: сверхпроводящие секции делаются одинаковыми или разбиваются на небольшое число (2-4) групп одинаковых резонаторов, это существенно упрощает и удешевляет процесс изготовления, однако усложняет динамику и контроль параметров пучка.

3. Для самого сложного участка 3-100 МэВ наблюдается отказ от использования классического ускорителя Альвареца. Данный ускоритель использует резонатор Е-типа на волне Е₀₁₀, имеющий большие габариты (диаметр порядка длины волны) и большую потребляемую мощность. Вместо него предлагается использовать либо системы на основе длинных резонаторов Н-типа с высокочастотной квадрупольной фокусировкой, либо отдельные короткие резонаторы Н-типа (СН, коаксиальные четверть-

и полуволновые, Spoke-cavity и т.д.) с фокусировкой соленоидами или квадрупольными линзами, размещенными между резонаторами.

Отдельной важной задачей является выбор линейки рабочих частот для резонаторов ускорителя. К сожалению, при проектировании новых ускорителей использование традиционной отечественной линейки высокочастотных генераторов 148,5-297-894 МГц в настоящее время практически невозможно. В связи с этим возникает необходимость использовать одну из двух основных линеек частот, принятых в мире:

1. 108-324-972 (или 1296) МГц [279 – 281],

2. 176-352-704 МГц [277 – 278, 282].

После проведенного анализа основных тенденций в проектировании протонных линейных ускорителей на высокие энергии возможно построение компоновочной схемы линейного ускорителя-драйвера мощного протонного пучка на энергию порядка 1 ГэВ и среднюю мощность пучка 1 МВт и выше (см. рис. 1.18 и таблицу 1.1):

1. Ионный источник на ЭЦР на энергию 50-100 кэВ и система формирования пучка;

2. Ускоритель с ПОКФ на энергию 2,5-3,0 МэВ;

 Нормально проводящие секции на основе Н-резонаторов: протяженного с высокочастотной фокусировкой (ВЧФ) или коротких с фокусирующими элементами, размещенными между резонаторами, в диапазоне энергий 2-30 МэВ;

4. Сверхпроводящие резонаторы (СН, четверть- и полуволновые, Spoke-cavity при более высоких энергиях) на участке от 30 до 100 МэВ;

5. СП эллиптические резонаторы при энергиях выше 100 МэВ.

Компоновочная схема ускорителя позволяет предусмотреть размещение поворотных магнитов в промежутке между секциями для отвода пучка в боковые каналы транспортировки, что позволит использовать пучок для решения других задач, например для проведения имитационных экспериментов по изучению радиационной стойкости

реакторных конструкционных материалов. По мере монтажа ускорителя его начальная и промежуточная часть могут начать использоваться как источник пучка для различных исследовательских работ.

Для данной концепции ускорителя-драйвера необходимо было выбрать параметры сверхпроводящей части ускорителя, энергия пучка протонов в которой будет меняться от 20 МэВ (0,2c) до 1 ГэВ (0,875c), что и было сделано. Выбрав тип ускоряющих элементов и допустимую величину скольжения по фазе до 20 %, было определено число групп, на которые следует разбить ускоряющие резонаторы (рис. 1.19). Из рисунка видно, что достаточно использовать пять групп с геометрической скоростью $\beta_G = 0,31; 0,36; 0,48; 0,65$ и 0,875, причем первая группа состоит из трехзазорных резонаторов (рис. 1.19, красная кривая), а остальные из пятизазорных (рис. 1.19, зеленые кривые). Ускорение в первой группе происходит до отсутствия скольжения по фазам, когда T = 1, это связано с переходом на кратную частоту и перезахватом пучка при минимальном фазовом размере. Рассмотрим первый диапазон, энергия в котором меняется от 20 МэВ (0,2c) до 40 МэВ (0,31c). С помощью матриц преобразования ДЛЯ отдельных участков



Рисунок 1.18 – Компоновочная схема ускорителя-драйвера протонного пучка. На схеме показаны три дополнительных вывода пучка на экспериментальные стенды для задач материаловедения и наработки изотопов [270].

| № пп | Секция | Начальная энергия, МэВ | Конечная энергия, МэВ | Рабочая частота |
|---------|---|---------------------------|-----------------------------|--------------------|
| 1 | Ионный источник | - | 0,05-0,1 | - |
| 2 | Ускоритель- группирователь с ПОКФ | 0,05-0.1 | 2,5-3,0 | 108 или 176 |
| 3 | H-резонаторы на промежуточные энергии | 2,5-3,0 | 20-30 | 324 или 352 |
| 4 | СП резонаторы: СН, четверть- и полуволновые, Spoke-cavity | 20-30 | 100 | 324 или 352 |
| 5 | СП эллиптические резонаторы | 100 | 1000 | 972 или 704 |

Таблица 1.1. Параметры основных секций ускорителя-драйвера [230, 270].



Рисунок 1.19 – Величина скольжения *T* в зависимости от приведенной скорости β

найти матрицу периода структуры можно $M_{L}^{z,r} = M_{L_{d}}^{z,r} \cdot M_{res}^{z,r} \cdot M_{L_{d}}^{z,r} \cdot M_{sol}^{z,r}$ (см. формулы (1.21 – 1.24) для элементов периода структуры). Далее можно найти параметры Флоке µ_z и µ_r и условия устойчивости продольных и поперечных колебаний (1.27). Параметры ускорителя необходимо выбрать так, чтобы одновременно достигалась продольная и поперечная устойчивость пучка, т.е. когда µ₇ и µ_r принимают действительные значения. Для выбранной концепции ускорителя-драйвера достигается при напряженности ЭТО поля

E = 5,3 MB/м, фазе влета $\varphi = -20^{\circ}$, длине резонатора $L_{res} = 0,288$ м, величине магнитного поля соленоида B = 1,4 Тл и длине соленоида $L_{sol} = 0,2$ м. Также было показано, что для первой группы резонаторов достаточно использовать соленоиды с B=1,4 Тл.

Матричный подход не позволяет полностью корректно провести исследование динамики частиц в ускорителе, построенном по модульному принципу, так как в нем предполагаются одноволновой характер взаимодействия частиц с ВЧ полем, малость амплитуд фазовых и поперечных колебаний частиц, малость прироста скорости частиц на резонатор. Он может быть использован для первичного выбора параметров ускорителя, но для аналитического учета нелинейных эффектов при расчете динамики пучка необходимо использовать описанный в разделе 1.1.2 метод усреднения ПО быстрым осцилляциям И численное моделирование. В работе [132] с помощью метода усреднения по быстрым осцилляциям было получено трехмерное уравнение движения в форме уравнения Гамильтона с учетом затухания фазовых и поперечных колебаний. В него входит эффективная потенциальная функция (1.20). В случае простого периода структуры, включающего один резонатор, один фокусирующий соленоид и два пролетных промежутка между ними, U_{eff} будет иметь вид

$$U_{eff} = -4\alpha [\psi \cos\varphi_s - I_0(\rho)\sin(\varphi_s + \psi)] +$$

+ $\chi_I \alpha^2 (\psi \sin 2\varphi_s + I_0^2(\rho)\cos^2(\varphi_s + \psi) + I_I^2(\rho)\sin^2(\varphi_s + \psi)) - (1.66)$
- $\frac{\chi_3}{2} \alpha \widetilde{B} \rho I_1(\rho) \frac{L_{sol}}{L} \sin(\varphi_s + \psi) + \chi_4 \widetilde{B}^2 \frac{L_{sol}^2}{L^2} \rho^2 + \widetilde{B} \frac{L_{sol}}{L} \frac{\rho^2}{2}.$

Здесь величина χ зависит от отношения длины резонатора к длине периода L_r/L . Для некоторых L_r/L значения χ приведены таблице 1.2.

| L_r/L | 0 | 1/4 | 1/2 | 1 |
|----------|------|-------|------|---|
| χ_1 | 2/3 | 3/8 | 1/6 | 0 |
| χ3 | 2/3 | 3/8 | 1/6 | 0 |
| X4 | 1/24 | 3/128 | 1/96 | 0 |

Таблица 1.2 – Коэффициент заполнения периода, х

ЭПФ в уравнении (1.66) зависит только от медленно меняющихся поперечных координат и фазы синхронной частицы, что позволяет получить уравнение движения для равновесной частицы. Равновесной частицей названа частица (см. раздел 1.1 и [132]), которая движется по оси ускорителя и у которой отсутствуют быстрые фазовые и поперечные колебания. В этом случае динамику пучка в собственной системе равновесной частицы можно исследовать аналитически аналогично подходу, используемому в линейных ускорителях с синхронной гармоникой ВЧ поля. С помощью формулы (1.66) были найдены условия устойчивости продольного и поперечного движения. Устойчивость достигается одновременно, если квадраты частот малых продольных и поперечных колебаний будут неотрицательными: $\Omega_r^2 > 0$, $\Omega_r^2 > 0$. На рисунке 1.20 показаны зависимости Ω_{z} и Ω_{r} от скорости. Видно, что при выбранных с помощью матричного метода анализа параметрах ускорителя устойчивость сохраняется. С помощью ЭПФ также можно найти аксептанс с учетом нелинейного характера продольный фазовых колебаний [132]. На рисунке 1.21 показаны разброс по энергии для сепаратрисы $\Delta \gamma = \frac{\lambda \beta^3 \gamma^3}{2\pi L} \frac{d\psi}{d\xi}$ (красная кривая), фазовый размер сгустка (синяя кривая) и площадь сепаратрисы (зеленая кривая) в зависимости от скорости равновесной частицы β. Видно, что разброс по энергии с ростом скорости значительно увеличивается. Фазовый размер сепаратрисы также растет до своего максимального значения ~3 \u03c6_s, что приводит к росту площади сепаратрисы, то есть с учетом быстрых осцилляций продольный аксептанс оказывается больше.

Аналогичный анализ был проведен для всех пяти групп резонаторов, его результаты можно найти в работах [199, 230 – 231, 234, 270 – 272].



Рисунок 1.20 – Частоты продольных и поперечных колебаний Рисунок 1.21– Разброс по энергии, фазовый размер сгустка и площадь сепаратрисы в зависимости от скорости квазиравновесной частицы

2 Численные методы, алгоритмы и программа BEAMDULAC для исследования динамики пучков заряженных частиц

Использование только аналитических методов не позволяет полностью провести исследование динамики пучка, так как при этом не учитывается влияние быстрых осцилляций координат и скоростей частиц, а также сложно корректно учесть влияние различных эффектов объемного собственной квазистатической (Кулоновской) заряда: компоненты, высокочастотной компоненты собственного поля и нестационарной нагрузки током. Эти эффекты могут быть учтены с помощью численного моделирования. Для исследования динамики В различных типах ускорителей заряженных частиц и каналах транспортировки в МИФИ 1999 года разрабатывается c И развивается начиная программа BEAMDULAC. Программа имеет модульную архитектуру, благодаря чему новые версии для любого нового типа ускоряющих структур могут быть разработаны в кратчайшие сроки. В разработке различных методов, модулей и версий программы участвовали Э.С. Масунов, С.М. Полозов, Н.Е. Виноградов, А.В. Самошин, В.С. Дюбков. Описание BEAMDULAC можно найти в работах [57, 63, 64, 117, 127, 129, 131, 132, 134, 136, 195, 199 - 202, 224, 283 - 289].

2.1 Общее описание и возможности программы BEAMDULAC

Динамика нерелятивистского пучка описывается самосогласованным решением уравнения движения

$$\frac{\mathrm{d}^2 \,\hat{\boldsymbol{r}}}{\mathrm{d}\,\tau^2} = \boldsymbol{e}(\hat{\boldsymbol{r}},\tau) + \boldsymbol{e}_c(\hat{\boldsymbol{r}},\tau) \tag{2.1}$$

совместно с уравнением Пуассона

$$\Delta \overline{U}_c = -\overline{\rho}_c. \tag{2.2}$$

Здесь \hat{r} – безразмерная обобщенная координата, τ - безразмерное время, e_c и \overline{U}_c – безразмерная напряженность и безразмерный потенциал собственного поля сгустка, $e_c = eE_c\lambda/2\pi W_0$, $\overline{U}_c = eU_c/2\pi W_0$, $\overline{\rho}_c = e\lambda^2 \rho_c/4\pi^2 \varepsilon_0 W_0$ – безразмерная плотность заряда пучка, ε_0 – электрическая постоянная.

Уравнение (2.2) может быть преобразовано в систему шести (для аксиально-симметричной структуры) или восьми (для декартовой системы координат) дифференциальных уравнений первого порядка, записанных в форме Коши:

$$\frac{d\beta_{z}}{d\tau} = e_{z} + e_{c,z}; \quad \frac{d\xi}{d\tau} = \beta_{z};$$

$$\frac{d\beta_{r}}{d\tau} = e_{r} + e_{c,r}; \quad \frac{d\rho}{d\tau} = \beta_{x};$$

$$\frac{d\beta_{s}}{d\tau} = e_{s};$$

$$\frac{d\phi}{d\tau} = \frac{\beta_{z}}{\beta_{s}} - 1$$
(2.3)

В эту систему уравнений входят уравнения для скорости синхронной частицы β_s и фазы частицы в поле волны. Безразмерные компоненты напряженности поля e_x , e_y , e_z учитывают зависимость поля от координат и времени, e_s зависит только от продольной координаты и синхронной фазы. Решение системы дифференциальных уравнений (2.3) в общем случае может быть найдено только численно. Наиболее часто для решения таких систем уравнений используются методы прогноза и коррекции (метод Милна, метод Адамса) и методы Рунге - Кутта [290].

Основной проблемой, с которой сталкиваются разработчики сильноточных высокочастотных ускорителей при создании общей концепции ускорителя и моделировании динамики пучка, является точный учет влияния собственного поля пучка на его характеристики. Собственное поле пучка можно условно разделить на две составляющие: электростатическое поле (кулоновская составляющая), поле излучения и эффект «нагрузки током». В результате динамика частиц в ускорителе будет зависеть не только от величины внешнего поля генератора, но и от поля, создаваемого самим пучком. Как правило, в зависимости от задачи при моделировании учитывают только одну из составляющих. Так, для нормально проводящих ускорителей протонов И ИОНОВ энергия, отобранная пучком из резонатора, обычно много меньше запасенной в нем, нагрузка током оказывает незначительное влияние на динамику и может быть легко оценена простыми аналитическими соотношениями. При этом влияние кулоновского поля играет определяющую роль для динамики пучка при низких энергиях. Для ускорителей электронов, наоборот, нагрузка током существенна, а влияние кулоновского поля мало из-за быстрого достижения пучком квазирелятивистских скоростей (наиболее серьезно это положение опровергается при моделировании динамики в электронных пушках различных типов, особенно – для пушек с фотокатодом).

Эффект нагрузки током состоит в том, что с повышением тока ускоряемого пучка растет доля запасенной в ускоряющей структуре энергии, отбираемая пучком, что приводит к значительному снижению Также необходимо амплитуды ускоряющего поля. учитывать высокочастотное поле, наведенное частицами в резонаторной или волноводной ускоряющей системе, причем генерация собственного поля полосах пропускания резонансной происходит BO всех системы. Наведенное пучком в ускоряющей структуре ВЧ поле в общем случае зависит от скорости частиц, формы и длительности токового импульса, то есть от динамики частиц пучка. Поэтому для более точного расчета излучения и динамических характеристик пучка следует решать уравнения движения частиц совместно с уравнениями Максвелла, то есть учитывать

нагрузку током самосогласованным образом. При этом для стационарного и переходного режимов влияние нагрузки током будет существенно отличаться.

Залачи исследования самосогласованной динамики пучка В сверхвысокочастотной электронике и ускорителях полностью отличаются друг от друга [291 – 292]. В СВЧ электронике пучок, создаваемый катодом, непрерывен, величина модулирующего внешнего ВЧ поля мала и наибольший интерес представляет изучение процесса генерации излучения. В ускорителях, напротив, всегда имеет место эффективное взаимодействие СВЧ нелинейные поля С пучком, процессы взаимодействия частиц с волной и захват частиц в режим ускорения происходят даже при отсутствии строгого синхронизма между пучком и полем волны [100].

Начиная с 1970-х годов советским и российским ученым удалось добиться большего прогресса в развитии методов исследования влияния нагрузки током на динамику пучка. Также были предложены различные модели, в которых обе компоненты собственного поля учитывались самосогласованным образом, однако возможности их применения с высокой точностью вычислений ограничивались крайне низкой по современным меркам производительностью вычислительных машин. В первых работах [293 – 298] нагрузка током и влияние кулоновского расталкивания рассматривались в приближении заданного движения. Однако, для корректного их учета при высокой интенсивности пучка необходимо описание динамики заряженных частиц в самосогласованном электромагнитном поле [69, 84, 299]. Такая задача весьма сложна как с точки зрения математического описания, так и с точки зрения разработки быстрых и точных алгоритмов для численного решения уравнения движения совместно с уравнением Пуассона и уравнением возбуждения.

Как уже отмечалось выше, принято считать, что при нерелятивистских энергиях основное влияние на динамику оказывает

электростатическая компонента поля пространственного заряда, а поле излучения можно не учитывать. Наоборот, при больших энергиях и для хорошо сгруппированных пучков обычно принимается во внимание лишь поле излучения. Совместный учет обоих частей собственного поля пучка обычно не производится, хотя его необходимость при больших токах пучка очевидна.

Совместный учет обеих компонент собственного поля пучка был проведен в работах Э.С. Масунова и В.И. Ращикова [83, 87, 88], в которых изложены основные принципы и получены уравнения для исследования динамики пучка в волноводной секции на бегущей волне с учетом нагрузки током самосогласованным методом. На базе разработанной теории для самосогласованного учета нагрузки током в МИФИ в 1978г. была создана двумерная программа DINUS [85].

Методам исследования самосогласованной динамики пучков заряженных частиц линейных ускорителях посвящено большое В количество работ [92, 115, 116, 122, 145, 148, 151, 169]. Также разработано большое количество алгоритмов И программ для численного моделирования. В перечисленных работах разработаны и применены решению нелинейных различные подходы К системы интегродифференциальных уравнений с частными производными, а так же исследованы эти решения. Однако учет всех составляющих собственного поля пучка в данных работах не проводился. Это вызвано сложностью точного решения нелинейной системы корректного И интегродифференциальных уравнений возбуждения с реальными граничными и начальными условиями совместно с уравнением Пуассона и уравнениями Такая система уравнений описывает движения. самосогласованное движение частиц с учетом внешнего и собственного полей и является основой для описания динамики интенсивных пучков в ускорителях, но её решение является непростой задачей.

При проектировании ускорителей необходимость корректного учета влияния пространственного заряда на динамику частиц привела к широкому использованию в 1960-80-е годы различных упрощенных и модельных подходов. Эти методы представляют собой достаточно грубые описания динамики, применимые только для частных случаев и не всегда корректно описывают экспериментальные результаты. Рассмотрим некоторые из них. Метод заданного поля в сочетании с методом последовательных приближений требует большого времени счета. Метод заданного тока [300 – 302] разработан для СВЧ генераторов и усилителей и хорошо работает только в случае, когда можно пренебречь изменением энергии частиц в процессе движения, что справедливо, например, для многорезонаторного клистрона и не верно для линейного ускорителя электронов.

Основными методами решения самосогласованной задачи являются («метод кинетического уравнения уравнений движения метод континуума») и метод «крупных частиц». В первом методе решается система уравнений, состоящая из нелинейного уравнения для функции распределения частиц $f(\mathbf{r},\mathbf{v},t)$ И уравнений Максвелла С соответствующими граничными условиями. В подавляющем большинстве задач учитывалась только кулоновская часть полного поля, которая находилось из решения уравнения Пуассона. Существуют три основных метода решения кинетической задачи: модель «водяного мешка», прямое преобразований. В решение И метод методе «водяного мешка» предполагается, что функция распределения в начальный момент постоянна внутри нескольких простых областей фазового пространства (*x*, *v*) и равна нулю вне этих областей. Так как фазовые траектории никогда не могут пересекаться, то при решении уравнения для функции распределения достаточно следить за изменением границ областей. Этот метод в одномерном приближении применен в работе [303] для эффектов самоускорения сильноточного исследования электронного

пучка. Границы исследуемых областей фазового пространства с течением времени становятся очень извилистыми и для поддержания приемлемой точности расчета необходимо рассматривать дополнительные точки на границах, что делает необходимой перестройку модели в процессе моделирования и может привести к неприемлемым временам счета.

Близок к методу «водяного мешка» и «непрерывный метод» [304], в котором предполагается, что продольное и поперечное движение не зависят друг от друга. Кулоновское поле находится в приближении, что пучок является цилиндрическим в поперечном направлении и бесконечно длинным в продольном, в этом случае можно использовать для решения теорему Гаусса. Текущая функция распределения частиц по координатам и скоростям определяется по заданной функции распределения в исходном сечении. Модификация метода состоит в решении уравнения для функции распределения на сетке (x, v) [305]. В этом методе при решении могут возникать численные неустойчивости и в настоящее время он не используется.

Наиболее часто в настоящее время используется метод «крупных частиц» [86, 306]. В области моделирования (чаще всего выбирают апертуру канала в качестве поперечной границы, а длину продольной области выбирают равной одному периоду ВЧ поля) пучок заряженных частиц разбивается на «крупные частицы», каждая из которых содержит конечное число физических частиц. Далее задача решается путем интегрирования уравнений движения для каждой «крупной частицы», а поля определяются по их координатам и скоростям. Кулоновское поле, создаваемое ансамблем «крупных частиц», находится либо методом функции Грина, либо решением уравнения Пуассона на сетке. При вычислении поля пространственного заряда методом функции Грина число операций пропорционально квадрату числа «крупных частиц». Вследствие этого метод функции Грина может быть эффективно применен лишь при небольшом числе «крупных частиц» (*N*<1000), когда времена счета еще не

очень велики. При большом числе «крупных частиц» (*N*>1000) метод прямого решения уравнения Пуассона значительно быстрее, так как число операций пропорционально числу «крупных частиц» в степени 3/2. Наиболее быстрым методом решения уравнения Пуассона на сетке является метод быстрых преобразований Фурье (БПФ), для которого число операций будет линейно пропорционально числу крупных частиц.

При нахождении собственных полей путем решения уравнения Пуассона сеточными методами необходимо по известным координатам всех частиц найти плотность заряда в узлах сетки, введенной в область моделирования. Существует несколько методов описания распределения плотности, отличающихся способом «размазывания» заряда «крупной частицы» по ближайшим узлам. В методе «частица в ячейке» (particle-incell, PIC) суммарный заряд всех крупных частиц, попавших в ячейку сетки, помещается в её центр. В методе «облако в ячейке» (cloud-in-cell, CIC) заряд крупной частицы «размазывается» между четырьмя или восемью (для двумерного или трехмерного случая соответственно) ближайшими узлами сетки равномерно (CIC первого порядка) или пропорционально расстоянию от узлов (CIC второго порядка точности). Затем на пространственной сетке решается разностное уравнение Пуассона [307, 308], которое позволяет найти значение потенциала в каждом узле. Далее путем интерполяции определяются величины полей, действующих на каждую «крупную частицу». В методе БПФ выражение для потенциала на сетке является аналитически дифференцируемым и значения компонент полей в узлах сетки могут быть найдены прямым методом с точностью, равной точности метода PIC или CIC.

Вихревая часть собственного поля (поле излучения), создаваемого пучком, находится обычно разложением возбуждаемого в ВЧ структуре поля по собственным функциям резонансной системы [309]. В ранних работах учет поля излучения проводился в приближении «заданного тока», то есть при исследовании динамики не учитывается влияние поля на

движение частиц внутри сгустка И размеры сгустка считаются постоянными [310]. Для последовательности сгустков поле излучения находится в предположении, что параметры сгустка также не меняются, но поле излучения первых сгустков учитывается при расчете движения последующих. Такой подход к вычислению собственных ВЧ полей пучка может быть оправдан только для хорошо сгруппированных высокоэнергетических пучков. Квазистатическая компонента собственного поля в этом случае обычно не учитывается.

В настоящее время существует большое число коммерческих программ, с помощью которых проводится расчет динамики электронных и ионных пучков. Наиболее известные из них CST PARTICLE STUDIO [185 – 186], PARMELA [311], KOBRA [184], TR [312], Astra [163, 313] и другие. К сожалению, учет нагрузки током самосогласованным образом для стационарного, а тем более для различных нестационарных случаев, в них не рассматривается. Еще один недостаток таких программ – достаточно большое время расчета, а так же то, что все эти программы предназначены для решения стандартных задач и их использование для учета нелинейных эффектов затруднено.

Более точные и специализированные программы, такие как DINAMION [190], LIDOS [128, 192 – 193], TOUTATIS [176], обладающие высокой точностью задания внешних полей и современными алгоритмами для расчета кулоновской составляющей собственного поля, были разработаны для моделирования динамики протонных и ионных пучков и не позволяют исследовать динамику интенсивных пучков электронов с учетом нагрузки током.

Разрабатываемая МИФИ уже 20 В около лет программа BEAMDULAC В некоторых вариантах позволяет учитывать И квазистатическую, и высокочастотную компоненты собственного поля при моделировании динамики. Рассмотрим основные версии программы BEAMDULAC, их возможности и ограничения.

Программа BEAMDULAC имеет модульную структуру. Основные блоки, входящие в программу, следующие:

блок констант и переменных;

- блок подключения внешних файлов (для определения параметров ускорителя и пучка, разбиения структуры на периоды, импорта полей, заданных на сетке, а также для экспорта промежуточных и итоговых результатов моделирования);

- блок генерации начальных распределений частиц в четырехмерном или шестимерном фазовом пространстве;

- блок интегрирования уравнений движения;

- блок учета собственного кулоновского поля;

 - блок учета высокочастотной компоненты (нагрузки током) собственного поля;

- блок обработки текущих (пошаговых) результатов моделирования;

- блок финальной обработки и вывода итоговых результатов моделирования,

 подпрограммы для задания или определения (в случае моделирования на сетке) компонент внешних полей;

- блок расчета зависимостей параметров структуры (амплитуды поля, синхронной фазы, скорости синхронной частицы и т.д.) по длине канала;

- блок контроля частиц и отсева вылетевших из режима ускорения и осевших на стенки канала ускорителя (для частиц, покинувших сгусток по фазам применяется принцип периодичности, то есть такая же частица, «вылетевшая» из предыдущего периода, добавляется в ансамбль).

На рисунке 2.1 в качестве примера показан вариант файла начальных BEAMDULAC (файл «data.mn») версии программы, данных предназначенной для расчета динамики пучка В ускорителях С пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой BEAMDULAC-RFQ. На рисунке 2.2. показан файл, содержащий параметры структуры также на примере версии BEAMDULAC-RFQ.

Блок генерации начальных данных позволяет выбрать из трех вариантов начальных распределений: равномерного, распределения Гаусса, распределения Капчинского-Владимирского, причем независимо для продольного и поперечного движения. Начальные параметры пучка могут быть определены через эмиттанс и параметры Твисса или через эмиттанс и физические размеры пучка. Также возможен импорт начального распределения из файла, полученного в результате расчета Пример динамики В предыдущей секции. файла с начальными распределениями показан на рисунке 2.3.

Программа позволяет задавать внешние поля тремя способами:

- аналитически;

- в виде суммы нескольких пространственных гармоник;

- на сетке в виде распределения, полученного в результате численного моделирования (с помощью пакетов CST Studio, HFSS и др.) или в результате экспериментального измерения распределения полей в резонаторе.

Интегрирование самосогласованных уравнений движения производится методом Рунге – Кутта четвертого порядка. В качестве независимой переменной используется время.

Для расчета квазистатической компоненты собственного поля в пакете BEAMDULAC распределение зарядов в канале ускорителя, разбитом на пространственную сетку, представляется методом «облако в ячейке» (СІС) второго порядка точности. Уравнение Пуассона решается методом быстрых преобразований Фурье (БПФ).

Для учета высокочастотной компоненты собственного поля (нагрузки током) используется метод, предложенный Э.С. Масуновым [81, 83, 87 – 88, 100] и алгоритмы и численные методы, описанные в работах [85, 136, 200 – 202].

| | DATA — Блокнот | - 0 × |
|--|---|-------|
| Файл Правка Форм | ат Вид Справка | |
| CHARL CPARAT CPARAT CERN PARAT FERN PARAT CHARL CHARL FERN PARAT 1 //LAG_LONG 0.1 /FERN PARAT 0.11 /FERN 0.1 /FERN PARAT 1.3.06-2 /V_X 13.06-2 /V_X PARAT 1.3.06-2 /V_X PARAT PARAT PARAT 1.3.06-3 /ALX PARAT PARAT PARAT 1.305 /ALX PARAT PARAT PARAT< | <pre>NI DAT Cyclest ENREW OF PARTICLES, Rev OWAGE OF PARTICLES, Rev OWAGE OF PARTICLES, Rev Prove Comparison of the Company of the Company Electrony of the Company of the Company of the Company Parks of all of the Company of The Company of the Company Parks of all of the Company of The Company of the Company Parks of all of the Company of the Company of the Company Parks of all of the Company of the Company of the Company Parks of all of the Company of the Company of the Company Parks of all of the Company of the Company of the Company Parks of the Company of the Company of the Company Parks of the Company of the Company of the Company Parks of the Company of the Company of the Company Parks of the Company of the Company of the Company Parks of the Company of the Company of the Company of the Company Parks of the Company of the Company of the Company of the Company Parks of the Company of the</pre> | |
| 3. /Z_DRIFT 171 /N_STR 0.02 /HT -2. /PH_L 4.0 /PH_B 1 /RECURS_CO 0.5 /BETA_CUTT CURRENT 0.020 /CUR 0.020 /CUR 0.020 /CUR 0.020 /CUR 0.020 /CUR 0.020 /CUR 0.020 /CUR 0.021 /00_Z 00/FUT PARAMETERS 0.9 /SIGMA 10 /A_CONTROL | LEGENT OF DELTF ATTER CHANNEL,CY NAMEE OF STRUCTURE FREIOR TIME STR LEGENT BOUNDARY OF STABLITY JOIN/FI LEGENT BOUNDARY OF STABLITY JOIN/FI TER ~1 IF OWSTRUCTURE RECARSIA ON, ~0 IF OFF FXUTTO FILEAREN_ARED FXUTTO FILEAREN_ARED WIRES OF X-LATTICE STRPS NUMBER OF X-LATTICE STRPS RUMEE OF X-LATTICE STRPS | |

Рисунок 2.1 – Файл начальных данных data.mn версии программы



Рисунок 2.2 – Файл с параметрами периодов структуры версии

программы BEAMDULAC-RFQ



Рисунок 2.3 – Пример файла с начальными распределениями частиц в пучке для версии программы BEAMDULAC-RFQ
Блоки текущей и финальной обработки результатов численного моделирования значительно отличаются в зависимости OT версии программы и типа ускоряющей структуры, для которой производится моделирование. Обычно они позволяют найти огибающие пучка в шестимерном фазовом пространстве, определить движение центра масс пучка (или центрального сгустка В многосгустковом режиме моделирования), провести стандартные статистические расчеты RMS и параметров Твисса пучка. Однако для отдельных версий BEAMDULAC требуется более серьезная постобработка. Например, в версии программы BEAMDULAC-CR, предназначенной для моделирования каналирования электронов в кристаллах, в постобработку входит расчет параметров излучения, которое генерируют электроны при осцилляции В кристаллической Различные блоки решетке. программы могут В версиях, например нулевой отсутствовать отдельных из-за интенсивности пучка для той же программы BEAMDULAC-CR нет необходимости учета кулоновской компоненты собственного поля.

За 20 лет, в течение которых разрабатывалась и развивалась программа BEAMDULAC, было написано большое количество различных версий, позволяющих проводить моделирование динамики заряженных частиц в системах различных типов:

 различных ускорителях ионов с трубками дрейфа и с высокочастотной фокусировкой (ПОКФ, ускорители с трубками дрейфа типа Альвареца и типа Видероэ, ускорители с АВФ и ФПФ, линейные ондуляторные ускорители);

- ускорителях ионов, построенных по модульному принципу;

- ускорителях электронов, работающих на стоячей и бегущей волне;

- каналах транспортировки, в том числе предназначенных для ленточных пучков;

- плазменных ускоряющих каналах;

- кристаллах;

- периодических ускоряющих структурах, для которых проводится анализ влияния конструкционных ошибок.

В следующих разделах рассматриваются методы и алгоритмы, использованные в пакете BEAMDULAC и предназначенные для учета влияния собственных полей, а также решения других проблем, возникающих при численном моделировании динамики пучков заряженных частиц в различных системах.

2.2 Учет квазистатической компоненты собственного поля пучка

Расчет квазистатичекой компоненты собственного поля пучка в настоящее время наиболее часто проводится с использованием метода «крупных частиц» [86]. Принцип, на котором построен метод, состоит в следующем. В процессе группировки пучок формируется в отдельные сгустки, следующие с некоторым периодом (обычно равным периоду ВЧ поля) друг за другом. Рассматривается область, длина которой составляет один или несколько периодов следования сгустков (обычно 1 – 3), а поперечные границы совпадают с апертурой канала ускорителя. Область движется по ускоряющему каналу со скоростью равновесной частицы. Далее в эту область вводится пространственная сетка, а пучок представляется набором большого числа частиц (*N*>>1) конечного размера. При решении трехмерной задачи частицы представляются в виде одинаковых по размеру прямоугольных параллелепипедов. Зная плотность тока пучка и размер крупной частицы, можно найти ее заряд. В дальнейшем при моделировании могут использоваться как частицы конечного размера, так и точечные «крупные частицы», в которые «стягивается» весь суммарный заряд. Далее решение сводится к трем задачам. Сначала вычисляется распределение плотности заряда, создаваемой частицами в узлах сетки, затем решается уравнение Пуассона (2.2) на сетке и, наконец, дифференцированием полученного

потенциала определяются компоненты собственного электрического поля пучка. Как сказано в предыдущем разделе, метод «крупных частиц» имеет несколько разновидностей, отличающихся способом распределения заряда частиц по ячейкам пространственной сетки. В программе BEAMDULAC использован СІС метод второго порядка точности.

Для решения уравнения Пуассона (2.2) задаются граничные условия Дирихле на границе канала ускорителя (принимается в виде непрерывной гладкой трубы круглого или прямоугольного сечения с идеально проводящими стенками), условие Неймана на оси и периодическое граничное условие по продольной координате:

$$\overline{U}_{c}(\xi,\rho=\overline{a}_{x},\eta)=0, \quad \overline{U}_{c}(\xi,\rho,\eta=\overline{a}_{y})=0$$

$$\frac{\partial}{\partial\rho}\overline{U}_{c}(\xi,\rho=0,\eta)=0, \quad \frac{\partial}{\partial\eta}\overline{U}_{c}(\xi,\rho,\eta=0)=0, \quad (2.4)$$

$$\overline{U}_{c}(\xi,\rho,\eta)=\overline{U}_{c}(\xi+T_{\xi},\rho,\eta),$$

где \bar{a}_x , \bar{a}_y — безразмерная апертура канала, T_{ξ} – период следования сгустков, равный периоду ВЧ поля. Уравнение Пуассона решается методом быстрого преобразования Фурье (БПФ). Для этого потенциал и плотность заряда представляются в виде рядов Фурье:

$$U_{c,i,j,k} = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{N_{x-1}} \sum_{m=1}^{N_{y-1}} \overline{U}_{c,m,n,0}^{(c)} \sin\left(\frac{\pi ni}{N_{\rho}}\right) \sin\left(\frac{\pi nj}{N_{\eta}}\right) + \\ + \sum_{n=1}^{N_{x-1}} \sum_{m=1}^{N_{y-1}} \sum_{l=1}^{N_{z}/2^{-l}} \left[\overline{U}_{c,m,n,l}^{(c)} \sin\left(\frac{\pi ni}{N_{\rho}}\right) \sin\left(\frac{\pi nj}{N_{\eta}}\right) \cos\left(\frac{2\pi nl}{N_{\xi}}\right) + \\ + \overline{U}_{c,m,n,l}^{(s)} \sin\left(\frac{\pi ni}{N_{\rho}}\right) \sin\left(\frac{\pi nj}{N_{\eta}}\right) \sin\left(\frac{2\pi nl}{N_{\xi}}\right) \right] + \\ + \frac{(-1)^{k}}{2} \sum_{n=1}^{N_{x-1}} \sum_{m=1}^{N_{y-1}} \overline{U}_{c,m,n,\frac{N_{\xi}}{2}}^{(c)} \sin\left(\frac{\pi ni}{N_{\rho}}\right) \sin\left(\frac{\pi nj}{N_{\eta}}\right) \sin\left(\frac{\pi nj}{N_{\eta}}\right) \right] +$$

$$(2.5)$$

И

$$\rho_{c,i,j,k} = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{N_{x-1}} \sum_{m=1}^{N_{y-1}} \overline{\rho}_{c,m,n,0}^{(c)} \sin\left(\frac{\pi n i}{N_{\rho}}\right) \sin\left(\frac{\pi n j}{N_{\eta}}\right) + \\
+ \sum_{n=1}^{N_{x-1}} \sum_{m=1}^{N_{y-1}} \sum_{l=1}^{N_{z}/2^{-1}} \left[\overline{\rho}_{c,m,n,l}^{(c)} \sin\left(\frac{\pi n i}{N_{\rho}}\right) \sin\left(\frac{\pi n j}{N_{\eta}}\right) \cos\left(\frac{2\pi n l}{N_{\xi}}\right) + \\
+ \overline{\rho}_{c,m,n,l}^{(s)} \sin\left(\frac{\pi n i}{N_{\rho}}\right) \sin\left(\frac{\pi n j}{N_{\eta}}\right) \sin\left(\frac{2\pi n l}{N_{\xi}}\right) \right] + \\
+ \frac{(-1)^{k}}{2} \sum_{n=1}^{N_{x-1}} \sum_{m=1}^{N_{y-1}} \overline{\rho}_{c,m,n,\frac{N_{\xi}}{2}}^{(c)} \sin\left(\frac{\pi n i}{N_{\rho}}\right) \sin\left(\frac{\pi n j}{N_{\eta}}\right) \sin\left(\frac{\pi n j}{N_{\eta}}\right),$$
(2.6)

где $N_{\rho}, N_{\eta}, N_{\xi}$ – число ячеек сетки по каждой из координат, индексы (*c*) и (*s*) обозначают соответственно косинусные и синусные члены ряда Фурье:

$$\begin{split} \overline{U}_{c,m,n,0}^{(c)} &= \frac{4}{\overline{a}_x \overline{a}_y} \int_0^{\overline{a}_x} \int_0^{\overline{a}_y} U_c(\rho,\eta) \cos\left(\frac{\pi n\rho}{\overline{a}_x}\right) \cos\left(\frac{\pi n\eta}{\overline{a}_y}\right) d\rho d\eta, \\ \overline{U}_{c,m,n,l}^{(c)} &= \frac{4}{\overline{a}_x \overline{a}_y} \int_0^{\overline{a}_x} \int_0^{\overline{a}_y} U_c(\rho,\eta,\xi) \cos\left(\frac{\pi n\rho}{\overline{a}_x}\right) \cos\left(\frac{\pi n\eta}{\overline{a}_y}\right) \cos\left(\frac{\pi n\xi}{\overline{a}_y}\right) d\rho d\eta d\xi, \\ \overline{U}_{c,m,n,N_{\xi}/2}^{(s)} &= \frac{4}{\overline{a}_x \overline{a}_y} \int_0^{\overline{a}_x} \int_0^{\overline{a}_y} U_c(\rho,\eta) \sin\left(\frac{\pi n\rho}{\overline{a}_x}\right) \sin\left(\frac{\pi n\eta}{\overline{a}_y}\right) d\rho d\eta, \\ \overline{\rho}_{c,m,n,0}^{(c)} &= \frac{4}{\overline{a}_x \overline{a}_y} \int_0^{\overline{a}_x} \int_0^{\overline{a}_y} \rho_c(\rho,\eta) \cos\left(\frac{\pi n\rho}{\overline{a}_x}\right) \cos\left(\frac{\pi n\eta}{\overline{a}_y}\right) d\rho d\eta, \\ \overline{\rho}_{c,m,n,l}^{(c)} &= \frac{4}{\overline{a}_x \overline{a}_y} \int_0^{\overline{a}_x} \int_0^{\overline{a}_y} \rho_c(\rho,\eta) \cos\left(\frac{\pi n\rho}{\overline{a}_x}\right) \cos\left(\frac{\pi n\eta}{\overline{a}_y}\right) d\rho d\eta, \\ \overline{\rho}_{c,m,n,l}^{(c)} &= \frac{4}{\overline{a}_x \overline{a}_y} \int_0^{\overline{a}_x} \int_0^{\overline{a}_y} \rho_c(\rho,\eta,\xi) \cos\left(\frac{\pi n\rho}{\overline{a}_x}\right) \cos\left(\frac{\pi n\eta}{\overline{a}_y}\right) \cos\left(\frac{\pi n\xi}{T_{\xi}/2}\right) d\rho d\eta d\xi, \\ \overline{\rho}_{c,m,n,N_{\xi}/2}^{(s)} &= \frac{4}{\overline{a}_x \overline{a}_y} \int_0^{\overline{a}_x} \int_0^{\overline{a}_y} \rho_c(\rho,\eta) \sin\left(\frac{\pi n\rho}{\overline{a}_x}\right) \sin\left(\frac{\pi n\eta}{\overline{a}_y}\right) d\rho d\eta, \end{split}$$

Подставив полученные ряды (2.5) и (2.6) в уравнение Пуассона (2.2), можно найти связь между известными коэффициентами разложения плотности заряда и коэффициентами разложения потенциала, которые требуется найти:

$$\overline{U}_{c,m,n,l}^{(c,s)} = \frac{\overline{\rho}_{c,m,n,l}^{(c,s)}}{\left(\frac{\pi n}{\overline{a}_x}\right)^2 + \left(\frac{\pi m}{\overline{a}_y}\right)^2 + \left(\frac{\pi l}{T_{\xi}/2}\right)^2}.$$
(2.7)

Теперь уравнение Пуассона представляет собой систему алгебраических уравнений. Для решения уравнения Пуассона (2.2) и нахождения квазистатической компоненты собственного поля пространственного заряда в программе BEAMDULAC используется следующий алгоритм:

1. Методом СІС находится распределение заряда в узлах сетки $\rho_c(\rho,\eta,\xi)$;

2. Находятся коэффициенты разложения Фурье для заряда $\rho_{c,m,n,l}^{-(c,s)}$;

3. Решается система алгебраических уравнений (2.7) и находятся коэффициенты Фурье для потенциала собственного поля пучка $\overline{U}_{c,m,n,l}^{(c,s)}$; 4. Выполняется синтез Фурье для потенциала и находится его распределение на сетке $U_{c,m,n,l}$.

Особенностью метода БПФ является возможность определения напряженности поля объемного заряда в точках нахождения крупных частиц с использованием так называемого метода точных производных. Ряд (2.5) является аналитически дифференцируемым, что позволяет найти выражения для Фурье разложений компонент напряжённости поля. В методе БПФ синтез Фурье в этом случае проводится отдельно для каждой компонентов Точность ИЗ напряженности поля. метода прямых компонентов собственного производных ДЛЯ нахождения поля определяется, фактически, точностью метода СІС, так как погрешность для остальных трех шагов в алгоритме решения уравнения Пуассона не превышает машинной погрешности. В других сеточных методах решения уравнения Пуассона необходимо численно продифференцировать его потенциал на сетке, что вносит дополнительную погрешность при моделировании. Так как сильноточный ионный пучок обычно занимает большую часть канала ускорителя, при исследовании динамики пучка

важно учитывать влияние эффекта экранирования пучка электродами канала, что также реализуется при использовании СІС метода с корректно заданными поперечными граничными условиями.

Методы СІС и БПФ, использованные в программе BEAMDULAC для нахождения квазистатической компоненты собственного поля пучка, являются очень точными и достаточно быстрыми. Эти же методы используются и в других программах для численного моделирования динамики пучка в высокочастотных линейных ускорителях LIDOS, DINAMION, TOUTATIS (в двух последних используются PIC и БПФ).

2.3 Нагрузка током в линейных резонансных ускорителях

Для релятивистского случая трехмерное уравнение динамики без учета собственного поля пучка в общем виде можно записать как

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{p}}{\mathrm{d}t} = \boldsymbol{e}\boldsymbol{E} + \boldsymbol{e}[\boldsymbol{v}\boldsymbol{B}] \tag{2.8}$$

где p – импульс частицы, E – внешнее ускоряющее поле, v – скорость частицы, B – индукции магнитного поля, действующего на частицу (с учетом магнитных компонент ВЧ поля и внешнего фокусирующего поля).

Для строгого решения уравнения трехмерной динамики (2.8) с учетом нагрузки током в самосогласованном поле необходимо учитывать все шесть компонент высокочастотного поля, кулоновское поле пространственного заряда, поле излучения, нагрузку током и внешние фокусирующие поля. Уравнение движения только с учетом внешних полей в релятивистском случае будет иметь вид

$$m\gamma \frac{\mathrm{d}^2 \boldsymbol{r}}{\mathrm{d}t^2} = e\boldsymbol{E} + \left[\boldsymbol{v}\boldsymbol{B}\right] - \frac{e\boldsymbol{E}\boldsymbol{v}}{W_0} \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{r}}{\mathrm{d}t}$$
(2.9)

или

$$\frac{\mathrm{d}^{2} \mathbf{r}}{\mathrm{d} t^{2}} = \frac{e}{m\gamma} \left(\mathbf{r}_{x} E_{x} + \mathbf{r}_{y} E_{y} + \mathbf{r}_{z} E_{z} \right) + \frac{e}{m\gamma} \left(\mathbf{r}_{x} L_{x} + \mathbf{r}_{y} L_{y} + \mathbf{r}_{z} L_{z} \right) - \frac{e}{mc^{2}\gamma} \left(v_{x} E_{x} + v_{y} E_{y} + v_{z} E_{z} \right) \frac{\mathrm{d} \mathbf{r}}{\mathrm{d} t},$$
(2.9a)

где $L_x = v_y B_z - v_z B_y; L_y = v_z B_x - v_x B_z; L_z = v_x B_e - v_y B_z, r_x, r_y, r_z$ – орты. В форме Коши в декартовой системе координат это уравнение преобразуется к следующему виду:

$$\frac{\mathrm{d}v_x}{\mathrm{d}t} = \frac{e}{m\gamma}E_x + \frac{e}{m\gamma}L_x - \frac{e}{mc^2\gamma}\left(v_xE_x + v_yE_y + v_zE_z\right)\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t},$$

$$\frac{\mathrm{d}v_y}{\mathrm{d}t} = \frac{e}{m\gamma}E_y + \frac{e}{m\gamma}L_y - \frac{e}{mc^2\gamma}\left(v_xE_x + v_yE_y + v_zE_z\right)\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}t},$$

$$\frac{\mathrm{d}v_z}{\mathrm{d}t} = \frac{e}{m\gamma}E_z + \frac{e}{m\gamma}L_z - \frac{e}{mc^2\gamma}\left(v_xE_x + v_yE_y + v_zE_z\right)\frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}t}.$$
(2.10)

В периодической структуре магнитная составляющая электромагнитного поля с использованием уравнений Максвелла может быть выражена через электрическую. С учетом нулевой плотности тока и зависимостей для электрического и магнитного полей от координат и времени $E = E_0(x, y) \exp(i(\omega t - k_z z))$ и $H = H_0(x, y) \exp(i(\omega t - k_z z))$ получаем:

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} + ik_z H_y = i\omega\varepsilon\varepsilon_0 E_x, \quad \frac{\partial H_z}{\partial x} + ik_z H_x = -i\omega\varepsilon\varepsilon_0 E_y, \quad \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = i\omega\varepsilon\varepsilon_0 E_z. \quad (2.11)$$

Обычно в ускорителях электронов используют волны *E*-типа, у которых на оси отсутствует продольная компонента магнитного поля. Тогда из (2.11) можно найти его поперечные составляющие:

$$H_{x} = -\omega \varepsilon \varepsilon_{0} E_{y} / k_{z}, \quad H_{y} = \omega \varepsilon \varepsilon_{0} E_{x} / k_{z}$$
(2.12)

и преобразовать уравнение движения (2.9) с учетом $\sqrt{\epsilon\mu} = 1/c$ и $k_z = \sqrt{\epsilon\epsilon_0\mu\mu_0}$ к виду

$$\frac{\mathrm{d}v_x}{\mathrm{d}t} = \frac{e}{m\gamma} E_x - \frac{e\sqrt{\epsilon\mu}}{mc\gamma} v_z E_x - \frac{e}{mc^2\gamma} \left(v_x E_x + v_y E_y + v_z E_z \right) \frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t},$$

$$\frac{\mathrm{d}v_y}{\mathrm{d}t} = \frac{e}{m\gamma} E_y - \frac{e\sqrt{\epsilon\mu}}{mc\gamma} v_z E_y - \frac{e}{mc^2\gamma} \left(v_x E_x + v_y E_y + v_z E_z \right) \frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}t},$$

$$\frac{\mathrm{d}v_z}{\mathrm{d}t} = \frac{e}{m\gamma} E_x - \frac{e\sqrt{\epsilon\mu}}{mc\gamma} \left(v_x E_x + v_y E_y \right) - \frac{e}{mc^2\gamma} \left(v_x E_x + v_y E_y + v_z E_z \right) \frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}t}$$
(2.13)

в котором исключены магнитные компоненты электромагнитного поля. В безразмерном виде уравнение примет вид

$$\frac{d\beta_{x}}{d\tau} = \frac{1}{\gamma} \left[\left(1 - \beta_{z} \sqrt{\epsilon \mu} - \beta_{x}^{2} \right) e_{x} - \beta_{x} \beta_{y} e_{y} - \beta_{x} \beta_{z} e_{z} \right],$$

$$\frac{d\beta_{y}}{d\tau} = \frac{1}{\gamma} \left[\left(1 - \beta_{z} \sqrt{\epsilon \mu} - \beta_{y}^{2} \right) e_{y} - \beta_{x} \beta_{y} e_{x} - \beta_{y} \beta_{z} e_{z} \right],$$

$$\frac{d\beta_{z}}{d\tau} = \frac{1}{\gamma} \left[\left(\sqrt{\epsilon \mu} - \beta_{z} \right) \beta_{x} e_{x} + \left(\sqrt{\epsilon \mu} - \beta_{z} \right) \beta_{y} e_{y} - \left(1 - \beta_{z}^{2} \right) e_{z} \right],$$

$$\frac{d\rho}{d\tau} = \beta_{x}, \quad \frac{d\eta}{d\tau} = \beta_{y}, \quad \frac{d\xi}{d\tau} = \beta_{z},$$
(2.14)

где, как и ранее, $e = eE\lambda/2\pi W_0$ – безразмерная амплитуда внешнего ВЧ поля. Третье уравнение в данной системе удобно заменить на уравнение для изменения энергии dγ/dτ, так как в общем случае пучок электронов будет релятивистским. Однако для некоторых случаев необходимо использовать комбинацию уравнений для скорости и энергии Это И проводить сшивку решений. актуально, например, при моделировании процесса формирования сгустка на фотокатоде, когда энергия эмитированных электронов составляет несколько эВ, но быстро растет на первых нескольких миллиметрах ускоряющей секции.

Для произвольных ускоряющих структур, в которых возбуждена гибридная волна *TE*- или *TH*-типа, уравнения движения усложняются, однако их правые части также могут быть легко найдены. Пусть $E_{\lambda}(\mathbf{r},t) = \sum_{l} E_{\lambda}^{l}(\mathbf{r}_{\perp}) \exp(i(k_{\lambda,z}z - \omega t))$ и $H_{\lambda}(\mathbf{r},t) = \sum_{l} H_{\lambda}^{l}(\mathbf{r}_{\perp}) \exp(i(k_{\lambda,z}z - \omega t))$, где $r_{\perp} = \{x, y\}$, а индекс λ указывает на одну из мод собственных высокочастотного поля в волноводе или резонаторе. В этом случае уравнения Максвелла также позволяют связать поперечные компоненты собственных волн с продольными. Эквивалентная напряженность для нормированного поперечного отклоняющего высокочастотного поля описывается формулой:

$$\boldsymbol{e}_{_{\mathcal{H}\boldsymbol{G}\boldsymbol{H},\boldsymbol{\lambda},\boldsymbol{\perp}}}^{l} = -\mathrm{i}\frac{\left(1-\beta_{z}\beta_{b,l}^{\lambda}\right)\cdot\nabla_{\boldsymbol{\perp}}\boldsymbol{e}_{\boldsymbol{\lambda},\boldsymbol{\perp}}^{l}+\left(\beta_{z}-\beta_{b,l}^{\lambda}\right)\left[\boldsymbol{r}_{z}\cdot\nabla_{\boldsymbol{\perp}}\boldsymbol{h}_{\boldsymbol{\lambda}}^{l}\right]}{k_{\boldsymbol{\lambda},l}\left(1-\left(\beta_{b,l}^{\lambda}\right)^{2}\right)}\boldsymbol{e}^{\mathrm{i}(k_{\boldsymbol{\lambda},l}z-\omega t)}.$$
 (2.15)

В работах Э.С. Масунова [100, 112] на основе электродинамического подхода было рассмотрено возбуждение пучком периодических резонаторных и волноводных структур для двух случаев:

- длительность токового импульса τ_u мала или сравнима со временем заполнения структуры высокочастотной мощностью T_f (τ_u << T_f) (нестационарный режим);
- длительность токового импульса много больше времени заполнения структуры высокочастотной мощностью τ_u ≥ T_f (стационарный режим).

Для общего случая, когда длительность токового импульса сравнима временем структуры высокочастотной co заполнения мощностью (нестационарный режим) и количество сгустков, участвующих BO собой, взаимодействии между велико, можно считать, что пространственное распределение ВЧ поля в структуре сохраняется, а меняется от времени только амплитуда поля. Также можно считать, что за время пролета одной частицы через ячейку резонатора или волновода эти изменения малы. С учетом этих предположений поле, возбуждаемое в резонаторе, можно представить в виде ряда

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t) = \operatorname{Re}\sum_{l} \boldsymbol{E}_{l}(\boldsymbol{r},t) e^{-\mathrm{i}\,l\omega t}.$$
(2.16)

Если частота l_{ω} близка к собственной частоте ω_r , соответствующей *r*-тому виду колебаний, то можно считать, что коэффициенты в сумме (2.16) являются медленными функциями времени и

$$\boldsymbol{E}_{l}(\boldsymbol{r},t) = \boldsymbol{C}_{r}^{l}(t)\boldsymbol{E}_{r}(\boldsymbol{r}), \qquad (2.17)$$

где $E_r(r)$ – собственная функция резонатора. Для определения коэффициента $C_r^l(t)$ необходимо перейти в частотную область, тогда выражение для поля примет вид

$$\boldsymbol{E} = \sum_{r} C_{r}(\boldsymbol{\omega}) \boldsymbol{E}_{r}(\boldsymbol{r}), \qquad (2.18)$$

где $C_r(\omega) = \frac{-i\omega}{\omega^2 - \omega_r^2} \frac{1}{N_r} \int j \boldsymbol{E}_r \, \mathrm{d}V$, N_r – нормировочный коэффициент, V –

объем резонатора, занятый полем, $\tilde{\omega}_r = \omega_r - i \omega_r^{"} = \omega_r (1 - i/2Q_L)$ – комплексная частота резонатора, $Q_L = \omega_r / 2\omega_r^{"}$ – нагруженная добротность, ω_r – модуль комплексной частоты резонатора.

Для линейных ускорителей нагруженная добротность велика $Q_L >> 1$ и коэффициент N_r пропорционален полной запасенной энергии W_r для *r*того вида колебаний: $N_r=2W_r/|C_r|^2$. Выражение (2.18) можно переписать в виде суммы прямых и обратных волн:

$$\boldsymbol{E} = \sum_{r} \left[C_{+r}(\boldsymbol{\omega}) \, \boldsymbol{E}_{+r}(\boldsymbol{r}) + C_{-r}(\boldsymbol{\omega}) \boldsymbol{E}_{-r}(\boldsymbol{r}) \right], \qquad (2.19)$$

где
$$C_{+r}(\omega) = \frac{-i}{2(\omega - \omega_r)} \frac{1}{N_{+r}} \int j E_{+r} \, dV$$
, $C_{-r}(\omega) = \frac{-i}{2(\omega + \omega_r)} \frac{1}{N_{-r}} \int j E_{-r} \, dV$. Так

как при $\omega_r > 0$ в (2.19) только $C_{+r}(\omega)$ могут принимать большие значения, а $C_{-r}(\omega)$ всегда ограничены, эта запись удобна для выделения резонансных слагаемых. Если плотность тока $j(\omega)$ имеет медленно меняющуюся

составляющую, то $C_{+r}(\omega)$ и $C_{-r}(\omega)$ также медленно меняются от времени и будут удовлетворять уравнению [100]:

$$-\frac{d}{dt}C_{+r}^{l} + i(\omega - \omega_{r})C_{+r}^{l} = \frac{1}{2N_{+r}}\int j(\mathbf{r}, t, l\omega)E_{+r} \,dV.$$
(2.20)

При медленном изменении гармоник тока функции $j(r, t, l\omega)$ будут близки к гармоническим и могут быть записаны через интеграл Фурье:

$$\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r},t,l\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \boldsymbol{j}(\boldsymbol{r},t) e^{i l\omega t} d\omega t. \qquad (2.21)$$

Вычислив правую часть уравнения (2.20), можно получить уравнение для поля, возбужденного в резонаторе на частоте *r*-того вида колебаний гармоникой тока *r*':

$$-\frac{\mathrm{d}\widetilde{E}}{\mathrm{d}t} + \mathrm{i}(l\omega - \omega_r')\widetilde{E} = \omega_r' \frac{J_0 R_{sh}}{2QL} \overline{I}_l^{r,r'}. \qquad (2.22)$$

где Q – собственная добротность, L – длина резонаторной секции, J_0 – начальная плотность тока, R_{sh} – эффективное шунтовое сопротивление, $\bar{I}_l^{r,r'} = \frac{1}{L} \int_0^L I_l(z,t) e^{i(k_r - k_{r'})z} dz$ – гармоника тока [112]. Уравнение (2.22) является нестационарным уравнением возбуждения для протяженного резонатора.

При длительности токового импульса, много большей времени заполнения структуры высокочастотной мощностью, зависимость от времени в уравнении (2.22) исчезает и уравнение для стационарного режима имеет вид [112]:

$$i(l\omega - \omega_r)\widetilde{E} = \omega_r' \frac{J_0 R_{sh}}{2QL} \bar{I}_l^{r,r'}.$$
(2.23)

где гармоника тока $\bar{I}_l^{r,r'} = \frac{1}{L} \int_0^L I_l(z) e^{i(k_r - k_{r'})z} dz$ также не зависит от времени.

Аналогичным образом может быть получено уравнение возбуждения в самом общем нестационарном случае для ускорителя на бегущей волне. Здесь задача несколько усложняется по сравнению со структурой, СВЧ работающей на стоячей волне. Амплитуда И фаза поля. возбуждаемого пучком в длинной волноводной секции, будут меняться в зависимости от времени и продольной координаты. Пусть пучок представляет собой последовательность сгруппированных хорошо сгустков. Для простоты будем рассматривать только одну гармонику (v=1). Поля, действующие на частицы пучка в сечении с координатой z, для *k*-того и (*k*+1)-го сгустков отличаются на величину

$$\Delta \tilde{E}^{+} = \tilde{E}(z, \tau_{k+1}) - \tilde{E}(z, \tau_{k}) = -\frac{E_{s,0}(z)E_{s,0}(z_{1})T_{b}}{2P_{s}(1/v_{zp}(z) - 1/v(z))}\tilde{I}_{1}(t), \qquad (2.24)$$

где T_b – период гармоники собственного поля, P_s – активная мощность, переносимая волной в положительном направлении, $\tilde{I}_1(t)$ – первая гармоника тока. Если не учитывать затухание в стенках и неоднородности структуры, то при фиксированном времени *t* поле изменится на такую же величину на длине $\Delta z = T_b v_{ep} v / (v - v_{ep})$. Введем новую переменную

$$\tau = t + \tau_{zp}(z) - \tau(z) = \sum_{i=0}^{n} (\Delta t_i + \Delta t_z (1/v_{zp} - 1/v_i)),$$
 учитывающую разницу во

времени прохождения волной и центром масс пучка расстояния Δz , тогда

$$\frac{\Delta \widetilde{E}^{+}}{\Delta \tau} = -\frac{v v_{zp}}{v - v_{zp}} R_n \widetilde{I}_1, \qquad (2.25)$$

где R_n — последовательное сопротивление, $R_n = \omega' R_{sh} / 2QLv_{cp}$. При большом числе сгустков можно использовать предельный переход $\Delta \tau \rightarrow 0$ и перейти к частным производным в уравнении (2.25):

$$\frac{\partial \widetilde{E}^{+}}{\partial \tau} + \frac{v v_{zp}}{v - v_{zp}} \frac{\partial \widetilde{E}^{+}}{\partial z} = -\frac{v v_{zp}}{v - v_{zp}} R_{n} \widetilde{I}_{1}.$$
(2.26)

Это уравнение можно обобщить на случай структур с затуханием и неоднородностями и получить нестационарное уравнение для нахождения высокочастотной составляющей поля в области, где находится пучок:

$$-\left(\frac{1}{v}\pm\frac{1}{v_{zp}}\right)\frac{\partial\widetilde{E}^{+}}{\partial\tau}+\frac{\partial\widetilde{E}^{+}}{\partial z}+\left(\alpha-\frac{1}{2R_{n}}\frac{\mathrm{d}R_{n}}{\mathrm{d}t}\right)\widetilde{E}^{+}=\pm R_{n}\widetilde{I}_{1}(z,t).$$
 (2.27)

Для структур с положительной дисперсией в формуле (2.26) из «±» необходимо использовать знак минус, для волноводов с отрицательной дисперсией – знак плюс. Для стационарного режима поле не зависит от времени и уравнение возбуждения (2.27) упрощается:

$$\frac{\partial \widetilde{E}^{+}}{\partial z} + \left(\alpha - \frac{1}{2R_n} \frac{\mathrm{d}R_n}{\mathrm{d}t}\right) \widetilde{E}^{+} = \pm R_n \widetilde{I}_1(z,t) \,. \tag{2.28}$$

Уравнение (2.29) может быть обобщено на случай, когда в волноводной ускоряющей структуре присутствует не только синхронная с пучком гармоника собственного высокочастотного поля с v=1, но и другие гармоники \tilde{E}_l , оказывающие влияние на основную гармонику тока [112]:

$$\frac{\partial \widetilde{E}_s}{\partial z} + \left(\alpha - \frac{1}{2R_n} \frac{\mathrm{d}R_n}{\mathrm{d}t}\right) \widetilde{E}_s = \pm R_n I_1(z,t) \sum_{l=0}^{\infty} \frac{\widetilde{E}_l}{\widetilde{E}_s} e^{\mathrm{i}2\pi(l-s)/D} . \quad (2.29)$$

Разработанная в работах [100, 112] теория позволила получить уравнения возбуждения для резонаторных и волноводных ускоряющих структур в нестационарном и стационарном случаях (2.22) – (2.23) и (2.27) – (2.29), которые были использованы для создания алгоритма и подпрограммы в версии пакета BEAMDULAC-BL [136, 200 – 202, 314]. В BEAMDULAC-BL используется уравнения, учитывающие только основную гармонику. Для использования в программе уравнение движения

(2.14) с учетом уравнений возбуждения (2.22) и (2.27), разделенных на уравнения для изменения амплитуды и фазы собственного высокочастотного поля пучка, были преобразованы к виду [202]:

$$d\gamma/d\tau = \beta_z e_0(\xi) S_0 + b_{0,\perp} \beta_z S_1(\eta \beta_x - \rho \beta_y) + e_{c,z},$$

$$d\beta_x/d\tau = e_0(\xi) S_1 \rho/\gamma + (b_{0,z}(\xi) \beta_y S_0 - b_{0,\perp}(\xi) \beta_z S_1 \eta)/\gamma -$$

$$+ e_0(\xi) \beta_x (\beta_z S_0 + S_1(\rho \beta_x + \eta \beta_y))/\gamma - B(\xi) \Sigma_s \sin \varphi/\gamma - b_{sol} \rho/\gamma + e_{c,x}/\gamma,$$

$$d\beta_y/d\tau = e_0(\xi) S_1 \eta/\gamma + (b_{0,\perp}(\xi) \beta_z S_1 \rho - b_{0,z}(\xi) \beta_x S_0 \eta)/\gamma -$$

$$+ e_0(\xi) \beta_y (\beta_z S_0 + S_1(\rho \beta_x + \eta \beta_y))/\gamma - B(\xi) \Sigma_s \sin \varphi/\gamma - b_{sol} \eta/\gamma + e_{c,y}/\gamma,$$

$$\frac{d\rho}{d\tau} = \beta_x, \frac{d\eta}{d\tau} = \beta_y, \frac{d\xi}{d\tau} = \beta_z, \frac{d\varphi}{d\tau} = \left(\frac{\beta_z}{\beta_{ph}} - \kappa\right) \pm \frac{B\Sigma_s}{e_0(\xi)},$$

$$\frac{de_0}{d\xi} = \left(\frac{d\ln B}{2d\xi} - w\right) e_0(\xi) \pm 2B\Sigma_c + \frac{de_{0,m}}{d\xi},$$
(2.30)

где $e_0(\xi) = eE_0(z)\lambda/2\pi W_0$ – безразмерная амплитуда основной гармоники электрической компоненты внешнего высокочастотного поля, $b_{0,z}(\xi) = eB_{0,z}(z)\lambda c/2\pi W_0$ и $b_{0,\perp}(\xi) = eB_{0,\perp}(z)\lambda c/2\pi W_0$ – безразмерные амплитуды продольной и поперечной магнитных компонент внешнего ВЧ $w = \alpha \lambda / 2\pi - \omega$ безразмерный коэффициент затухания поля: высокочастотного поля α ; $b_{sol} = eB_{sol}\lambda c/2\pi W$ – безразмерное поле фокусирующего соленоида; суммы $\Sigma_c = \frac{1}{N} \sum_n I_0 \left(\sqrt{\rho_n^2 + \eta_n^2} / \beta_{ph} \gamma \right) \cos \phi_n$ И

 $\Sigma_{s} = \frac{1}{N} \sum_{n} I_{0} \left(\sqrt{\rho_{n}^{2} + \eta_{n}^{2}} / \beta_{ph} \gamma \right) \sin \phi_{n}$ определяют вклад каждой из N крупных частиц в нагрузку током (в программе BEMDULAC-BL используется одно и то же разбиение на крупные частицы для квазистатической и высокочастотной компонент собственного поля пучка); $\phi = \int d\xi / \beta_{ph} - \tau - \phi$ аза частицы в поле волны; $B(z) = eJ_{1}(z,t)\lambda^{2}R_{sh}(z)/4\pi W_{0}$ – параметр нагрузки током, определяющий связь пучка со структурой, $J_{1}(z,t)$ – первая гармоника плотности тока. Слагаемое $de_{0,m}/d\xi$ в уравнении для амплитуды учитывает изменение амплитуды ВЧ поля в «холодной»

структуре, например в группирователе с нарастающим полем. Для структуры на стоячей волне $S_0 = S_0^{st.w.} = I_0 \left(\sqrt{\rho_n^2 + \eta_n^2} / \beta_{ph} \gamma \right) \cos(\int d\xi / \beta_{ph}) \cos\tau$,

$$S_{1} = S_{1}^{st.w.} = -\frac{1}{\sqrt{\rho^{2} + \eta^{2}}} I_{1} \left(\sqrt{\rho_{n}^{2} + \eta_{n}^{2}} / \beta_{ph} \gamma \right) \sin\left(\int d\xi / \beta_{ph} \right) \cos\tau, \ \kappa = 0.$$

Для ускорителя на бегущей волне $S_0 = S_0^{tr.w.} = I_0 \left(\sqrt{\rho_n^2 + \eta_n^2} / \beta_{ph} \gamma \right) \cos \varphi,$ $S_1 = S_1^{tr.w.} = -\frac{1}{\sqrt{\rho^2 + \eta^2}} I_1 \left(\sqrt{\rho_n^2 + \eta_n^2} / \beta_{ph} \gamma \right) \sin \varphi, \kappa = 1.$

Таким образом, решение системы (2.30) позволяет промоделировать самосогласованную динамику пучка в ускорителе на стоячей или бегущей волне с учетом обеих компонент собственного поля, влияние которых рассчитывается описанными выше методами крупных частиц.

2.4 Алгоритмы и особенности моделирования динамики пучка в «реальном поле», заданном на сетке

Как уже говорилось выше, в пакете программ BEAMDULAC внешние поля могут быть заданы тремя способами: аналитически в виде однозначно определенных правых частей, в виде суммы нескольких пространственных гармоник (ряда Фурье-Бесселя):

$$U(x, y, z, t) = \sum_{n} U_{n} \cdot F(x, y) \cos(k_{z,n}z) \cos(\omega t)$$
(2.31)

или в виде «реального поля», заданного на двумерной или трёхмерной сетке. Первый способ полностью корректен при проверке аналитических результатов, а также в том случае, когда колебания пучка происходят вблизи оси канала ускорителя, т.е. в линейном режиме. Определение поля в виде ряда позволяет учесть полигармонический состав полей, а также зависимость полей от поперечной координаты вне оси, но не вблизи

электродов, когда зависимость становится не только нелинейной, но и не монотонной.

Моделирование в «реальном поле», т.е. в поле, заданном в узлах сетки, позволяет учесть все особенности и экстремумы распределения поля. Такое распределение может быть получено двумя способами: с помощью программ для численного моделирования электродинамических характеристик ускоряющих структур, таких как CST Microwave Studio и CST EM Studio [315], HFSS [316], GdfidL [317] и других. Второй способ – измерение распределения полей в волноводе или резонаторе ЭТО различными методами (например, методом малых возмущений, [292]). Разработка проводить алгоритмов И программы, позволяющих моделирование динамики пучка с использованием полей, заданных на сетке, представляется интересной и важной задачей.

Главной проблемой в указанном случае является решение задачи интерполяции поля на сетке. Дополнительную сложность задаче добавляет что в BEAMDULAC, как и во многих других программах, TO, интегрирование уравнений движения вида (2.3) или (2.30) проводится по времени в движущейся системе координат, связанной с синхронной или равновесной частицей, а поле на сетке определено на пространственной лабораторной сетке В системе координат. Традиционные методы интерполяции полей, определенных в узлах сетки, в точку положения частицы на *i*-том шаге интегрирования, такие как интерполирование тригонометрическими функциями, Фурье-интерполирование ИЛИ использование сплайнов. В данном случае оказываются малоэффективными. Данные методы были опробованы при разработке версий программы BEAMDULAC-2dGRID и BEAMDULAC-3dGRID и показали недостаточную точность и большое время счета. В связи с этим, для интерполяции был выбран метод «взвешивания по площадям» («area weighted interpolation», AWM) [318]. Этот метод проиллюстрирован на рисунке 2.1. Для простоты рассмотрим случай, когда моделирование



Рисунок 2.1 – Интерполяция методом «взвешивания по площадям»

проводится на двумерной сетке с постоянным шагом. Пусть известно, что частица находится в точке μ , лежащей между четырьмя соседними узлами сетки, как это показано на рисунке. Амплитуда поля в четырех соседних узлах сетки известна: $E_{i,j}$, $E_{i+1,j}$, $E_{i,j+1}$ и $E_{i+1,j+1}$, координаты этих узлов также заданы. Точка μ окружается прямоугольником со сторонами, равными шагам сетки по двум координатам, так, чтобы частица находилась в центре этого прямоугольника. Тогда легко найти площади отдельных частей прямоугольника, попавших в разные ячейки сетки: $S_{i,j}$, $S_{i+1,j}$, $S_{i,j+1}$ и $S_{i+1,j+1}$. Поле в точке μ вычисляется как средневзвешенное значение по четырем ячейкам:

$$E_{\mu} = \frac{1}{S} \sum_{i}^{i+1} \sum_{j}^{j+1} E_{i,j} \cdot S_{i,j} , \qquad (2.32)$$

где *S* – площадь ячейки сетки. Получить аналогичное выражение для сетки с переменным шагом несложно.

Использование данного метода позволило корректно проводить моделирование динамики в поле, заданном на двумерной сетке. При этом погрешность в расчете поля на сетке составляет не более 0,1-0,5 %. Оценка погрешности проводилась следующим образом. Известное аналитическое распределение поля с помощью внешней программы задавалось на сетке, проводилось численное моделирование динамики пучка с идентичными начальными распределениями в аналитически и сеточно заданных полях, а затем определялась погрешность интегрирования на сетке относительно результатов моделирования в аналитически определенных полях.

Аналогичный метод («взвешивание по объемам», «volume weighted interpolation», VWM) был использован при моделировании динамики пучка в ВЧ поле, заданном на трехмерной сетке. В этом случае поле в искомой точке может быть определено по формуле:

$$E_{\mu} = \frac{1}{V} \sum_{i}^{i+1} \sum_{j}^{j+1} \sum_{k}^{k+1} E_{i,j,k} \cdot V_{i,j,k} , \qquad (2.33)$$

где V – объем ячейки сетки, $V_{i,j,k}$ - объемы параллелепипедов, попавших в отдельные ячейки сетки. Использование данного метода позволило проводить исследование диамики пучка в ВЧ поле, заданном на трехмерной сетке с ошибкой 1-2 %.

Кроме того, существенно важным является выбор методов продольной и поперечной экстраполяции поля «за сеткой» [284]. Это в отдельных случаях интересно для полей, определенных на сетке по результатам численного моделирования электродинамических ускоряющей структуры. Вылет характеристик частицы «за сетку» возможен, например, когда сетка при расчете или измерении полей введена только в часть апертуры канала и отдельные частицы выходят за границу этой области. Для продольного случая экстраполирования «за сеткой» в версиях программы BEAMDULAC-2dGrid и BEAMDULAC-3dGrid был использован традиционный для случая периодических функций метод Фурье-экстраполяции. Этот метод позволил рассчитывать поля «за сеткой» с точностью не хуже 1 %. Для поперечной экстраполяции использовалось разложение в ряд по функциям Бесселя. При использовании такого метода наиболее сложным является определение количества членов ряда, необходимого для точного расчета поля. При малом числе слагаемых резко

возрастает погрешность, при большом – время расчета. Число членов ряда для каждой конкретной задачи будет различным. Это привело к необходимости вывода этого числа в список параметров, определяемых пользователем программы. Для тестирования программы применялся расчет динамики пучка тяжелых ионов в структуре с АВФ при малых энергиях. Было установлено, что для экстраполяции достаточно учитывать 5-7 членов разложения в ряд по функциям Бесселя. При этом погрешность расчета полей «за сеткой» в поперечном направлении составляет 10-15 %. Такая погрешность интерполяции является приемлемой при качественной оценке результатов моделирования. Однако для точного количественного расчета точность необходимо повысить, в связи с чем возникла необходимость разработки новых методов.

Для двумерного случая был использован комбинированный метод с применением быстрых преобразований Фурье. С помощью этого метода определялись амплитуды гармоник ВЧ поля. В дальнейшем по найденным величинам амплитуд с использованием синтеза Фурье и рядов функций Бесселя рассчитывалось поле в заданной точке. Данный метод позволил существенно снизить погрешность экстраполяции И теперь при моделировании динамки пучка в высокочастотном поле, заданном на двумерной сетке ошибка не превышает 1 – 3 %. На рисунке 2.2 показаны результаты моделирования динамики пучка ионов с отношением заряда к массе A/Z=1/60 в ускорителе с ABФ для случаев, когда поле задано аналитически (рис. 2.2а и 2.2в) и на сетке (2.26 и 2.2г). На рисунке показаны продольный эмиттанс пучка на выходе ускорителя (2.2а и 2.2б) и поперечный эмиттанс на входе (« × ») и выходе («точки»). Видно, что результаты моделирования практически совпадают.

Для трехмерного случая был использован метод экстраполяции, схожий с описанным выше. Здесь пришлось применить метод, позволяющий сдвигать начало отсчета по одной из осей. Далее с помощью



Рисунок 2.2 – Результаты численного моделирования в двумерном случае для ускорителя с АВФ. Показаны продольный (а) и (б) и приведенный поперечный (в) и (г) эмиттансы пучка, рассчитанные в аналитически (а) и (в) и сеточно (б) и (г) заданных полях

преобразований Фурье определялись амплитуды гармоник ВЧ поля и по найденным величинам с использованием синтеза Фурье и рядов гиперболических функций рассчитывалось поле в заданной точке. При моделировании динамки пучка в высокочастотном поле, заданном на трехмерной сетке, ошибка не превышает 1-5 %, что более чем на порядок точнее, чем при использовании простого разложения в ряд по функциям Бесселя. На рисунке 2.3 показаны результаты моделирования динамики ленточного пучка ионов дейтерия в линейном ондуляторном ускорителе с высокочастотным ондулятором случаев, когда для поле задано аналитически (рис. 2.3 а, в и д) и на сетке (2.5 б, г и е). На рисунке показаны продольный эмиттанс пучка на выходе ускорителя (2.3 а и 2.3 б), поперечный эмиттанс (2.3 в и 2.3 г) и поперечное сечение пучка (2.3 д и 2.3 е) на входе и выходе. Из рисунков 2.2 и 2.3 видно, что версия BEAMDULAC-3dGrid позволяет с высокой программы точностью проводить моделирование динамики пучка в поле, распределение которого задано на сетке [127, 284].



Рисунок 2.3 – Результаты моделирования динамки в аналитически и сеточно заданном поле в трехмерном случае (линейный ондуляторный ускоритель с высокочастотным ондулятором)

2.5 Алгоритм и численные методы для учета кулоновской компоненты собственного поля для пучка ионов с разными отношениями заряда к массе

Отдельной задачей при моделировании динамики в ускорителях является учет собственного кулоновского поля пучка в случае, когда в пучке присутствуют частицы с различным отношением заряда к массе Z/A. Это возможно в источниках ионов и системах формирования пучка, где частицы могут иметь как с разные заряды, так и разные массы. Также

могут интересны быть так называемые квазинейтральные пучки, в которых присутствуют ионы одинаковой массой с, но противоположными зарядами (например, H^- и H^+ , подробно этот случай рассмотрен в разделе 3.5, посвященном вопросам нейтрализации влияния объемного заряда при совместном ускорении ионов с разным знаком в одном канале). Учет влияния собственного кулоновского поля многокомпонентного пучка является достаточно трудоемкой задачей и для этого случая в различных пакетах для численного моделирования используются разные алгоритмы. Динамика двухкомпонентного пучка при наличии положительно и отрицательно заряженных ионов рассматривалась в работах [119, 320 -322] для ускорителей с ПОКФ и ускорителей Альвареца, однако только численные методы и программа, разработанные А.П. Дуркиным с соавторами [119] дают корректное решение задачи. В большинстве программ кулоновское поле многокомпонентного пучка рассчитывается отдельно для каждого типа ионов, а затем проводится суперпозиция электрических полей от всех компонент пучка. Такой метод не является достаточно точным, так как, помимо методологической погрешности дополнительно вносится погрешность, вызванная численным дифференцированием потенциала на сетке для нахождения значений каждой из компонент собственного поля для каждого типа ионов.

Для исследования динамики многокомпонентных пучков была разработана специальная версия программы BEAMDULAC-2B. Изменения в программе, в основном, коснулись расчета влияния объемного заряда пучка. Как уже говорилось выше в разделе 2.2, решение уравнения Пуассона в программе BEAMDULAC проводится с использованием быстрых преобразований Фурье. Для расчета собственного поля многокомпонентного пучка достаточно модифицировать блоки расчета распределения заряда и решить алгебраическое уравнение связи. В версии программы BEAMDULAC-2B использован следующий модифицированный алгоритм решения уравнения Пуассона методом БПФ:

1. Методом «облако в ячейке» находится распределение зарядов на сетке для каждого типа ионов;

2. Для каждого из полученных распределений зарядов выполняется разложение Фурье (уравнение (2.6)) и находятся коэффициенты Фурье на 3D сетке:

$$\rho_{c,i,j,k}^{(Z/A)_{i}} = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{N_{x}-1} \sum_{m=1}^{N_{y}-1} \rho_{c,m,n,0}^{(Z/A)_{i}} \sin\left(\frac{\pi n i}{N_{\rho}}\right) \sin\left(\frac{\pi n j}{N_{\eta}}\right) + \\ + \sum_{n=1}^{N_{x}-1} \sum_{m=1}^{N_{y}-1} \sum_{l=1}^{N_{z}/2^{-1}} \left[\frac{\rho_{c,m,n,l}^{(Z/A)_{i}}(c)}{\rho_{c,m,n,l}^{c}} \sin\left(\frac{\pi n i}{N_{\rho}}\right) \sin\left(\frac{\pi n j}{N_{\eta}}\right) \cos\left(\frac{2\pi n l}{N_{\xi}}\right) + \\ + \frac{\rho_{c,m,n,l}^{(s)}}{2} \sin\left(\frac{\pi n i}{N_{\rho}}\right) \sin\left(\frac{\pi n j}{N_{\eta}}\right) \sin\left(\frac{2\pi n l}{N_{\xi}}\right) \right] + \\ + \frac{(-1)^{k}}{2} \sum_{n=1}^{N_{x}-1} \sum_{m=1}^{N_{y}-1} \frac{\rho_{c,m,n,\frac{N_{\xi}}{2}}^{(Z/A)_{i}}(c)}{\cos\left(\frac{\pi n i}{N_{\rho}}\right)} \sin\left(\frac{\pi n j}{N_{\rho}}\right) \sin\left(\frac{\pi n j}{N_{\eta}}\right),$$

$$(2.34)$$

где верхний индекс (Z/A)_i обозначает определенный тип ионов;

3. Коэффициенты разложения Фурье для разных типов ионов суммируются и находится Фурье-образ распределения суммарного заряда пучка в узлах сетки:

$$\bar{\rho}_{c,m,n,l} = \sum_{i=1}^{N_{Z/A}} \bar{\rho}_{c,m,n,l}^{(Z/A)_i}; \qquad (2.35)$$

4. Решается на сетке алгебраическое уравнение, связывающее коэффициенты Фурье для заряда и потенциала;

5. Выполняется синтез Фурье для потенциала собственного поля;

6. С помощью численного дифференцирования находятся компоненты суммарного собственного поля многокомпонентного пучка.

Таким образом, предложенный алгоритм позволяет работать не с набором ионов, имеющих различное отношение заряда к массе, а с Фурьеобразами зарядов и коэффициентами Фурье вместо дифференциалов с различными весовыми коэффициентами в правой части уравнения движения.

2.6 Метод и алгоритм для анализа влияния конструкционных погрешностей на динамику пучка

При проектировании ускоряющей системы важным вопросом является учет влияния конструкционных погрешностей на динамику BEAMDULAC-Err пучка. В программе для ЭТОГО использован статистический метод. Рассмотрим в качестве примера двухкамерный резонатор Н-типа, который традиционно используется для ускорения протонов и ионов. Такой резонатор представляет собой цилиндр диаметром примерно 0,2 от длины волны ускоряющего поля, в котором установлены два пилона с зазором между торцами. К торцам пилонов попеременно крепятся трубки дрейфа ускоряюще-фокусирующей системы, что позволяет исказить волну *H*-типа к виду *EH*₁₁ и создать на оси канала электрическое поле на виде колебаний $\mu = \pi$.

При изготовлении и установке трубок дрейфа могут быть допущены следующие основные отклонения от «идеальной» структуры:

 смещение одной из трубок вдоль продольной или одной из поперечных осей;

- поворот электрода вокруг одной из осей;

- отклонение габаритов трубки от заданных размеров (внутренний и внешний радиус, длина трубки);

- отклонение от заданного радиуса скругления торцов трубки;

- нарушение соосности трубок и канала.

Все эти ошибки могут привести к существенному искажению распределения электрического поля в канале и оказать влияние на динамику пучка.

Описанная задача может быть решена двумя способами. Во-первых, может быть проведен расчет распределения поля в канале для большого числа вариантов искажения формы и положения трубки дрейфа, с последующим сравнением поля с «идеальным». Однако такой подход требует сравнения большого числа файлов значительного объема и оценка искажения поля здесь может быть проведена только с помощью какоголибо интегрального параметра, например средневзвешенного или среднеквадратичного отклонения. Этот результат будет громоздким и малоинформативным. Кроме того, возникают проблемы с систематизацией полученных результатов.

Возможен другой подход. Выберем один период поля вдали от начала и конца системы (это необходимо для исключения влияния торцевых стенок резонатора). Изменим форму или положение одного из электродов на этом периоде. После расчета распределения поля в канале найдем, например, распределение его продольной компоненты на оси канала. Полученное распределение экспортируется файл В И обрабатывается с помощью программы, позволяющей преобразовать поле в виде ряда Фурье. Коэффициенты разложения Фурье в удобной форме хранятся в файле, объем которого на 4-5 порядков меньше файла, содержащего полное распределение поля в канале. Кроме того, программа коэффициенты разложения Фурье и выдает и для «идеального» распределения поля. Полученный файл может быть теперь использован для задания формы поля в версии программы BEAMDULAC-Err, используемой для расчета влияния погрешностей на динамику пучка. Эта версия позволяет задавать поле с помощью коэффициентов разложения Фурье. Максимальная величина возмущения задается в блоке начальных данных и для каждого элемента ускоряющего канала отклонение будет случайным образом задано в пределах максимальной величины.

Отметим две интересные особенности, выявленные при разработке данной методики. Во-первых, распределения поля на оси и вблизи нее

практически одинаковы по форме и отличаются только по амплитуде. Из этого следует и вторая особенность: при расчете динамики можно ограничиться заданием коэффициентов разложения только на оси канала и, зная примерно вид поперечного распределение поля, найти и значение поля вне оси.

Эта методика была использована, например, при проектировании канала транспортировки ленточного пучка ионов кластерных молекул, разработанного для систем ионной имплантации ИТЭФ (подробно результаты рассмотрены в разделе 3.6). Полученные величины предельно погрешностей хорошо с рассчитанными допустимых совпали ПО При изготовлении и установке стандартной методике. электродов электростатического канала может быть допущено большое число отклонений ОТ идеальной структуры продольного плоского электростатического ондулятора [323] (см. рис. 2.4):

1. смещение одного из электродов вдоль одной из осей: Δx , Δy , Δz ;

2. Поворот электрода вокруг одной из осей α (вокруг оси *z*), β (вокруг оси *x*) и γ (вокруг оси *y*).



Рисунок 2.4 – Погрешности изготовления и установки электродов электростатического ондулятора, использованного в канале транспортировки имплантера кластерных ионов

влияние основных погрешностей изготовления Рассмотрим И установки электродов на распределение электростатического поля в канале. Было проведено моделирование динамики пучка в неидеальном канале транспортировки для случаев, когда смещение электрода по одной из осей Δx , Δy , Δz составляют 50-300 мкм, а повороты вокруг осей – 0,1-0,5°. Динамика пучка рассматривалась для пучка ионов бора при энергии 20 кэВ, амплитуде электростатического поля на оси канала 10 кВ/см, длине канала L=50 см и нулевом токе пучка. Было показано, что влияние конструкционных погрешностей становиться существенным при $\Delta z \ge 300$ мкм. При такой погрешности меняется форма поперечного сечения пучка и увеличивается его эмиттанс. Коэффициент токопрохождения снижается со 100 до 97-98 %. Таким образом, для установки электродов вдоль продольной оси следует полагать, что необходимая точность составляет $\Delta z \leq 200$ мкм. Аналогичные расчеты были выполнены и для других отклонений структуры от «идеальной». Проведенные исследования показывают, что для получения качественного пучка на выходе канала транспортировки точность изготовления и установки электродов является достижимой для современного производства. Она должна составлять:

 Δz – не хуже 200 мкм;

 Δx – не хуже 300 мкм;

 Δy – не хуже 200-250 мкм;

α, β, γ - не хуже 0,5°.

Полученные требования к допускам существенно ниже, чем для традиционных ускоряющих систем, и легко реализуются на практике.

3 Исследование динамики пучков в линейных ускорителях ионов

В данном разделе рассматриваются результаты аналитического и численного исследования динамики пучков в линейных высокочастотных ускорителях протонов и ионов и каналах транспортировки. Исследования проведены с использованием аналитических методов, алгоритмов и версий программы BEAMDULAC, описанных в разделах 1 и 2. Результаты приведены как для традиционных пучков с аксиально-симметричным сечением, так и для ленточных пучков. Также в данном разделе рассмотрены результаты моделирования динамики пучков, использованные в ходе разработки и запуска нескольких ускорительных установок.

3.1 Динамика ионных пучков в линейных ондуляторных ускорителях

Линейные ондуляторные ускорители (ЛОУ, UNDULAC) различных типов были предложены Э.С. Масуновым в работах [55, 56, 251 - 253]. Особенностями ЛОУ являются отсутствие в резонаторе пространственной гармоники ВЧ поля, синхронной с пучком, и возможность ускорения ленточных пучков в канале щелевой формы. Так как динамика пучка в ЛОУ не может быть аналитически исследована с помощью классического Гамильтонова подхода в системе синхронной частицы, для этого случая был разработан И использован метод усреднения ПО быстрым осцилляциям, возможности которого и ограничения применения описаны в разделах 1.1 и 1.4. Рассмотрим результаты численного моделирования динамики в ЛОУ различных типов [59 – 64, 129, 218, 255, 264 – 266, 268, 324 - 330]. Особенность ЛОУ состоит в том, что темп ускорения здесь падает с увеличением энергии частиц как $1/\beta^2$, а не как $1/\beta$ в других типах линейных высокочастотных ускорителей при наличии синхронной с

пучком пространственной гармоники ВЧ поля. Как было показано в разделе 1.4, в ЛОУ с высокочастотным ондулятором (ЛОУ-ВЧ) с полем на виде колебаний $\mu = 0$ эффективная поперечная фокусировка может быть реализована при относительной амплитуде первой гармоники χ >0,5. Предельное значение χ , которое можно без особых сложностей получить в ЛОУ, составляет примерно 0,7 – 0,8 [217]. В ЛОУ-ВЧ с полем на виде колебаний $\mu = \pi$ поперечная фокусировка возможна при любом значении χ. Предельные размеры щелевого канала ЛОУ-Е и ЛОУ-ВЧ также приведены в разделе 1.4. Исследование динамики ионного пучка в ЛОУ различных типов показало, что начальная толщина пучка по оси у не должна превышать половину толщины канала, т.е. 2t=0,2-0,5 см. Второй поперечный размер пучка не так важен, оптимальной размер составляет 2l=10-14 см, т.е. 2/3 ширины канала, но при необходимости он может быть доведен до 0,8 – 0,9 от нее. Фокусировку частиц в направлении вдоль ширины ленты, которой часто пренебрегают для ленточных пучков, можно реализовать за счет изменения формы электродов, чтобы получить соответствующие поперечные градиенты полей (см. рис. 1.5 и 1.25). Отношение поперечных волновых чисел $h_{n,x}/h_{n,y}$ будет определять степень искривления электродов и величину компоненты полей $E_{n,x}$. Было отношение $h_{n,x}/h_{n,y}$ должно быть примерно равно показано, ЧТО отношению поперечных размеров пучка t/l, т.е. $h_{n,x}/h_{n,y}=1/20-1/25$ [58].

Для обеспечения эффективной группировки и ускорения ионного пучка ускоряюще–фокусирующий канал ЛОУ было предложено разделить на два участка. На участке группировки синхронная фаза комбинационной волны выбирается линейно спадающей от $\varphi_{s,max}$ до $\varphi_{s,min}$. Амплитуды гармоник высокочастотного и электростатического полей были выбраны нарастающими на участке изменения поля $0 < z < L_{field}$ по синусному закону

от некоторого начального значения до максимального, постоянного на основном участке ускорителя.

Было проведено сравнение темпа ускорения в ЛОУ-Е (1.60) и ЛОУ-ВЧ (1.41) со структурами с ПОКФ

$$\frac{\mathrm{d}\beta_s}{\mathrm{d}\xi} = \frac{\overline{U}_L}{4\beta_s} A_{10} \cos\varphi_s \tag{3.1}$$

и АВФ

$$\frac{\mathrm{d}\beta_s}{\mathrm{d}\xi} = \frac{e_s}{2\beta_s} \cos\varphi_s,\tag{3.2}$$

где U_L – максимальная разность потенциалов между электродами структуры с ПОКФ, $\overline{U}_L = eU_L/W_0$ – безразмерная разность потенциалов, A_{10} – параметр ускорения (1.35); $e_s = eE_0\lambda/2\pi W_0$ – безразмерная амплитуда ускоряющей (основной) гармоники ВЧ поля в структуре с АВФ. В ускорителе с АВФ ускоряющей обычно выбирается синхронная с пучком основная гармоника ВЧ поля, а высшие гармоники (обычно первая) используются для обеспечения поперечной фокусировки, причем для выполнения условия фокусировки необходимо, чтобы отношение амплитуд гармоник ВЧ поля было большим: $\chi = 5 - 10$ [117], то есть при необходимой фокусирующей величине амплитуды гармоники *E*₁ = 150 кВ/см ускоряющая гармоника имеет амплитуду всего $E_0 = 15 - 30 \text{ кB/см.}$

Напряженность основной пространственной гармоники ВЧ поля на оси ЛОУ была ограничена $E_0=150-200$ кВ/см, что при длине волны ВЧ поля $\lambda = 1,5$ м соответствует $(1-1,2)E_{\kappa}$ на оси ускорителя и $(1,6-1,8)E_{\kappa}$ вблизи апертуры, где E_{κ} – величина предельной напряженности поля по критерию Килпатрика [331]. В ЛОУ-Е напряженность электростатического поля должна быть примерно равна напряженности ВЧ поля, т.е.

 $E_0^{o} = 150-200$ кВ/см. Сравнение темпов ускорения проводилось для типичных величин напряженности поля в каждом типе ускорителей ионов: в ЛОУ всех типов и ускорителе с АВФ поле на оси $E_0 = 150$ кВ/см, апертура канала 0,4 см. Для структуры с ПОКФ потенциал на электродах обычно не превышает 100-120 кВ, а апертура равна примерно 0,6 – 1,0 см. Для приведенных выше параметров уравнения движения были численно проинтегрированы в диапазон энергий ионов дейтерия 0,1 – 1,0 МэВ, результат показан на рисунке 3.1. Длина ускорителя была выбрана равной 2,5 м, длина участка группировки 1 м, на участке группировки синхронная фаза спадает линейно, а амплитуда напряженности поля растет по синусному закону.



Рисунок 3.1 – Изменение энергии ионов дейтерия в ЛОУ трех типов и ускорителях с ПОКФ и АВФ

В работе [217] показано, что оптимальный диапазон энергий пучков протонов и ионов дейтерия, в котором ЛОУ различных типов наиболее эффективны, находится в пределах от 100 кэВ до 1,5 – 2,0 МэВ для ЛОУ-Е и ЛОУ с ВЧ ондулятором, работающем на виде колебаний $\mu = 0$, и до 2,0 – 2,5 МэВ для ЛОУ-ВЧ на виде колебаний $\mu = \pi$. В ЛОУ-ВЧ с полем на виде колебаний $\mu = 0$ (кривая 1) темп ускорения составляет 400–500 кэВ/м, на виде колебаний $\mu = \pi$ (кривая 2) – 500–750 кэВ/м в ЛОУ-Е (кривая 3) – 500–600 кэВ/м. Средний темп в структуре с АВФ (кривая 4) примерно равен темпу ускорения в ЛОУ-ВЧ с полем на виде $\mu = 0$ и в ЛОУ-Е. В ускорителе с ПОКФ (кривая 5) средний темп ускорения в основной части канала ниже – 300 – 350 кэВ/м.

Рассмотрим результаты численного моделирования динамики ионов дейтерия при энергии инжекции W_{in}=100 кэВ и длине ускорителя L=2,5 м для ЛОУ-ВЧ на виде колебаний $\mu = \pi$. Эффективная амплитуда здесь выбиралась постоянной и равной $\chi E_0^2 = 0.5(180 \text{ kB/cm})^2 = \text{const}$. При таком темпе ускорения максимальная энергия пучка составляет 1,3–1,5 МэВ. моделирование, проведенное в гладком Численное приближении, показало, что для пучка с начальным размером $2l \times 2t = 10 \times 0.4$ см² и начальной расходимостью $\beta_x/\beta_z = \beta_y/\beta_z = 0.01$ коэффициент токопрохождения может достигать К_т=90 %. Потери частиц вызваны нарушением условий адиабатичности при быстром изменении значений синхронной фазы и амплитуды комбинационной волны в процессе группировки пучка: как видно из рисунков 1.8, 1.11, 1.13, частота фазовых колебаний частиц и площадь сепаратрисы не остаются постоянными в процессе группировки пучка, на участке группировки и функции изменения равновесной фазы и амплитуды поля могут быть дополнительно оптимизированы.

Моделирование динамики пучка в полном поле показало, что быстрые осцилляции скоростей, координат и фазы частиц значительно снижают коэффициент токопрохождения пучка $K_{\rm T}$, который также существенно зависит от отношения амплитуд основной и первой гармоник ВЧ поля χ . Максимальный коэффициент равен примерно $K_{\rm T}$ =75–80 % и достигается при χ =0,3–0,4 (см. рис. 3.2, кривая 1). При численном моделировании также оказалось, что $K_{\rm T}$ быстро падает при размере пучка, большем некоторой предельной величины, которая оказалась значительно меньше, чем предполагалось после численного моделирования в гладком

приближении: $2l \times 2t = 5 \times 0,3$ см² (рис. 3.2, кривая 2). Оказалось также, что K_T быстро падает с увеличением амплитуды поля в начале ускорителя (рис. 3.2, кривая 3).

Максимальный ток пучка, ускоряемого в ЛОУ-ВЧ на виде колебаний $\mu = \pi$, составил $I_{max}=0,2-0,25$ А (предельная плотность тока не превышает $J_{max}=0,12$ А/см²). Коэффициент токопрохождения снижается на 5 – 10 % по сравнению с K_T для пучка с нулевым током. Приведенный эмиттанс пучка при ускорении растет примерно в два раза, но этот рост меньше, чем увеличение пропускной способности на участке группировки. Максимальный начальный эмиттанс пучка, не влияющий на динамику пучка, составляет $\Im_y=2$ мм·мрад, $\Im_x=100$ мм·мрад, $\Im_{\phi}=25$ кэВ·мрад, что хорошо согласуется с величиной аксептанса канала, рассчитанной аналитически в разделе 1.4.



Рисунок 3.2 – Зависимость коэффициента токопрохождения χ (ЛОУ с продольным ВЧ ондулятором, вид колебаний μ = π)

Для ЛОУ с ВЧ ондулятором на виде колебаний $\mu = 0$ коэффициент токопрохождения при $\chi < 1$ оказался очень невысок: для пучка размером $2l \times 2t = 2 \times 0.1$ см² и $\beta_x / \beta_z = \beta_y / \beta_z = 0.01$ максимальная величина $K_T = 30 - 35$ %. Этот результат подтверждает вывод о слабой эффективности поперечной фокусировки в этом типе ЛОУ, сделанный при общем анализе эффективной потенциальной функции в разделе 1.4.

ЛОУ с поперечным электростатическим ондулятором в Лля результате выбора длины участка группировки и начальной величины полей удалось достичь коэффициента токопрохождения амплитуд 80 – 82 % при следующих параметрах: длина ускорителя L=2,5 м, длина группирующего участка 0,75 м, размер канала 2a×2b=20×0,8 см, размер пучка на входе в ускоритель $2l \times 2t = 12 \times 0.4$ см², $\beta_x/\beta_z = \beta_y/\beta_z = 0.01$, отношение амплитуд полей на входе в группирователь к максимальным значениям амплитуд полей $E_{0,1,\text{нач}}$ =(0-0,2) $E_{0,1,\text{max}}$, энергия инжекции W_{in} =150 кэВ, амплитуда напряженности поля ондулятора Е₀^o=120-180 кВ/см, амплитуда напряженности ВЧ поля E₀=150 - 200 кВ/см [59]. При таких параметрах энергия пучка на выходе из ускорителя составляет 1,0 МэВ. Было показано, что ЛОУ-Е позволяет ускорять пучки с током до 1,4 А без поперечных потерь, вызванных влиянием собственного объемного заряда (рис. 3.3, [59]), предельная плотность тока не должна превышать 0,18 – 0,2 А/см² (см. рис. 3.4). Максимальная величина начального поперечного эмиттанса для этого типа ЛОУ очень велика Э_v=3 мм·мрад, $\Im_x=60$ мм·мрад, $\Im_{0}=50$ кэВ·мрад, что соответствует $\delta\beta/\beta=0.03$. В процессе ускорения приведенный эмиттанс растет слабо, ореол пучка не образуется. Начальные величины \mathcal{P}_x , \mathcal{P}_y и \mathcal{P}_{ϕ} ненамного меньше аксептанса канала ускорителя, рассчитанного в гладком приближении (см. раздел 1.4).

В таблицу 3.1 сведены ключевые параметры ЛОУ-Е и ЛОУ-ВЧ на виде колебаний μ = π [325].

Интересной особенностью ЛОУ является то, что эффективная амплитуда комбинационной волны квадратично зависит от заряда частиц. Теоретически это позволяет группировать и ускорять в одном сгустке ионы одной массы, но противоположного заряда, что должно приводить к компенсации влияния объемного заряда на динамику и существенному росту предельного потока ионов (см. раздел 3.5).

| | ЛОУ-ВЧ | | ЛОУ-Е | |
|--|--------------------------|------------|--|---|
| | продольный | поперечный | продольный | поперечный |
| Длина ускорителя <i>L</i> , м | 2,5 | | | |
| Энергия инжекции ионов дейтерия W_{in} , кэВ (β_{in}) | 100 (0,01) | | 100 - 150 (0,01 - 0,013) | |
| Амплитуда основной гармоники ВЧ поля E_0 , кВ/см | 200 | 210 | 175 | 175 |
| Амплитуда первой гармоники ВЧ поля E_1 , кВ/см | 80 | 70 | 0 - 25 | 0 - 25 |
| Амплитуда основной гармоники электростатического поля E_0^o , кВ/см | - | - | 175 | 175 |
| Длина участка нарастания поля L _{field} / L | 0,5 | 0,5 | 0,3 | 0,3 |
| Длина участка спада синхронной фазы комбинационной волны L_{gr}/L | 0,5 | 0,5 | 0,5 | 0,3 |
| Размер канала ЛОУ 2 <i>а</i> ×2 <i>b</i> , см | 10×0,7 | 10×0,8 | 20×0,8 | |
| Начальный размер пучка 2 <i>l</i> ×2 <i>t</i> , см ² -оптимальный | - | - | 12×0,4 | 12×0,4 |
| -предельный | 5×0,3 | 7×0,3 | 16×0,4 | 16×0,5 |
| Максимальный поперечный начальный эмиттанс Э _х , мм·мрад | 30π | 30π | 20π | 20π |
| Э _v , мм∙мрад | 0,7π | 0,06π | 0,8π | 0,9π |
| Максимальный продольный начальный эмиттанс Э _о , кэВ·мрад | 25 | 40 | 50 | 55 |
| Максимальный поперечный начальный аксептанс A _x , мм·мрад | 60π | 60π | 20π | 20π |
| $A_{ m v}$, мм·мрад | 2π | 2,5π | 1,5π | 1,5π |
| Максимальный продольный начальный аксептанс A_{φ} , кэВ-мрад | 40 | 40 | 100-200 | 100-200 |
| Максимальная плотность тока J_{max} , A/см ² | 0,12 | | 0,15 | 0,2 |
| Максимальный ток пучка <i>I</i> _{max} , А | 0,2-0,25 | 0,3-0,35 | $0,8 (l \times t = 6 \times 0,2)$ 1 $0(l \times t = 8 \times 0,25)$ | $0,9 (l \times t = 6 \times 0,2)$ 1 6(l \times t = 8 \times 0,25) |
| Коэффициент токопрохождения <i>К</i> _Т , % | 60 | 65 | $65 (l \times t = 6 \times 0, 2)$ $60 (l \times t = 8 \times 0, 2)$ | $75 (l \times t = 6 \times 0, 2)$ 65 - 70 $(l \times t = 8 \times 0, 25)$ |
| Максимальная энергия пучка W _{max} , МэВ (β_{max}) | 1,2 – 1,5 (0,034 – 0,04) | | 1,0-1,2 (0,03-0,034) | |

Таблица 3.1. Основные параметры ЛОУ-Е и ЛОУ-ВЧ на виде колебаний $\mu = \pi$ [217].





Рисунок 3.3 – Учет влияния эффекта экранировки (1) собственного поля пучка электродами канала в ЛОУ-Е

Рисунок 3.4 – Зависимость *К*_т от плотности тока пучка в ЛОУ-Е: *l*×*t*=12×0,5 (кривая 1), 2×0,4 (2), 14×0,4 (3), 12×0,4 (4) и 12×0,2 (5)см²

Важным также является вопрос о выборе типа ускоряющего резонатора и конструкции электродов, позволяющих ускорять ленточных пучки. Ускоряющие резонаторы ЛОУ-ВЧ рассматриваются в работах [332 – 336]. Вопросы ввода дополнительного электростатического потенциала в резонатор ЛОУ-Е обсуждались в статьях [337 – 339].

3.2 Разработка нового форинжектора для ускорительного комплекса «Нуклотрон»-NICA ОИЯИ

Аналитические численные методы, также программы И а BEAMDULAC-RFQ и BEAMDULAC-DTL, описанные в разделах 1 и 2, были использованы в ходе разработки и создания нового форинжектора с ПОКФ для ускорительного комплекса «Нуклотрон» NICA Объединенного института ядерных исследований (Дубна). Проект ионного В себя коллайдера NICA включает модернизацию действующего синхротрона «Нуклотрон», строительство бустера для тяжелых ионов внутри ярма магнита «Синхрофазотрона» и двух колец коллайдера с длиной орбиты около 500 м, реконструкцию системы инжекции, развитие криогенной системы, инженерных сетей и т.д. [340 – 345].
Модернизация системы инжекции включала замену импульсного высоковольтного фор-инжектора ускорителя с трубками дрейфа типа ЛУ-20 Альвареца на секцию с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой. Ускоритель с ПОКФ должен обеспечивать ускорение ионов с отношением заряда к массе $0.3 \le Z/A \le 1.0$ и током до 40 мА до кинетической энергии 0,156 МэВ/нуклон при коэффициенте токопрохождения не хуже 80%. Фазовая протяженность сгустка на выходе ускорителя не должна превышать $\Delta \phi \leq 90^\circ$, а разброс по продольному импульсу $|\Delta p/p| < \pm 3-4\%$. Результаты моделирования динамики пучка, исследования и оптимизации электродинамических характеристик (ЭДХ) резонатора, конструкционные решения приведены в работах [346 – 356]. Основные параметры пучка в новом ускорителе с ПОКФ и параметры резонатора представлены в таблице 3.2. Необходимо отметить, что в ЛУ-20 высокочастотный резонатор и вакуумный кожух разделены и расстояние между входом вакуумного шибера на торцевой стенке кожуха и началом первого ускоряющего зазора составляет около 85 см. Так как при инжекции в ЛУ-20 должно быть обеспечено $\Delta \phi \leq 90^{\circ}$ и $|\Delta p/p| < \pm 4\%$, это потребовало вместе с ПОКФ дополнительного использования двухзазорного группирователя.

В ходе работы над проектом была разработана общая концепция ускорителя, динамика пучка исследована и оптимизирована с помощью программ RFQDYN, DYNAMION и BEAMDULAC-RFQ, а затем перепроверена с помощью LIDOS и TOUTATIS. Далее был разработан ускоряющий четырехкамерный резонатор со смещенными окнами связи (segmented-vane-RFQ), оптимизированы его электродинамические характеристики, подготовлена конструкторская документация.

В марте 2015 года в опытном производстве Всероссийского научноисследовательского института Технической физики им. академика Е.И. Забабахина (РФЯЦ-ВНИИТФ) было завершено изготовление

| Требования к параметрам пучка | | | | |
|--|--------------|----------|-----|--|
| Отношение заряда иона к массе | 0,3 | 0,5 | 1,0 | |
| Энергия инжекции / на выходе, кэВ/нуклон | | 31 / 156 | | |
| Ток пучка, мА | 10 | 20 | 40 | |
| Нормализованный эмиттанс на входе, см мрад | | 1,5 | L | |
| Коэффициент токопрохождения в ПОКФ, % | <u>≥</u> 85 | ≥90 | ≥80 | |
| Разброс по продольному импульсу на выходе, % | ≤4 | ≤4 | ≤3 | |
| Параметры резонатора с ПОКФ |) | | L | |
| Рабочая частота, МГц | 145,5 | | | |
| Напряжение между электродами, кВ | кВ 125 75 38 | | | |
| - ед. по крит. Килпатрика [331] | | ≤1,7 | | |
| Синхронная фаза, град | 90 - 40 | | | |
| Средняя апертура, мм | 6,5 | | | |
| Минимальная апертура, мм | 5.7 | | | |
| Параметр модуляции электродов | 1,0-1,28 | | | |
| Число полупериодов | 194 | | | |
| Полная длина резонатора, мм | | 2070 | | |

Таблица 3.2. Основные параметры пучка и характеристики ускоряющего резонатора ускорителя с ПОКФ – форинжектора «Нуклотрон» - NICA

резонатора ускорителя с ПОКФ, конструктивно состоящего из трех секций. Изготовление резонатора проводилась в два этапа. На первом этапе были изготовлены стальные обечайки резонатора и электроды (см. рис. 3.5а). Электроды были установлены и отъюстированы с точностью ± 100 мкм. На втором этапе на внутреннюю поверхность резонатора, а также на поверхность электродов за исключением их полюсов, было нанесено медное покрытие (рис. 3.5б), Толщина медного покрытия обечайки варьируется от 40 до 60 мкм, толщина покрытия электродов – 37-40 мкм. Медное покрытие не наносилось на полюса электродов, поскольку величина модуляции электродов в первой секции

ускорителя составляет ~ 20 мкм. Резонансная частота рабочего вида колебаний резонатора без установки настроечных элементов и петель ввода мощности составляет $f_0 = 144,2$ МГц, собственная добротность $Q_0 = 5300$, ближайшая частота паразитной (дипольной) моды колебаний отстоит от частоты рабочего вида колебаний на $\Delta f \approx 10$ МГц. Необходимо напомнить, что рабочая частота ЛУ-20 составляет 145,2 МГц, в новой секции с ПОКФ она была получена путем плановой установки настроечных накладок на окна связи. Точная настройка на рабочую частоту позволила высвободить подвижные подстроечные плунжеры (см. в [349]) только для компенсации смещения частоты вследствие температурного дрейфа.

Система высокочастотного питания для нового ускорителя с ПОКФ была разработана и изготовлена в ГНЦ РФ ИТЭФ НИЦ «Курчатовский институт». Импульсная мощность, необходимая для работы секции, не превышает 350 кВт при ускорении ионов с *Z/A*=0,3. Особенностью системы ВЧ питания новой секции [354] является необходимость ее синхронизации с сигналом из резонатора ускорителя ЛУ-20, работающего в режиме самовозбуждения. Система ВЧ питания является трехкаскадной, первый каскад изготовлен на основе твердотельных усилителей, промежуточный на генераторных лампах ГИ-39Б, оконечный – на триоде ГИ-27АМ, с выхода которого двумя фидерами ВЧ мощность подводится непосредственно к резонатору.

Настройка резонатора, его тестирование на вакуумную герметичность и ввод ВЧ мощности проводились в ИТЭФ с мая по сентябрь 2015г. (см. рис. 3.5г). К завершению этапа ВЧ тренировки остаточное давление в резонаторе составило 3,8·10⁻⁷ мбар. Также в ходе настройки было измерено распределение электрического поля В квадрантах резонатора, среднеквадратичное отклонение не превышает 2 % (рис. 3.6а).







R



Рисунок 3.5 – Резонатор фор-инжектора с ПОКФ до (а) и после (б и в) нанесения медного покрытия, резонатор со смонтированным на нем вакуумным, высокочастотным и измерительным оборудованием на испытательном стенде в ИТЭФ перед отправкой в ОИЯИ (г), новый инжектор смонтирован на входе ЛУ-20 и готов к запуску в составе ускорительного комплекса «Нуклотрон» (д)

После настройки и тестирования ускоритель был перевезен в Дубну и смонтирован в «Зале инжектора» ускорительного комплекса «Нуклотрон» (рис. 3.6 д). Физический пуск нового ускорителя проведен 11-12 декабря 2015 года, получены ускоренные пучки ионов дейтерия и углерода с током на выходе до 8 мА (рис. 3.6 б и 3.6 в). Необходимо отметить, что при перевозке автомобильным транспортом по маршруту

Снежинск-Дубна-Москва, Москва-Дубна конструкция резонатора показала отличную механическую стабильность – смещения составили несколько мкм и после окончательной доставки в Дубну механическая настройка секции на понадобилась. В ходе подготовки к летнему сеансу 2016г. (Сеанс # 52, технологический, в ходе которого вводился в эксплуатацию новый инжекционный комплекс) на «Нуклотроне» новый инжектор смонтирован в составе ускорительного комплекса и 19-20 мая 2016 года пучок ионов дейтерия успешно инжектирован в ЛУ-20 и ускорен до проектной энергии 5 МэВ/нуклон, а затем инжектирован в кольцо «Нуклотрона». В ходе последующих экспериментальных сеансов в 2016-18 годах «Нуклотрон» работал с новым инжектором с ПОКФ, лазерным ионным источником и новым источником поляризованных ионов «SPI», разработанным совместно ОИЯИ и ИЯИ РАН [356]. Были получены и использованы для различных экспериментов ускоренные пучки поляризованных и неполяризованных протонов и дейтронов, а также ионов углерода, гелия, лития [357]. В ходе сеанса #54 получена рекордная интенсивность пучка поляризованных ионов дейтерия 1,5·10⁹ ионов/с.

3.2.1 Динамика пучков ионов с различными отношениями заряда к массе в новом фор-инжекторе с ПОКФ

Динамика пучка в новой секции с ПОКФ исследовалась и оптимизировалась с помощью нескольких пакетов для численного моделирования. Основным являлся пакет DYNAMION [190], который доказал свою высокую точность при создании большого числа установок в ИТЭФ, GSI, LNL INFN, ANL [139, 358 – 363] (моделирование проведено Г.Н. Кропачевым). Другие программы, в том числе BEAMDULAC-RFQ, использовались для сравнения и контроля результатов.



Рисунок 3.6 – Распределение электрического поля в квадрантах резонатора (а), осциллограмма ускоренного в новой секции пучка (б) и спектры ускоренных пучков, генерируемых лазерным источником при работе с мишенями из обычного и дейтерированного полиэтилена (б)

Ускоритель с ПОКФ, разработанный для ОИЯИ, должен давать очень маленький разброс по энергии и короткие сгустки при очень низкой (156 кэВ/нуклон) энергии (см. таблицу 3.2). Для этого случая необходимо использовать сравнительно длинную секцию с небольшой модуляцией электродов (максимальная модуляция 1,28). Канал с ПОКФ включает в себя динамический согласователь, адиабатический группирователь и регулярную часть, общее число полупериодов составило 196. Для каждого из трех типов ионов *Z*/*A*=0,3; 0,5 и 1 было выполнено согласование пучка с ПОКФ для нулевого и рабочего тока (разработка канала транспортировки при низких энергиях и оптимизация параметров инжекции проведены Г.Н. Кропачевым). Поперечный эмиттанс и оптимальные параметры Твисса равны:

для Z/A=0,3: Э_{x,y}=0,47 см⋅мрад, α_{x,y}=0,8818 и β_{x,y}=0,068 мм/мрад (при нулевом токе), α_{x,y}=0,9472 и β_{x,y}=0,0721 мм/мрад (при токе, равном 10 мА);

- для Z/A=0,5: Э_{х.v}=0,63 см·мрад, а_{х.v}=0,8818 и β_{х.v}=0,068 мм/мрад (при нулевом токе), $\alpha_{x,v}=0.9906$ и $\beta_{x,v}=0.07545$ мм/мрад (при токе, равном 20 мА); - для Z/A=1: Э_{x,v}=0,70 см·мрад, α_{x,v}=0,8818 и β_{x,v}=0,068 мм/мрад (при нулевом токе), $\alpha_{xy}=0.90$ и $\beta_{xy}=0.080$ мм/мрад (при токе, равном 40 мА). Разброс по продольным скоростям был принят равным 1 %, по фазам пучок на входе непрерывен и не модулирован. На рисунке 3.7 (а) показаны фазовые портреты и поперечные сечения пучка на входе канала ПОКФ, взятые из программы DYNAMION, на рисунке 3.7 (б) – для программы BEAMDULAC-RFQ. Видно, что моделирование динамики пучков выполнено при одинаковых начальных условиях. Различия для продольной фазовой плоскости связаны с разными методами синтеза начального продольного распределения в DYNAMION и BEAMDULAC-RFQ. Также в двух программах используется разное обозначение для фазы частицы: $\varphi(z,t) = \int h_n dz - \omega t$ в BEAMDULAC и $\varphi(z,t) = \omega t - \int h_n dz$ в DYNAMION. Здесь и далее все результаты получены при разности потенциалов между электродами ПОКФ, равной 125,2; 75,1 и 37,6 кВ для Z/A=0,3; 0,5 и 1, соответственно. Увеличение разности потенциалов между электродами ПОКФ известным эффективным является средством повышения коэффициента токопрохождения K_{T} . Это происходит за счет увеличения площади сепаратрисы. Этот эффект давно описан и в данной работе подробно рассматриваться не будет. Отметим только, что для нового инжектора такие исследования также были выполнены и показано, что при увеличении разности потенциалов на 25 % К_Т можно увеличить примерно на 10 %.

На рисунке 3.8 и в таблице 3.3 представлены результаты моделирования динамики пучков ионов с Z/A=0,3; 0,5 и 1 при различных токах инжекции, полученные с помощью программы BEAMDULAC-RFQ. В соответствие с требованиями технического задания разброс частиц на выходе секции с ПОКФ по импульсу и фазе должен быть не выше $|\Delta p/p_s| \le 4$ % (≤ 3 % для протонов) и $\Delta \phi \le 90^\circ$. В таблице 3.3 приведены

значения коэффициента токопрохождения для всех описанных выше случаев, в скобках также приведены полные коэффициенты токопрохождения для всех захваченных в режим ускорения частиц, в том числе имеющих на выходе $|\Delta p/p_s| \ge 4$ % (≥ 3 % для протонов) и $\Delta \phi \ge 90^{\circ}$.



Рисунок 3.7 – Входные фазовые портреты и поперечное сечение согласованного пучка в программах DYNAMION (а) и BEAMDULAC-RFQ) (б)

Таблица 3.3 – Коэффициент токопрохождения в ПОКФ для ионов с

| различными | Z/A |
|------------|-----|
| 1 | |

| Z/A | ІмА | Коэффициент токопрохождения, <i>K</i> _T , % | | | |
|-----|--------------------------|--|----------|--|--|
| | 1 , 1017 1 | BEAMDULAC-RFQ | DYNAMION | | |
| 03 | 0 | 83,4 (86,0) | 84,3 | | |
| 0,5 | 10 | 84,7 (86,9) | 85,5 | | |
| | 0 | 79,0 (82,5) | 84,3 | | |
| 0,5 | 10 | 83,4 (85,9) | | | |
| | 20 | 81,3 (84,2) | 76,5 | | |
| | 0 | 75,4 (84,5) | | | |
| 1 | 20 | 79,6 (87,6) | | | |
| | 40 | 76,0 (84,1) | | | |







Γ



Рисунок 3.8 – Фазовые портреты и поперечное сечение пучка на выходе ускоряющей секции с ПОКФ:

 $Z/A=0,3, I_0=10$ (а) и 20 мА (б) (расчет в BEAMDULAC-RFQ); $Z/A=0,3, I_0=10$ (в) и 20 мА (г) (расчет в DYNAMION); Z/A=0,5 и 10 мА (д) (BEAMDULAC-RFQ); Z/A=1,0 и 20 мА (е) (BEAMDULAC-RFQ).

Из приведенных результатов видно, что пучок хорошо согласован с каналом ПОКФ, а результаты, полученные с помощью BEAMDULAC-RFQ и DYNAMION (расчеты проведены Г.Н. Кропачевым) близки не только качественно, но и количественно. Небольшие различия вызваны разными методами синтеза начальных распределений, а также тем, что поле в DYNAMION представляется большим числом пространственных гармоник, что позволяет точнее учесть влияние формы головки электродов на динамику, но значительно увеличивает время моделирования одного варианта. Моделирование также показало, что пульсации огибающей пучка в канале ПОКФ малы, что говорит о хорошем поперечном согласовании, рост поперечного эмиттанса не превышает 10 %.

3.2.2. Моделирование динамики пучка в ЛУ-20

Для последующего согласования ПОКФ и основной секции инжектора с помощью программы BEAMDULAC-DTL было проведено моделирование динамики пучков протонов, дейтронов и ионов углерода C^{4+} в ускоряющей структуре ускорителя с трубками дрейфа ЛУ-20. Канал ЛУ-20 состоит из 58 ускоряющих зазоров, резонатор работает на частоте f = 145,2 МГц, общая длина резонатора ускорителя 1396 мм. Поперечная фокусировка осуществляется квадрупольными линзами, размещенными внутри трубок дрейфа и имеющими различные градиенты магнитного поля и эффективную длину. Необходимо выделить две особенности ЛУ-20. Резонатор ускорителя и вакуумный кожух являются отдельными элементами конструкции, зазор между ними составляет около 85 см. Мощности питания резонатора, обеспечиваемой системой ВЧ питания «Родонит» и равной ~3,5 МВт, было недостаточно для ускорения ионов на основной гармонике и при $Z/A \le 0.5$ ускорение производилось на второй кратности $D_{1/2}=2\beta_{\rm d}\lambda$. В этом случае на выходе ЛУ-20 энергия составляет 5 МэВ/нуклон (для протонов на основной кратности она составляла

20 МэВ, однако теперь при работе с ПОКФ ускорение на первой кратности невозможно).

Основной задачей при моделировании являлось определение согласованных начальных параметров пучка на входе ЛУ-20, при которых возможны эффективный захват и ускорение ионов дейтерия с энергией 156 кэВ/нуклон (β=0,0189), предварительно сгруппированных в новой секции с ПОКФ. Параметры периодов ускорителя ЛУ-20 были взяты из отчета [366]. По этим данным построены графики изменения фактора пролётного времени (рисунок 3.9а) и скорости равновесной частицы (рисунок 3.9б) от номера ускоряющей ячейки. Из рисунков видно, что фактор пролётного времени не является монотонной функцией номера периода и имеет два участка с $\partial T/\partial N < 0$, первый из которых обусловлен изменением коэффициента зазора (отношения длины зазора к среднему по периоду значению β_φλ), а второй – изменением апертуры ускоряющих ячеек [364]. Изменение скорости равновесной частицы, за исключением короткого участка в начале ускорителя, имеет зависимость, близкую к линейной. Также были определены продольный (рис. 3.10 а) и поперечные (рис. 3.10 б и в) аксептансы ЛУ–20. Максимальный возможный эмиттанс пучка дейтронов на входе ЛУ–20 для фазовой плоскости (x, x') составляет 97 см мрад, оптимальный угол наклона фазового эллипса – около 0.256°, для плоскости (y, y') - 102 см·мрад и -0.298° , то есть по обеим фазовым плоскостям пучок при инжекции должен быть максимально приближен к кроссовера. По положению исходным данным проведения ДЛЯ таблица моделирования была составлена параметров канала В предположении, что средняя величина амплитуды поля в канале ускорителя постоянна и равна для пучка ионов дейтерия 1,4 МВ/м. Однако, проведенное моделирование показало, что предположение о постоянстве амплитуды поля не является верным. В середине ускоряющего канала в этом случае наблюдается скачек средней фазы частиц пучка, что приводит к нарушению продольной устойчивости пучка. Данные о напряжении на

зазоре были уточнены с использованием предоставленной сотрудниками ЛФВЭ ОИЯИ таблицы пролетных факторов на основной и второй кратности. Уточненные параметры канала следующие: напряжение на ускоряющем зазоре 93,06 – 502,96 кВ, среднее значение электрического поля в зазоре 59,69 – 47,75 кВ/см, градиент магнитного поля квадруполей, размещенных внутри трубок дрейфа 0,4666 – 0,0875 Тл/м, пролетный фактор для основной кратности 0,794 – 0,886, для второй кратности 0,413 – 0,585. Необходимо отметить, что использование классической формулы для пролетного фактора на кратности n (g и L – длины зазора и периода)

$$T_n = \frac{\sin(n\pi gL)}{n\pi gL} \tag{3.3}$$

корректно только при выполнении некоторых приближений: апертура трубок дрейфа много меньше их длины, величину ускоряющего электрического поля в зазоре можно считать постоянной, внутри дрейфовой трубки поле отсутствует (приближение «квадратных полей»). Такое приближение не совсем корректно для ЛУ-20, в котором длина части зазоров сравнима с диаметром апертуры.

Далее на основе уточненных параметров структуры было выполнено численное моделирование динамики пучка дейтронов в ЛУ-20 с помощью программы BEAMDULAC-DTL [127]. В результате были определены оптимальные параметры ускоряющей структуры (градиенты квадруполей, ускоряющее напряжение) и условия согласования пучков протонов, дейтронов и ионов углерода. Показано, что для ионов с $|\Delta p/p_s| \le 4$ % (≤ 3 % для протонов) и $\Delta \phi \le 90^\circ$ в ЛУ-20 возможно обеспечить коэффициент токопрохождения сгруппированного пучка около 98 %. Результаты моделирования проиллюстрированы на рисунке 3.10. Необходимо отметить, что величина начального поперечного эмиттанса, оцененная аналитически и показанная на рисунке 3.10, является завышенной. Уже

при около 6.см.мрад коэффициент поперечном эмиттансе токопрохождения К_Т составляет около 72 %. После оптимизации (изменялась амплитуда поля в зазорах канала и настраивались градиенты линз) удалось повысить K_T до 98 %. Величина 6 см-мрад вполне удовлетворяет требованиям, предъявляемым к поперечному аксептансу ЛУ-20 пучком, получаемым после ускорения в новой секции с ПОКФ, после которой поперечный эмиттанс для дейтронов не превышает 0,8 см мрад. На рисунке 3.11 приведены уточненные значения градиентов магнитного поля и эквивалентных напряжений на зазорах. Проведенное моделирование динамики показало, что в процессе ускорения из-за небольшого нарушения синхронизма центр сгустка несколько дрейфует (примерно на 15°).

Подводя итоги численного моделирования динамики пучков протонов, ионов дейтерия и углерода в канале ускорителя ЛУ-20, можно утверждать, что:

1. Предположение о постоянстве градиента ускоряющего поля в ЛУ-20 является неверным, для ионов дейтерия он спадает по длине ускорителя почти на 25 %.



Рисунок 3.9 – Параметры ЛУ-20: фактор пролётного времени (а) как функция номера периода: кривая 1 – для основной гармоники ускорения (кратность равна 1); кривая 2 – для второй кратности, кривая построена по формуле (1.20) из [92, стр. 17]; приведённое значение скорости равновесной частицы для пучка ионов дейтерия (б)



Рисунок 3.10 – Продольный аксептанс ЛУ-20 (а) и фазовый портрет пучка на плоскости (φ, Δ*p*) на выходе ЛУ–20 (б); поперечные (в) и (г) аксептансы ЛУ–20 для пучка ионов дейтерия и проекции фазового объема пучка на поперечные плоскости на входе в ускоритель (показаны красным цветом);

поперечный эмиттанс и фазовый портрет на выходе (синим)



Рисунок 3.11 – Уточненные значения градиентов квадрупольных линз (a) и напряжения на ускоряющем зазоре (б) в зависимости от номера периода для пучка ионов дейтерия

2. Поперечный аксептанс канала, приведенный в отчетах ОИЯИ, несколько завышен, при эмиттансе пучка ионов дейтерия порядка 6 см мрад после оптимизации распределения амплитуды поля и величин фокусирующих градиентов удалось довести коэффициент токопрохождения до 98 %.

3. Для пучка после ПОКФ согласование с каналом ЛУ-20 может быть легко обеспечено, так как поперечный эмиттанс после секции с ПОКФ для, например, пучка ионов дейтерия составляет на более 0,8 см мрад.

4. Согласованные поперечные начальные условия близки к кроссоверу, но могут быть реализованы на практике. При проектировании новой секции с ПОКФ в канал транспортировки между новым ускорителем и ЛУ-20 для поперечного согласования был добавлен триплет квадрупольных линз, показавший свою эффективность при запуске и эксплуатации модернизированной системы инжекции.

5. Ток пучка ионов дейтерия не оказывает существенного влияния на динамику при величинах меньше 100 мА.

6. Критически важным оказывается продольное согласование нового инжектора с ПОКФ и ЛУ-20. Это вызвано как большой длиной дрейфа от выхода структуры с ПОКФ до первого ускоряющего зазора ЛУ-20, составляющей более 1,4 м, так и особенностями работы на второй кратности. Первая особенность привела к необходимости разработки, изготовления и запуска в эксплуатацию дополнительного банчера, размещенного между вакуумным кожухом и резонатором ЛУ-20 и предотвращающего рост фазовой длины сгустка в пространстве дрейфа [351, 365]. Также при инжекции в ЛУ-20 необходимо контролировать фазу центра сгустка. При ускорении на второй кратности захват, строго говоря, происходит во втором ускоряющем зазоре, для которого энергия равновесной частицы составляет 175 кэВ/нуклон.

3.3 Динамика пучка в структурах с ПОКФ, предназначенных для работы в непрерывном режиме

В настоящее время одной из задач, стоящих перед ускорительной техникой, является переход к работе ускорителей протонов и ионов в непрерывном режиме или режиме с малой скважностью. Это необходимо как для крупных ускорительных комплексов, таких как ускорителидрайверы протонных пучков для Spallation Neutron Sources и Accelerating Driver System [26, 277 – 278, 280, 366 – 389] и тяжелоионные драйверы, используемые в установках для получения и исследования редких и радиоактивных изотопов [16, 390 – 393], так и для относительно компактных исследовательских и прикладных ускорителей [394 – 397]. Особенно сложной задачей является создание нормально проводящей части таких ускорителей, обычно состоящей из секции с ПОКФ и нескольких резонаторов *Н*-типа. Сложность создания ускорителягруппирователя с ПОКФ для работы в режиме с малой скважностью обусловлена не только более высокими требованиями к надежности системы, например – к предотвращению возникновения пробоев, но и проблемами с термостабилизацией ускоряющих резонаторов. Всего в мире к настоящему времени создано около десяти ускорителей с ПОКФ, работающих в непрерывном режиме или режиме с малой скважностью <20 (обзор см. в [398]):

- ПОКФ для ускорителя-драйвера Spallation Neutron Source, SNS, ORNL, США [399]: энергия пучка протонов и ионов Н⁻ на выходе 2,5 МэВ, ток пучка до 60 мА (100 мА после модернизации), скважность ~16, длина 3,7 м, разность потенциалов между электродами 83 кВ, четырехкамерный *H*-резонатор на частоте 402,5 МГц;
- ПОКФ для LINAC4 нового инжектора CERN LHC [400]: энергия пучка ионов Н⁻ на выходе 3 МэВ, ток пучка до 70 мА, скважность ~13, длина

3,0 м, разность потенциалов между электродами 78 кВ, четырехкамерный *H*-резонатор на частоте 352 МГц;

- ІРНІ прототип инжектора с ПОКФ для работы в непрерывном режиме, разработанный CEA-Saclay [401]: энергия пучка протонов на выходе 3 МэВ, ток пучка до 100 мА, длина 6,0 м, разность потенциалов между электродами 80-120 кВ, четырехкамерный *Н*-резонатор на частоте 352 МГц;
- прототип непрерывного ПОКФ для ускорения ионов урана для модернизации ускорителя ATLAS, ANL, США [402]: длина 3,9 м, разность потенциалов между электродами 85 кВ, четырехкамерный *H*-резонатор на частоте 57,5 МГц;
- непрерывный ПОКФ для ускорения ионов до урана с Z/A≈0,12 для проекта RIA, ANL, CША [403]: энергия пучка на выходе 295 кэВ/нуклон, длина 3,8 М, разность потенциалов между электродами 70 кВ, четырехкамерный *Н*-резонатор на частоте 60,6 МГц;
- прототипа ПОКФ проекта инжектора два С ДЛЯ китайского подкритического peaktopa ChADS [404, 405]. ChADS Injector I (разработан ІНЕР, Пекин) энергия пучка протонов на выходе 3,2 МэВ, длина 4,7 м, разность потенциалов между электродами 55 кВ, четырехкамерный *H*-резонатор на частоте 325 МГц; для ChADS Injector II (разработан IMP, Ланчжоу) энергия пучка протонов на выходе 2,1 МэВ, длина 4,2 м, разность потенциалов между электродами 65 кВ, также четырехкамерный *H*-резонатор, но на частоте 162,5 МГц;
- новый инжектор с ПОКФ РХІЕ (PIP-II) для проекта Project-X, FNAL,
 США [406]: энергия пучка протонов на выходе 2,1 МэВ, длина 4,2 м,
 разность потенциалов между электродами 60 кВ, четырехкамерный
 H-резонатор на частоте 162,5 МГц;

- начальная часть ускорителя FRANZ, Франкфуртский университет, Германия [407]: энергия пучка протонов на выходе 0,7 МэВ, проектный ток пучка до 200 мА, длина 1,8 м, разность потенциалов между электродами 75 кВ, резонатор типа 4-rod на частоте 175 МГц;
- начальная часть ускорителя SARAF, Исследовательский центр SOREQ, Израиль [408]: энергия пучка протонов и ионов дейтерия на выходе 3 МэВ/нуклон, ток пучка до 5 мА, длина 3,8 м, разность потенциалов между электродами 65 кВ, резонатор типа 4-rod на частоте 176 МГц (разработан Франкфуртским университетом и компанией BEVATECH, в настоящее время планируется замена на структуру с четырехкамерным резонатором);
- начальная часть ускорительного комплекса IFMIF-EVEDA, предназначенного для моделирования процессов в реакторных материалах, разработан в Национальной лаборатории Леньяро, Италия для коллаборации стран Европейского Союза и Японии, строится в Японии [409]: энергия пучка ионов дейтерия на выходе 5 МэВ/нуклон, ток пучка до 130 мА, длина 9,8 м, разность потенциалов между электродами 79-132 кВ, четырехкамерный *Н*-резонатор на частоте 162,5 МГц;
- ПОКФ СІМҒ для стартовой конфигурации китайского ускорителядрайвера для подкритической ядерной установки ChADS, разработан в ІМР [410]: энергия пучка ионов дейтерия на выходе 3 МэВ/нуклон, ток пучка до 10 мА, длина 5,3 м, разность потенциалов между электродами 65 кВ, четырехкамерный *H*-резонатор на частоте 162,5 МГц;
- ПОКФ для тяжелоионного ускорителя-драйвера, разработанный СЕА, Saclay, Франция, для проекта Spiral2 [411]: энергия пучка ионов с Z/A> 1/3 2,25 МэВ/нуклон, ток пучка до 5 емА, длина 5 м, разность потенциалов между электродами 100-113 кВ, четырехкамерный *H*-резонатор на частоте 88 МГц;

- ПОКФ для тяжелоионного ускорителя SSC-Linac, IMP [412]: энергия пучка ионов с Z/A> 1/7 составит 1 МэВ/нуклон, ток пучка до 0,5 емА, длина 2,5 м, разность потенциалов между электродами 70 кВ, четырехкамерный *H*-резонатор на частоте 53,7 МГц;
- ПОКФ для тяжелоионного ускорителя-драйвера, разработанный для проекта FRIB, Мичиганский университет, США [413]: энергия пучка ионов с Z/A> 1/7 3,5 МэВ/нуклон, ток пучка до 0,45 емА, длина 5 м, разность потенциалов между электродами 60-112 кВ, четырехкамерный *H*-резонатор на частоте 80,5 МГц;
- ПОКФ LEAF для тяжелоионного ускорителя-драйвера, разрабатываемый для проекта источника радиоактивных изотопов HIAF в IMP [414]: энергия пучка ионов с Z/A> 1/7 3,5 МэВ/нуклон, ток пучка до 2 емА, длина 6 м, разность потенциалов между электродами 70 кВ, четырехкамерный *H*-резонатор на частоте 81,3 МГц.

Необходимо отметить, что пока ни один из данных ускорителей не обеспечивает стабильную работу при токе пучка больше нескольких десятков мкА.

Одним из путей, который может облегчить электрический и тепловой режим работы резонатора, является снижение разности потенциалов между электродами секции с ПОКФ. Несмотря на то, что это приведет к увеличению длины резонатора, это позволит уменьшить общую потребляемую мощность, которая пропорциональна длине секции и квадрату напряженности электрического поля, и, что самое важное, удельное тепловыделение на единицу длины резонатора. снизить Возможность реализации данного подхода рассмотрена в работах [415 – 417], выполненных совместно с коллегами из GSI и ИТЭФ. Данные работы необходимы для текущих проектов GSI-CW-Linac [418] и BELA ИТЭФ [419], а также для перспективных исследований по российскому проекту ускорителя-драйвера протонного подкритической пучка для электроядерной установки [230 - 234] и проекту нового комплекса

DERICA, ОИЯИ, предназначенного для работ по производству и исследованию редких и радиоактивных ионов, в том числе с *A*>120 [420].

Особенностью структур с низкой напряженностью поля являются сложности, возникающие при группировке пучка. Это связано С малой величиной продольного относительно аксептанса в таком При необходимо разработать ускорителе. ЭТОМ группирователь, позволяющий захватывать пучок полностью и при этом обеспечивать эффективную поперечную фокусировку, так как потери частиц при работе в непрерывном режиме приводят к дополнительной тепловой И радиационной нагрузке на структуру.

Исследование динамики пучка проводилось с помощью программ DYNAMION (моделирование С.Г. Ярамышевым) выполнено И BAEMDULAC-RFQ И, кроме разработки непосредственно новой структуры с ПОКФ, позволило дополнительно сравнить программы. Были определены следующие проектные параметры нового непрерывного ускорителя с ПОКФ: энергия пучка протонов на выходе 2,0 МэВ, ток пучка 10 мА, разность потенциалов между электродами ПОКФ не должна превышать 1,3 – 1,5 от предельного значения, определенного по критерию Килпатрика [331], рабочая частота была выбрана равной 162 МГц. Основные параметры канала разработанного линейного ускорителя приведены в таблице 3.4.

В качестве ускоряющей структуры был выбран четырехкамерный резонатор с сегментированными пилонами (так называемый Segmented Vane RFQ, SV-RFQ, [421]) со смещенными окнами связи по магнитному полю [422]. Такой резонатор обеспечивает отличное разделение частот основной квадрупольной и ближайшей дипольной мод, легкую настройку симметричного распределения полей в квадрантах, высокую однородность поля по длине. Он отлично зарекомендовал себя при создании и запуске ряда ускорителей в ИТЭФ, ОИЯИ, LNL INFN, ANL, например – рассмотренного в предыдущем разделе нового форинжектора с ПОКФ для

ускорительного комплекса «Нуклотрон» - NICA. Основные параметры резонатора также приведены в таблице 3.4, его электродинамическая модель показана на рисунке 3.12.

Таблица 3.4. Основные параметры разработанного ускорителя с ПОКФ,

| Тип ионов | протоны |
|--|--------------------|
| Энергия инжекции | 46 кэВ |
| Максимальная энергия | 2,0 МэВ |
| Рабочая частота резонатора | 162 МГц |
| Разность потенциалов между электродами | 90 кВ |
| Длина канала | 345 см |
| Средний радиус апертуры | 0,530 см |
| Полутолщина электродов | 0,412 см |
| Параметр модуляции | 1,000 - 2,250 |
| Синхронная фаза | 90° - 33° |
| Максимальный ток инжекции пучка | 10 мА |
| Максимальный начальный поперечный эмиттанс | 6 cm·mrad (полный) |
| Коэффициент токопрохождения | > 99% |
| Радиус обечайки | 183 мм |
| Потери мощности в стенках | 97 кВт |
| Добротность | 10470 |
| Поперечное шунтовое сопротивление | 46,6 кОм |

предназначенного для работы в непрерывном режиме

Рассмотрим основные характеристики разработанного непрерывного ПОКФ. Предельная величина напряженности электрического поля на поверхности электрода определяет другие параметры канала с ПОКФ и существенно влияет на динамику пучка. Оценка по критерию Килпатрика [331] для частоты 162 МГц дает величину напряженности поля 148 кВ/см. При среднем радиусе канала 0,53 см и радиусе скругления электродов в плоскости 0,412 м максимально поперечной допустимое рабочее напряжение между электродами составит 90 кВ. На рисунке 3.13 показано распределение максимальной напряженности электрического поля на поверхности электродов ПОКФ вдоль канала ускорителя. Видно, что напряженность поля не превышает 210 кВ/см, что соответствует условию <1,5 Кр, предложенному для работы в непрерывном режиме.



Рисунок 3.12 – Трехмерная модель SV-RFQ резонатора



Рисунок 3.13 – Распределение максимальной напряженности электрического поля на поверхности электродов ПОКФ вдоль канала ускорителя

Для слаботочного пучка нормализованный поперечный аксептанс *A_k* в гладком приближении определяется формулой [92], полученной из решения уравнения Матье-Хилла для поперечного движения:

$$A_{k0} = v_f \frac{a^2}{\lambda}, \qquad (3.4)$$

где $v_f = 1/\rho^2$, ρ – модуль функции Флоке, a – радиус апертуры периода структуры с ПОКФ, λ - длина волны; v_f имеет смысл минимального набега фазы на период фокусировки μ . С учетом заданных для разрабатываемого ПОКФ значений тока и фазовой плотности пучка и в предположении, что фазовое распределение является распределением Капчинского-

Владимирского, можно ввести поправку на ток к величине нормализованного поперечного аксептанса:

$$A_{k} = A_{k0} \left(\sqrt{1 + h^{2}} - h \right), \ h = j \cdot \frac{B\lambda}{\mu_{0} \beta I_{0}},$$
(3.5)

где Кулоновский параметр *h* связывает характеристики пучка и канала: $j = I / \mathcal{P}_p$ – яркость пучка, I – ток пучка, \mathcal{P}_p – нормализованный поперечный эмиттанс, B – отношение пикового тока к импульсному, $I_0=3,13\cdot10^7 \cdot A/Z$ – характеристический ток, μ_0 – набег фазы на период фокусировки при нулевом токе. Набег фазы на период фокусировки с учетом токовой поправки можно записать как

$$\mu = \mu_0 \left(\sqrt{1 + h^2} - h \right). \tag{3.6}$$

На рисунке 3.14 показаны зависимости «локального» аксептанса канала с ПОКФ, рассчитанного для каждого периода (а), и набега фазы на период фокусировки (б) без учета и с учетом токовой поправки. Из рисунков видно, что проектный ток 10 мА при эмиттансе пучка 6 см·мрад не оказывает существенного влияния на поперечный аксептанс, снижая его величину всего на несколько процентов в начале группирователя. Это говорит о пренебрежимо малом влиянии объемного заряда и объясняется достаточно высокой энергией инжекции (46 кэВ) протонного пучка. Более низкая энергия инжекции позволила бы немного уменьшить длину ускорителя, но увеличила бы влияние объемного заряда на динамику пучка, особенно в адиабатическом группирователе.

Далее было проведено численное моделирование динамики пучка в разработанном ПОКФ с ускорителе с помощью программ BEAMDULAC-RFQ и DYNAMION. В результате моделирования канал ПОКФ был дополнительно оптимизирован, a также определены оптимальные начальные параметры пучка, обеспечивающие поперечное согласование с каналом ПОКФ. Продольные и поперечные фазовые



Рисунок 3.14 – Нормализованный поперечный «локальный» аксептанс для каждого периода структуры ПОКФ (а) и зависимость набега фазы на период фокусировки (б), рассчитанные без учета тока пучка (синяя кривая) и при рабочем токе, равном 10 мА (зеленая кривая)



Рисунок 3.15 – Поперечные и продольный фазовые портреты пучка на выходе ускорителя с ПОКФ, полученные в результате численного моделирования с использованием программ BEAMDULAC (вверху) и DYNAMION

портреты пучка на выходе канала показаны на рисунке 3.15. Видно, что результаты моделирования с использованием двух программ совпадают качественно и количественно, а пучок отлично согласован с каналом с ПОКФ. Для сравнения двух программ также был использован метод, основанный на анализе яркости пучка [415]. Метод состоит в следующем: для некоторых сечений пучка рассчитывается RMS эмиттанс для заданного ансамбля крупных частиц, а затем из ансамбля последовательно исключаются частицы, выходящие за пределы фазового эллипса, описывающего 99, 98, 97, ..., 50 % частиц (см. рис. 3.16).



Рисунок 3.16 – Результаты анализа яркости пучка, позволяющие показать отличное совпадение результатов моделирования DYNAMION (синяя кривая) и BEAMDULAC-RFQ (зеленая кривая)

3.4 Исследование динамики пучка в ускорителях, построенных по модульному принципу

Как уже говорилось в разделе 1, сверхпроводящие линейные ускорители протонов и ионов в настоящее время принято строить по так называемому модульному принципу, при котором ускоритель состоит из нескольких одинаковых СП резонаторов для ускорения и СП соленоидов или квадрупольных линз, расположенных между резонаторами, для обеспечения поперечной фокусировки. При использовании сверхпроводимости такие резонаторы должны быть, как правило, одинаковыми. Это означает, что фазовая скорость волны будет постоянной в каждой группе резонаторов и в такой ускоряющей системе всегда будет нарушаться принцип синхронизма. Из-за нарушения условий синхронизма между скоростью пучка и фазовой скоростью ускоряющей гармоники высокочастотного поля всегда возникает скольжение сгустка относительно ускоряющей волны. При этом величина скольжения не должна превышать некоторый допустимый предел, так как в случае большого скольжения резко снижается темп ускорения и ухудшается продольная и поперечная устойчивость пучка. Поэтому число одинаковых резонаторов в группе должно быть ограничено, а число групп должно быть минимально.

Решать задачу исследования динамики пучка и оптимизации параметров ускорителя в такой структуре предлагается с использованием комбинации аналитических (матричных методов и усреднения по быстрым осцилляциям) и численных методов. Для численного моделирования динамики в таких структурах в МИФИ А.В. Самошиным была разработана программа BEAMDULAC-SCL [132, 197 – 198], которая использовалась ряда ускорителей. при проектировании Рассмотрим результаты моделирования. В разделе 1.5 приведена часть результатов, полученных с помощью описанных в разделах 1.1 и 1.2 аналитических методов при проектировании ускорителя-драйвера протонного пучка для подкритической электроядерной установки. Эти работы были выполнены по Госконтракту № 14.516.11.0084 в рамках федеральной целевой программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007-2013 годы» [270]. Результаты работы приведены в статьях [199, 230 – 231, 234, 271 – 273]. В разделе 1.5 показано, что для концепции ускорителя-драйвера, в сверхпроводящей части которого энергия пучка протонов будет меняться от 20 МэВ (0,2с) до 1 ГэВ (0,875с) достаточно использовать пять различных групп СП резонаторов с геометрической скоростью $\beta_G = 0.31$;

0.36; 0.48; 0.65 и 0.875 (рис. 1.19). Для первой группы резонаторов ускорение происходит до энергии, при которой отсутствует скольжение по фазам, когда T = 1, это связано с необходимостью перехода на кратную частоту и перезахвата пучка при минимальном фазовом размере. Для всех групп резонаторов были найдены условия одновременной устойчивости продольных и поперечных колебаний, т.е. условия, когда параметры Флоке μ_{τ} и μ_{r} принимают действительные значения. Результаты, полученные с помощью матричного метода, были уточнены с использованием метода усреднения по быстрым осцилляциям. Показано, что условия устойчивости по продольному движению меняются незначительно, а больше продольный аксептанс значительно величины, полученной матричным методом. Далее с помощью численного моделирования с использованием программы BEAMDULAC-SCL сделанные выводы были проверены, а параметры ускорителя уточнены (см. таблицу 3.5). Динамика пучка проиллюстрирована на рисунке 3.17, где показаны продольные и поперечные фазовые портреты пучка на входе сверхпроводящей части ускорителя и на выходе каждой из пяти групп резонаторов; синим цветом показана сепаратриса, полученная в гладком приближении в движущейся с усредненной скоростью квазиравновесной частицы системе, сиреневым – граничные траектории для частиц, захваченных в режим ускорения при усреднении в собственной системе квазиравновесной частицы. Метод усреднения в собственной системе рассмотрен, например, в работе [132]. Далее на рисунках обозначения аналогичны. Из рисунков видно, что полученные аналитически величины магнитного поля являются





Рисунок 3.17 – Продольный (слева) и поперечный фазовые портреты пучка на входе в первую секцию ускорителя (верхний рисунок) и на выходе каждой из пяти групп резонаторов ускорителя-драйвера Таблица 3.5 – Параметры ускорителя-драйвера протонного пучка на энергию 1 ГэВ [231, 222]

| № группы резонаторов | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
|------------------------------------|------|------|------|------|-------|
| Геометрическая скорость, β_g | 0,31 | 0,36 | 0,48 | 0,65 | 0,875 |

| Энергия инжекции, <i>W</i> _{in} , МэВ, | 20 | 49 | 91 | 184 | 456 |
|--|-------------------|----------|---------------|-------|-------|
| β_{in} | 0,203 | 0,311 | 0,411 | 0,549 | 0,740 |
| Конечная энергия, <i>W</i> _{out} , МэВ, | 49 | 91 | 184 | 456 | 1000 |
| β_{out} | 0,311 | 0,411 | 0,549 | 0,740 | 0,875 |
| Величина скольжения, Т, % | 20 | 20 | 20 | 20 | 23 |
| Фазовый размер пучка, $\Delta \phi_{out}$, град | 36 | 34 | 40 | 29 | 32 |
| Энергетический разброс пучка $\Delta \gamma_{out}$ | $6 \cdot 10^{-4}$ | 1,5.10-3 | $2,8.10^{-3}$ | 0,01 | 0,018 |
| Коэфф. токопрохождения, % | 100 | 100 | 100 | 100 | 100 |
| Частота, f, МГц | 324 | 648 | 648 | 648 | 648 |
| Длина волны, λ, м | 0,93 | 0,46 | 0,46 | 0,46 | 0,46 |
| Число зазоров резонатора, N _{zaz} | 2 | 5 | 5 | 5 | 5 |
| Фаза влета ф, град | -20 | -20 | -20 | -20 | -24 |
| Длина резонатора, <i>L_{res}</i> , м | 0,288 | 0,414 | 0,552 | 0,748 | 1,006 |
| Напряженность поля, Е, МВ/м | 5,3 | 5,3 | 8,5 | 10,3 | 12,5 |
| Длина соленоида, <i>L</i> _{sol} , м | 0,2 | 0,2 | 0,2 | 0,2 | 0,2 |
| Магнитное поле соленоида, В, Тл | 1,4 | 1,8 | 2,4 | 2,4 | 2,6 |
| Длина периода, <i>L</i> _{per} ,м | 0,69 | 0,81 | 0,95 | 1,15 | 1,40 |
| Число периодов в группе, N _{per} | 20 | 24 | 22 | 40 | 52 |
| Длина группы, <i>L</i> , м | 13,76 | 19,54 | 20,94 | 45,92 | 72,80 |

минимальными, то есть они позволяют удерживать огибающую пучка в пределах заданного размера и обеспечить стопроцентный коэффициент токопрохождения, но не обеспечивают отсутствия ореола у пучка. Убрать ореол можно при более тщательном поборе величины магнитного поля индивидуально для каждого соленоида в группе. Таким образом, были выбраны параметры основной части ускоряющей структуры ускорителядрайвера пучка протонов, в которой энергия меняется от 20 МэВ (0,203*c*) до 1 ГэВ (0,875*c*) с оптимальными параметрами участков и с минимальной длиной порядка 170 м, при которых обеспечивается устойчивое движение и максимальный захват частиц. Коэффициент токопрохождения в каждой

группе 100 %, то есть пучок проходит основную сверхпроводящую часть ускорителя без потерь и дополнительное тепловыделение в стенках резонаторов, которое могло бы возникнуть при их наличии, будет отсутствовать.

Аналогичный подход был использован в ходе разработки концепции линейного протонного ускорителя, предназначенного для протоннолучевой терапии (ПЛТ) [235 – 238]. Линейный ускоритель, в отличие от циклотрона и накопительного синхротрона, позволяет легко регулировать энергию пучка без использования деградера, причем регулировка может быть как грубой при выключении одного или нескольких ускоряющих резонаторов, так и плавной при изменении мощности питания одного из резонаторов или фазы влета сгустка в него. Возможность контроля за эмиттансом и огибающей пучка в линейном ускорителе позволит получать более высокую точность планирования облучения, в том числе при использовании сканирующего пучка – возможность реализации концепции «pencil beam». Однако для точечного пучка на выходе ускорителя должно быть обеспечено постоянство поперечного эмиттанса пучка и его размера во всем диапазоне энергий, который для ПЛТ может быть очень широк – 70 ДО 240 МэВ. Это необходимо для системы ОТ упрощения транспортировки пучка к станции облучения и согласования пучка и системы сканирования при различных энергиях.

Было показано, что СП ускоритель для ПЛТ должен состоять из четырех групп резонаторов с геометрической скоростью $\beta_g = 0,09, 0,18,$ 0,31 и 0,49. В первых двух группах могут быть использованы двухзазорные резонаторы (QWR или HWR), в третьей и четвертой – трехзазорные (IHили CH-типа). Зависимость величины скольжения *T* от приведенной скорости β приведена на рисунке 3.18, основные параметры сверхпроводящей части ускорителя – в таблице 3.6. Полная длина ускорителя составляет 62 м.



Рисунок 3.18 – Величина скольжения *T* в зависимости от приведенной скорости β в ускорителе для ПЛТ на максимальную энергию 240 МэВ

| № группы резонаторов | 1 | 2 | 3 | 4 |
|---|-------|-------|-------|-------|
| Геометрическая скорость, β_{g} | 0,09 | 0,18 | 0,31 | 0,49 |
| Энергия инжекции, <i>W_{in}</i> , МэВ, | 2,4 | 10,4 | 43,6 | 123,2 |
| β_{in} | 0,07 | 0,15 | 0,29 | 0,47 |
| Конечная энергия, <i>W</i> _{out} , МэВ | 10,4 | 43,6 | 123,2 | 240 |
| β_{out} | 0,15 | 0,29 | 0,47 | 0,61 |
| Частота, <i>f</i> , МГц | 176 | 176 | 352 | 704 |
| Число зазоров в резонаторе, N _{gap} | 2 | 2 | 3 | 3 |
| Фаза влета ф, град | -25 | -25 | -25 | -25 |
| Длина резонатора, <i>L_{res}</i> , м | 0,184 | 0,374 | 0,487 | 0,386 |
| Напряженность поля, Е, МВ/м | 3,21 | 5,96 | 8,87 | 14,2 |
| Длина соленоида, <i>L</i> _{sol} , м | 0,2 | 0,2 | 0,2 | 0,2 |
| Длина зазора между резонаторами, L _{gap} , м | 0,1 | 0,1 | 0,1 | 0,1 |
| Длина периода, <i>L</i> _{per} ,м | | 0,774 | 0,887 | 0,786 |
| Число периодов в группе, N _{per} | 16 | 18 | 22 | 24 |
| Длина группы, <i>L</i> , м | 9,344 | 13,93 | 19,51 | 18,86 |
| Магнитное поле, В, Тл | 1,25 | 1,7 | 2,3 | 3,0 |

Таблица 3.6 – Параметры ускорителя для ПЛТ [236 – 238]

Для изменения энергии пучка предлагается использовать два способа: изменение амплитуды поля (то есть мощности питания) резонатора [236] и изменение фазы влета частицы в резонатор [238]. Из таблицы 3.6 видно, что четвертая группа резонаторов предназначена для

ускорения пучка протонов в диапазоне энергий 123 - 240 МэВ, резонаторы работают на частоте 704 МГц, максимальный градиент ускоряющего поля составляет 14,2 МВ/м, длина резонатора 0,386 м, фаза влета сгустка в резонатор для достижения максимальной энергии равна -25°. Для устойчивости поперечного движения и контроля размера огибающей в пределах $X_m = 5$ мм достаточно использовать соленоиды с полем на оси 3,0 Тл. На рисунке 3.19 показаны продольный и поперечный фазовые портреты пучка на выходе четвертой группы резонаторов при энергии 240 МэВ.





Для облучения опухолей, локализованных на глубине 15 – 26 см необходимо изменение энергии пучка в диапазоне 150 – 240 МэВ. В таблице 3.7 приведены значения градиентов ускоряющего поля в резонаторах четвертой группы, при которых может быть обеспечена необходимая энергия на выходе. Bo всех случаях коэффициент токопрохождения составляет 100 %, однако фазовые портреты пучков при различных энергиях несколько отличаются [238] и для концепции «pencil beam» такой способ регулировки энергии пучка может оказаться слишком грубым. Второй способ основан на изменении фазы влета сгустка в резонаторы четвертой группы, причем могут быть задействованы как все резонаторы, так и часть из них. На практике такой способ регулировки энергии может быть легко реализован, так как все резонаторы имеют независимое питание и постройка фазы поля может осуществляться системой автоматической регулировки фазы (АРФ). В таблице 3.8 приведены значения фазы влета сгустков в резонаторы четвертой группы (фаза варьируется в последних шести резонаторах четвертой группы из 24), при которых может быть реализовано изменение энергии на выходе в широком диапазоне. Видно, что данный способ также позволяет регулировать энергию пучка на выходе в широком диапазоне, но при этом может ухудшаться качество пучка. При больших фазах влета более сильное скольжение пучка приводит к росту разброса частиц в пучке по импульсу. Поэтому данный способ подходит для плавной регулировки энергии в достаточно узком диапазоне при небольших изменениях фазы влета пучка в нескольких последних резонаторах.

Таблица 3.7 – Зависимость энергии пучка на выходе ускорителя для ПЛТ

| Градиент ускоряющего поля в резонаторах четвертой группы, MB/м | Относительная скорость пучка на выходе | Энергия пучка на выходе, МэВ |
|--|--|---------------------------------|
| 14,20 | 0,605 | 240 |
| 12,44 | 0,586 | 220 |
| 9,84 | 0,566 | 200 |
| 8,54 | 0,555 | 190 |
| 7,24 | 0,544 | 180 |
| 5,94 | 0,532 | 170 |
| 4,64 | 0,519 | 160 |
| 3,34 | 0,506 | 150 |

от градиента ускоряющего поля в резонаторах четвертой группы

Таблица 3.8 – Зависимость энергии пучка на выходе ускорителя для ПЛТ

от фазы влета сгустков в резонаторы четвертой группы

| Фаза влета в резонаторы | Относительная скорость | Энергия пучка на |
|-------------------------|------------------------|------------------|
| четвертой группы, град | пучка на выходе | выходе, МэВ |

| -25 | 0,605 | 240 |
|-----|-------|-----|
| -30 | 0,596 | 230 |
| -35 | 0,588 | 220 |
| -40 | 0,579 | 210 |
| -45 | 0,572 | 200 |

B [238] рассмотрен статье также комбинированный способ регулировки энергии пучка, состоящий в следующем: грубая регулировка пучка осуществляется выключением нескольких резонаторов последней группы, при этом фокусирующие соленоиды остаются включенными и обеспечивают транспортировку Плавная пучка. регулировка осуществляется небольшим, в пределах 10 градусов, изменением фазы влета частиц в резонаторы в этом случае удается добиться сохранения продольного эмиттанса пучка (рис. 3.20). Результаты моделирования приведены в таблице 3.9. Поперечный эмиттанс сохраняется по величине, но не сохраняется ориентация фазового эллипса, что не является существенной проблемой, так как двумерное поперечное согласование может быть легко обеспечено двумя триплетами квадрупольных линз.

Рассмотрим теперь возможность контроля размера огибающей пучка в ускорителе для ПЛТ. Методика оптимизации параметров ускорителя, обеспечивающая режим, при котором зависимость величины огибающей от продольной координаты не будет существенно меняться при различных энергиях на выходе, описана в [214]. Идея метода достаточно проста. Так величина магнитного поля, необходимого устойчивого как для поперечного движения при различных скоростях пучка, может быть легко найдена, а зависимость скорости квазиравновесной системы от продольной координаты для любой энергии на выходе известна, то можно подобрать и необходимые режимы изменения магнитного поля в ускорителе. Для примера на рисунке 3.21 показана зависимость магнитного поля от длины

ускорителя в четвертой группе резонаторов для энергии на выходе 240 МэВ.

Таблица 3.9 – Зависимость энергии пучка на выходе ускорителя для ПЛТ от числа задействованных резонаторов 4-й группы и фазы влета сгустков

| Число включенных резонаторов 4-й группы | Фаза влета в резонаторы четвертой группы, град -25 | Относительная скорость пучка на выходе 0,592 | Энергия пучка на выходе, МэВ 222 |
|--|--|---|--|
| 22 | -30 | 0,586 | 218 |
| | -35 | 0,582 | 214 |
| | -25 | 0,580 | 212 |
| 20 | -30 | 0,578 | 208 |
| | -35 | 0,572 | 200 |
| | -25 | 0,570 | 198 |
| 18 | -30 | 0,568 | 194 |
| | -35 | 0,562 | 190 |
| | -25 | 0,560 | 188 |
| 16 | -30 | 0,558 | 186 |
| | -35 | 0,554 | 182 |
| | -25 | 0,550 | 180 |
| 14 | -30 | 0,547 | 177 |
| | -35 | 0,544 | 173 |
| | -25 | 0,540 | 170 |
| 12 | -30 | 0,536 | 166 |
| | -35 | 0,533 | 160 |



Рисунок 3.20 – Продольный (слева) и поперечный фазовые портреты пучка на выходе четвертой группы резонаторов: вверху при 22 включенных резонаторах и фазе влета -35°, энергия пучка составляет 214 МэВ, внизу при 20 включенных резонаторах и фазе -35°, энергия равна 200 МэВ



Рисунок 3.21 – Зависимость магнитного поля, необходимого для устойчивого движения пучка в четвертой группе резонаторов, от скорости
Eщë разрабатываемым ускорителем, ОДНИМ построенным ПО модульному принципу, является новый инжектор для ускорительного комплекса «Нуклотрон» – NICA ОИЯИ [239 – 241, 423 – 425]. Действующий основной инжектор – ускоритель с трубками дрейфа ЛУ-20 работает в качестве инжектора в «Синхрофазотрон» и «Нуклотрон» вот уже более 40 лет, его системы значительно изношены и ускоритель требует модернизации или замены на новый. Замена позволит повысить энергию и качество инжектируемого в основной ускоритель пучка. Новый должен обеспечивать ускорение протонов до ускоритель энергии 25-30 МэВ [240] и ионов дейтерия до энергии не менее 7,5 МэВ/нуклон. Одним из требований является возможность дальнейшего повышения энергии до 50 МэВ при использовании дополнительных сверхпроводящих секций. Создание нового инжектора на основе именно сверхпроводящих резонаторов, очевидно, не является критичным для этого ускорителя из-за большой скважности, достаточной для работы инжекционного комплекса, однако позволит отработать технологии производства сверхпроводящих ускоряющих резонаторов, их инженерных систем, а также ввод сверхпроводящего ускорителя в эксплуатацию.

В связи с отсутствием в России технологий, необходимых для производства СП высокочастотных ускоряющих резонаторов, систем их ВЧ питания (прежде всего – твердотельных) и криостатов в марте 2016г. была создана новая российско-белорусская коллаборация. В неё на сегодняшний день входят ОИЯИ, НИЯУ МИФИ, Институт ядерных проблем Белорусского государственного университета, Физикотехнический институт Национальной академии наук Белоруссии (ФТИ НАНБ), Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники И Научно-практический центр НАНБ по материаловедению. Коллаборация ставит перед собой две задачи: освоение технологий производства сверхпроводящих высокочастотных (СП ВЧ) России резонаторов строительство ИХ основе первого В И на

сверхпроводящего линейного ускорителя – нового инжектора в ускорительный комплекс «Нуклотрон» - NICA.

За время работы над проектом нового сверхпроводящего линейного ускорителя – инжектора в NICA требования и параметры ускоряющих резонаторов и фокусирующих соленоидов несколько раз корректировались требований учетом К пучку И технологических возможностей С изготовителя (ФТИ НАНБ), что повлекло за собой необходимость перекомпоновки групп ускоряющих резонаторов и неоднократного пересчета динамики пучка. ФТИ НАНБ имеет опыт изготовления сверхпроводящих ускоряющих резонаторов эллиптической формы. При изготовлении резонаторов такой формы используются гидроштамповка и сварка в вакууме электронным пучком. Конструкция четвертьволнового резонатора является более сложной по сравнению с эллиптическим и требует проработки вопросов, связанных с изготовлением большего числа элементов конструкции. Коаксиальные резонаторы раннего поколения с цилиндрическим центральным проводником обладают меньшим ускоряющим градиентом по сравнению с более сложными вариантами, в модифицированные которых используются формы центрального проводника и трубки дрейфа, но при этом они имеют более простую конструкцию. В ходе дискуссий было принято решение о рассмотрении в качестве прототипа тестового резонатора конструкций максимально простой формы. Это позволит отладить этапы производства в разумные сроки и без лишних затрат, так как каждое техническое усложнение конструкции увеличивает срок изготовления и повышает возможность возникновения ошибок. Для простых конструкций QWR достижимый ускоряющий градиент составляет 6,0 МВ/м, что меньше, чем заложенное в начале выполнения проекта нового инжектора значение 7,0 – 7,5 МВ/м, которое может быть достигнуто только при усложнении конструкции резонатора. Основные параметры резонатора, достигнутые в результате моделирования И оптимизации электродинамических

характеристик четвертьволновых резонаторов, следующие [424]: рабочая частота 162,5 МГц, геометрическая скорость $\beta_G=0,12$, максимальное ускоряющее поле E_{acc} =6,0 MB/м, коэффициент перенапряженности по электрическому полю $E_p/E_{acc}=6,4$, коэффициент перенапряженности по магнитному полю $B_p/E_{acc}=11,4$ мТл/(МВ/м), эффективное шунтовое $R_{sh}/Q_0 = 488,0$ Οм, геометрический сопротивление фактор $G=R_{sh}\cdot Q_0=37,0$ Ом, времяпролётный фактор T=88,0 %. Результаты моделирования динамики пучка для различных вариантов и ход разработки сверхпроводящих ускоряющих резонаторов описаны В работах [239-241, 423-425].

Общая схема нового ускорителя включает в себя:

- нормально проводящую секцию с ПОКФ на энергию пучка до 2,5 МэВ/нуклон, резонансная частота 162,5 МГц, длина секции ~430 см;

- «Нулевую» группу нормально проводящих четвертьволновых коаксиальных ускоряющих резонаторов, энергия на выходе 4,9 МэВ/нуклон, резонансная частота 162,5 МГц, геометрическая скорость β_G= 0,12 (в последней версии предполагается использовать до энергии 7,5 МэВ/нуклон секции типа IH-DTL разработки компании BEVATECH, Германия);

первую группу сверхпроводящих четвертьволновых коаксиальных ускоряющих резонаторов до энергии 13,5 МэВ, резонансная частота 162,5 МГц, геометрическая скорость β_G= 0,12;

- вторую группу, состоящую их полуволновых СП резонаторов, работающих на удвоенной частоте 325,0 МГц, β_{G_2} = 0,21, энергия на выходе группы составит до 31 МэВ.

- третью группу СП Spoke-резонаторов, рабочая частота 325,0 МГц, β_{G 3}= 0,31, энергия на выходе до 50 МэВ.

При заданных ограничениях на параметры резонаторов первой группы пришлось увеличить предельно допустимую величину скольжения до 24 % (см. рис. 3.22), что, однако, не привело к ухудшению продольной

устойчивости пучка. Основные параметры ускорителя приведены в таблице 3.10, результаты моделирования динамики пучков протонов и ионов дейтерия показаны на рисунке 3.23. Общая длина второй и третьей секций ускорителя составила 13,7 м, две группы включают 24 резонатора. Пучок ионов дейтерия достигает запланированной энергии (>7,5 МэВ/нуклон) на выходе первой группы и во второй группе резонаторов только дрейфует без ускорения при включенном для обеспечения поперечной фокусировки магнитном поле соленоидов.

Таблица 3.10 – Параметры нового сверхпроводящего ускорителяинжектора для ускорительного комплекса «Нуклотрон» - NICA ОИЯИ

| | Ι | Іротонн | Ы | Ион | ерия | |
|--|----------|---------|-------|---------|-------|-------|
| № группы резонаторов | 0^* | 1 | 2 | 0^{*} | 1 | 2 |
| Геометрическая скорость, β_G | 0,12 0,2 | | 0,21 | 0,12 | | 0,21 |
| Частота ВЧ поля, F, МГц | 16 | 162 324 | | 162 | | 324 |
| Времяпролетный фактор, Т, % | 24,0 | | 24,0 | 24,0 | | 24,0 |
| Число зазоров, N _{gap} | | 2 | 2x2** | | 2x2** | |
| Длина резонатора, <i>L_{res}</i> , м | 0,2 | 222 | 0,39 | 0,2 | 0,39 | |
| Длина соленоида, <i>L</i> _{sol} , м | 0,2 | | 0,2 | 0,2 | | 0,2 |
| Зазор между резонатором и соленоидом, <i>L_{gap}</i> , м | 0,1 | | 0,1 | 0,1 | | 0,1 |
| Длина периода, <i>L_{per}</i> , м | 0,6 | 522 | 0,79 | 0,622 | | 0,79 |
| Число периодов, N _{per} | 3 | 8 | 8 | 3 | 8 | 8 |
| Длина секции, <i>L</i> , м | 1,87 | 4,98 | 6,32 | 1,87 | 4,98 | 6,32 |
| Амплитуда ускоряющего поля, <i>E_{acc}</i> , MB/м | 4,50 | 5,86 | 6,4 | 4,50 | 5,86 | 6,4 |
| Напряжение на резонатор, U_{res} , MB | 1,0 | 1,3 | 1,25 | 1,0 | 1,3 | 1,25 |
| Фаза влета в первый резонатор, Ф, град | -20 | -20 | -20 | -20 | -20 | -90 |
| Поле соленоида, <i>B</i> _{sol} , Тл | 1,35 | 1,3 | 1,9 | 1,8 | 2,0 | 1,0 |
| Энергия инжекции, <i>W_{in}</i> , МэВ | 2,5 | 4,9 | 13,47 | 2,5 | 3,65 | 8,3 |
| Скорость инжекции, β _{in} | 0,073 | 0,102 | 0,168 | 0,073 | 0,088 | 0,133 |
| Энергия на выходе секции, <i>W_{out}</i> , МэВ | 4,9 | 13,47 | 31,0 | 3,65 | 8,3 | 8,3 |
| Скорость на выходе секции, β_{out} | 0,102 | 0,168 | 0,251 | 0,088 | 0,133 | 0,133 |
| Коэффициент токопрохождения, <i>K</i> _T , % | 100 | 100 | 100 | 100 | 100 | 100 |

^{*} 0^я группа состоит из нормально проводящих резонаторов, конструкция и размеры которых полностью эквивалентны СП QWR первой группы,

* два двухзазорных резонатора и один соленоид на период.



Рисунок 3.22 – Величина скольжения по фазе *T* в зависимости от приведенной скорости β_G



Рисунок 3.23 – Фазовые портреты пучков протонов (слева) и ионов дейтерия на входе ускорителя и после нулевой, первой и второй групп резонаторов, пучок ионов дейтерия дрейфует без ускорения во второй

группе

3.5 Возможность нейтрализации влияния объемного заряда в ускорителях протонов и ионов

Хорошо известно, что объемный заряд является основным фактором, ограничивающим интенсивность пучка в линейных ускорителях ионов на низкие энергии. Можно утверждать, что в настоящее время в структурах с ПОКФ достигнуты значения тока пучка, близкие к теоретическим предельным значениям (см., например, [395]). Но для некоторых задач, например для систем нейтральной инжекции в ТОКАМАКи и некоторых вариантов нейтронных генераторов, а также для прикладных ускорителей, придельный ток должен быть увеличен до 300-1000 мА. Это вызывает необходимость рассмотрения новых методов ускорения и фокусировки, которые могут быть использованы для таких систем. Есть два пути увеличения интенсивности пучка: увеличить его поперечное сечение или использовать нейтрализацию объемного заряда. Первый способ требует увеличения сечения канала ускорителя, что невозможно, т.к. требуемые для сохранения темпа ускорения величины потенциала будут расти пропорционально квадрату апертуры канала, или необходимо создавать ускорители ленточных и трубчатых (полых) пучков.

Известны три основных подхода к нейтрализации влияния объемного заряда пучка:

- нейтрализация с использованием электронного облака [426, 427], плазменных линз [428] или ионизированного остаточного газа [161, 429 – 432];

- так называемый метод «сложения пучков» («funneling») [433-438];

- совместное ускорение положительных и отрицательных ионов [439-441].

Впервые технология сложения пучков была использована в Лос-Аламосской Национальной Лаборатории (LANL, USA) в ускорительном комплексе LAMPF [439 – 440]. Предварительно сгруппированные и

ускоренные до 200 МэВ пучки ионов H^+ и H^- инжектировались в последнюю часть ускорителя LAMPF (структуры Альвареца) и совместно ускорялись до 800 МэВ. В ускорителе Альвареца сгустки протонов и ионов H^- будут пространственно разделены, т.к. ускорение положительно и отрицательно заряженных частиц будет происходить при сдвинутых на π значениях синхронной фазы. Системы для группировки и ускорения ионов с последующим сложением токов были позднее предложены в LANL и Frankfurt University на основе ускорителей ПОКФ и ускорителей типа IH-DTL.

Для низких и средних энергий попытки рассмотрения совместного ускорения двух типов ионнов с разным знаком заряда в классических линейных ускорителях (например, таких как система с ПОКФ или ускорители Альвареца) предпринимались Эффект уже ранее. нейтрализации пространственного заряда пучков здесь возможен только на начальном участке группировки. В таких системах ускоряющая сила пропорциональна знаку заряда частицы и ионы с противоположным знаком заряда будут группироваться около различных фаз ускоряющей При дальнейшем волны. ускорении частиц сгустки ИОНОВ противоположных знаков (p, H⁻ или D⁺, D⁻) будут пространственно разделены в продольном направлении и компенсации сил кулоновского расталкивания здесь не происходит.

В линейных ондуляторных ускорителях, рассмотренных в разделах 1.1, 2.5 и 3.1, ускоряющая сила пропорциональна квадрату заряда частиц (см. формулы (1.41) и (1.60)) и, следовательно, не зависит от знака заряда [129] и можно ожидать, что эффект нейтрализации пространственного заряда имеет место на всей длине канала. В таком высокочастотном ускорителе противоположно заряженные ионы пространственно не разделены и совершают фазовое движение в одной и той же сепаратрисе. Следовательно, положительно и отрицательно заряженные ионы могут быть сгруппированы и ускорены в ЛОУ в одном сгустке.

Рассмотрим результаты численного моделирования динамики двухкомпонентного пучка в линейных ускорителях с ПОКФ и ускорителях с трубками дрейфа. Алгоритм численного моделирования динамики для многокомпонентного ионного пучка и решения уравнения Пуассона в этом случае рассмотрен в разделе 2.5. Исследование динамики положительно и отрицательно заряженных ионов при совместном ускорении в структуре с ПОКФ проводилось различными авторами. Было, например, показано, что в этом случае полный поток частиц будет меньше, чем в случае ускорения одного типа ионов, эмиттанс пучка на выходе снижается [319]. Полученный результат кажется очень странным и мог быть вызван некорректной моделью, использовавшейся при моделировании программой PARMTEQ. Это обусловлено тем, что в данной программе для учета влияния пространственного заряда пучка на динамику используется простейшая модель заряженного эллипсоида, не позволяющая учесть взаимодействие между сгустками. Алогичные результаты были получены и другими авторами, использовавшими программу PARMTEQ. В работе [320] было показано, что полный поток при совместном ускорении ионов O^+ и O^- может быть существенно увеличен по сравнению с ускорением ионов одного типа (примерно в 1,8 раза). Авторы объясняют такой результат тем, что ускоряющая сила в ПОКФ (и ускорителе Альвареца) пропорциональна заряду и положительно и отрицательно заряженные ионы будут группироваться и ускоряться в разных фазах поля. Два сгустка (для положительно и отрицательно заряженных ионов) пространственно разделены и будут слабо взаимодействовать между собой. Аналогичные результаты приводятся и в других работах [321, 322].

При использовании более точных программ для численного моделирования были получены качественно отличные результаты. Так, А.П. Дуркиным с соавторами (МРТИ РАН) с использованием разработанной ими программы LIDOS было показано [119], что коэффициент токопрохождения пучка при использовании нейтрализации

удается поднять примерно на 10 %, т.е. свести потери частиц практически к нулю. Однако оценка предельного тока пучка с учетом нейтрализации и без нее в работе отсутствует.

Качественная нестыковка результатов, полученных различными авторами, приводит к необходимости проведения моделирования с разработанной программы BEAMDULAC-2B использованием [195], которая позволяет с высокой точностью учитывать влияние объемного заряда на динамику. Сначала были проверены результаты, полученные Y. Ogury в работе [322]: Было показано, что для однокомпонентного пучка коэффициент токопрохождения ниже, чем получено при моделировании в программе PARMTEQ. Предельный ток пучка примерно равен 80 мА (см. рис. 3.24). Затем динамика двухкомпонентного пучка в этом линейном ускорителе была изучена с использованием программы BEAMDULAC-2B [442]. Было показано, что полный поток пучка может достигать 300 мА (см. рис. 3.24). Это значение не подтверждает результаты моделирования, которые были получены Y. Ogury с использованием модифицированной PARMTEQ. Таким образом, программы можно утверждать, что PARMTEQ, несмотря на его популярность у большого числа авторов, не позволяет корректно учитывать влияние объемного заряда пучка на динамику. Необходимо также обратить внимание, что в работе [322] было использовано очень низкое значение начального поперечного эмиттанса, не встречающееся на практике.

Итак, можно предположить, что различия в результатах вызваны некорректным учетом влияния кулоновского поля в программе PARMTEQ. Основные отличия можно увидеть в группирующей части ускорителя, в которой Н⁻ и р⁺ пучки будут пространственно перекрываться. Был изучен процесс группировки двухкомпонентного пучка в абстрактном линейном ускорителе с ПОКФ с длинным группирователем. Основные параметры этого ускорителя следующие: длина канала ускорителя 2 м, длина



Рисунок 3.24 – Коэффициент токопрохождения (а) и поперечный эмиттанс пучка на выходе ускорителя (б) в зависимости от начального тока пучка протонов и двухкомпонентного пучка. Моделирование проводилось с использованием BEAMDULAC-2B для ускорителя с ПОКФ с параметрами из работы [322]

динамического согласователя 0,1 М. длина группирователя 1.3 М. максимальная модуляция электродов 1,6, синхронная фаза уменьшается от $\pi/2$ до $\pi/6$, апертура канала на основном участке 0,7 см. Предельный ток пучка протонов для этого ускорителя равен 80 мА и увеличивается до 400 мА для двухкомпонентного пучка (см. рис. 3.25). Из рисунка 3.25 (б) также видно, что ограничение потока пучка определяется нелинейными эффектами в пучке: поперечный эмиттанс растет нелинейно, если поток пучка выше, чем некоторое предельное значение. Процесс группировки двухкомпонентного пучка в линейном ускорителе с ПОКФ с описанными выше параметрами показан на рисунке 3.26 для различных потоков пучка. Видно. что положительные И отрицательные ионы сильно взаимодействуют в группирующей части ускорителя и это взаимодействие растет с увеличением тока. Взаимодействие частично компенсирует влияние кулоновского поля и предельный поток пучка может быть в 4 – 5 раз больше, чем предельный ток протонов или пучка ионов H⁻. Но это взаимодействие также приводит к более интенсивному формированию ореола, если поток больше, чем некоторое предельное значение. Корректный учет величины начального поперечного эмтттанса (т.е. начальной фазовой плотности тока) также очень важен.





на выходе ускорителя (б) в зависимости от начального тока пучка протонов и двухкомпонентного пучка при начальном эмиттансе 2 мм·мрад

Кроме того, интерес представляет изучение динамики пучка в случае, когда начальные токи не одинаковы для протонов и Н⁻. Этот случай проиллюстрирован на рисунках 3.27 и 3.28. Коэффициент токопрохождения К, (а) и поперечный выходной эмиттанс Е (б) в зависимости от соотношения начального тока пучка ионов Н⁻ и протонов I^- / I^+ показаны на рисунке 3.27 для случая, когда ток протонного пучка фиксирован и составляет $I^+ = 100$ мА. Те же зависимости показаны на рисунке 3.28 для случая, когда начальный поток пучка фиксирован и равен $I^{+} = 100$ мА, а изменяется соотношение токов ионов H^{-} и протонов. Коэффициент токопрохождения для ионов H⁻, $I^+ + |I^-| = 150$ мA, в примерно двухкомпонентном пучке равен коэффициенту токопрохождения для пучка H⁻ с током $I = |I^+| - |I^-|$. $K_t^{(+)}$ для протонов увеличивается и $K_t^{(-)}$ для ионов H⁻ уменьшается, когда отношение $|I^{(-)}|/|I^{(+)}|$ увеличивается. Для пучка с меньшим током будет меньше





Рисунок 3.26 - Процесс группировки двухкомпонентного пучка: продольное и поперечное фазовые пространства вдоль канала транспортировки. Ток каждого типа частиц: *I* = 0 (слева), *I* = 100 мА (в середине), *I* = 250 мА (справа)



Рисунок 3.27 – Коэффициент токопрохождения (а) и поперечный выходной эмиттанс (б) в зависимости от соотношения исходных потоков пучка Н⁻ и протонов, *I*⁺ = 100 мА



Рисунок 3.28 – Коэффициент токопрохождения (а) и поперечный выходной эмиттанс (б) в зависимости от соотношения исходных потоков пучка в случае, когда начальный суммарный поток пучка фиксирован и $I^+ + / \Gamma / = 100 \text{ мA}$

Наконец, интерес представляет изучение динамики предварительно сгруппированного двухкомпонентного пучка в ПОКФ. Было показано, что сгустки Н⁻ и H⁺ взаимодействуют, но это взаимодействие мало по сравнению с наблюдаемым на участке группировки. Для сгруппированного пучка K_T в зависимости от начального тока пучка показан на рисунке 3.29. Было показано, что наблюдается продольное взаимодействие и фазовый размер сгустка будет меньше для больших токов. Этот эффект объясняет рост предельного значения тока, описанный

в работе [119]. На рисунке 3.30 показаны продольные и поперечные фазовые объемы пучка в процессе ускорения.



Рисунок 3.29 – Коэффициент токопрохождения (а) и поперечный выходной эмиттанс (б) в структуре с ПОКФ в зависимости от начального потока пучка в случае предварительно сгруппированного пучка



Рисунок 3.30 – Динамика сгруппированного двухкомпонентного пучка во второй секции с ПОКФ

Линейный ускоритель Альвареца является классической системой ДЛЯ ускорения ионного пучка в диапазоне энергий 0,5-1000 МэВ. Ускоритель Альвареца был первым линейным ускорителем, в котором протоны и ионы Н⁻ были успешно ускорены одновременно (LAMPF, LANL). Параметры ускорителя LAMPF DTL недоступны, но известно, что рабочий ток составляет около 100 мА для протонов. В двухпучковом режиме $I^+ = 100$ мА и $I^- \approx 80$ мА. Интересно проверить этот результат для других ускорителей Альвареца. В ИТЭФ и РФЯЦ ВНИИЭФ при участии МИФИ и МРТИ РАН разрабатывалась одна из версий первой секции ускорителя LINAC4 – нового инжектора для CERN LHC (в конечном варианте была выбрана, изготовлена и запущена секция, разработанная в CEA, Saclay, Франция). Параметры этого линейного ускорителя представлены в [443], входная и выходная энергия составляют 3 и 10 МэВ соответственно, рабочий ток 40 мА. Моделирование проводилось использованием специально разработанной версии С программы BEAMDULAC DTL-2B. Было показано, что пучки протонов и Н⁻ слабо взаимодействуют и влияние объемного заряда не компенсируется, но поперечный эмиттанс и огибающая пучка будет несколько меньше для двухпучкового режима (см. рис. 3.31).

Для проверки возможности совместного ускорения положительно и отрицательно заряженных ионов в линейных ондуляторных ускорителях было также проведено численное моделирование, результаты которого приведены в работах [288, 444 – 445]. Результаты численного моделирования динамики ионов дейтерия в ЛОУ-ВЧ и ЛОУ-Е кратко обобщены в разделе 3.1. Для изучения самосогласованной динамики потока ионов дейтерия D⁺ и D⁻ была использована версия программы BEAMDULAC-2B. Исследование проводилось для проверки реализации условий нейтрализации пространственного заряда при группировке двух типов ионов с противоположным знаком заряда в пределах одной сепаратрисы и для определения предельного потока ионов в



Рисунок 3.31 – Коэффициент токопрохождения (а), поперечный выходной эмиттанс (б) и размер огибающей пучка (в) в первой секции ускорителя Альвареца (LINAC4 для CERN SPL) в зависимости от начального потока в случае предварительно сгруппированного пучка

нейтрализованном пучке. Рассмотрим результаты моделирования ускоряющем двухкомпонентного пучка В резонаторе С теми же которые были выбраны ранее для ускорения пучка параметрами, отрицательных ионов дейтерия [287, 444]. На рисунке 3.32 показаны характеристики такого пучка на входе и выходе ускорителя: начальный и конечный нормализованные эмиттансы на плоскости (y, β_y) (a), быстрые осцилляции фаз центра масс для двух типов ионов (б), спектр пучка на выходе ускорителя (в). Несмотря на то, что быстрые колебания центра положительных И отрицательных ИОНОВ происходят масс для В противофазе, ионы с разными знаками заряда оказываются в одной сепаратрисе. Параметры частиц пучка на выходе канала показаны синим и сплошной линией для ионов D^+ и голубым и пунктирной линией для D^- . Рисунок 3.32 (г) иллюстрирует процесс группировки пучка, показаны

фазовые портреты для ионов в различных сечениях канала ускорителя и видно, что ионы с различным знаком заряда ускоряются совместно в одном сгустке.



Рисунок 3.32 – Начальный и конечный нормализованные эмиттансы в плоскости и (*y*,β_{*y*}) (a), быстрые осцилляции фаз центра масс для двух типов ионов (б), спектр пучка на выходе ускорителя (в) и процесс группировки пучка (г) для ЛОУ-ВЧ

Численное моделирование также показало, что полный поток нейтрализованного пучка может быть очень велик (см. рис. 3.33а). Коэффициент токопрохождения не уменьшается с увеличением тока каждого из пучков, если интенсивности пучков ионов D⁺ и D⁻ равны, $|I^{(+)}| = |I^{(-)}|$, т.е. наблюдается полная компенсация пространственного заряда. Однако нелинейные кулоновские эффекты приводят к росту поперечного

эмиттанса пучка и потерям частиц в случае, когда ток для каждого типа ионов превышает 4 А (см. рис. 3.33б). Интересно также изучить динамику двухкомпонентного пучка в случае не полной компенсации, когда $|I^{(+)}| \neq |I^{(-)}|$. Коэффициент токопрохождения для ионов D⁺, $K_t^{(+)}$, больше, если $|I^{(+)}| < |I^{(-)}|$ (см. рис. 3.34, рисунок построен при $|I^{(+)}|=0,3$ и 0,5 A). В двухкомпонентном пучке коэффициент токопрохождения для ионов D⁻, $K_{t}^{(-)}$, приблизительно равен коэффициенту токопрохождения для $I = |I^{(-)}| - |I^{(+)}|.$ током Коэффициент однокомпонентного пучка с токопрохождения растет для ионов D^+ и снижается для ионов D^- с ростом отношения $|I^{(-)}| / |I^{(+)}|$ и $K_t^{(+)} = K_t^{(-)}$, если $|I^{(+)}| \approx |I^{(-)}|$. Этот интересный эффект наблюдается только при условии, что токи для обоих типов ионов не слишком велики. Необходимо отметить, что для типа ионов, для которого интенсивность меньше, поперечный эмиттанс на выходе будет также меньше. Аналогичные результаты были получены и для ЛОУ с электростатическим ондулятором (см. рис. 3.35). Следует отметит, что предельный поток в этом типе ЛОУ может составлять 10 А и более, что в настоящий момент технически не достижимо, т.к. отсутствуют источники ионов и высокочастотные генераторы с необходимыми параметрами.



Рисунок 3.33 – Коэффициент токопрохождения (а) и поперечный выходной эмиттанс (б) в зависимости от начального потока в линейном оддуляторном ускорителе с высокочастотным ондулятором



Рисунок 3.34 – Коэффициент токопрохождения в зависимости от соотношения исходных потоков пучка, I^+ =300 мA (а) и I^+ =500 мA (б)

3.6 Использование электростатических ондуляторов в каналах транспортировки низкоэнергетических ленточных ионных пучков

Проблема транспортировки пучков тяжелых и кластерных ионов при низких и сверхнизких энергиях ($\beta \approx 10^{-4} - 10^{-3}$), особенно при высоких токах пучка, очевидна. Эта проблема наиболее существенна для промышленных установок, например _ для ионных имплантеров. Современные полупроводниковые приборы требуют формирования всё более мелких элементов, и, следовательно, меньшей энергии имплантируемых ионов. При этом необходимо сохранять высокую плотность тока ионного пучка при всё более низкой энергии, что является явно противоречащими друг другу задачами, так как плотность тока нерелятивистского пучка, как известно, пропорциональна $U^{3/2}$, где U – ускоряющее напряжение. Одним из возможных решений является генерация ионов кластерных молекул различных элементов, например бора, с последующим формированием и транспортировкой пучка. Полная энергия ионизированной кластерной молекулы, содержащей N атомов рабочего элемента и какое-то количество атомов водорода, будет примерно в N раз больше, чем для отдельного Отдельные атомы однозарядном атома. В кластере, ускоренные напряжением U, обладают энергией ZeU/N.



Рисунок 3.35 – Начальный и конечный нормализованные эмиттансы в плоскости (*y*, β_{*y*}) (a), быстрые осцилляции фаз центра масс для двух типов ионов (б) и спектр пучка на выходе ускорителя (в), процесс группировки пучка (г) для ЛОУ-Е, коэффициент токопрохождения (д) и поперечный выходной эмиттанс (е) в зависимости от начального потока пучка

Также и уровень дозы имплантированных ионов должен в N раз превысить число ионов. Например, для легирования ионами бора часто используется BF₃, так как 10 кэВ имплантируемый ион BF₃ эквивалентен 2 кэВ атомарному бору и ток пучка при том же напряжении экстракции будет в пять раз выше. Еще более наглядным примером такого эффекта является декаборан B₁₀H₁₄. Атомы бора в пучке однозарядных молекул декаборана имеют энергию, приблизительно равную 1/11 энергии молекулы, а доза будет в 10 раз выше, чем число ионов на мишени.

В 2005-10 годах коллективом сотрудников ГНЦ РФ ИТЭФ НИЦ «Курчатовский институт», Института сильноточной электроники РАН, Брукхевенской национальной лаборатории (США) и НИЯУ МИФИ была разработана серия источников ионов, в том числе кластерных, для ионных имплантеров нового поколения [323, 446 – 460]. Разрабатывались источники ленточных пучков, при применении которых без повышения плотности тока за счет большой площади сечения пучка можно поднять полный ток. В ходе работ были получены пучки ионов атомарных бора и фосфора с током на мишени до 10 мА, а позднее – однозарядных ионов декаборана, октодекаборана $B_{18}H_{22}$ и карборана $C_2B_{10}H_{12}$, имеющего наибольшую энергию связи и более устойчивого в процессе нагрева и ионизации. Большую сложность в ходе работ представляли формирование и транспортировка пучка, так как энергия пучка составляла всего 0,06 – 1,00 кэВ/нуклон. Для транспортировки пучков ионов, в том числе ленточных, при таких энергиях в МИФИ было предложено использовать периодическую систему электростатических линз со щелевым каналом плоский электростатический ондулятор, были изучены конструкционные системы особенности такой транспортировки И промоделирована динамика пучка [324, 461 – 468]. В качестве источника был использован ионный источник типа Бернас (см. рис. 3.36а), конструкция системы в целом (рис. 3.36б) включала в себя также магнит источника и системы формирования и транспортировки пучка.



Рисунок 3.36 – Источник ионов типа Бернас, разработанный в ИТЭФ (а) и общая схема источника с системами формирования и транспортировки пучка (б): 1 - схематическое изображение магнита источника ионов, 2 – катод и антикатод, 3 – плазма, 4 – система экстракции, 5 – электростатический дефлектор, 6 – анод, 7 – система транспортировки (электростатический ондулятор) (б)

Изначально целью работы была оценка возможности создания транспортировки низкоэнергетического ионного системы пучка на расстояние порядка 1 м. Первоначально исследование проводилось для ленточных пучков ионов фосфора $_{30}^{+1}P$ и бора $_{10}^{+1}B$ с энергией ионов от 3 до 10 кэВ при токе пучка до 10 мА. Особенностью транспортируемых частиц является крайне низкая скорость при высоком токе пучка ($\beta \approx 10^{-4} - 10^{-3}$). Для транспортировки было предложено использовать систему с плоским электростатическим ондулятором (см. рис. 3.37). Выбор напряженности электростатического поля E_0 и периода поля D, необходимых для устойчивой транспортировки пучка, проводился аналитически с помощью эффективной потенциальной функции, найденной с учетом собственного поля пучка (пучок представлялся в виде равномерно заряженного эллипсоида). Рассчитанные параметры системы, полученные с помощью

этой модели, представлены также в таблице 3.11. Было показано, что ток пучка, равный 10 мА близок к предельной величине для данной системы. Кроме аналитического исследования динамики пучка было проведено также численное моделирование. Параметры каналов транспортировки были определены для различных ионов: атомарных бора, фосфора и мышьяка, а позднее – для кластерных ионов декаборана, октодекаборана, карборана. Моделирование динамики для таких пучков проводилось с помощью специальной версии программы BEAMDULAC-Tr. Результаты численного моделирования приведены в таблице 3.11. В качестве примера рисунке 3.38 показаны параметры пучка кластерных на ИОНОВ октодекаборана (B₁₈H₂₂)⁺ при энергии 4 кэВ: сечение пучка на входе в канал (синим) и на выходе (красным) (а); поперечный эмиттанс пучка в плоскостях (x,β_x) (b) и (y,β_y) (c); распределения частиц по поперечным координатам x (d) и y (e) и скоростям β_x (g) и β_y (h). В таблице 3.11 приведены результаты исследования процесса транспортировки для нескольких типов ионов при различных энергиях пучка, ток пучка во всех случаях был взят равным 1 мА. Из таблицы видно, что транспортировка пучков кластерных ионов карборана, декаборана, октодекаборана может производиться практически без потерь частиц в ондуляторе с периодом поля 40 мм, при этом длина электрода равна длине промежутка (по 10 мм). Видно, что предложенная система позволяет транспортировать пучки при скоростях ~10⁻⁴с без потерь при сохранении высокого качества. Для транспортировки требуется относительно небольшая величина потенциала на электродах, которая зависит, в основном, от двух параметров: энергии и тока ионного пучка, зависимость от атомного веса ионов значительно слабее.

В разделе 2.6 была рассмотрена методика, которая использовалась для изучения влияния конструкционных погрешностей на динамику пучка, в том числе – для каналов транспортировки. Рассмотрим влияние



полей в канале (б-в)



Рисунок 3.38 – Результаты численного моделирования динамики пучка кластерных ионов октодекаборана (B₁₈H₂₂)⁺ в канале транспортировки, энергия 4 кэВ

| Тип иона | Бор В ⁺ ₁₀ | | | Фосфор P_{30}^+ | | | Мышьяк As ₃₃ | | | |
|---------------------------------|---|-----------|----------------|-------------------|----------|----------|-------------------------|---------------|----------|----------|
| Заряд и атомная масса иона | 1 / 10 | | | 1 / 30 | | | 1 / 33 | | | |
| Ток пучка, мА | 1,0 | | | 1,0 | | | 1,0 | | | |
| Длина системы, м | 1,02 | | | 1,02 | | | 1,0 | | | |
| Энергия инжекции, кэВ | 4 | 6 | 10 | 4 | 6 | 10 | 6 | 10 | 15 | 20 |
| Скорость инжекции, β_{in} | 9,2.10-4 | 11,3.10-4 | $14,6.10^{-4}$ | 5,3.10-4 | 6,5.10-4 | 8,4.10-4 | $2,1\cdot 10^{-4}$ | $2,7.10^{-4}$ | 3,3.10-4 | 3,8.10-4 |
| Напряженность поля, кВ/см | 2,5 | 3,5 | 4,5 | 3,0 | 4,0 | 5,0 | 5 | 13 | 15 | 18 |
| Потенциал на электродах, кВ | ±2,3 | ±3,2 | ±4,1 | ±2,7 | ±3,5 | ±4,6 | ±6,5 | ±12 | ±13 | ±17 |
| Период поля, см | 4 | 4 | 4 | 4 | 4 | 4 | 8 | 6 | 6 | 6 |
| Размер апертуры канала, см | 6,0×1,4 | 6,0×1,4 | 6,0×1,4 | 6,0×1,4 | 6,0×1,4 | 6,0×1,4 | 6,0×2,0 | 6,0×1,4 | 6,0×1,4 | 6,0×1,4 |
| Коэффициент токопрохождения, % | 100 | 99,1 | 99,0 | 100 | 100 | 100 | 73,4 | 98,6 | 95,8 | 97,1 |

Таблица 3.11 – Результаты численного моделирования динамики пучков различных ионов в канале транспортировки

| Тип иона | Карборан (B ₁₀ C ₂ H ₁₂) ⁺ | | | Декаборан $(B_{10}H_{14})^{+}$ | | | Октодекаборан $(B_{18}H_{22})^{+}$ | | |
|---------------------------------|--|----------|---------------------|--------------------------------|---------------|----------|---|---------------------|---------------------|
| Заряд и атомная масса иона | 1 / 136 | | | 1 / 122 | | | 1 / 210 | | |
| Ток пучка, мА | 1,0 | | | 1,0 | | | 1,0 | | |
| Длина системы, м | 1,02 | | | | 1,02 | | 1,02 | | |
| Энергия инжекции, кэВ | 4 | 6 | 10 | 4 | 9 | 20 | 4 | 10 | 20 |
| Скорость инжекции, β_{in} | $2,5 \cdot 10^{-4}$ | 3,1.10-4 | $4.0 \cdot 10^{-4}$ | $2,64 \cdot 10^{-4}$ | $4,0.10^{-4}$ | 5,9.10-4 | $2,0.10^{-4}$ | $3,2 \cdot 10^{-4}$ | $4,5 \cdot 10^{-4}$ |
| Напряженность поля, кВ/см | 3,5 | 5 | 6 | 3 | 6 | 8 | 3,0 | 7,0 | 9,5 |
| Потенциал на электродах, кВ | ±3,2 | ±4,5 | ±5.4 | ±2,7 | ±5,4 | ±7,3 | ±2,7 | ±6,4 | ±8,7 |
| Период поля, см | 4 | 4 | 4 | 4 | 4 | 4 | 4 | 4 | 4 |
| Размер апертуры канала, см | 6,0×1,4 | 6,0×1,4 | 6,0×1,4 | 6,0×1,4 | 6,0×1,4 | 6,0×1,4 | 6,0×1,4 | 6,0×1,4 | 6,0×1,4 |
| Коэффициент токопрохождения, % | 99,9 | 100 | 100 | 98,9 | 99,9 | 100 | 98,0 | 100 | 99,9 |

основных погрешностей изготовления и установки электродов электростатического ондулятора на распределение поля в канале. Для всех основных возможных погрешностей изготовления и установки электродов были проведены расчеты распределения поля. В ходе исследования было показано, что величины коэффициентов разложения зависят от смещения электродов вдоль осей x, y и, наиболее существенно, z. При смещении электродов появляется дополнительная продольная составляющая поля, которая соответствует коэффициенту a_0 разложения в ряд Фурье

$$E(z) = a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} c_n \cos\left(\left(\frac{2\pi}{D}n + \frac{\pi}{D}\right)z\right) + \sum_{n=1}^{\infty} s_n \sin\left(\left(\frac{2\pi}{D}n + \frac{\pi}{D}\right)z\right),$$
(3.7)

где a_0 , c_n и s_n – коэффициенты разложения Фурье. Все коэффициенты здесь нормированы на величину коэффициента s_1 . Формула (3.7) записана без учета поперечного распределения поля. При больших смещениях существенную роль начинают играть высокие гармоники синусной (несимметричной) части разложения Фурье и существенно меняется коэффициент при первом косинусном члене ряда. Особенно это заметно при смещении электродов по оси *z*. Углы вращения электродов оказывают достаточно слабое влияние на распределение поля.

Рассмотрим теперь поперечное распределение поля, для продольного электростатического ондулятора оно имеет вид:

$$E_{z}(x, y) = E_{z0}ch(h_{x}x)ch(h_{y}y),$$

$$E_{x}(x, y) = E_{x0}sh(h_{x}x)ch(h_{y}y),$$

$$E_{y}(x, y) = E_{y0}ch(h_{x}x)sh(h_{y}y),$$

(3.8)

где h_x и h_y – поперечные волновые числа. На рисунке 3.39 красным показаны «идеальные» зависимости $E_x(x)$ и $E_y(y)$, рассчитанные по формуле (3.8),И зависимости, найденные при моделировании распределения электростатического поля С помощью программы EM-Studio (синие кривые). Видно, что вблизи оси расчетные зависимости достаточно хорошо совпадают с теоретическими, но компонента поля $E_x(x)$ вблизи электрода поле сильно отличается от теоретической. Однако при транспортировке ионного пучка это обстоятельство не будет играть большой роли, так как пучок в направлении x движется медленно и не заполняет весь канал.



Рисунок 3.39 – Зависимость поперечных компонент электростатического поля от поперечных координат: идеальные зависимости, рассчитанные по формуле (3.8) (красные кривые), и зависимости, найденные при моделировании с помощью программы EM-Studio (синие кривые)

Численное моделирование динамики пучка с учетом влияния погрешностей установки электродов проводились для короткого участка канала транспортировки длиной 8 см, что соответствует четырем периодам ондулятора, и без учета влияния собственного поля пучка. На рисунке 3.40 показаны некоторые результаты численного моделирования: поперечный эмиттанс в плоскости (x, β_x) (а, в, д) и поперечное сечение пучка (б, г, е). Рисунки (а) и (б) соответствуют идеальному каналу, (в) и (г) каналу, в котором все электроды выставлены с одинаковой ошибкой, (д) и (е) каналу, где ошибка установки каждого электрода является случайной, но величина отклонения не превышает заданного значения. Рисунок построен для максимального смещения электродов $\Delta z=1$ мм. Видно, что при одинаковых ошибках в установке электродов параметры пучка на выходе существенно не меняются: хотя угол поворота фазового эллипса, описывающего эмиттанс пучка, немного изменяется, его площадь остается постоянной. В случае, когда ошибка установки электродов является случайной, результаты отличаются. Эмиттанс существенно искажается, поперечного сечения значительно увеличивается. плошаль В ходе исследования было проведено моделирование динамики в неидеальном канале транспортировки для различных величин смещения электрода по одной из осей и углов повороты вокруг осей. Точность установки должна составлять для Δz – не хуже 200 мкм, для Δx – не хуже 300 мкм, для Δy – не хуже 200-250 мкм, для углов поворота α , β , γ – порядка 0,5°. Полученные требования к допускам существенно ниже, чем для традиционных Из приведенных результатов ускоряющих систем. численного моделирования также можно сделать важный вывод: систематическая ошибка в расстановке электродов оказывает значительно меньшее влияние на динамику пучка, чем случайная.



Рисунок 3.40 – Поперечный эмиттанс в плоскости (*x*,β_{*x*}) (а, в, д) и сечение пучка (б, г, е) при смещении электродов Δ*z*=1 мм

4 Исследование динамики пучков в линейных ускорителях электронов

4.1 Динамика в ЛУЭ-200 ОИЯИ: проверка возможностей программы BEAMDULAC-BL и возможность улучшения параметров ускорителя

Ускоритель ЛУЭ-200 ОИЯИ является составной частью комплекса «ИРЕН» (Источник РЕзонансных Нейтронов) Объединенного института ядерных исследований. Ускоритель [469 – 471] является действующим, в стартовой конфигурации с одной регулярной ускоряющей секцией он был запущен в 2009г. и проработал на эксперимент более пяти лет. ЛУЭ-200 состоит из источника электронов на основе диодной электронной пушки, системы формирования и диагностики пучка при малых энергиях, четырехячеечного группирователя, работающего на стоячей волне, и двух основных ускоряющих секций с круглым диафрагмированным волноводом (КДВ) SLAC-типа на бегущей волне длиной около 3 м (85 ускоряющих ячеек), работающих на виде колебаний 2π/3 [469 – 471]. Питание осуществляется от мощного импульсного клистрона с использованием компрессии в системе типа SLED с коэффициентом усиления по мощности около 4,0. Изначально предполагалось, что для питания ускорителя будет использован клистрон SLAC 5045 мощностью до 65 МВт, однако до 2018г. менее мощный клистрон Thales TH 2129, который использовался обеспечивает после SLED около 80 МВт. Это теоретически, согласно [469], позволяет рассчитывать на выходную энергию пучка около 60 МэВ (без учета влияния нагрузки током) вместо расчетной ~110 МэВ при использовании клистрона SLAC 5045. Рабочий импульсный ток в ЛУЭ-200 составляет 1-2 А. Питание группирователя осуществляется через 17 дБ ответвитель, через который подводится около 1 МВт мощности. Группирователь является оригинальной разработкой ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН [472], состоит из четырех ячеек, изготовленных из

нержавеющей стали, работает на стоячей волне и, как утверждается в [472], на виде колебаний 4π/3.

В физическом обосновании проекта ускорителя ЛУЭ-200 [469] авторы проекта допускали определённую "подгрузку" ускоряющего СВЧ поля ускоряющей структуры пространственным зарядом пучка. На рисунке 4.1 (а) представлена проектная зависимость средней энергии электронов U и энергетического разброса $\delta U/U$ на выходе ускорителя, а также эффективности передачи средней мощности клистрона в пучок η от тока пучка I. Подстановка в расчётные величины эквивалентного напряжения $U_{rf} = \sqrt{P_0 R_{sh} L}$ и оптимального тока пучка $I_{rf} = \sqrt{P_0 / R_{sh} L}$ при проектных для ЛУЭ-200 значениях СВЧ мощности, переданной от клистрона в структуру, P_0 , шунтового сопротивления ускоряющей структуры R_{sh} =53 МОм/м, длины секции L=3 м дает для ускорителя величину оптимального значения тока 1,5 А.

При реализации проекта в процессе наладки и эксплуатации были произведены измерения энергии, энергетических спектров пучка электронов (рис. 4.2в, 4.2г) и «нагрузочной характеристики» ускоряющей секции (рис. 4.2б) при ускорении пучков с разными токами [470, 471]. Видно, что с увеличением тока пучка средняя энергия электронов снижается, а энергетический спектр пучка становится шире. Кроме того, коэффициент токопрохождения для канала, состоящего из группирователя секции, увеличивается с увеличением СВЧ мощности, И первой закачиваемой в структуру, но ни при каких условиях не превышает 50 %. В ходе экспериментального использования ЛУЭ-200 в составе комплекса «ИРЕН» рабочие параметры оказались далеки от расчетных. При токе около 1 А максимально вероятная энергия частиц пучка составляет около 32 МэВ, а при увеличении тока до 2,2 А – менее 30 МэВ. Это не позволяет эффективностью генерировать фотонейтроны и достаточной С не позволяло установке в целом выйти на рабочие параметры.



Рисунок 4.1 – Зависимости (а) средней энергии электронов (1), энергетического разброса (2) на выходе ЛУЭ-200 и эффективности передачи средней мощности клистрона в пучок (3) от тока пучка [469 – 471]; «нагрузочная характеристика» ускоряющей структуры (б) при разных токах пучка; типичные спектры энергий пучка электронов при токе пучка 1,0 (в) и 2,2 (г) А

Для определения возможностей дальнейшего развития ускорителя, повышения мощности пучка было снижения потерь и проведено моделирование динамики пучка электронов. Были исследованы параметры пучка (максимальная энергия, спектр и т.д.) и определены оптимальные условия группировки и перезахвата пучка после группирователя в основную секцию. Моделирование проводилось С использованием **BEAMDULAC-BL** [202]. Данное исследование программы также позволило ещё раз дополнительно протестировать программу и конкретно модуль учета нагрузки током и сравнить результаты моделирования и экспериментальные данные, полученные на действующем ускорителе. Для

предварительной оценки параметров пучка исследование проводилось при отключенных блоках расчета собственного кулоновского поля и нагрузки током, а затем с их учетом. Исходные данные, такие как геометрия ячеек группирователя и основной секции, форма распределения поля и т.д. были взяты из [470, 471], а также из предоставленных отчетов ОИЯИ, конструкторской документации и т.д.:

1. Основная ускоряющая секция состоит из 85 ячеек, работает на бегущей волне, вид колебаний $\mu=2\pi/3$. Связь по магнитному полю осуществляется по оси структуры, что приводит к очень низкой групповой скорости (~0,02*c*) и, как следствие, большому времени заполнения структуры СВЧ мощностью.

2. Для группировки пучка используется четырёхячеечный резонатор с постоянной фазовой скоростью $\beta_{\phi}=0,7$. Рабочим видом колебаний в группирователе, согласно [472] является $\mu=4\pi/3$, соответственно, длина ячейки равна $D=\mu\beta_{\phi}\lambda/2\pi=2\beta_{\phi}\lambda/3$, что и реализовано.

3. Из предоставленных данных были взяты следующие параметры баланса мощности в структуре: мощность, выдаваемая клистроном, 18 МВт, на группирователь отводится 0,95 МВт. При таких параметрах максимальная амплитуда в группирователе составит 190 кВ/см, в регулярной секции 360 кВ/см.

Вид колебаний $4\pi/3$, который, как утверждается в [472], является рабочим для группирователя, не может быть возбужден менее, чем на шести ячейках. Анализ литературы, на которую ссылаются разработчики группирователя из ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, показывает, что исходной ссылкой, на основе которой был спроектирован группирователь, может являться статья или патент В.М. Пироженко, на которые тот ссылается в работе [472]. В свою очередь, В.М. Пироженко ссылается на статьи [474, 475] сотрудников Universite Paris-Sud и лаборатории Orsay P. Girault, D. Tronc и G. Bienvenu в которых обсуждаются подобные структуры, но работающие уже на видах колебаний $3\pi/4$ и $4\pi/5$. В отличие

от вида колебаний $4\pi/3$, вид $2\pi/3$ может быть возбужден на 3х ячейках, а $3\pi/4$ на четырех. Распределение амплитуды поля на оси структуры, приведенное в работах [470, 471] не соответствует виду колебаний $4\pi/3$ (рис. 4.2а). Для анализа распределения полей в структуре по чертежу группирователя была построена его электродинамическая модель в пакете CST Studio Suite. Результаты моделирования приведены на рисунке 4.2 (б). Полученное распределение поля соответствует виду колебаний $\mu=3\pi/4$.



Рисунок 4.2 – Распределение электрического поля на оси группирователя ЛУЭ-200: распределение из [471] (слева) и расчет, выполненный для анализа динамики пучка

Необходимо также отметить, что в [472] нет данных о конструкции ввода мощности в группирователь. Для эффективного ввода мощности в группирователь при рабочем токе 1-2 А необходимо иметь коэффициент связи во вводе около 4, при котором в режиме без пучка должно наблюдаться полное отражение Однако, почти мощности. экспериментальные данные, полученные при работе ЛУЭ-200, говорят о том, что при нулевом токе мощность входит в структуру. Это позволяет утверждать, что ввод недостаточно пересвязан и в рабочем режиме мощность не будет полностью входить в группирователь, что приведет к падению коэффициента захвата в режим ускорения и ухудшению группировки.

Исходя из расчетов распределения поля в группирователе и основной секции были определены параметры структуры, использовавшиеся для моделирования динамики с помощью программы BEAMDULAC-BL. Основная секция является классической секцией с КДВ SLAC-типа на бегущей волне и виде колебаний $2\pi/3$. На рисунке 4.3 показаны параметры пучка после группирователя при токе в сгустке 0, 1,5 и 4,5 А. Показаны (сверху вниз): фазовый портрет пучка на выходе группирователя, сечение пучка на входе группирователя (красным) и основной секции (синим), фазовый и энергетический спектры пучка на выходе группирователя и основной секции, огибающая пучка В группирователе, зависимость энергии и фазовой скорости пучка в группирователе от продольной координаты, распределение амплитуды поля в ячейках. Видно, что при ненулевом токе пучка фазовый размер пучка на выходе близок к π , что не позволяет обеспечить эффективный перезахват пучка основной секцией. Энергетический разброс в пучке составляет до 50 %, что также не способствует улучшению захвата и уменьшению энергетического спектра пучка на выходе основной секции. Фактически, из-за отсутствия в группирователе синхронизма с пучком, он работает в режиме гармонического банчера с достаточно коротким дрейфа. пространством Положительным моментом В работе группирователя может считаться то, что в нем средняя энергия сгустка увеличивается до 0,9 МэВ, что несколько улучшает захват в основную секцию. Коэффициент токопрохождения в группирователе слабо зависит от тока и составляет около 90 %. Другим положительным моментом является то, что из-за небольшой длины группирователя нагрузка током не оказывает существенного влияния на поле в структуре.

При исследовании динамики сгустки, полученные в результате моделирования в группирователе, использовались для инжекции в основную секцию. Было промоделировано несколько вариантов с различными значениями максимальной напряженности ВЧ поля на оси



Рисунок 4.3 – Результаты моделирования динамики пучка в группирователе ЛУЭ-200

структуры без учета нагрузки током. Наиболее интересными представляются случаи, когда амплитуда равна 200 (энергия на выходе ~30 МэВ), 360 кВ/см (~50 МэВ на выходе, примерно равно полученному в ОИЯИ экспериментальному значению) и 600 кВ/см (90 МэВ, соответствует энергии на выходе первой секции инжектора ВЭПП-5, [470]). В первом

случае коэффициент прохождения с учетом обеих секций составляет 64 %, максимум энергетического спектра приходится на 32-33 МэВ, ширина энергетического спектра по основанию пика ± 10 %. Во втором случае коэффициент прохождения 50 %, максимум энергетического спектра — 55 МэВ, ширина спектра по основанию ± 10 %. Для поля 600 кВ/см максимум соответствует примерно 88-90 МэВ, остальные результаты аналогичны. Отметим, что при максимальной напряженности 600 кВ/см спектр пучка практически точно повторяет спектр, полученный экспериментально в ИЯФ СО РАН на новом инжекторе для ВЭПП-5 [470].

Далее для нескольких вариантов смещения фазы СВЧ поля между группирователем и регулярной секцией было проведено моделирование динамики пучка в основной секции при различных начальных значениях тока. Расчет проводился с учетом результатов моделирования В группирователе, максимальное поле на оси ячеек регулярной секции 360 кВ/см. Целью было определение тока в сгустках, при котором поле в ячейках существенно снижается из-за нагрузки током. Фактически, такой расчет соответствует режиму ускорения на запасенной энергии, что является не совсем корректным, так как больший ток в сгустке не позволяет корректно симулировать многосгустковый режим из-за влияния «head-tail» эффектов и падения коэффициента токопрохождения. Тем не менее, некоторые качественные тенденции удалось проследить. С ростом тока быстро падает коэффициент токопрохождения, снижается средняя энергия частиц в сгустке на выходе основной секции и ухудшается спектр пучка. Сдвиг фазы СВЧ поля между секциями существенно влияет на коэффициент токопрохождения, среднюю энергию на выходе и спектр. Оптимальные выходные параметры не для любых значений тока инжекции соответствуют нулевому сдвигу фаз. За счет нагрузки током рост средней энергии сгустка перестает быть линейным. При больших токах пучка поле в ячейках снижается на 5-6 %, что должно приводить к примерно такому же снижению энергии на выходе. Однако энергия снижается более
значительно, что можно объяснить изменением не только амплитуды, но и фазы поля в ячейках, что ухудшает синхронизм в системе «сгусток-волна».

Более аккуратно эти эффекты можно проанализировать, если промоделировать динамику для большого числа сгустков, следующих друг за другом с учетом подкачки мощности в волноводную секцию. Моделирование было проведено в предположении полного согласования группирователя, нагруженного пучком, с волноводным трактом. Для оценки влияния нагрузки током на конечные параметры необходимо сделать оценку количества сгустков, взаимодействующих при ускорении с каждым из периодов СВЧ поля. Считая скорость частиц близкой к скорости света, а групповую скорость волны в секции равной 0,02c, можно сделать простую оценку: время заполнения структуры СВЧ мощностью составляет примерно 460 нс, время пролета одного сгустка – примерно 10 нс. Таким образом, за время прохождения периода СВЧ поля по структуре с этим периодом успеет провзаимодействовать примерно 45 сгустков и параметры 45-го сгустка следует считать параметрами пучка Для В целом В установившемся режиме. проверки перехода В стационарный режим динамика пучка моделировалась при пролете 50 сгустков с учетом просадки поля в ячейках и подкачки мощности через ТТВ в первые ячейки. При моделировании принято, что мощность за время пролета единичного сгустка заполняет первые две ячейки (точное значение сдвига периода СВЧ поля за время пролета 1,85 ячейки). Примерно к 40-му сгустку ускоряющая секция выходит на стационарный режим (см. рис. 4.4), в котором максимально вероятная энергия пучка составляет 34,9 МэВ, а средняя энергия для всех частиц, дошедших до конца ускорителя, равна 30,3 МэВ, что хорошо соответствует экспериментальным данным. Для следующих сгустков параметры на выходе перестают меняться. Интересно, что коэффициент токопрохождения незначительно (примерно на 3 %), но монотонно растет с номером сгустка, что полностью соответствует теоретическим представлениям 0 его зависимости





Рисунок 4.4 – Результаты численного моделирования последовательного прохождения сгустков через волновод с учетом уменьшения амплитуды поля за счет отбора мощности каждым из сгустков. Ток инжекции 1,5 A, 1,4 A на входе в основную секцию, амплитуда поля 360 кВ/см. Показаны распределения параметров для 2го, 5го, 10го, 15го и т.д. сгустков): (а) – фазовые портреты, фазовые и энергетические спектры пучка после основной секции, огибающая пучка в канале, зависимость энергии и фазовой скорости пучка в основной секции от продольной координаты, диаграмма средняя фаза пучка – средняя энергия, распределение амплитуды поля в ячейках; зависимости от номера сгустка: (б) – коэффициента токопрохождения; (в) – средней энергии для всех частиц на выходе секции, (г) – максимально вероятной энергии, (д) – полуширины спектра (по основанию), (е) – доли поглощенной мощности (для ячейки, из которой отобрана максимальная мощность)

от амплитуды поля. Из полученных результатов можно также сделать вывод о том, что мощности клистрона 17-18 МВт (или около 80 МВт после SLED) недостаточно для поддержания стабильности параметров пучка при большом начальном токе. Если ток 1,0 – 1,5 А поглощает примерно половину мощности в начальных ячейках, то при больших токах тратится 60-90 % запасенной энергии, что приводит к расфазировке пучка и нелинейному режиму ускорения, ЧТО хорошо видно графиках на зависимости средней энергии пучка OT координаты И графиках, показывающих связь средней энергии и средней фазы пучка, которые при больших токах для 10-30 сгустка становятся существенно нелинейными. Видно, что коэффициент токопрохождения составляет около 70 % после проведенной оптимизации группирователя по амплитуде поля и может существенно отличаться от реального. Отдельно необходимо отметить, что установившемся режиме подводимой энергии не В хватает ДЛЯ равномерного заполнения ускоряющей структуры – для последних 15-20 ячеек наблюдается (см. рис. 4.4е) резкий спад амплитуды поля. В последних нескольких ячейках пучок практически не ускоряется. Это говорит о том, что при расчете структура не была оптимизирована «на максимальную энергию». Также она не была оптимизирована и «на максимальный КПД», который будет достигнут при длине структуры, равной 90-92 периодам. Динамика пучка в спадающих полях ожидаемо приводит к расширению спектра пучка. На рисунке 4.4 приведены результаты численного моделирования последовательного прохождения сгустков через волновод с учетом уменьшения амплитуды поля за счет отбора мощности каждым из сгустков.

Также были просчитаны варианты динамики в основной секции при мощности питания от клистрона 45 МВт (максимальная амплитуда поля в основной секции около 600 кВ/см) и 65 МВт (поле около 900 кВ/см, соответствует расчетам, выполненным в ИЯФ СО РАН). Для мощности 45 МВт были рассмотрены два варианта: в группирователь ответвляется

~1 МВт, как и в случае с клистроном на 18 МВт и ~2,5 МВт, то есть сохраняется коэффициент разделения мощности между группирователем и основной секции, равный 17 дБ. Моделирование показало, что при увеличении мощности клистрона в 2,5 раза необходимо изменить параметры ответвителя так, чтобы сохранялась не доля мощности, подводимой к группирователю, а ее абсолютное значение около 1 МВт. В этом случае коэффициент токопрохождения на 20 % выше, а конечная энергия пучка после выхода на стационарный режим составляет около 55 МэВ, что выше на 10 МэВ, чем при большей мощности в группирователе. По-видимому, это связано с тем, что при мощности в группирователе 2,5 МВт пучок перегруппирован и эффективность его перезахвата основной секцией снижается.

Результаты исследования динамики пучка в ЛУЭ-200 были опубликованы в работах [476 – 477]. Проведенное исследование показало, что при эксплуатации ЛУ-200 возникают две основные проблемы:

1. Вариант группирователя, использованный в ускорителе, не позволяет качественно сформировать сгустки перед инжекцией в основную секцию. Фактически, имеющийся группирователь работает как многозазорный клистронный с небольшим пространством дрейфа до основной секции и позволяет иметь на ее входе сгусток протяженностью 90-120 градусов при токах ~1 А и более 180 градусов при токах выше 2 А. При этом прирост средней энергии частиц в группирователе составляет всего около 400 кэВ, что также снижает эффективность перезахвата в основную секцию. Все это приводит к уменьшению коэффициента токопрохождения пучка до 40-50 % («front-to-end») и ширине спектра пучка на выходе не лучше ±20 % (по основанию), что для современного ускорителя не является хорошими параметрами.

2. Вынужденная замена клистрона SLAC 5045 на клистрон фирмы Thales втрое меньшей мощности усилила проблемы, вызванные нагрузкой током пучка. Снижение энергии пучка на выходе по сравнению с

расчетным значением определяется как уменьшением амплитуды поля по длине невозмущенной структуры, так и тем, что из некоторых ячеек пучок отбирает более половины запасенной энергии.

Также определенного улучшения параметров пучка на выходе можно добиться более точной настройкой сдвига фазы СВЧ поля между группирователем и основной секций. Эта рекомендация была учтена и позволила немного (на 10 %) уменьшить спектр пучка на выходе.

В ходе второго этапа работ по вводу ЛУЭ-200 в эксплуатацию в 2015-16гг. сотрудниками ОИЯИ была смонтирована вторая регулярная ускоряющая секция. Для питания первой секции был приобретен и установлен новый модулятор для клистрона мощностью 45 МВт и сам клистрон. Ранее использовавшийся клистрон на 18 МВт и его моулятор были переключены на питание второй секции. Таким образом, одна из двух основных проблем ЛУЭ-200 была решена. Для решения первой было действующий предложено заменить группирователь более на эффективный зрения динамики И электродинамических С точки (ЭДХ). Решение данной проблемы характеристик было впервые предложено, по видимому, Ю.К. Майоровым [79 и 294, с. 31-52]: для повышения коэффициента захвата и уменьшения спектра рассмотрен адиабатический группирователь, состоящий из 5-10 ячеек, в которых амплитуда СВЧ поля и фазовая скорость волны растут монотонно с номером ячейки. Аналогичная система (длиной около 2 м) использована для группировки пучка в ускорителе SLC, SLAC, США.

Для модернизированного ускорителя ЛУЭ-200 была рассмотрена сквозная динамика с учетом группирователя и двух одинаковых ускоряющих секций при токе от инжектора 1,5 А. Питание первой секции осуществляется от клистрона с импульсной мощностью 45 МВт (расчет динамики проведен для вариантов 20 и 45 МВт), вторая секция – от клистрона мощностью 20 МВт. Рассмотрены три варианта группирователя: имеющийся четырехячеечный клистронный, разработанный в ИЯФ

им. Г.И. Будкера СО РАН, и два новых адиабатических – на бегущей и стоячей волне. Энергия инжекции в группирователь взята равной 200 кэВ. Параметры двух вариантов «новых» группирователей приведены в таблицах 4.1 и 4.2, результаты моделирования динамики показаны на рисунке 4.5 и в таблице 4.3. Предполагается, что поля в действующем группирователе соответствуют расчетным, что может быть неверно для реального группирователя (экспериментальный коэффициент захвата оценивается в 50-60 %). Моделирование показало, что средняя энергия на выходе второй секции в установившемся режиме увеличивается примерно до 90 МэВ, но существенно зависит от величины сдвига фазы СВЧ поля между секциями.

По результатам моделирования динамики пучка с учетом двух смонтированных секций и эскизной разработки новых группирователей можно сделать следующие выводы:

1. Установка второй ускоряющей секции, а также замена в системе первой секции клистрона на более мощный позволила питания ЛУЭ-200. В работу существенно улучшить предположении, ЧТО действующий группирователь в нагруженном режиме не отражает мощность (или прошедшей мощности стало достаточно для эффективной группировки пучка С учетом того, что после ответвителя на группирователь теперь приходит до 2,5 MBт) энергия пучка увеличилась до 87 МэВ.

2. Оба предложенных варианта новых группирователей обеспечивают очень высокий коэффициент токопрохождения: до 75 % с группирователем на бегущей волне и более 85 % с группирователем на стоячей волне.

3. При использовании новых группирователей существенно улучшается спектр пучка на выходе ускорителя.

4. Нагрузка током не ухудшает спектр пучка.

5. Из-за большого коэффициента токопрохождения нагрузка током больше, чем в действующей конфигурации ускорителя: при использовании клистрона мощностью ~ 20 МВт в настоящее время средняя энергия на выходе ЛУЭ-200 составляет около 35 МэВ, с новым группирователем расчет дает 32 МэВ.

Таблица 4.1 – Параметры ячеек для нового варианта группирователя на

| No | Фазорая | Длина | Длина | Поле на | Радиус | Магнитное |
|-------------|----------|---------|---------|---------|-----------|-----------|
| สบอบัญน | Фазовая | ячейки, | зазора, | оси, | апертуры, | поле на |
| ячсики | скорость | СМ | СМ | кВ/см | СМ | оси, Тл |
| 1 * | 0,64 | 2,241 | 1,841 | 150,0 | 0,5 | 0,02 |
| 2 | 0,75 | 2,626 | 2,226 | 150,0 | 0,5 | 0,03 |
| 3 | 0,78 | 2,801 | 2,401 | 180,0 | 0,5 | 0,03 |
| 4 | 0,90 | 3,151 | 2,751 | 280,0 | 0,5 | 0,03 |
| 5 | 0,999 | 3,498 | 3,098 | 220,0 | 0,5 | 0,02 |
| 6 | 0,999 | 3,498 | 3,098 | 220,0 | 0,5 | 0,0 |
| 7 * | 0,999 | 3,498 | 3,098 | 220,0 | 0,5 | 0,0 |

бегущей волне

* Ввод и вывод мощности

Таблица 4.2 – Параметры ячеек для нового варианта группирователя на

Длина Длина Поле на Радиус Магнитное зазора № Фазовая поле на периода, уск. оси. апертуры, ячейки скорость ячейки, кВ/см оси, Тл СМ СМ СМ 0.6000 2,151 80.0 0.5 0.017 1 1.951 2 0.6099 2,203 2,003 90.0 0.5 0.023 3 2,126 0,5 0,6402 2,562 100,0 0,028 4 0,6910 2,845 2,445 150,0 0,5 0,030 5 0,7778 3,285 2,885 180,0 0,030 0,5 0.9030 3.943 230,0 6 3.543 0.5 0.0 7* 0.9990 4,440 4.040 230,0 0,5 0,0 0.9990 5,240 4,840 8 230.0 0.5 0.0

стоячей волне

* Ввод мощности удобнее всего организовать в 7ю ячейку.

Все ячейки связи имеют длину 4 мм, все диафрагмы – толщину 4 мм. Последняя 8-я ускоряющая ячейка удлинена, т.к. после нее нет ячейки связи.

Таблица 4.3 – Результаты моделирования динамики для двух основных

| Вариант | После | Пос | ле пер | вой се | екции | | П | эсле втор | рой се | екции | | |
|-----------|-------------|---------|--------------|---------|--------------|---------|--------------------|----------------|---------|--------------------|----------------|--|
| группиро- | группиро- | P | <i>P</i> =20 | | <i>P</i> =45 | | <i>Р</i> =20 МВт * | | | <i>Р</i> =45 МВт * | | |
| вателя | вателя | N | 1Вт | МВт | | | | | | | | |
| | $K_{T}, \%$ | K_T , | <i>W</i> , | K_T , | <i>W</i> , | K_T , | <i>W</i> , | $\delta W/W$, | K_T , | <i>W</i> , | $\delta W/W$, | |
| | | % | МэВ | % | МэВ | % | МэВ | % | % | МэВ | % | |
| Действую- | 94 (50-60) | 72 | 35 | 73 | 58 | 67 | 65 | ~±12 | 70 | 87 | $\sim \pm 17$ | |
| щий | | | | | | | | | | | | |
| Новый, | 79 | 74 | 35 | 75 | 61 | 73 | 57 | $\sim \pm 10$ | 74 | 93 | $\sim \pm 13$ | |
| бегущая | | | | | | | | | | | | |
| волна | | | | | | | | | | | | |
| Новый, | 92 | 90 | 32 | 89 | 58 | 89 | 63 | $\sim \pm 9$ | 88 | 89 | $\sim \pm 8$ | |
| стоячая | | | | | | | | | | | | |
| волна | | | | | | | | | | | | |

секций ЛУЭ-200 с тремя вариантами группирователей

* Мощность 20 и 45 МВт соответствует 1-ой секции, мощность питания второй – всегда 20 МВт.

6. «Новый» группирователь на бегущей волне будет потреблять около 3,2 МВт при токе 1,5 А (действующий – около 1,0 МВт), что позволит поднять энергию пучка после него до ~ 2,5 МэВ, оптимальных для инжекции в основную секцию. Новый группирователь на стоячей волне будет потреблять ~4,0 МВт.

7. Так как новый группирователь будет потреблять 3,2 или 4,0 МВт, потребуется модификация ответвителя мощности, и эта мощность не должна зависеть от мощности клистрона.

 Новый группирователь дает более высокий коэффициент группировки, что облегчает согласование секций.

9. Необходимо обеспечить рост поля в ячейках группирователя примерно в три раза, что не всегда легко может быть реализовано. Необходимо уточнение по результатам расчета электродинамики.

10. Длина восьмиячеечного группирователя на стоячей волне равна 26,7 см (и ещё около 5 см – стенки и фланцы), что примерно на 5 см больше длины действующего группирователя.

11. Группирователь на стоячей волне проще в изготовлении и обеспечивает лучшие параметры пучка, поэтому в дальнейшем



Рисунок 4.5 – Динамика в ЛУЭ-200 с действующим группирователем (а), новым группирователем на бегущей (б) и стоячей (в) волне и двумя секциями

предлагается остановиться на этом варианте.

Для фиксированной мощности питания, равной 4,0 МВт и отводимой ответвителем на группирователь, работающий на стоячей волне был сделан перерасчет амплитуды поля, которое будет создаваться на оси структуры в установившемся режиме для разных токов. Результаты расчета приведены в таблице 4.4, там же приведены основные результаты моделирования динамики для разных токов пучка. Фазовые портреты после группирователя и первой основной секции и спектр пучка показаны на рисунке 4.6. Видно, что при мощности питания группирователя 4,0 МВт структура в целом достаточно устойчива к изменению тока пучка в пределах 1,0 – 2,5 А.

Таблица 4.4 – Результаты моделирования динамики пучка в группирователе на стоячей волне и первой секции (для импульсной мощности клистрона 45 МВт) при мощности питания группирователя 4,0 МВт и различных значениях тока пучка

| Ток инжекции | | Груг | пирова | гель | Первая секция | | | | | |
|-----------------|-----|--------|--------|-----------|---------------|------|-------|-----------|-----------|--|
| | D | Рв | Е на | | 117 | D | Е на | | 117 | |
| инжекции, | P, | пучке, | оси, | $K_m, \%$ | W, M-D | P, | оси, | $K_m, \%$ | W, M-D | |
| A | MBT | МВт | кВ/см | | МЭВ | MBT | кВ/см | | IVIJD | |
| 1,0 | | 2,15 | 350 | 77 | 2,64 | | | 75 | 60 | |
| 1,5 | 4.0 | 3,25 | 230 | 92 | 2,35 | 45.0 | 600 | 89 | 58 | |
| 2,0 | 4,0 | 3,40 | 180 | 93 | 2,06 | 43,0 | 000 | 87 | 55 | |
| 2,5 | - | 3,68 | 140 | 93 | 1,77 | _ | | 87 | 52 | |

Таким образом, проведенное численное моделирование динамики пучка в ЛУЭ-200 комплекса «ИРЕН» с учетом нагрузки током полностью подтвердило доминирующее влияние тока пучка на динамику В Результаты ускорителе. моделирования отлично согласуются c экспериментальными данными, полученными в ходе эксплуатации ЛУЭ-200. Проведенные исследования позволили не только объяснить экспериментальные результаты и ещё раз протестировать программу

BEAMDULAC-BL, но и выработать рекомендации по улучшению параметров ЛУЭ-200.



Рисунок 4.6 – Результаты моделирования динамики в группирователе и первой основной секции для разных токов пучка

4.2 Исследование динамики пучка в промышленном ускорителе электронов на энергию 10 МэВ и среднюю мощность до 20 кВт, разработка ускорителя и результаты запуска

Новый промышленный ускоритель электронов на энергию 10 МэВ и среднюю мощность до 20 кВт с улучшенными параметрами пучка и

повышенной энергетической эффективностью был разработан совместно сотрудниками кафедры Электрофизических установок НИЯУ МИФИ и НПП «Корад» (Санкт-Петербург) в 2014-15гг. и к настоящему времени запущен в мелкосерийное производство. В новом ЛУЭ используется традиционная бипериодическая ускоряющая структура (БУС) на основе круглого диафрагмированного волновода (КДВ), работающая на виде колебаний π/2. Для уменьшения времени тестирования и запуска структуры необходимо было снизить среднюю величину электрического поля на оси структуры. Например, для разработанной в НИИ ЭФА им. Д.В. Ефремова структуры, которая долгое время использовалась в комплексах, поставляемых заказчикам как НИИ ЭФА, так и НПП «Корад», напряженность поля на оси составляла примерно 200 кВ/см при стандартном для БУС коэффициенте перенапряжения по электрическому полю около четырёх. Это приводило к длительному вводу секции в эксплуатацию необходимости областей из-за прохождения высокочастотного разряда. Для новой структуры напряженность поля на 140-150 была кВ/см, оси снижена ЛО a сама Ω-образная ячейка была оптимизирована для снижения коэффициента перенапряжения до ~3,5. Также форма ячейки была оптимизирована для подавления развития высокочастотного разряда (данная работа выполнена М.А. Гусаровой), что в дальнейшем позволило при запуске легко проходить за 1-2 часа область возникновения разряда, соответствующую 0,1 – 0,2 от рабочего значения напряженности поля. Также для новой разработки были сформулированы следующие требования:

- повышение электронного и полного КПД;

- уменьшение спектра пучка на выходе ускорителя до величины не хуже ± 3 % FWHM;

 возможность изменения энергии в диапазоне 7,5 – 11,0 МэВ без существенного ухудшения спектра;

потери частиц должны происходить на участке группировки при энергиях до 1,0 – 1,5 МэВ для уменьшения радиационной нагрузки.

Все эти требования были успешно выполнены для новой секции, а требование по рабочему диапазону энергий было перекрыто более чем вдвое. Для новой структуры были применены следующие новые технические решения:

1. Для группировки предложено использовать адиабатические функции изменения фазовой скорости и амплитуды поля, аналогично тому, как это предложено в работе [79] для ЛУЭ на бегущей волне. На первой половине структуры для поперечной фокусировки необходимо использовать магнитный соленоид.

2. В структуре был повышен до 14 % коэффициент связи по магнитному полю, что привело к уменьшению времени переходного процесса при установлении режима стоячей волны, а также к снижению влияния нагрузки током.

3. Симметричный ввод СВЧ мощности организуется посредством трансформатора типа волны (ТТВ), присоединенного к одной из регулярных ячеек. Ввод является глубоко пересвязанным, коэффициент связи секции с волноводным трактом при токе ускоренного пучка 300 мА составляет 3,75. Ввод мощности осуществляется в 17-ю ячейку структуры.

4. Форма носика диафрагмы (см. рис. 4.7) оптимизирована для концентрации поля в ускоряющем зазоре и одновременно – для снижения коэффициента перенапряжения по электрическому полю до ~3,5.

После определения общей структуры ускорителя были проведены все необходимые исследования. Электронная пушка, разработанная в НПП «Корад» была дополнительно промоделирована с использованием пакета «СУМА» (Система Уравнений МАксвелла) [102, 478] и определены оптимальные условия инжекции пучка (моделирование выполнено В.И. Ращиковым). Энергия инжекции составляет 50 кэВ ± 1 %, начальный поперечный эмиттанс 8 см·мрад. Далее с использованием программы

BEAMDULAC-BL [136, 200 – 202] была исследована и оптимизирована динамика пучка в ускоряющей секции. Количество периодов выбрано равным 28. Между 28 ускоряющими ячейками расположено 27 ячеек связи парными окнами связи с лополнительными вне оси структуры (см. рис. 4.7). Так как после концевой ускоряющей ячейки отсутствует ячейка связи, ее длина была соответствующим образом увеличена. Группирователь состоит из шести периодов с плавно нарастающими фазовой скоростью волны и амплитудой ВЧ поля. Длина зазоров ускоряющих ячеек в регулярной части БУС обычно составляет точно β_{ph} λ/4, но для новой секции она была оптимизирована. Длины ячеек связи выбраны одинаковыми для всех ячеек. Радиус апертуры для всего канала ускорителя составляет 5 мм. Для эффективной поперечной фокусировки пучка было использовано соленоидальное магнитное поле с индукцией на оси канала 0,035 Тл. Для эффективной фокусировки достаточно иметь соленоид длиной 85 см, однако из-за расположения ввода мощности и особенностей конструкции системы термостабилизации фокусирующие катушки пришлось разместить на двух участках: пять штук до ТТВ и три после. Катушки разработаны НПП «Корад», их длина составляет 95 мм при 190 витках, выполненных из медной ленты сечением 0,5х45 мм, максимальный ток в обмотке 30 А. Такая катушка может обеспечить на оси структуры магнитное поле до 0,105 Тл.



Рисунок 4.7 – Геометрия регулярной ячейки структуры

Далее было проведено моделирование динамики пучка с учетом нагрузки током и влияния квазистатической компоненты собственного поля. Структура оптимизировалась на ток на выходе 300 мА. При сравнении результатов для пучка с нулевым и не нулевым током было показано, что нагрузка током приводит к ожидаемому снижению средней энергии пучка и максимально вероятной энергии. Моделирование также показало, что кулоновское поле не оказывает практически никакого влияния на динамику, приводя только к незначительному (до 0,5 мм) росту огибающей пучка В ячейках группирователя. Была рассмотрена зависимость параметров пучка на выходе секции от величины начального поперечного эмиттанса и начального радиуса пучка. Показано, что начальный эмиттанс до 12 см мрад (в полтора раза больше, чем дает электронная пушка) не оказывает существенного влияния на выходные параметры пучка. При этом желательно удержать радиус пучка в кроссовере в пределах 2 мм, что предотвращает поперечные потери пучка. Исследование показало, что крайне нежелательным является инжекция пучка в структуру в положениях, близких к антикроссоверу (угол наклона фазового эллипса более $\pm 150^{\circ}$).

В результате численного моделирования было показано, что разработанная структура вполне удовлетворяет требованиям технического задания. Регулировка энергии пучка в структуре в пределах от 4,0 до 11,5 МэВ возможна путем изменения в широких пределах СВЧ мощности, подаваемой в резонатор. При этом для выходной энергии выше 5 МэВ спектр пучка сохраняется в пределах ±(2,5-3,0) % FWHM. При энергии менее 5 МэВ необходимо на 20 % увеличить фокусирующее магнитное поле. Коэффициент токопрохождения для всех вариантов составил 60-70 %, потери частиц в регулярных ячейках составляют около 3-5 %, остальные происходят в группирователе при низких энергиях пучка. Динамика пучка в новой секции рассмотрена в работах [479 – 482], некоторые результаты показаны на рисунке 4.8.



Рисунок 4.8 – Зависимости энергии пучка на выходе ускорителя (а), показаны зависимости для максимально вероятной, средней для всех частиц и средней для основного пика энергий, коэффициента токопрождения (b) и ширины спектра по основанию (c) от начального тока пучка; (d) спектр пучка на выходе ускорителя при различной величине напряженности поля на оси регулярных ячеек. Необходимо отметить, что используемая электронная пушка не позволяет иметь ток более 450 мА и для больших токов расчет имеет только академический интерес

Далее были разработаны электродинамические модели периодов структуры. Ячейки настроены на рабочую частоту и оптимизированы для увеличения шунтового сопротивления, снижения коэффициента перенапряжения по электрическому полю и повышения коэффициента связи по магнитному полю до 14 %, что удалось выполнить путем увеличения ширины и угла раствора окон связи (расчеты и оптимизация ЭДХ выполнены T.B. Бондаренко И Е.А. Савиным). Проведена оптимизация формы ячейки для предотвращения появления высокочастотного разряда (выполнена М.А. Гусаровой). Разработаны (М.В. Лалаяном и Т.В. Бондаренко) и оптимизированы ввод мощности и высокочастотный тракт. Ввод является классическим ТТВ с окном связи, расположенным в обечайке. Для симметризации электрического поля с противоположной вводу стороны обечайки в конструкцию добавлен запредельный волновод, являющийся также одним из портов откачки Дополнительный порт откачки расположен в подводящем секции. волноводе между высокочастотным окном и вводом мощности. Также была рассчитана система термостабилизации структуры (расчет проведен Ю.Д. Ключевской) на основе двойного коаксиального кожуха. Расчеты показывают, что система охлаждения с двойным кожухом отличается большей стабильностью, чем популярная система с трубками для прокачки воды, расположенными в обечайке секции. Также такая конструкция исключает возможность прорыва охлаждающей воды в вакуумный объем, так как поток отделен от внутреннего объема двумя швами пайки (по поверхности между полуячейками и по фаске снаружи в месте стыка полуячеек). При полном потоке воды температурой 25 °C не менее 1000 л/час температура внутри ячейки не превышает 53 °C, а уход частоты стабилизируется и составляет 1,00±0,05 МГц от расчетного значения.

Далее сотрудниками НПП «Корад» по переданным step-файлам была разработана конструкция ускорителя с учетом портов ввода и вывода пучка, вакуумных портов, технологических креплений для кожуха

охлаждения и т.д., подготовлены рабочие и сборочные чертежи. Для проверки корректности расчета АО «Владыкинский механический завод» было изготовлено три тестовых ячейки. Было проведено (М.В. Лалаяном) измерение ЭДХ как отдельных ячеек, так и сборки. Измерение проводилось с использованием сетевого анализатора цепей Agilent 8753ET. Для измерения распределения электрического поля в структуре методом малых возмущений использовалось проводящее возмущающее тело длиной 3,0 мм и диаметром 0,75 мм. Ячейки были признаны не удовлетворяющими требованиям ТЗ по точности изготовления и качеству обработки поверхности. Например, добротность одиночных ячеек составляла 1500-2000 при расчетной около 6500. Далее изготовление ячеек было передано на ООО «Парсек» (Санкт-Петербург) и все ячейки для новых секций до настоящего времени изготавливаются на данном предприятии. На рисунке 4.9 показано распределение напряженности электрического поля на оси группирователя в макете для холодных измерений. Измеренные отклонения отношений полей в ячейках группирователя к полю в регулярной ячейке от идеальных расчетных значений для пяти ячеек не превысили 2 % и только для одной составили 4 %. Такой результат полностью удовлетворяет всем требованиям, так как не оказывает влияния на динамику пучка. Нужно отметить, что эти результаты привели к необходимости дополнительного моделирования динамики пучка для более тщательного определения требований на точность распределения поля, что и было выполнено. Оказалось, что разработанная структура позволяет не только менять энергию и ток пучка в широких пределах, но и отличается высокой стабильностью параметров. Моделирование показало, что для 1-й и 2-й ячеек необходимо иметь относительную амплитуду поля в диапазоне (-10...+5) % от расчетной, а для остальных ячеек группирователя – не хуже (-15...+10) %.

По результатам измерений размеры ячеек были скорректированы для



Рисунок 4.9 – Измеренное распределение амплитуды поля в шести ячейках группирователя (отсчет начинается справа) и 4,5 регулярных ячейках

попадания в резонансную частоту без дополнительной подстройки и была изготовлена первая полная секция. Общий вид секции в сборе, включая ввод мощности, показан на рисунке 4.10. Секция была настроена, спаяна, установлен кожух термостабилизации и фокусирующие катушки. После этого секция была перевезена на площадку заказчика – компании EB-Tech, Тэджон, Республика Корея, где и была успешно запущена в сентябре 2015 года [480 – 481]. Необходимо отметить, что подъем уровня мощности до рабочего значения был проведен менее, чем за месяц. При этом основные проблемы были вызваны не пробоями в структуре, а проблемами в работе вакуумных насосов.

При измерении электродинамических характеристик секция показала высокие параметры. Значение собственной добротности секции в сборе составило 14400 при расчетном 16600, для эффективного шунтового сопротивления значения равны 80,0 и 82,5 МОм/м соответственно. Измеренный коэффициент связи по магнитному полю для регулярных ячеек равен 13 % (расчетный 14 %). Использование большого коэффициента связи позволило резко уменьшить время переходного процесса при установлении в структуре режима стоячей волны. Для сравнения на рисунке 4.11 показаны осциллограммы для рабочего режима двух ускорителей, поставленных НПП «Корад» в 2015г. для компании

EB-Tech и в 2011г. для компании VINAGAMMA (Хошимин, Вьетнам). Во втором случае используется секция, разработанная В НИИ ЭФА им. Д.В. Ефремова [483]. Видно, ЧТО коэффициент использования импульса высокочастотной мощности увеличился с 77 до 85 %, время переходного процесса уменьшилось, а ток пучка внутри импульса более стабилен. На рисунке 4.11 розовая кривая – ток пучка на датчике Фарадея, желтая – напряжение на клистроне, зеленая – отраженная волна, голубая – напряжение на электронной пушке.

В новом ускорителе используется однолучевой клистрон Thales TH2173F с максимальной мощностью 5 МВт, длительностью импульса до 17 мкс и частотой повторения импульсов до 300 Гц. Модулятор клистрона на напряжение до 130 кВ разработан и изготовлен НПП «Корад» на основе IGBT транзисторов. Электронная пушка питается отдельным модулятором на напряжение 50 кВ. Фокусирующие катушки запитаны в непрерывном режиме. Ускоритель в Тэджоне смонтирован вертикально, его внешний вид показан на рисунке 4.12. В ходе настройки и испытаний ускоритель подтвердил расчетные высокие значения электронного и пучкового КПД. Электронный КПД составил 60 % при 10 МэВ и токе на выходе ускорителя 320 мА энергии пучка (см. таблицу 4.5), полный КПД около 17 % при средней мощности в пучке около 10 кВт. Измерения на более высокой мощности не проводились изза необходимости сдачи установки заказчику, в дальнейшем ускоритель работал при 12 кВт. Измерение мощности пучка проводилось по стандарту ISO/ASTM 51649:2005(E) [484], потребляемой мощности – прямым методом.

Второй ускоритель на основе новой разработанной секции был поставлен для компании «АКЦЕНТР» (г. Родники, Ивановская область) и запущен в декабре 2016 года. Фотографии ускорителя также приведены на рисунке 4.12. В ходе его запуска параметры пучка удалось экспериментально исследовать в более широком диапазоне энергий,



Рисунок 4.10 – Общий вид секции с вводом мощности в сборе на стенде для измерения ЭДХ



Рисунок 4.11 - Осциллограммы для рабочего режима двух ускорителей, поставленных НПП «Корад» для компаний EB-Tech (вверху) и VINAGAMMA



Рисунок 4.12 – Запущенные ускорители на площадке компании EB-Tech в г. Тэджон, Республика Корея (слева), и на площадке компании «Акцентр» в г. Родники, Ивановская область (справа)

| | Uoupgwoulloom | Marca | Средняя | | | | Ток на вход | це 450 мА (для | и расчетов) | |
|---|--|---|---|-----------------------------------|-------------------------|--|--|--|-------------------------------|---------|
| Данные | поля в регулярных ячейках, <i>E_{max}</i> , кВ/см | макс. вероятная энергия для всех частиц | энергия на выходе, <i>W_{max}</i> , МэВ | Коэфф. токопрохож- дения, % | Ток на выходе, мА | Потери мощности в стенках, P_{wall} , кВт | Мощность, отобранная ускоренным пучком, кВт | Мощность в потерянной части пучка, кВт | Суммарная мощность, кВт | η. % |
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 |
| | 70,0 | 1,93 | 1,59 | 24,4 | 110 | 380 | 180 | 800 | 1360 | 13,2 |
| | 80,0 | 4,44 | 3,46 | 34,9 | 157 | 490 | 540 | 660 | 1690 | 32,0 |
| | 90,0 | 6,19 | 5,39 | 44,0 | 198 | 620 | 1070 | 490 | 2180 | 54,0 |
| | 100,0 | 7,05 | 6,76 | 48,2 | 217 | 770 | 1470 | 430 | 2670 | 55,1 |
| | 110,0 | 7,86 | 7,74 | 51,9 | 234 | 930 | 1800 | 370 | 3100 | 58,1 |
| | 120,0 | 8,61 | 8,39 | 56,8 | 256 | 1110 | 2150 | 300 | 3560 | 60,4 |
| Моделирование | 130,0 | 9,03 | 9,09 | 61,2 | 275 | 1300 | 2500 | 240 | 4040 | 61,9 |
| динамики | 140,0 | 9,73 | 9,75 | 65,2 | 293 | 1500 | 2860 | 200 | 4560 | 62,7 |
| | 150,0 | 10,34 | 10,32 | 67,9 | 306 | 1730 | 3160 | 170 | 5080 | 62,2 |
| | 160,0 | 11,04 | 10,91 | 71,2 | 320 | 2000 | 3500 | 150 | 5650 | 61,9 |
| | 170,0 | 11,71 | 11,42 | 73,4 | 326 | 2220 | 3720 | 130 | 6090 | 61,1 |
| | 180,0 | 12,33 | 12,10 | 70,3 | 316 | 2500 | 3820 | 90 | 6430 | 59,4 |
| | 190,0 | 13,00 | 12,73 | 68,0 | 306 | 2780 | 3900 | 90 | 6770 | 57,6 |
| | 200,0 | 13,58 | 13,25 | 65,3 | 294 | 3080 | 3900 | 100 | 7080 | 55,1 |
| Эксперимент на ускорителе EB-Tech | 125,0 | - | 8,68 | 55,0 | 320 | - | 2770 | - | 4600 # | 60,2 |
| Пересчет для ускорителя EB- Tech | 125,0 | - | 8,68 | 55,0 | 320 | 1210 | 2780 | 400 | 4390 | 63,3 |

различных энергиях пучка на выходе

Таблица 4.5 (окончание)

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 |
|---------------|-------|------|------|------|-----|------|------|------|---------|------|
| | 75,0 | 3,15 | 2,36 | - * | 190 | - | 600 | - | 2400 ## | 25,0 |
| Эксперимент | 75,0 | 3,19 | 2,53 | 30,0 | 190 | 440 | 610 | 1260 | 2310 | 26,4 |
| на ускорителе | 85,0 | 5,39 | 4,71 | - * | 270 | - | 1270 | - | 3000 ## | 42,3 |
| «Акцентр» и | 85,0 | 5,32 | 4,43 | 34,9 | 270 | 560 | 1200 | 1140 | 2900 | 41,3 |
| пересчет | 120,0 | 8,6 | 7,94 | - * | 300 | - | 2580 | - | 4400 ## | 58,6 |
| динамики | 125,0 | 8,6 | 8,60 | 55,0 | 300 | 1210 | 2600 | 370 | 4180 | 62,2 |
| пучка | 135,0 | 9,4 | 8,7 | - * | 300 | - | 2820 | - | 4850 ## | 58,1 |
| | 135,0 | 9,38 | 9,42 | 63,2 | 300 | 1410 | 3010 | 220 | 4640 | 64,8 |

[#] В эксперименте в Республике Корея ток на выходе ускорителя составлял ≈ 320 мА, а потребляемая ускорителем мощность 4600 кВт. В пересчете на ток на выходе 320 мА (расчетный ток 256 мА при токе инжекции 450 мА) расчетная потребляемая мощность 4390 кВт. Разница в потребляемой мощности вызвана тем, что измеренная добротность равна 14400, а расчетная 16600, и для изготовленной структуры потери в стенках должны быть примерно на 200 кВт больше расчетных.

* В эксперименте для ускорителя компании «Акцентр» не измерялся ток пушки и проводилась только оценка коэффициента токопрохождения.

^{##} Для ускорителя компании «Акцентр» измеренная добротность структуры также оказалась примерно на 2000 меньше расчетной, что привело к увеличению потерь ВЧ мощности в стенках и снижению высокочастотного КПД.

экспериментальные данные также приведены в таблице 4.5. Необходимо подчеркнуть, что регулировка энергии пучка осуществлялась только одним параметром – мощностью высокочастотного задающего генератора, который позволяет в широком диапазоне регулировать мощность возбуждения клистрона и, следовательно, мощность питания секции. При малом уровне мощности, необходимом для получения энергии пучка менее 4 МэВ, что лежит за пределами проектных параметров, потребовалось небольшое (примерно на 20 %) увеличение поля фокусирующих катушек. Изменять другие параметры ускорителя, такие, как ток пучка, для регулировки энергии не требуется. Ускоритель стабильно и с высоким КПД работает в широком диапазоне энергий. Измеренный полный КПД ускорителя составил 20-21 % при средней мощности в пучке 12 кВт. Это позволяет утверждать, что при проектной мощности 20 кВт он превысит 25 %, так как удельное потребление постоянно включенных систем (фокусирующие катушки, чилер и др.) будет снижаться с увеличением мощности ускоренного пучка. Для сравнения, обычно полный КПД ускорителя на 10 МэВ других производителей оценивается в 10-12 % при мощности пучка 10-12 кВт [485 – 486]. В настоящее время ускоритель компании «Акцентр» рутинно эксплуатируется на средней мощности 10-12 кВт, при необходимости увеличиваемой до 15 кВт. Стабильность работы ускорителя такова, что за два года работы на установке не было ни одного простоя из-за неполадок в работе ускорителя, а все сбои работы были кратковременными и укладывались в эксплуатационные требования (не более 2-3 остановок продолжительностью не более 10 минут за смену).

Из таблицы 4.5 и рисунка 4.8 видно, что расчетные и экспериментальные данные о средней и максимально вероятной энергии, коэффициенте захвата в режим ускорения, спектре пучка находятся в отличном согласии. Это подтверждает высокую эффективность и точность, достигнутую при разработке алгоритмов и программы BEAMDULAC-BL.

К настоящему времеми (декабрь 2018г.) НПП «Корад» запущены еще два ускорителя, построенные на основе описанной выше ускоряющей секции, разработанной в МИФИ. Первый из них предназначен также для компании EB-Tech и будет использоваться для калибровки детекторов Второй работающий излучения. должен заменить В составе стерилизационного комплекса НПП «Корад» уже более 25 лет ускоритель производства НИИ ЭФА ИМ. Д.B. Ефремова. Он также будет использоваться для тестирования производимого оборудования и при разработке новых установок и радиационных технологий.

4.3 Модификации ускорителя электронов на 10 МэВ / 20 кВт для различных прикладных задач

После разработки базовой версии линейного ускорителя электронов прикладного назначения на энергию 7-11 МэВ и среднюю мощность до 20 кВт было разработано несколько менее мощных установок на его основе, которые могут быть использованы для решения различных технологических задач.

4.3.1 Возможность использования разработанной ускоряющей структуры при питании от магнетрона

После того, как новая секция была протестирована и доказала свою высокую эффективность, возникла идея ее использования не только в стерилизационных комплексах, HO И для других радиационных технологий, например, в составе комплекса радиационной дефектоскопии. Комплексы на энергию ~10 МэВ предназначены для тестирования толстостенных металлических изделий. Так, Госкорпорация «Росатом» использует подобные дефектоскопы производства НИИ ЭФА им. Д.В. Ефремова и НПП «Торий» для проверки качества сварных швов крупногабаритных корпусов реакторов И других систем атомной энергетики. Однако, используемые в этих системах клистроны КИУ-168

[487] увеличивают массу и габариты комплекса. Также этот клистрон имеет достаточно высокую стоимость (около 8,5 млн. рублей в ценах 2016г.), что при режиме работы со скважностью около 2000, необходимой для дефектоскопа, делает его достаточно дорогим.

В связи с этим, НПП «Корад» и НИЯУ МИФИ была выполнена оценка возможности использования разработанной секции на 10 МэВ в составе дефектоскопа с питанием от магнетрона, имеющего в несколько раз меньшую массу, но позволяющего работать с необходимой скважностью. Для этого был выбран магнетрон МИ-456 производства НПП «Фаза», Ростов-на-Дону, дающий импульсную мощность до 3,0 МВт и среднюю мощность до 3 кВт [488]. Стоимость такого магнетрона в 2017 году составляла около 800 тыс. руб.

При расчете параметров пучка и эффективности системы питания мощность магнетрона было решено ограничить 2,7 МВт и определить максимальный ток ускоренного пучка, его среднюю мощность и КПД при различной энергии на выходе ускорителя при такой мощности питания. Результаты численного моделирования динамики и оценки энергетических характеристик секции приведены в таблице 4.6. Видно, что и при такой ускоряющая секция может быть эффективно мощности питания использована, при этом на энергии 10 МэВ средняя мощность пучка составит около 1,1 кВт при скважности работы магнетрона 550. Этого вполне достаточно для работы дефектоскопа. Вместе с тем, из таблицы 4.6 также следует, что высокочастотный КПД при питании от магнетрона снижается более чем на 20 % по сравнению с КПД при питании от более мощного клистрона на 5 МВт. Высокочастотный КПД около 40 % является сравнительно высоким для дефектоскопов, но не является оптимальным для секции со средней мощностью около 1 кВт. Так как оптимизация секции производилась именно по КПД для средней мощности в пучке 10-20 кВт, для случая питания от магнетрона секция была дополнительно исследована и коэффициент полезного действия для случая малой средней

| Напряженность поля в регулярных ячейках, <i>E_{max}</i> , кВ/см | Макс. вероятная энергия для всех частиц | Средняя энергия на выходе, МэВ | Коэфф. токопрохо- ждения, % | Полуши- рина спектра по основанию, % | Ток на входе / выходе, мА | Потери мощнос ти в стенках, кВт | Мощность, отобранная ускоренным пучком, кВт | Мощность в потерянной части пучка, кВт | Суммарная мощность, кВт | η, % |
|---|---|--|-----------------------------------|--|------------------------------------|---|--|--|-------------------------------|---------|
| 80.0 | A AA | 3.46 | 3/1.9 | 9.0 | 450 / 157 | /190 | 540 | 660 | 1690 | 32,0 |
| 80,0 | 4,44 | 3,40 | 54,9 | 9,0 | 830 / 290 | 490 | 990 | 1210 | 2690 | 36,8 |
| 00.0 | 6 10 | 5 30 | 44.0 | 75 | 450 / 198 | 620 | 1070 | 490 | 2180 | 54,0 |
| 90,0 | 0,19 | 5,59 | 44,0 | 7,5 | 590 / 260 | 020 | 1410 | 650 | 2680 | 52,6 |
| 100,0 | 7,05 | 6,76 | 48,2 | 4,6 | 450 / 217 | 770 | 1470 | 430 | 2670 | 55,1 |
| 110.0 | 7.96 | 774 | 51.0 | 4.0 | 450 / 234 | 020 | 1800 | 370 | 3100 | 58,1 |
| 110,0 | 7,80 | /,/4 | 51,9 | 4,9 | 370 / 190 | 930 | 1480 | 300 | 2710 | 54,6 |
| 120.0 | 8 61 | 8 30 | 56.8 | 18 | 450 / 256 | 1110 | 2150 | 300 | 3560 | 60,4 |
| 120,0 | 8,01 | 0,39 | 50,8 | 4,0 | 290 / 170 | 1110 | 1400 | 200 | 2710 | 51,6 |
| 120.0 | 0.02 | 0.00 | 61.2 | 4.0 | 450 / 275 | 1200 | 2500 | 240 | 4040 | 61,9 |
| 150,0 | 9,05 | 9,09 | 01,2 | 4,9 | 230 / 140 | 1500 | 1280 | 120 | 2700 | 47,4 |
| 140.0 | 0.72 | 0.75 | 65.2 | 2.9 | 450 / 293 | 1500 | 2860 | 200 | 4560 | 62,7 |
| 140,0 | 9,75 | 9,15 | 05,2 | 5,0 | 175 / 115 | 1500 | 1120 | 80 | 2700 | 41,5 |
| 1.50.0 | 10.01 | 10.00 | | | 450/306 | 1-00 | 3160 | 170 | 5080 | 62,2 |
| 150,0 | 10,34 | 10,32 | 67,9 | 3,4 | 130 / 90 | 1730 | 920 | 50 | 2700 | 34,1 |

при питании от магнетрона МИ-456А мощностью 3,0 МВт

Для каждого значения энергии пучка на выходе ускорителя данные приведены для двух вариантов: при токе инжекции 450 мА (пушка с таким током используется в установках для стерилизации) и для предельного тока, ускорение которого возможно при мощности питания 2,7 МВт (потребуется использовать другую электронную пушку).

мощности пучка удалось повысить. Ускоритель с питанием от магнетрона успешно запущен в начале 2019 года на новой площадке НПП «Корад».

4.3.2 Секция с возможностью перестройки энергии в диапазоне 3-7 МэВ для системы интроскопии

Была промоделирована секция с возможностью перестройки энергии в диапазоне 3-7 МэВ для системы интроскопии с учетом потенциальной возможности ее применения для стерилизации при энергии не менее 9 МэВ. Для этого потенциально может быть использован клистрон с импульсной мощностью около 5 МВт вместо магнетрона. Оптимизация была проведена для энергии 7 МэВ, для других энергий параметры пучка на выходе будут хуже. Было показано, что секция с оптимальной энергией на выходе 7 МэВ может быть построена на основе описанной выше секции на энергию 10 МэВ, но число регулярных ускоряющих ячеек необходимо уменьшить до 23 (на 5 штук, длина секции уменьшится на 26 см). Это также приведет к уменьшению массы секции примерно на 20 %. Также были оценены энергетические характеристики секции и возможность регулировки энергии за счет нагрузки током. Результаты моделирования приведены в таблице 4.7. Из таблицы видно, что для каждой энергии можно подобрать оптимальный ток пучка, при котором нагрузка током обеспечит нужную энергию на выходе ускорителя, при этом необходима регулировка тока инжекции всего в два раза в диапазоне 300-600 мА. Для энергии на выходе ≈3 МэВ слишком сильно падает коэффициент токопрохождения и расширяется спектр пучка на выходе ускорителя, в диапазоне 4-7 МэВ пучок сохраняет высокие характеристики (коэффициент захвата, энергетический спектр). Также из таблицы видно, что при питании от магнетрона и, следовательно, более низкой средней мощности пучка, КПД укороченной секции, состоящей из 23 ускоряющих ячеек вместо 28, будет на 15-20 % выше. Однако, при питании от клистрона выше эффективность уже более длинной секции. Этот результат

| Напряженность | Ток на | Средняя | | Ток на | | | Мощнос | ть, кВт | | |
|----------------------|----------------|---------|------------|---------|-----------|------------|-----------|-------------|---------|------|
| поля в | входе, | энергия | Коэфф. | выходе, | Спектр | отобранная | потери в | В | Всего | |
| регулярных | мА | на | токопрохо- | мА | пучка, %, | ускоренным | стенках * | потерянной | | η, % |
| ячейках, E_{max} , | | выходе, | ждения, % | | FWHM | пучком | | части пучка | | |
| кВ/см | | МэВ | | | | | | | | |
| - | 450 | 3,21 | 42,4 | 191 | ± 5,2 | 1360 | 310 | 450 | 2120 | 64 |
| 70 | 600 *** | 3,21 | 42,4 | 254 | ± 5,2 | 1810 | 310 | 600 | 2720 | 67 |
| 0.0 | 450 | 4,34 | 48,5 | 218 | ± 4,1 | 1550 | 410 | 360 | 2320 | 67 |
| 80 | 500 *** | 4,34 | 48,5 | 243 | ± 4,1 | 1730 | 410 | 400 | 2540 | 68 |
| 100 | 450 | 5,72 | 58,9 | 265 | ± 2,1 | 1890 | 640 | 260 | 2790 | 68 |
| | 450 | 7,17 | 69,4 | 312 | ± 3,2 | 2220 | 1080 | 110 | 3140 ** | 65 |
| 130 | 300 | 7,17 | 69,4 | 210 | ± 3,2 | 1500 | 1080 | 110 | 2690 | 56 |
| | 1000 | 7,13 | 64,8 | 648 | ± 3,2 | 4610 | 1080 | 230 | 5920** | 78 |
| 170 ^K | 450 | 9,03 | 61,2 | 276 | ± 2,5 | 1970 | 1850 | 110 | 3940 | 50 |
| 170 | 817 | 9,03 | 61,2 | 500 | $\pm 2,5$ | 3560 | 1850 | 320 | 5730 | 62 |

Таблица 4.7 – Параметры пучка и энергетические характеристики секции на энергию 3-7 (9) МэВ

* оценка для длины секции 118 см и значения эффективного шунтового сопротивления 80 МОм/м, которое было измерено для двух запущенных секций;

** не проходит по мощности магнетрона;

*** оценка;

^к при использовании клистрона.

еще раз подтвердил необходимость оптимизации по мощности и КПД каждого нового ускорителя со своими значениями тока и энергии пучка, а также мощности высокочастотного питания секции.

При использовании клистрона в секции, состоящей из 23 укоряющих ячеек, можно получить энергию на выходе до 9 МэВ, при этом амплитуда напряженности ВЧ поля в центре ячеек составляет 170 кВ/см, что на 20 кВ/см выше, чем для 28-ми ячеечной секции на энергию 10 МэВ.

Также для проверки корректности моделирования был проведен более точный расчет с учетом нагрузки током в многосгустковом режиме. Расчет проведен для секции с коэффициентом связи по магнитному полю ≈ 14 %, при котором групповая скорость составляет $\approx 0,12c$. В этом случае достаточно оценить просадку поля и среднюю энергию для первых 10 сгустков. При начальном поле 130 кВ/см пучок с начальным током 450 мА просаживает поле примерно до 80-85 кВ/см и энергия на выходе в среднем составляет около 4,8 МэВ, что хорошо согласуется с данными из таблицы 4.7.

4.3.3 Секция на энергию 8 МэВ для установки активационного анализа

Еще одной совместной разработкой НИЯУ МИФИ и НПП «Корад» является ускоритель на энергию 8 МэВ, предназначенный для работы в составе комплекса для активационного анализа содержания металлов в руде. Такой комплекс создан НПП «Корад» для Навоийского горнометаллургического комбината (НГМК, Узбекистан). Долгое время на НГМК с переменным успехом эксплуатировался ускоритель на энергию 8 МэВ разработки НИИ ЭФА им. Д.В. Ефремова. Несмотря на оригинальную схему, в которой использовался группирователь на стоячей волне и основная часть на бегущей, а ввод мощности располагался между ними [489], секция не обеспечивала стабильной работы и вообще не позволяла регулировать энергию пучка. К настоящему времени после

25 лет нерегулярной эксплуатации многие системы этого ускорителя оказались изношены и потребовалась его замена на новый. Необходимо отметить, что требуемая средняя мощность пучка в этом случае достаточно высока и составляет 8-10 кВт. При разработке новой секции с энергией на выходе 8 МэВ в качестве базовой также была взята секция с 28 ускоряющими ячейками. Была проведена оптимизация секции на сниженную результаты которой проиллюстрированы энергию, В таблице 4.8. Были рассмотрены три варианта: с 24, 26 и 28 ячейками. Из таблицы видно, что оптимальной для получения энергии пучка на выходе, равной 8 МэВ, является секция, включающая 24 ускоряющих ячейки. Регулировка энергии пучка мощностью высокочастотного питания попрежнему возможна в широком диапазоне при сохранении узкого спектра пучка. При этом (как и в случае с 26 или 28 ячейками) требуемая мощность питания составляет не более 4 МВт, что позволяет рассчитывать на увеличение срока службы клистронов типа Thales TH2173F или КИУ-168. Секция изготовлена, протестирована на низком уровне мощности и отправлена заказчику, в конце 2018 года проведен физический пуск секции, запуск и передача заказчику проведены в начале 2019 года.

4.3.4 Секция на энергию 5 МэВ

Новой интересной задачей, стоящей в настоящее время перед разработчиками и производителями ускорителей электронов прикладного назначения, является создание высокоэффективного ускорителя, предназначенного для дезинсекции и дебактеризации пищевой продукции, в частности овощей и фруктов, стерилизации упаковки пищевой продукции, а также для продления срока хранения овощных и рыбных пресервов [490 - 492]. Такие работы В России проводятся В ФНПЦ «МРТИ РАН», ВНИИ Технологии консервирования PAH И некоторых других организациях. Для этих задач в МРТИ был разработан достаточно удачный ускоритель «Радуга» на энергию около 5 МэВ с

| Напряженность | Средняя | Макс. и | Коэфф. | Ток на | Спектр | | Mo | щность, кВт | | |
|---|-------------|-----------|-------------|---------|------------|---------|------------|-------------|-----------|------|
| поля в | энергия, | вероятная | токопрохож- | выходе, | пучка по | Потери | Отобранная | В | Суммарная | η, |
| регулярных, | W_{max} , | энергия, | дения, % | мА | основанию, | В | ускоренным | потерянной | | % |
| E_{max} , к \mathbf{B}/\mathbf{c} м | МэВ | МэВ | | | % | стенках | пучком | части пучка | | |
| 24 ячейн | си | | | | | | | | | |
| 130,0 | 7,13 | 7,10 | 68,5 | 308 | ±5,4 | 690 | 2130 | 80 | 2900 | 73,4 |
| 140,0 | 7,67 | 7,60 | 65,9 | 297 | ±3,6 | 790 | 2290 | 70 | 3150 | 72,7 |
| 150,0 | 8,10 | 8,10 | 64,6 | 291 | ±3,6 | 910 | 2430 | 70 | 3410 | 71,3 |
| 160,0 | 8,55 | 8,60 | 61,5 | 277 | ±3,6 | 1040 | 2380 | 80 | 3500 | 68,0 |
| 170,0 | 9,03 | 9,09 | 61,2 | 276 | ±5,4 | 1170 | 2490 | 80 | 3740 | 66,5 |
| 26 ячеек | | | | | | | | | | |
| 100,0 | 6,60 | 6,64 | 57,6 | 259 | ±2,7 | 630 | 1720 | 280 | 2630 | 65,4 |
| 110,0 | 7,16 | 7,21 | 63,5 | 286 | ±2,2 | 760 | 2050 | 120 | 3030 | 67,7 |
| 120,0 | 7,75 | 7,73 | 66,1 | 297 | $\pm 2,8$ | 910 | 2300 | 190 | 3400 | 67,6 |
| 130,0 | 8,31 | 8,40 | 67,9 | 306 | ±3,9 | 1070 | 2540 | 120 | 3730 | 68,1 |
| 140,0 | 8,90 | 8,90 | 67,1 | 302 | ±5,9 | 1240 | 2690 | 100 | 4030 | 66,7 |
| 150,0 | 9,43 | 9,54 | 64,8 | 292 | $\pm 4,8$ | 1420 | 2750 | 100 | 4270 | 64,4 |
| 28 ячеек | | | | | | | | | | |
| 70,0 | 1,59 | 1,93 | 24,4 | 110 | 3,6 | 380 | 180 | 800 | 1360 | 13,2 |
| 80,0 | 3,46 | 4,44 | 34,9 | 157 | 9,0 | 490 | 540 | 660 | 1690 | 32,0 |
| 90,0 | 5,39 | 6,19 | 44,0 | 198 | 7,5 | 620 | 1070 | 490 | 2180 | 54,0 |
| 100,0 | 6,76 | 7,05 | 48,2 | 217 | 4,6 | 770 | 1470 | 430 | 2670 | 55,1 |
| 110,0 | 7,74 | 7,86 | 51,9 | 234 | 4,9 | 930 | 1800 | 370 | 3100 | 58,1 |
| 120,0 | 8,39 | 8,61 | 56,8 | 256 | 4,8 | 1110 | 2150 | 300 | 3560 | 60,4 |
| 130,0 | 9,09 | 9,03 | 61,2 | 275 | 4,9 | 1300 | 2500 | 240 | 4040 | 61,9 |

Таблица 4.8 – Оценка потребляемой мощности при энергии пучка на выходе ускорителя 7-9 МэВ, ток инжекции 450 мА

[493 494]. локальной радиационной защитой _ Однако из-за организационных сложностей и относительно высокой стоимости, обусловленной использованием клистрона, эта установка не имела коммерческого успеха и в настоящее время используется, в основном, для экспериментальных исследований и отработки технологий радиационного обеззараживания пищевой продукции.

В связи с этим интересно оценить перспективы использования ускорителя, разработанного совместно НИЯУ МИФИ и НПП «Корад», для решения задач обработки пищевой продукции. Так как энергия 10 МэВ, на которую была разработана базовая модель, является избыточной для этих задач, была выполнена работа по оптимизации секции на энергию 5 МэВ. В качестве источника СВЧ питания также предполагается использовать магнетрон МИ-456 [488] с максимальной импульсной мощностью до 3 MBт. Стоимость такого магнетрона, составляющая около 800 тысяч рублей в 2018 году, в десять раз ниже, чем у клистрона, а средняя мощность достаточна для задач, связанных с обеззараживанием пищевой продукции. Результаты численного моделирования динамики пучка и оценки энергетических характеристик секции для ускорителя на 5 МэВ приведены в таблице 4.9. Секция укорочена до 18 ускоряющих ячеек, из которых шесть – ячейки группирователя, длина секции составляет около 93 см. Из таблицы видно, что при скважности, равной 550, средняя мощность пучка при энергии 5 МэВ может превышать 3 кВт, что более чем достаточно для обозначенных выше задач. Высокочастотный КПД при этом превышает 60 %, что позволяет рассчитывать на получение полного КПД более 10 %.

4.4 Разработка и проектирование линейного ускорителя электронов на энергию 2 МэВ и среднюю мощность пучка около 2 кВт

Еще одной совместной разработкой кафедры Электрофизических установок НИЯУ МИФИ и НПП «Корад» является ускоритель электронов на энергию 2 МэВ и среднюю мощность пучка около 2 кВт с локальной защитой. Ускоритель предназначен для радиационной стерилизации небольших партий медицинских изделий, медицинских отходов и другой продукции и может быть размещен как в подвальном помещении больницы, так и в производственном помещении. Также возможной перспективной областью применения такого ускорителя может быть радиационная стерилизация продуктов питания и пищевой упаковки (при работе в электронной моде).

Для нового ускорителя электронов на энергию 2 МэВ и среднюю мощность до 2 кВт также предложено использовать традиционную бипериодическую ускоряющую структуру. За основу взята форма и геометрические размеры ячеек, разработанных ранее для ускорителя на 10 МэВ / 20 кВт с рабочей частотой 2856 МГц. Размеры ячеек были скорректированы для работы на частоте 2998,7 МГц (частота магнетрона МИ-456Б). Для группировки также предложено использовать адиабатические функции изменения фазовой скорости и амплитуды поля в первых ячейках секции. В этом случае на первых периодах структуры для поперечной фокусировки необходимо использовать магнитный соленоид. Отметим следующие особенности ускоряющей структуры:

1. Для уменьшения длины секции количество ячеек группирователя было уменьшено с шести до четырех;

2. Фазовая скорость волны в первых ячейках группирователя принята равной $v/c\approx0,4$, что потребовало отказаться от носиков на диафрагмах первых трех ускоряющих ячеек и уменьшить длины первых трех ячеек связи с 4 до 3 мм;

Таблица 4.9 – Оценка потребляемой мощности для ускорителя на энергию 5 МэВ (включает 18 ускоряющих ячеек,

| Напряженность | Средняя | Макс. | Коэфф. | Ток на | Спектр | Потери | Ток на входе 450 мА | | | |
|--------------------------------|-------------|-------------|-----------|-----------|--------|---------------------------|---------------------|--------------|-----------|------|
| поля в | энергия | вероятная | токопро- | входе/ | FWHM, | мощности | Мощность, | Мощность в | Суммарная | |
| регулярных | на | энергия | хождения, | выходе, | % | в стенках, | отобранная | потерянной | мощность, | |
| ячейках, | выходе, | на | % | мА | | P_{wall} , к $ m B m T$ | ускоренным | части пучка, | кВт | |
| <i>Е_{тах}</i> , кВ/см | W_{max} , | выходе, | | | | | пучком, кВт | кВт | | |
| | МэВ | W_{max} , | | | | | | | | |
| | | МэВ | | | | | | | | |
| 110,0 | 4,69 | 4,65 | 65,4 | 450 / 294 | ±2,8 | 610 | 1380 | 120 | 2110 | 65,4 |
| 120,0 | 5,01 | 4,86 | 68,0 | 450 / 306 | ±2,4 | 720 | 1530 | 120 | 2370 | 64,6 |
| 130,0 | 5,35 | 5,21 | 68,9 | 450/310 | ±2,9 | 850 | 1660 | 70 | 2580 | 64,3 |
| 140,0 | 5,70 | 5,57 | 66,7 | 450/300 | ±2,9 | 980 | 1710 | 120 | 2810 | 60,9 |

длина секции около 93 см)

Таблица 4.10 – Результаты моделирования динамики пучка в ускорителе на 2 МэВ / 2 кВт

| | Наг цент | іряженн ре ячеев | юсть по. к, <i>Е_{тах}, к</i> | ля в :В/см | Энерг | ия на выход | e, M9B | Ток на | Коэфф, | Потери | | Полная |
|---------------------|-------------|---------------------|--|---------------|-------------------------------|-------------------------------|-------------------------------------|---------------|------------------------------|-----------|----------|-------------------------|
| Вариант | 1 | 2 | 3 | 4-7 | Макси- мально вероятная | Средняя для всех частиц | Средняя для основного пика | выходе, мА | токо- прохож- дения, % | Продольн. | Попереч. | ширина спектра, % |
| «Идеальные» поля | 150,0 | 180,0 | 180,0 | 200,0 | 1,83 | 2,23 | 2,03 | 554 | 79,1 | 4,3 | 16,6 | 17,0 |
| Расчет в CST | 144,5 | 173,0 | 173,0 | 194,5 | 1,84 | 2,12 | 2,06 | 560 | 80,0 | 2,4 | 17,5 | 16,9 |

3. Структура состоит из семи ускоряющих ячеек и шести ячеек связи;

4. Симметричный ввод СВЧ мощности организован посредством трансформатора типа волны, присоединенного к одной из регулярных ячеек (ячейки № 5);

5. Так как после концевой ячейки отсутствует ячейка связи, ее длина была увеличена на 8 мм.

Оптимизация формы ускоряющих ячеек с целью уменьшения вероятности возникновения высокочастотного разряда дополнительно не проводилась, так как это было сделано при разработке ячеек для ускорителя на 10 МэВ / 20 кВт.

Численное моделирование, проведенное с помощью программы BEAMDULAC-BL, показало, что разработанная ускоряющая структура при токе инжекции ~700 мА и коэффициенте токопрохождения около 75 % позволяет получить на выходе пучок с импульсной мощностью около 1 МВт, что при скважности работы магнетрона МИ-456Б, равной 550, позволит иметь 2 кВт средней мощности пучка. Для вариантов, приведенных в таблице 4.10, энергия инжекции равна 50 кэB ± 1 %, 15 см·мрад. начальный поперечный эмиттанс что соответствует расчета электронной с модифицированными результатам пушки параметрами. В таблице 4.10 величина спектра приведена по основанию пика распределения. На рисунке 4.13 показаны основные результаты численного моделирования динамики пучка: фазовый портрет пучка на выходе ускорителя (а) (здесь и далее красным цветом показаны начальные параметры, синим – выходные), сечение (б) и поперечный эмиттанс (в), график изменения фазовой скорости (черным цветом) и средней энергии электронов по длине ускорителя (г), связь средней энергии и средней фазы при ускорении (д), огибающие пучка по двум поперечным координатам (е), фазовый (ж) и энергетический (з) спектры на выходе ускорителя, распределение частиц по радиусу (и). Моделирование также показало, что кулоновское поле не оказывает практически никакого влияния на
динамику, приводя только к небольшому (до 0,5 мм) росту огибающей пучка в ячейках группирователя. Моделирование электродинамических характеристик показало (моделирование и оптимизация ЭДХ ускоряющей структуры выполнено Т.В. Бондаренко), что добиться «идеального» распределения поля в структуре, состоящей из семи различных ячеек, невозможно при разумной точности установки геометрических размеров ячейки. Можно добиться только примерного (с точностью до 10 %) совпадения амплитуд поля. После расчета ЭДХ моделирование динамики пучка в «идеальных» полях было повторено для полученного с учетом расчетной геометрии ячеек реальной структуры И полученного распределения полей. Результаты моделирования для обоих случаев приведены в таблице 4.10 и на рисунке 4.13, отличия в них пренебрежимо малы.

Далее была рассмотрена зависимость параметров пучка на выходе секции от величины начального поперечного эмиттанса и начального радиуса пучка. Оказалось для обеспечения требуемого диаметра пучка на выходе ускоряющей секции около 4 мм, на входе пучок должен иметь диаметр 3,5-4,0 мм, для чего потребуется изменить параметры пушки, которая в настоящее время обеспечивает фокусировку пучка в диаметр 2 мм на входе структуры. При этом желательно удержать радиус пучка в кроссовере в пределах 2,0-2,5 мм, что предотвращает поперечные потери. Начальный поперечный эмиттанс 10-20 см мрад не оказывает негативного влияния на динамику пучка, при увеличении начального эмиттанса до 25 см·мрад коэффициент токопрохождения уменьшается примерно на 2 %. Также после оптимизации ускоряющей структуры была проведена оценка баланса мощности. При среднем ПО длине структуры значении эффективного шунтового сопротивления 50 МОм/м и максимальной напряженности поля на оси 200 кВ/см потери мощности в стенках составят около 0,5 МВт. Мощность, затраченная на ускорение пучка, составит 1,13 МВт, мощность на ускорение потерянных частиц 0,23 МВт. Итого



Рисунок 4.13 – Результаты моделирования динамики пучка в ускорителе на 2 МэВ / 2 кВт для «идеального» (вверху) распределения поля и в поле, рассчитанном с CST Studio Suite (внизу)

суммарная потребляемая мощность составит 1,86 МВт без учета нагрузки током. При групповой скорости 0,1c, что соответствует коэффициенту связи по магнитному полю между ячейками 11 %, полученному при моделировании ЭДХ, нагрузка током дает просадку поля на ~3,5 %, то есть надо иметь запас по мощности около 6-7 % и суммарная мощность СВЧ питания секции будет равна 2000 кВт при токе на выходе ~550 мА и высокочастотном КПД около 56 %. Таким образом, питание новой ускоряющей структуры может быть с запасом обеспечено магнетроном МИ-456Б.

Далее новой ускоряющей была разработана для секции (Ю.Д. Ключевской) система термостабилизации на основе двойного коаксиального кожуха, рассчитаны вариационные характеристики ускоряющей структуры (Т.В. Бондаренко), сформулированы требования на допуски изготовления ячеек (М.В. Лалаяном и С.М. Полозовым). В НПП «Корад» были переданы 3D модели ячеек и секции в целом, на основании которых была подготовлена конструкторская документация (М.И. Демским и А.Г. Пестеревым) и изготовлены ячейки ускоряющей структуры. Для питания магнетрона в НПП «Корад» был разработан принципиально новый модулятор мощностью до 5 МВт при длительности импульса до 5 мкс и частоте повторения импульсов до 300 в секунду. Модулятор представляет собой генератор Аркадьева-Маркса, однако в нем используются только твердотельные компоненты, что позволяет получить длительность фронтов импульса не более 200 нс и, следовательно, очень высокий КПД – до 90 %. Для нового ускорителя в НПП «Корад» была разработана система локальной радиационной защиты (рис. 4.14). Размер защиты составит 3,0 х 2,4 х 1,3 м, масса бетона – около 21 т. Ячейки нового ускорителя были изготовлены и протестированы. Структура в сборе, установленная на стенде для электродинамических измерений, показана на рисунке 4.15. Отклонение измеренного распределения напряженности поля

от расчетных значений составило не более 4 %. Физический пуск нового ускорителя был проведен в марте 2019г.



Рисунок 4.14 – Система локальной

радиационной защиты ускорителя на

2 МэВ / 2 кВт (разработана в НПП «Корад»)



Рисунок 4.15 – Структура ускорителя на 2 МэВ / 2 кВт в сборе

4.5 Особенности численного моделирования динамики пучка в фотопушках

Источники сгустков электронов высокой яркости являются ключевыми компонентами, необходимыми ДЛЯ успешной работы современных лазеров на свободных электронах (ЛСЭ), таких как EuropeanXFEL [495] и FLASH [496] в DESY, Гамбург, Германия, а также новых лептонных коллайдеров, таких как Super-KEKB в KEK [497], Япония, и планируемых International Linear Collider (ILC) и Future Circular Collider (FCC, CERN). В современных инжекторах для лептонных синхротронного ЛСЭ коллайдеров, источников излучения И предъявляются очень жесткие требования к спектру, поперечному эмиттансу пучка и длительности сгустка. Это привело к интенсивному развитию в последнее десятилетие высокочастотных электронных пушек с фотокатодами. Для подобных современных установок необходимо иметь довольно высокий заряд в сгустке (сотни пКл – единицы нКл), очень маленький поперечный нормализованный эмиттанс (< 1 мм·мрад),

короткие сгустки (~ 0,1-10 пс), небольшой разброс по энергии (< 1 %) после Например, ВЧ-пушки. для фотоинжектора EuropeanXFEL электронные сгустки с зарядом 1 нКл/сгусток и нормализованным поперечным эмиттансом < 0.9 мм мрад должны генерироваться ВЧпушкой, работающей на Cs₂Te фотокатоде с высокой напряженностью электрического поля на поверхности (~60 МВ/м), при частоте повторения сгустков до 27000 в секунду [51 – 52]. Для CERN FCC-ее необходимо создать сгустки с зарядом до ~6 нКл при длительности ~10 пс для инжекции и конверсии электронов в позитроны [31 – 33, 498]. ВЧ-фотопушки Современные являются развитой технологией, производительность демонстрирующая высокую И эффективность. Ускоряющие структуры на стоячей волне с фотокатодом (металлическим или полупроводниковым) генерируют сгустки электронов с энергией до нескольких МэВ.

Высокочастотный фотоинжектор с высоким темпом набора энергии показал наибольший потенциал как один из наиболее перспективных источников сгустков электронов с высокой яркостью. Однако в ходе работ по разработке и созданию фотопушек было выявлено несколько эффектов, объяснены которые не могут быть с помощью традиционной фотоэффекта. одночастичной теории «Одночастичная теория» фотоэмиссии хорошо развита [53, 499] и, в основном, основана на трехступенчатой модели [499]:

1. Поглощение лазерных фотонов в объеме материала катода и возбуждение изотропно распределенных фотоэлектронов. На процесс поглощения влияют отражательная способность катода, глубина проникновения лазерного излучения, комплексная диэлектрическая проницаемость материала катода.

2. Перемещение возбужденных фотоэлектронов к поверхности с неупругим и изотропным рассеянием. Этот процесс зависит от энергии

электронов, скорости рассеяния (времени релаксации), длины свободного пробега, коэффициента рассеяния.

 Собственно эмиссия, которая определяется вероятностью прохождения электрона над барьером и зависит от высоты барьера, ширины запрещенной зоны, конуса излучения, энергии фотоэмиссии, формы поверхности катода.

Однако при работе с электронными сгустками с зарядом порядка нКл одночастичная модель фотоэмиссии перестает работать. Это было показано экспериментально, например, на установке фотоинжектора PITZ-DESY, Цойтен. Этот стенд для настройки и тестирования фотоинжекторов был создан для разработки и экспериментальной оптимизации фотоэлектронных источников для ЛСЭ, в частности FLASH и EuropeanXFEL. В инжекторе PITZ используется высокий ускоряющий градиент (около 60 MB/м) на фотокатоде из теллурида цезия (Cs₂Te). На установке PITZ был получен проектный нормализованный эмиттанс для EuropeanXFEL: 0,9 мм·мрад (и ниже) для заряда 1 нКл. Однако результаты экспериментального измерения заряда в сгустке и поперечного эмиттанса [50 52], пучка показали ЧТО предельный ток, полученный экспериментально, не может быть получен при начальных параметрах, которые были заданны при численном моделировании динамики пучка в 178]. ASTRA программе ASTRA [163, 177, занижает величину поперечного эмиттанса на выходе фотопушки.

Схожие результаты были получены в ходе разработки нового инжектора для CERN Future Circular Collider (FCC-ее, подробно результаты моделирования динамики пучка будут рассмотрены далее в разделе 4.6). Расчеты, проведенные с помощью пакета ASTRA, показали, что требуемый заряд сгустка ~6,5 нКл может быть сгенерирован на фотопушке L- или S-диапазона, а затем сгусток может быть захвачен и ускорен [500 – 501]. В то же время, расчеты, проведенные в МИФИ с использованием собственной программы BEAMDULAC-BL в версии для

фотопушек (описание особенностей этой версии программы приведено ниже в этом разделе), показало [34 – 35], что для сгустков с зарядом 2-6 нКл коэффициент токопрохождения будет быстро снижаться для высокого заряда в сгустке. Например, он не превысит ≈80% для сгустков с зарядом 6 нКл, причем этот результат был получен только для третьей фотопушки Photogun_v3 версии после длительной оптимизации. Моделирование показывает, что половина потерянных ИЗ режима формирует обратный ток, ускорения электронов ЧТО приведет К интенсивной бомбардировке катода. Очевидно, что обе программы (ASTRA и BEAMDULAC-BL в варианте для фотопушек) не дают корректного представления о процессе фотоэмиссии и формировании электронного сгустка вблизи катода при заряде в сгустке 1 нКл и выше.

С теоретической точки зрения, процесс фотоэмиссии является чисто эффектом, выходящим рамки классической квантовым 3a электродинамики. Обычные фотоэмиссионные модели, основанные на современной квантовой теории, концентрируются на механизме одноэлектронной эмиссии, описанном выше. При использовании этой модели динамика электронного сгустка в процессе излучения и в непосредственной близости от катода в явном виде не моделируется при наличии высоких ВЧ полей и объемного заряда. Это затрудняет точное определение характеристик пучка в инжекторе.

Расчет и оптимизация источников электронов высокой яркости в основном выполняется с помощью численного моделирования. Наиболее часто динамика частиц в фотопушках моделируется в квазистатическом приближении для электромагнитных полей. Поле пространственного заряда рассчитывается методом последовательных приближений, методом «частица в ячейке» или с помощью решения уравнения Лейнара-Вихерта для электромагнитного поля заряженной частицы при произвольном релятивистском движении. Программы, использующие эти методы, доступны для моделирования динамики пучка, но сих пор не существует

подходящей численной модели, включающей процесс фотоэмиссии в полном электродинамическом подходе. Это означает, что изначально невозможно предсказать ток пучка, создаваемый фотокатодом для работы Но различных условий инжектора. ЭТО является первым предварительным условием для моделирования процесса формирования пучка и учета пространственного заряда в инжекторе и далее в ускорителе. Общее допущение, обычно используемое при моделировании, состоит в том, что профиль тока пучка идентичен профилю интенсивности импульса лазера на катоде. Однако квантовая эффективность фотокатода и, следовательно, эмиссии, ток зависят также И ОТ локального пространственного заряда и ВЧ полей на катоде. Эта зависимость становится еще более важной при наличии высоких напряженностей внешних ВЧ полей и пространственного заряда и связана с их влиянием на процесс эмиссии (эффект Шоттки). Поле пространственного заряда на катоде определяется эмиссионным током и, кроме того, динамикой эмитируемых электронов в непосредственной близости от катода. В настоящее время в МИФИ совместно с DESY-Zeuten начаты попытки совершенствования моделей фотоэмиссии с возможностью учета при моделировании сильных коллективных эффектов, таких как образование двойного эмиссионного слоя, обратная бомбардировка катода, вторичная эмиссия, влияние кулоновского поля сгустка на эмиссию электронов, нагрузка током и т.д. Данная работа еще не завершена и поэтому ее результаты не будут рассмотрены в диссертации.

Как уже говорилось выше, на кафедре Электрофизических установок МИФИ было разработано семейство программ BEAMDULAC для численного моделирования динамики пучка в ускорителях, в том числе программа BEAMDULAC-BL [136, 200 – 202] для моделирования динамики электронного пучка с учетом нагрузки током и кулоновской компоненты собственного поля. Она была протестирована при разработке ряда линейных ускорителей электронов [479 – 481]. Для исследования

динамики пучка в различных фотоинжекторах, например, для Future Circular Collider [34 – 35], LUCX (КЕК, Япония, [502]) и компактного источника излучения терагерцового диапазона [503 – 508], была разработана модифицированная версия программы ВЕАМDULAC-BL-Photogun. Необходимость разработки новой версии программы была вызвана особенностями построения фотопушек и структурой коротких сгустков, генерируемых фотопушкой. Рассмотрим эти особенности более подробно.

Для многих СВЧ электронных пушек и для всех высокочастотных фотопушек энергия эмиссии электронов из катода очень мала и составляет доли или единицы эВ. Очевидно, что в этом случае в классической ускоряющей ячейке с нулевой амплитудой ускоряющего поля на стенке сгусток электронов, особенно при большой интенсивности, развалится изза влияния собственного поля объемного заряда. Поэтому в фотопушках используют структуры, состоящие из одной или нескольких целых ячеек и одной полуячейки с расположенным в ней фотокатодом (см. рисунок 4.16). Такие структуры получили название 1,5-ячеечных, 3,5-ячеечных и т.д. (см., например, [509 – 511]) в зависимости от числа целых ячеек. В них стенка, на которой расположен фотокатод, является электрической и на ней ВЧ поле имеет максимум амплитуды в момент эмиссии сгустка. Эмитированные электроны попадают в область высокого поля, которое с большим темпом ускоряет сгусток и препятствует его разрушению из-за влияния кулоновской составляющей собственного поля. На практике также часто используют структуры типа 1,6-ячейки, в которых сгусток инжектируется в нарастающее СВЧ поле, что также способствует его поперечной фокусировке и не дает сгустку расползаться по длине.

Для учета распределения поля в первой ячейке фотопушки в программе BEAMDULAC-BL-Photogun был скорректирован блок синтеза амплитуды поля. Первая ячейка (полуячейка) задается отдельно, форма СВЧ поля в ней формируется с помощью собственного полинома, а

«активная» доля ячейки (0,5 или 0,6 от целой первой ячейки) задается дополнительным коэффициентом. Пример распределения амплитуды ВЧ поля в такой структуре показан на рисунке 4.17.



Рисунок 4.16 – Общий вид фотоинжектора с коаксиальным вводом мощности (а) и график распределения амплитуды напряженности ускоряющего поля на оси структуры для отношения (1,5-ячеечная фотопушка разработана Т.В. Бондаренко, см. [35, 503, 505, 512]):

1 – фотокатод, 2 – полуячейка, 3 – целая ячейка, 4 – коаксиальный ТТВ, 5 – подводящий волновод, 6 – закорачивающая решетка, 7 – согласующая диафрагма



Рисунок 4.17 – Распределение амплитуды СВЧ поля на оси фотопушки, разработанной для нового инжектора для FCC-ее.

Структура состоит из 7,5 ускоряющих ячеек, работает на виде

колебаний $\mu = \pi/2$ (БУС), $e_{RF} = eE_{RF}\lambda/2\pi W_0$

Сгустки, генерируемые фотокатодом, обычно имеют длительность от нескольких десятков фс до нескольких пс. При использовании фотопушек L- или S-диапазона фазовая длина таких сгустков не превышает нескольких градусов. В этом случае при использовании метода «облако в ячейке» (CIC), описанного в разделе 2.2 и используемого для расчета квазистатической компоненты собственного поля пучка в программе BEAMDULAC, способ определения продольных границ области, в которой рассчитывается собственное поле, является некорректным. Как описано в разделе 2.2, в процессе группировки непрерывный пучок формируется в отдельные сгустки, следующие с некоторым периодом друг за другом. Рассматривается область, длина которой составляет один или несколько периодов следования сгустков, а поперечные границы совпадают с апертурой канала ускорителя. Таким образом, минимальный продольный размер области, в которой будет рассчитываться собственное поле, равен одному периоду ВЧ поля. В ЭТОМ удобно случае использовать периодические продольные граничные условия. Область движется по ускоряющему каналу со скоростью равновесной частицы. Однако для моделирования коротких сгустков, генерируемых фотокатодами, такой подход не дает корректного решения, так как при разумном числе узлов сетки по продольному направлению (16-256) и при фазовой длине сгустка, равной нескольким градусам, весь сгусток будет попадать в одну ячейку пространственной сетки. В этом случае не будет учитываться влияние пространственного заряда на продольное движение, а изучение связи продольного и поперечного движений вообще невозможно. Из-за данной особенности для расчета динамики пучка в фотопушках в программу BEAMDULAC-BL-Photogun были Продольная внесены изменения. область, в которой рассматривается сгусток, теперь ограничена не периодом ВЧ поля, а несколькими длинами Дебаевского экранирования (обычно тремя-пятью). Таким образом, сгусток уже занимает

значительную часть сетки и моделирование является более корректным. По-видимому, в программе ASTRA, наиболее часто используемой для численного моделирования динамики пучка В фотопушках, эта особенность не учтена и ASTRA дает заниженное влияние объемного заряда на динамику пучка в процессе эмиссии и формирования. Однако проведенное моделирование показало, что и результаты моделирования с BEAMDULAC-BL-Photogun помощью нельзя считать полностью корректными для сгустков с зарядом более 1 нКл, так как программа дает явно завышенное влияние объемного заряда. Для сгустков с зарядом до нескольких сотен пКл результаты моделирования хорошо согласуются с экспериментальными данными. Для более высоких зарядов методы моделирования и программу предстоит доработать.

4.6 Численное моделирование динамики пучка в новом инжекторе для лептонной версии CERN Future Circular Collider

В настоящее время большая международная коллаборация занята обоснованием «будущего возможности создания циклического коллайдера» – CERN Future Circular Collider (FCC) [31 – 32]. Выполнено физическое обоснование проекта [513]. Предполагается, что на разных этапах проекта коллайдер будет работать в лептонной моде со столкновениями $e^- \leftrightarrow e^+$ при энергии до 2х175 ГэВ в системе центра масс, в адронной моде с энергиями до 2x50 ТэВ, а также запланирован и режим адрон-лептонных столкновений. МИФИ присоединился коллаборации FCC в 2015г., коллектив кафедры Электрофизических установок участвовал в разработке нового инжекционного комплекса для лептонной версии коллайдера FCC-ее. Было предложено несколько различных схем инжекции для FCC-ее: линейный ускоритель (от 2 до 7 ГэВ) с бустерным синхротроном или высокоэнергетический линейный ускоритель (до 14 ГэВ) с дальнейшим ускорением в основном кольце коллайдера. Однако

предпочтительной является схема инжекции с бустерным синхротроном. Очевидно, что линейный ускоритель должен включать первый участок (до энергии около 1,5 – 2,0 ГэВ) перед электрон-позитронным конвертером с демпфирующим кольцом для генерации необходимого потока позитронов (рис. 4.18 а, [501]). Интенсивность пучка для двух режимов (ускорение электронного пучка для инжекции и для е / е + конверсии) может значительно различаться. Для инжекционного режима [31 – 32, 498] достаточно иметь до 1,65·10⁹ электронов в сгустке (заряд ~250 пКл), однако для режима электрон-позитронной конверсии необходимо до 4·10¹⁰ электронов в сгустке (~ 6,5 нКл), что является экстремальным режимом для высокочастотных фотопушек L- или S-диапазона. К настоящему времени такие интенсивности были получены только для ВЧ пушек, работающих на частоте 400-700 МГц, [514 – 515], ведутся работы по получению сгустков с зарядом до 10 нКл на новом инжекторе S-диапазона для коллайдера Super-KEKB [497]. Также заряды в сгустке, составляющие единицы нКл, в настоящее время уже экспериментально получены на многих электростатических фотопушках (DC-photogun). Длительность сгустка, равная 10 пс, одинакова для обоих режимов работы инжектора FCC-ее. Также предлагается использовать сгустки с зарядом ~ 6,5 нКл как для инжекции, так и для конверсии, но такая схема может потребовать использования демпфирующего кольца и для электронов. Планируется иметь от 1 до 10 сгустков в импульсе с расстоянием между сгустками 25 или 50 нс. Частота повторения импульсов – до 50 Гц.

В качестве основы для инжектора FCC может быть предложена общая схема нового линейного ускорителя-инжектора для SuperKEKB [497] (см. рис. 4.17 б). Новый инжектор SuperKEKB включает в себя фотопушку для генерации пучков со сравнительно низким зарядом и малым эмиттансом, а также ВЧ-пушку с термокатодом для сгустков с большим зарядом (до ~ 10 нКл).



Рисунок 4.17 – Схема инжекции FCC-ее (а), включающая линейный ускоритель, конвертер е⁻ / е⁺, демпфирующее кольцо и бустерный синхротрон [500] и схема линейного ускорителя для FCC-ее (б), включающая фотопушку и высокочастотную пушку с термокатодом [35]

Исследование динамики пучка в высокочастотных пушках с фотокатодом и термокатодом, а также в регулярной секции линейного ускорителя для FCC-ее выполнялось в МИФИ с использованием программ **BEAMDULAC-BL** И ee модификации BEAMDULAC-BL-Photogun. Рассматривалась возможность работы в L-, S- и C-диапазонах частот. Результаты моделирования динамики пучка в первой версии фотопушки S-диапазон) работе [35]. (Photogun v1, рассмотрены В Основным зарядом 250-300 пКл и результатом является то, что сгустки с 10 Коэффициент длительностью пс можно легко ускорить. токопрохождения К_Т близок к 100 %, а амплитуда ВЧ поля на оси структуры $E_z = 600$ кB/см вполне достаточна, чтобы получить энергию $W_{out} = 10,5$ МэВ после фотопушки или 12 МэВ при $E_z = 800$ кВ/см. Такая энергия необходима для эффективного перезахвата сгустка регулярной секцией, что было продемонстрировано на FCC Annual Meeting 2016 [516]. Энергетический разброс пучка составляет $\delta \gamma_{out} / \gamma_{out} \sim \pm 3$ % (или ± 300 кэВ) FWHM и спектр на выходе 10-й регулярной секции из примерно 90, необходимых для получения энергии 7 ГэВ, не превысит 0,5 %. Влияние нагрузки током здесь невелико: один сгусток уменьшает амплитуду ВЧ поля менее, чем на 0,5 %, и такая нагрузка током может быть легко компенсирована системой ВЧ питания. При увеличении длины фотопушки до 12 ускоряющих ячеек и использовании специально оптимизированной зависимости фазовой скорости волны в первых ячейках (рис. 4.18) можно получить энергию на выходе $W_{out} \approx 10$ МэВ при $E_z = 350$ кВ/см, но с уменьшенной величиной $\delta \gamma_{out} / \gamma_{out} < \pm 0,7$ %.



Рисунок 4.18 – Распределение амплитуды поля (а) и фазовой скорости волны (б) в ячейках фотопушки версии Photogun_v1, вид сепаратрис для первых четырех «группирующих» ячеек фотопушки и фазовая траектория сгустка (красная кривая) на фазовой плоскости (в), зависимость коэффициента захвата от тока пучка (г)

Было показано, что для сгустков с зарядом 2-6 нКл коэффициент токопрохождения будет быстро снижаться для высокого заряда пучка, например он не превысит $\approx 60\%$ для сгустков с зарядом 6 нКл (см. рисунок 4.18 г). Моделирование показывает, что высокий заряд сгустков приводит к большим обратным токам (ток формируется примерно половиной потерянных из процесса ускорения частиц). Наблюдалось также большое кулоновское расталкивание «голова-хвост». Разница амплитуды ВЧ поля из-за большого фазового размера пучка и эффекта нагрузки током приводит к росту энергетического спектра до $\delta \gamma_{out} / \gamma_{out} \sim \pm 15$ %. Можно сделать вывод, что для уменьшения потерь оптимизировать фотопушку. электронов необходимо Длительность импульса 10 пс намного выше времени релаксации в металлических фотокатодах и сравнима с ним для полупроводника и может наблюдаться обеднение электронов проводимости В прикатодном объеме под воздействием Влияние лазерного излучения. обратного тока на формирование пучка, проблемы формирования двойного слоя и процесс эмиссии, включая возможное обеднение катода, должны быть детально изучены в дальнейшем. Необходимость разработки новых моделей фотоэмиссии, с помощью которых могут быть сформированы полностью корректные начальные распределения, обоснована выше в разделе 4.5. Необходимо также отметить, что динамика сгустка существенно зависит частиц. распределения Было ОТ начального показано, что ДЛЯ равномерного по фазам начального распределения (uniformly PD на рисунке 4.19) и распределения Капчинского-Владимирского (KV PD на рисунке 4.19) моделирование динамики дает качественно различные результаты.

Структура фотопушки для FCC-ее была оптимизирована, текущая версия имеет номер Photogun_v3. Эта структура имеет следующие характеристики: бипериодическая ускоряющая структура состоит из 7-ми ускоряющих ячеек и 5-ти ячеек связи (в 1-й и 2-й ускоряющих ячейках



Рисунок 4.19 – Фазовые портреты и спектры пучка (FWHM) для версии Photogun_v3 инжектора FCC-ее для различных энергий эмиссии пучка и разбросов по энергии

используются боковые связи), первые три ячейки имеют фазовые скорости $\beta_{ph} = 0,92$ (полуячейка), 0,96 и 0,99, последняя ускоряющая ячейка не имеет ячейки связи и её длина была соответствующим образом увеличена. Общая длина фотопушки составляет 31 см, апертура канала – 10 мм, длина ячейки связи – 4 мм, толщина диафрагмы – 4 мм, шунтовое сопротивление ~80 МОм/м, рабочая частота 3000 МГц, поле фокусирующего соленоида варьировалось в диапазоне $B_{sol} = 0.05 - 0.6$ Тл. Моделирование проводилось для сгустка с зарядом 6,5 нКл и длиной 10 пс, начальный поперечный эмиттанс составлял 20 мм мрад. Рассмотрено нормальное распределение Капчинскогоначальное фазовое И распределение Владимирского, также обсуждалось влияние начального распределения электронов по энергии. Результаты моделирования представлены в таблице 4.11 и на рисунке 4.19 для напряженности ВЧ поля 800 кВ/см [35]. Очевидно, что версия Photogun v3 может обеспечить более эффективный захват сгустка, однако все равно даёт большие потери электронов, которые составляют 15-20 %. Более высокое поле фокусирующего соленоида обеспечивает не только более высокий коэффициент захвата, но и меньший энергетический разброс.

Таблица 4.11 – Результаты моделирования динамики пучка в версии

Photogun_v3 фотоинжектора FCC-ее для сгустка зарядом 6 нКл и $E_z = 800$ кВ/см (норм. – нормальное фазовое распределение, К.-В. –

| Энергия | Фазовое | B _{sol} , Тл | Wout, | $K_{T}, \%$ | $\delta \gamma_{out}$ |
|--------------------------|---------------|-----------------------|-------|-------------|-----------------------|
| инжекции γ_{in} и | распределение | | МэВ | | FWHM, % |
| $δ γ_{in}$ | | | | | |
| 1.0005 ± 0.0005 | норм. | 0.2 | 7.37 | 73.2 | ±26 |
| 1.0005 ± 0.0003 | норм. | 0.2 | 7.88 | 74.8 | ±27 |
| 1.0005 ± 0.0002 | норм. | 0.2 | 8.18 | 73.7 | ±18 |
| 1.0005 ± 0.0001 | норм. | 0.2 | 7.76 | 72.3 | ±26 |
| 1.0005 ± 0.0005 | КВ. | 0.2 | 8.01 | 75.5 | ±25 |
| 1.0005 ± 0.0002 | норм. | 0 | 6.99 | 68.7 | ±23 |
| 1.0005 ±0.0002 | норм. | 0.05 | 6.75 | 70.2 | ±22 |
| 1.0005 ±0.0002 | норм. | 0.1 | 6.48 | 72.6 | ±24 |
| 1.0005 ± 0.0005 | норм. | 0.4 | 8.80 | 79.2 | ±15 |
| 1.0005 ±0.0002 | норм. | 0.4 | 8.60 | 77.4 | ±10 |
| 1.0005 ±0.0002 | норм. | 0.6 | 8.59 | 80.9 | ±12 |
| 1.0005 ±0.0002 | КВ. | 0.6 | 7.98 | 84.5 | ±12 |
| 1.0001±0.00002 | норм. | 0.2 | 8.57 | 64.6 | ±21 |
| 1.0001±0.00002 | КВ. | 0.2 | 9.02 | 63.8 | ±12 |

распределение Капчинского-Владимирского)

Результаты моделирования приводят очевидному К выводу: пучка, эффективность динамика высокоинтенсивного захвата И распределение энергии определяются процессом эмиссии пучка, частотой, магнитным полем вблизи катода и влиянием кулоновского поля на первых 2-3 мм траекториях частиц, где электроны являются нерелятивистскими или ультрарелятивистскими. Потери электронов, равные 15-20 %, намного ниже, чем для первой версии фотопушки (~40 %), однако ими нельзя пренебречь, так около половины незахваченных как электронов формируют обратный ток. Неизвестно точно, как обратная бомбардировка пучком с зарядом в 600 пКл влияет на эмиссию электронов, однако очевидно, что это будет негативно сказываться на времени жизни катода.

Также была изучена динамика пучка в высокочастотной пушке с термоэмиссионным катодом, предложенной в качестве альтернативы фотопушке для режима е ↔ e⁺ конверсии (см. рисунок 4.17 б). Эта характеристики: бипериодическая структура имеет следующие ускоряющая структура состоит из 7-ми ускоряющих ячеек и 6-ти ячеек связи, в первых четырех ячейках $\beta_{vh} = 0.90, 0.91, 0.98$ и 0.99, общая длина фотопушки составляет 31 см, апертура канала – 10 мм, длина ячеек связи – 4 мм, толщина диафрагм – 4 мм, шунтовое сопротивление ~80 МОм/м, рабочая частота 3000 МГц, поле фокусирующего соленоида $B_{sol} = 0,1$ Тл. Моделирование проводилось для заряда в сгустке 1-6 нКл и длительности сгустка 10 пс, энергия инжекции была выбрана равной 50±0,5 кэВ, 100±1,0 кэВ, 200±2,0 кэВ, начальный поперечный эмиттанс 20 мм·мрад. Результаты моделирования приведены в таблице 4.12. Показано, что для заряда 3 нКл коэффициент токопрохождения составляет ~90-95 %, а для 6 нКл он немного снижается до ~85-90 %. Спектр пучка составляет < ±20 % FWHM при энергии 10-11 МэВ и может быть в дальнейшем еще улучшен. Оптимальной является амплитуда напряженности ускоряющего поля около 600 кВ/см, при более высоких (> 800 кВ/см) или более низких (< 450 кВ/см) амплитудах спектр пучка растет. Результаты моделирования показывают, что для пикосекундных сгустков с зарядом в несколько нКл СВЧ пушка с термокатодом дает меньшие потери частиц по сравнению с обратной фотопушкой. Также термокатод менее чувствителен К бомбардировке, а конструкция термопушек обычно позволяет практически полностью изолировать катод от обратного потока электронов. При этом спектр пучка по прежнему остается слишком большим, что потребует использования демпфирующего кольца и для электронов в режиме инжекции 6 нКл сгустков, как это описано в [37].

Была рассмотрена также динамика пучка в регулярной секции линейного ускорителя FCC-ее. Предложено отказаться от использования классических систем на бегущей волне SLAC-типа, работающих на виде колебаний $2\pi/3$. Предлагается использовать более эффективные с точки зрения высокочастотного КПД и более низкого влияния нагрузки током структуры на стоячей волне с большим коэффициентом связи по магнитному полю. Была рассмотрена БУС, исследование проводилось для

Таблица 4.12 – Результаты численного моделирования динамики пучка в

| СВЧ | пушке о | с термокато | ЭДОМ |
|-----|---------|-------------|------|
| | ~ | | |

| Заряд в сгустке, нКл | Ампли- туда СВЧ поля, кВ/см | Энергия инжекции, кэВ | Оптималь- ная фаза инжекции бф | Энергия на выходе, МэВ | <i>К</i> _{<i>T</i>} , % | δγ _{out} FWHM, % |
|-------------------------|---|-----------------------------|---|---------------------------------|----------------------------------|---------------------------------|
| | | 50 | 3,4 | 4,00 | 91,8 | ± 23,4 |
| 3, | 400 | 100 | 3,4 | 4,55 | 95,6 | ± 26,1 |
| нормальное | | 200 | 3,5 | 4,58 | 91,7 | $\pm 26,6$ |
| фазовое | | 50 | 3,6 | 6,90 | 94,9 | $\pm 15,2$ |
| распределение | 600 | 100 | 3,6 | 7,21 | 93,5 | ± 16,7 |
| | | 200 | 3,5 | 7,56 | 91,7 | ± 26,2 |
| | 600 | 50 | 3,5 | 4,16 | 74,1 | $\pm 26,5$ |
| | | 100 | 3,5 | 7,16 | 78,6 | ± 22,4 |
| C | | 200 | 3,5 | 7,04 | 76,2 | $\pm 37,6$ |
| 0, | 800 | 50 | 3,7 | 7,10 | 76,2 | ± 21,5 |
| нормальное | | 100 | 3,5 | 7,06 | 80,1 | $\pm 36,9$ |
| фазовос | | 200 | 3,4 | 8,53 | 73,4 | $\pm 29,5$ |
| распределение | 1000 | 50 | 3,5 | 8,45 | 81,2 | $\pm 36,1$ |
| | | 100 | 3,5 | 7,83 | 82,1 | ± 34,9 |
| | | 200 | 3,4 | 10,11 | 75,3 | ± 25,2 |
| | | 50 | 3,4 | 6,71 | 81,8 | ± 20,9 |
| | 600 | 100 | 3,5 | 6,41 | 84,7 | $\pm 19,5$ |
| 6 | | 200 | 3,4 | 7,33 | 89,1 | ± 25,7 |
| | | 50 | 3,5 | 8,28 | 87,1 | ± 23,2 |
| Капцинского | 800 | 100 | 3,6 | 6,85 | 86,4 | $\pm 29,2$ |
| Rапчинского- | | 200 | 3,4 | 7,62 | 88,1 | $\pm 35,6$ |
| Бладимирского | | 50 | 3,6 | 12,38 | 84,6 | ±17,9 |
| | 1000 | 100 | 3,5 | 8,21 | 90,6 | $\pm 37,2$ |
| | | 200 | 3,3 | 7,40 | 87,9 | $\pm 39,5$ |

двух частот 3000 МГц (S-диапазон) и 2000 МГц (L-диапазон), так как сравнение их эффективности являлось одной из задач проекта. Моделирование динамики И предварительный расчет электродинамических характеристик был проведен для длинных (~3 м, что несколько больше, чем традиционно принято для БУС) структур с высоким (около 15 %) коэффициентом связи по магнитному полю. На частоте 3000 МГц секция состоит из 61 ускоряющей ячейки и 60 ячеек связи, общая длина составляет 302,5 см. На частоте 2000 МГц использована 41 ускоряющая ячейка и 40 ячеек связи, длина секции 305,0 см. Были рассмотрены три варианта напряженности электрического поля на оси структуры:

1. Вариант с напряженностью поля $E_z = 400$ кВ/см, легко реализуемый на практике при длительности импульса 1-2 мкс.

2. Реалистичный при использовании SLED или другой системы компрессии импульса мощности вариант с $E_z = 600$ кB/см.

3. «Оптимистичный» вариант с $E_z = 900$ кВ/см, для которого потребуется система с коэффициентом компрессии мощности не менее шести и очень тщательное изготовление и подготовка поверхности ячеек регулярной секции.

Основные результаты численного моделирования динамики пучка для нескольких вариантов регулярной секции представлены в таблице 4.13. Необходимо отметить, что при одинаковой амплитуде напряженности поля темп набора энергии в секции с рабочей частотой 2000 МГц примерно на 5% выше, чем для секции на 3000 МГц. Это вызвано большей «эффективной» длиной ускоряющей ячейки на частоте 2000 МГц, где длина периода структуры составляет 75 мм, а длина ускоряющего зазора 63 мм (на частоте 3000 МГц они равны 50 и 38 мм, соответственно). Из таблицы также видно, что влияние нагрузки током для сгустков с зарядом 300 пКл (сгустки, предназначенные для инжекции) на энергию на выходе секции невелико и может быть скомпенсировано небольшим дрейфом

фазы инжекции от сгустка к сгустку. Для сгустков с зарядом 6 нКл просадка амплитуды ускоряющего поля составит уже около 3 %, что потребует использования компрессора мощности с управляемой функцией вывода энергии из накопителя.

Таблица 4.13 – Результаты численного моделирования динамики пучка в регулярной секции линейного ускорителя-инжектора для FCC-ее (*W_{sec}* – прирост энергии на одну регулярную секцию)

| | <i>f</i> =3000 МГц | | | <i>f</i> =2000 МГц | | |
|-------------------|---------------------------------|--------|------------------------|------------------------|--------|------------------------|
| E_z , к B /см | 1 ^й сгусток | | 2 ^й сгусток | 1 ^й сгусток | | 2 ^й сгусток |
| | K_T , % W_{sec} , M \ni B | | $K_{T}, \%$ | W_{sec} , | МэВ | |
| 400 | 98,4 | 69,90 | 69,54 | 98,2 | 74,20 | 73,85 |
| 600 | 98,4 | 104,90 | 104,40 | 98,2 | 111,40 | 110,90 |
| 800 | 98,4 | 157,50 | 156,70 | 98,3 | 166,90 | 166,10 |

В таблице 4.14 приведены результаты оценки высокочастотной мощности, необходимой для создания амплитуды поля E_z= 400, 600 и 900 кВ/см на оси регулярной секции. Оценки выполнены для двух СВЧ пушки, работающих вариантов различной частоте. на Предполагалось, что система компрессии типа SLED дает коэффициент усиления по мощности *К_{RF}*=4. Большой коэффициент связи и высокая добротность позволяют уменьшить время переходного процесса в БУС длиной 3 м до 300-400 нс. Для 10 сгустков необходимая длительность полки ВЧ импульса составляет 250 или 500 нс и полная длительность ВЧ импульса должна быть не более 1 мкс.

| | Фотопушка | | ВЧ пушка с термокатодом | | Регулярная секция (БУС) | |
|--|-----------|-----|----------------------------|-----|----------------------------|-----|
| | | | | | | |
| <i>Е</i> _z , кВ/см | 350 | 600 | 400 | 600 | 400 | 900 |
| Необходимая мощность | 26 | 76 | 61 | 138 | 99 | 311 |
| СВЧ питания, МВт | | | | | | |
| Необходимая мощность | 7 | 19 | 15 | 35 | 25 | 78 |
| клистрона, <i>K_{RF}=</i> 4, МВт | | | | | | |

Таблица 4.14 – Требования к системе питания секций линейного ускорителя-инжектора для FCC-ее, рабочая частота 3000 МГц

Для компенсации влияния нагрузки током на динамику пучка, которая существенна при заряде в сгустке, равном 6 нКл, недостаточно инжектировать сгустки со сдвигом по фазе «влево» к максимуму амплитуды напряженности поля. Необходимо будет использовать систему компрессии мощности с управляемой формой импульса. Такая система на основе SLED была предложена в МИФИ [517] более тридцати лет назад и опробована на ускорителе У-17, где для СВЧ импульса длительностью 400 нс удалось получить спад вершины менее 1 % с учетом нагрузки током. Амплитуду поступающей в ускоряющую структуру СВЧ мощности было предложено поддерживать постоянной за счет роста амплитуды поля (мощности), передаваемой от генератора в накопительный резонатор в момент после включения фазовращателя SLED. В настоящее время аналогичная схема может быть реализована проще – за счет переменной задающего генератора. формы импульса Современные задающие генераторы являются твердотельными и позволяют быстро и в широких пределах варьировать выходную мощность. Это, в свою очередь, позволит реализовать SLED с плавно нарастающей выходной мощностью.

5 Динамика электронов в кристаллах и плазменных каналах

5.1 Программа BEAMDULAC-CR для исследования излучения электронов при каналировании в кристаллах

Эффект каналирования заряженных частиц в кристаллах был предсказан Й. Штарком [518], обнаружен при численном моделировании [519] и только затем экспериментально [520]. Теоретические основы эффекта каналирования заряженных частиц в кристаллах были заложены Й. Линдхардом [521 – 522]. Излучение релятивистских электронов при каналировании в кристалле может быть рассмотрено как с использованием квантового подхода, так в рамках классической электродинамики с упрощенным представлением эффективного потенциала в кристалле. Аналитическому экспериментальному исследованию И излучения релятивистских электронов и позитронов при каналировании в кристаллах посвящены работы [525 – 531] и многие другие. Эффект каналирования заряженной частицы в кристалле заключается в следующем. Заряженная (или нейтральная) частица пролетает сквозь кристалл, двигаясь вдоль основных кристаллографических осей (так называемое осевое или аксиальное каналирование) или параллельно выделенным кристаллическим плоскостям (плоскостное каналирование). В процессе движения частица взаимодействует с атомами кристаллической решетки и начинает колебаться внутри нее. Такое движение сопровождается излучением, которое для ультрарелятивистской частицы ($\gamma >> 1, \gamma - Лоренц$ фактор) направлено вперед с характерным углом испускания $\phi \sim \gamma^{-1}$. В случае каналирования электрон совершает плоскостного малые одномерные поперечные колебания, а в продольном направлении движется с релятивистской скоростью [521]. В случае аксиального каналирования траектория электрона определяется аксиально-симметричным

кулоновским полем на кристаллической оси, что делает ее похожей на траекторию в спиральном ондуляторе.

Теория движения релятивистских электронов и позитронов В ондуляторах была развита в работах Д.Ф. Алферова, Ю.А. Башмакова, Е.Г. Бессонова и П.А. Черенкова [527, 532 – 533]. Методы классической электродинамики, предложенные В данных работах, достаточно эффективны для практического использования и совпадают с данными экспериментов, однако их точность и границы применимости необходимо оценить, проведя сравнение расчетных и экспериментальных данных. Необходимо также отметить, программы численного что для моделирования динамики и излучения электронов и позитронов при каналировании используют, в основном, квантовый подход [535], но в 2015 году в МИФИ была разработана программа BEAMDULAC-CR, в которой используется классическая модель, использующая форму эффективного потенциала, максимально приближенную к реальной [289, 523 – 524].

Рассмотрим особенности использования классического подхода для изучения динамики И излучения электрона при плоскостном каналировании в кристалле. В этом случае частица может двигаться вдоль различных кристаллографических плоскостей и движение можно описать с использованием обобщенного потенциала U(x), где x – поперечная координата, отсчитываемая от центральной плоскости канала [532]. Как правило, U(x) является четной, гладкой, медленно меняющейся функцией с 2d. U(-x)U(x). периодом равным ширине канала: = U(x+2dk) = U(x), k - целое число. Обозначим величину потенциала на границе канала как U_0 , в этом случае удобно провести аппроксимацию потенциала степенным полиномом [523, 512]:

$$U(x) = U_0 \sum_{n=0}^{N} a_n \left(\frac{x}{d}\right)^n, \ |x| < d,$$
 (5.1)

коэффициенты которого a_n могут быть приближенно определены аналитически или найдены из экспериментальных данных. В работе [532] аппроксимация используется полиномом четвертой степени, что обеспечивает хорошую точность построения потенциала. На рисунке 5.1 показано распределение потенциала, образованного плоскостями <110> в [528] кристалле алмаза И его полиномиальная аппроксимация (расхождение по критерию Пирсона составило χ^2 =1,048, [523, 512]) Потенциал описывался с использованием следующих коэффициентов разложения: $U_0=30$ B, $a_2=4,7, a_4=-12,4, a_6=16,4, a_8=-9,7, a_{10}=1,9$ при полуширине канала d=1,34 Å.



Рисунок 5.1 – Распределение потенциала поперек плоскости <110> в кристалле алмаза [528] и его полиномиальная аппроксимация

Электрон при движении в канале совершает поперечные периодические колебания относительно центральной плоскости канала. При условии, что амплитуда колебаний значительно меньше, чем полуширина канала, частота колебаний с хорошей точностью может быть выражена формулой:

$$\Omega_n = \sqrt{2} \cdot \Omega_0, \quad \Omega_0 = \frac{c}{d} \sqrt{\frac{2eU_0}{W}} , \qquad (5.2)$$

где W – полная энергия электрона. Как видно, частота зависит от энергии как $\gamma^{-1/2}$ [533 – 534]. Если амплитуда поперечных колебаний частицы становится близкой к полуширине канала, частота колебаний начинает зависеть от амплитуды. При этом движение частицы становится ангармоническим и, как следствие, в Фурье-представлении колебаний частицы появляются высшие гармоники основной частоты, что важно при рассмотрении спектра генерируемого излучения. Частота излучения *k*-той гармоники, распространяющейся под углом θ относительно оси канала, в дипольном приближении для релятивистского движения может быть записана как [533]:

$$\omega_k = \frac{2k\Omega\gamma^2}{1+\theta^2\gamma^2}, (\theta <<1, \gamma >>1)$$
(5.3)

Излучение с максимальной частотой распространяется строго вдоль оси канала. Мощность потерь энергии частицы можно найти как

$$P = \frac{2e^2 \left\langle E^2 \right\rangle \gamma^2}{3mc^2} \,. \tag{5.4}$$

Здесь $\langle E^2 \rangle$ – среднеквадратичное значение амплитуды электрического поля, рассчитанное вдоль траектории движения частицы. В общем виде спектрально-угловое распределение генерируемого излучения определяется как сумма [534]

$$\frac{\mathrm{d}^{2} \varepsilon}{\mathrm{d} \omega d\theta} = \frac{e^{2}}{\pi^{2} c} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\left| \boldsymbol{a}_{k} \left(\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\theta}, \boldsymbol{\phi} \right) \right|^{2}}{\Omega^{2}} \frac{\sin^{2} \left(\pi K \boldsymbol{\sigma}_{k} \right)}{\boldsymbol{\sigma}_{k}^{2}} , \qquad (5.5)$$

где вектор
$$\boldsymbol{a}_{k} = \frac{\Omega}{2\pi} \int_{0}^{2\pi/\Omega} a(t) e^{-ik\Omega t} dt, \quad \sigma_{k}(\omega, \theta) = \Omega^{-1} \left[\omega \left(1 - n_{z} \beta_{z} \right) - k\Omega \right],$$

$$a(t) = \left[n \left[n - \beta \right] \beta \right] (1 - n\beta)^{-2} \exp \left[-\frac{i\omega}{c} (n_x x + n_y y + n_z \delta z) \right], \qquad \beta = \frac{d\beta}{dt},$$

 $n_x = \sin \theta \cos \phi$, $n_y = \sin \theta \sin \phi$, $n_z = \cos \theta$, $\theta -$ угол между нормалью *n* и осью канала *z*, $\phi -$ угол между вектором *n* и плоскостью (*x*, *y*), вектор $a_k(\omega, \theta, \phi)$ определяет зависимость излучения от вида колебаний частицы и их амплитуды. Для дипольного случая при ультрарелятивистских скоростях электронов уравнение для спектрального и углового распределений может быть упрощено и спектр излучения может быть с

учетом
$$\boldsymbol{a}_{k} = \frac{\left[\boldsymbol{n}\left[\boldsymbol{n}-\boldsymbol{\beta}\right]\dot{\boldsymbol{\beta}}_{k}\right]}{\left(1-\boldsymbol{n}\boldsymbol{\beta}\right)^{2}}$$
 и $\dot{\boldsymbol{\beta}}_{k} = \frac{\Omega}{2\pi} \int_{0}^{2\pi/\Omega} \dot{\boldsymbol{\beta}} e^{ik\Omega t} dt$ и $\boldsymbol{\sigma}_{k} = \Omega^{-1} \left[\boldsymbol{\omega}'-k\Omega\right]$
записан как (здесь $\boldsymbol{\xi} = \boldsymbol{\omega}/2\Omega\gamma^{2}$):

$$\frac{\mathrm{d}\varepsilon}{\mathrm{d}\xi} = \frac{8e^2\gamma^4}{c\Omega} \times \sum_{k=E(\xi+1)}^{\infty} \left|\dot{\beta}_k\right|^2 \frac{\sin^2(\pi K(u\xi-k))}{(u\xi-k)^2} \frac{1}{u^2} \left(1 - \frac{2}{u} + \frac{2}{u^2}\right) \mathrm{d}u, \quad (5.6)$$

Для очень большого числа периодов, как это имеет место в реальных кристаллах, уравнение (5.6) может быть упрощено и переписано в виде

$$\frac{\mathrm{d}\varepsilon}{\mathrm{d}\xi} = \frac{8\pi^3 e^2 K \gamma^4}{c\Omega} \sum_{k=E(\xi+1)}^{\infty} \left|\dot{\beta}_k\right|^2 \frac{\xi}{k^2} \left(1 - \frac{2\xi}{k} + \frac{2\xi^2}{k^2}\right) \mathrm{d}u, \qquad (5.7)$$

На рисунке 5.2 (а) показан общий вид фазовых траекторий, полученный аналитически для движущихся в кристалле электронов с гармоническим потенциалом (5.1) при максимальном угле расходимости 3 мрад. На рисунке 5.2 (б) показаны фазовые траектории, полученные в ходе численного моделирования, видны траектории электронов, захваченных в режим каналирования, и деканалированных.



Рисунок 5.2 – Фазовые траектории электронов, движущихся в идеальном кристалле, рассчитанные аналитически (а) и численно (б) по экспериментальным данным из работы [528]

Для численного моделирования динамики частиц в кристалле была разработана новая версия программы BEAMDULAC-CR [289, 523, 534]. Эта программа позволяет исследовать динамику частиц пучка в поперечном поле кристалла. Уравнения, определяющие поведение частиц в такой системе, записываются как [523]:

$$\frac{\mathrm{d}\gamma}{\mathrm{d}t} = 0, \quad \frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}t} = v_z, \quad \frac{\mathrm{d}v_x}{\mathrm{d}t} = -e\frac{\partial U(x)}{\partial x}, \quad \frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t} = v_x, \quad (5.8)$$

где функция для обобщенного потенциала U(x) определяется формулой (5.1). При разработке версии BEAMDULAC-CR для моделирования динамики электронов в кристалле было использовано несколько основных модулей пакета BEAMDULAC. Используется распределение Капчинского-Владимирского для координат и скоростей частиц, то есть сгусток электронов считается хорошо сгруппированным. Электрическое поле в кристалле находится из обобщенного потенциала (5.1), оно подставляется В правую часть уравнений движения (5.8) и уравнения численно интегрируются. Результаты расчета динамики проходят постобработку, которая выполняется только для частиц, захваченных В режим каналирования. Сначала определяется период осцилляций частиц и число колебаний, происходящих на длине кристалла. Период определяется как удвоенное расстояние между нулями траектории частицы $|\tilde{x}(z) - \langle x \rangle|$. Далее зависимость $\hat{\beta}_r(z)$ для каждой захваченной в режим каналирования частицы раскладывается в ряд с помощью быстрого преобразования Фурье и с использованием формулы [534]

$$<\delta W_{rad}>=rac{r_0 l_{cr} \gamma^2}{3W_0} < E_{ch}>^2,$$
 (5.9)

определяются потери энергии каждого электрона на излучение, а также число излученных фотонов на один электрон. В формуле (5.9) $\langle E_{ch} \rangle$ – усредненное значение электрического поля, действующего на электрон, l_{cr} – длина кристалла, $W_0 = mc^2$ – энергия покоя, $r_0 = e^2/4\pi\epsilon_0 m^2 c^4 = 1,82 \cdot 10^{-15}$ м – классический радиус электрона.

Тестирование программы было проведено Т.В. Бондаренко [512], для этого были использованы экспериментальные и аналитические данные по параметрам кристалла алмаза из работ [528 – 530]. Моделирование проводилось для кристалла толщиной 55 мкм при энергии электронов 21 МэВ. Результаты моделирования рассматриваются работах В [289, 512, 523 – 524]. На рисунке 5.3 показаны фазовые траектории частиц, а на рисунке 5.4 – энергетический спектр потока фотонов. Для указанных выше параметров пучка и кристалла максимум энергетического спектра пучка наблюдается при энергии фотонов 33 кэВ. Были определены оптимальные начальные параметры пучка, в частности, было проведено исследование зависимости доли деканалированных электронов OT максимального угла между траекторией электронов и плоскостью кристалла θ_m на влете. Показано, что при $\theta_m = 3 \cdot 10^{-3}$ доля деканалированных электронов составляет около 7 %, а при $\theta_m = 1 \cdot 10^{-2}$ достигает уже 30 % (см. рисунок 5.4). Также программа BEAMDULAC-CR позволяет получить важную зависимость периода колебаний электронов в кристалле Т от

амплитуды колебаний x_{max} (см. рис. 5.5, сравнить с рис. 4 из работы [527]). На рисунке 5.5 (а) видны периоды колебаний как электронов, захваченных в режим каналирования, так и деканалированных. На рисунке 5.5 (б) показано распределение доли электронов, имеющих различные значения периода колебаний. Видно, что большее число захваченных частиц имеет примерно одинаковый период осцилляций.



Рисунок 5.3 – Траектории электронов на плоскости (*z/d*, *x/d*) для пучка с расходимостью 10 (а) и 30 мрад (в) и фазовые траектории в координатах (β_x, *x/d*), энергия электронов 21 (а и б) и 23 МэВ (в и г)



Рисунок 5.4 – Типичный спектр фотонов, излученных при каналировании электронов в кристалле [523]



Рисунок 5.5 – Зависимость периода колебаний электронов в кристалле (*T/d*) от амплитуды колебаний (*x_{max}/d*)

были Для тестирования программы также использованы экспериментальные результаты, полученные на ускорителе DALINAC в Техническом университете Дармштадта (Германия) [530] И В (LLNL, США) [531]. Ливерморской национальной лаборатории Рассмотрим кратко основные результаты тестирования программы BEAMDULAC-CR (расчеты также выполнены Т.В. Бондаренко, [512]). Аппроксимация обобщенного потенциала для эксперимента на ускорителе DALINAC показана на рисунке 5.1, толщина кристалла алмаза составляла 55 мкм, энергия электронов, движущихся вдоль кристаллографической <110>, 8,5 МэВ. плоскости составляла Проведенное численное моделирование показало отличное совпадение результатов с данными эксперимента. Максимум энергетического спектра при моделировании наблюдается при энергии 8,4 кэВ и при 8,46 кэВ для эксперимента. Ширина спектра излучения на полувысоте для эксперимента составляет $\pm 0,4$ кэВ, для моделирования $\pm 0,8$ кэВ. На рисунке 5.2 (б) показан общий вид фазовых траекторий электронов в кристалле, рассчитанных при моделировании. На рисунке 5.6 (а) показан спектр излучения при (КИ) электронов в кристалла алмаза, полученный каналировании экспериментально в работе [530]. Спектральные данные для излучения электронов в кристалле с параметрами, взятыми из этой же работы, были получены и при тестировании программы BEAMDULAC-CR. Расчет проведен для пучка электронов с током 100 мА при длительности

импульса 10 мкс и расходимости пучка 3 мрад. Видно, что экспериментальные данные и результаты численного моделирования отлично согласуются между собой.



Рисунок 5.6 – Сравнение экспериментального спектра излучения при каналировании электронов из работы [5.14] (а) и полученого при моделировании с помощью программы BEAMDULAC-CR (б) [5.23]

В Ливерморской национальной лаборатории (LLNL, США) исследования по каналированию проводились на пучке электронов с энергиями 16,9, 30,5 и 54,5 МэВ с использованием кристалла алмаза толщиной 23 мкм. В работе [531] значения положения пика излучения при каналировании электронов в кристалле получены при следующих параметрах: полуширина канала алмаза вдоль кристаллографической плоскости <110> d=1,2611 Å, значение потенциала $U_0=23,46$ B, расходимость и диаметр пучка 1 мрад и 1 нм соответственно.

Результаты сравнения экспериментальных данных с аналитическими оценками и результатами численного расчета спектров с помощью программы BEAMDULAC-CR приведены в таблицах 5.1 и 5.2 [512]. Для аналитических оценок использовались зависимости энергии излучения при каналировании от Лоренц-фактора $E_{\rm KH} \sim \gamma^{-3/2}$ и спектра излучения $\delta E_{\rm KH} \sim \gamma^{-2}$ [535]. Как видно из таблиц, результаты расчетов спектра излучения, полученные с помощью программы BEAMDULAC-CR, близки к экспериментальным. При энергии электронов до 100 МэВ расхождение

составляет 3-4 %. При энергиях в несколько ГэВ погрешность с квантовой теоретической моделью составляет уже 10 %. Расхождение может быть вызвано как ограничением по энергии, для которой классическая электродинамическая модель может работать, так и большим расхождением квантовой модели с экспериментальными данными при высоких энергиях, которое еще не проверено до настоящего времени.

Таблица 5.1 – Сравнение экспериментальных спектров излучения при каналировании электронов в кристалле и результатов расчета с помощью программы BEAMDULAC-CR [512]

| Энергия | Энергия | Энергия | Энергия излучения |
|-------------|----------------|---------------|-------------------|
| электронов, | излучения | излучения | (BEAMDULAC-CR), |
| МэВ | (эксперимент), | (теория), кэВ | кэВ |
| | кэВ | | |
| 21,0 [530] | 33,0±2,4 | 33,0±2,4 | 33,1±7,2 |
| 16,9 [528] | 23,0±1,7 | 24,0±1,6 | 24,2±5,5 |
| 30,5 [528] | 60,1±3,0 | 57,1±5,0 | 59,6±10,0 |
| 54,5 [528] | 161,0±10,3 | 135,0±15,7 | 141,0±30,6 |

Таблица 5.2 – Сравнение аналитических расчетов положения пика излучения при каналировании электронов в кристалле и результатов

расчета с помощью программы BEAMDULAC-CR [512]

| Энергия | Энергия пика излучения | Энергия пика излучения |
|-----------------|------------------------|------------------------|
| электронов, МэВ | (аналитический расчет | (BEAMDULAC-CR), кэВ |
| | [529]), кэВ | |
| 150 | 302 | 329 |
| 450 | 1567 | 1739 |
| 750 | 3372 | 3690 |
| 1000 | 5192 | 5700 |

Ширина большинства спектра при моделировании для рассматриваемых энергий электронов оказалась завышенной примерно вдвое по сравнению с экспериментальными данными и примерно в полтора раза по сравнению с аналитическим расчетом. Это может быть вызвано как неточностью классической модели, так и различным подходом обработке данных, например ширина спектра FWHM (для К BEAMDULAC) может сравниваться с шириной по основанию для экспериментального спектра (в статьях [528, 530] не описан подход к обработке данных). Зависимости положения пика излучения при каналировании и ширины спектра от энергии электронов соответствуют аналитическим зависимостям.

Таким образом, проведенное численное моделирование показывает, что разработанные методы моделирования, алгоритмы и программа BEAMDULAC-CR дают возможность исследовать движение частиц при каналировании в кристалле с высокой точностью и обеспечивают хорошее согласие с теорией и результатами эксперимента.

Программа BEAMDULAC-CR была использована при разработке прикладной медицинской установки для каронарографии на основе источника излучения при каналировании. Такие системы требуют наличия монохроматического источника излучения. Квази-монохроматический спектр рентгеновского излучения трудно получить с помощью современных стандартных высоковольтных рентгеновских трубок. Для генерации таких потоков фотонов к настоящему времени предложено несколько альтернативных методов: синхротронное или ондуляторное [536], обратное излучение комптоновское рассеяние [537], характеристическое излучение [538] и излучение в кристаллах (излучение при каналировании, когерентное тормозное излучение, параметрическое рентгеновское излучение и др., [528]). В работах [512, 524, 534, 539 - 540] предложена схема источника, основанного на излучении при каналировании и рентгеновском оптическом фильтре, который необходим

фона для подавления некогерентного тормозного излучения, возникающего при прохождении электронов через кристалл. Источник включает ЛУЭ на энергию 21-23 МэВ, кристалл, установленный в гониометре, рентгеновский фильтр и две нагрузки для пучка электронов и для высокоэнергичного рентгеновского излучения. Электроны, проходя через кристалл, генерируют излучение при каналировании, а также сопутствующее фоновое тормозное излучение. Рентгеновское излучение, выходящее из кристалла, проходит через поликапиллярную оптику, в результате чего излучение с нужным диапазоном энергии направляется на исследуемый объект, а остальная часть спектра проходит без отклонения и попадает на поглотитель. Результаты оценки эффективности такой системы и расчеты снижения дозовой нагрузки на пациента приведены Т.В. Бондаренко в работе [541].

Исследование динамики частиц в кристалле алмаза проводилось с помощью программы BEAMDULAC-CR для пучка с энергией в диапазоне 20-25 МэВ, необходимой для генерации излучения при каналировании с энергией фотонов 30-40 кэВ. Моделирование проводились при параметрах поперечного распределения потенциала, представленного на рисунке 5.1. Толщина кристалла составляла 55 мкм, так как по экспериментальным данным [530] при большей толщине проявляется влияние многократного рассеяния электронов. Предельная толщина кристалла ограничивает поток генерируемых фотонов. Результаты моделирования представлены на рисунке 5.3 для энергии электронов 21 МэВ (а, б) и 23 МэВ (в, г). Полные спектры фотонов КИ для двух энергий электронов показаны на рисунке 5.7. Пик вероятности излучения для 21 МэВ наблюдается при энергии E_{KH} =33 кэВ, а полная ширина спектра на полувысоте составляет δE_{KH} =±7,2 кэВ для энергии электронов 21 МэВ. Для 23 МэВ максимум спектра наблюдается при 37 кэВ, ширина спектра по основанию ±8,6 кэВ.


Рисунок 5.7 – Полный спектр излученных фотонов при каналировании электронов с энергией 21 и 23 МэВ

В ходе исследования характеристик КИ в диапазоне 30-40 кэВ было узкий спектр требуется иметь энергии показано, что электронов $(\Delta W/W \sim 1 \%)$, а расходимость пучка должна быть меньше критического угла каналирования (~10 мрад). При больших расходимостях пучка наблюдается резкое увеличение доли деканалированных электронов [512, 523]. Показано, что в этом случае при среднем токе пучка, равном 1 мА, может быть получено около 1,5.1013 фотонов/с, что более чем достаточно для медицинского источника. В работе [541] было показано, что стандартная рентгеновская трубка, наиболее часто используемая в ангиографах, генерирует на 4-5 порядков меньше фотонов в диапазоне 30-40 кэВ, а высокоэнергетические фотоны при этом дают основной вклад в дозу облучения пациента. При использовании поликапиллярной оптики 40 % эффективность прохождения излучения составляет для каналированного источника и всего около 0,02 % для рентгеновской трубки. Направленность излучения ОТ каналированного источника пропорциональна 1/у. Для энергии электронов 21-23 МэВ она составляет около 1,3 градуса [512]. Для рентгеновской трубки с энергией около 140 кэВ направленность составляет около 40 градусов. Использование

поликапиллярной оптики в установке позволяет снизить дозу, получаемую облучаемой областью, в 54 и 30 раз для энергии электронов 21 и 23 МэВ соответственно по сравнению с той же системой без фильтрации фотонов по энергии [541]. Важным параметром медицинского рентгеновского источника является контрастность изображения, то есть отношение интенсивности излучения, прошедшего через тканеэквивалентный фантом, к интенсивности излучения, прошедшего через фантом, содержащий капилляры с контрастным веществом, иммитирущие кровеносные сосуды [541, 542]. Оценка показывает, что для источника на основе КИ для электронного пучка с энергией 21 и 23 МэВ контрастность изображения составила 1,11 и 4,1. Для рентгеновской трубки она равна 1,38.

Таким образом, проведенное исследование, в ходе которого для моделирования движения электронов в кристалле и излучения при каналировании использовалась программа BEAMDULAC-CR, показало, что такой источник может быть очень эффективным для генерации квазимонохроматического излучения, которое можно использовать в задачах медицинской диагностики.

5.2 Динамика электронов в плазменных каналах и способы уменьшения энергетического разброса и повышения коэффициента захвата при ускорении в плазме

Ускорительная техника традиционно развивалась по двум основным направлениям: увеличение максимальной энергии пучка и повышение его интенсивности. Так как темп ускорения в традиционных ускоряющих структурах (как нормально проводящих, так и сверхпроводящих) органичен, в основном, электрической прочностью этих структур, первое направление привело к созданию гигантских ускорительных комплексов, таких, как коллайдеры LHC, TEVATRON и т.д. В современных тестовых образцах высокочастотных ускоряющих резонаторов достигнуты

градиенты полей свыше 200 MB/м, в серийных – 50-100 MB/м. Однако для проектируемых и будущих ускорителей этого уже недостаточно.

Различные идеи повышения темпа набора энергии в ускорителях обсуждаются уже около 50 лет. Одной из основных является предложенная Я.Б. Файнбергом еще в конце 1950-х годов идея об ускорении пучка электронов в модулированном плазменном канале [543]. Позднее было предложено три варианта создания такого канала. В первом из них высокоэнергетичный (с энергией несколько ГэВ) пучок электронов инжектировался в плазменный канал и доускорялся [544, 545]. Эта идея успешно реализована экспериментально в Стэнфордском университете [545]. Физический процесс создания ускоряющего электрического поля может быть в этом случае описан следующим образом. Яркий сгусток электронов влетает в плазму и за счет кулоновского взаимодействия начинает выталкивать электроны плазмы с траектории своего движения. Это приводит к разделению электронов и ионов в тонком (до нескольких) сотен микрон в диаметре) канале, напряженность поля в котором составляет десятки и сотни ГВ/м. При этом период поля в плазменном канале будет равен периоду следования сгустков драйверного пучка. Именно периодичность модуляции плотности электронов И. соответственно, создаваемого электрического поля, позволяет получить на оси канала продольную компоненту электрического поля. Необходимо также отметить, что время пролета ускоряемого сгустка через канал много меньше времени релаксации самого канала и поэтому можно утверждать, что динамику сгустка можно рассматривать в стационарном приближении.

Т. Таджима и Дж. Доуссон предложили две идеи создания модулированного канала в плазме с помощью лазерного импульса [546]. В первом случае предлагалось использовать один лазер, с помощью которого создается плазменный канал с периодом модуляции $L_w = \lambda_w/2 = \pi c/\omega_p$, где c – скорость света, $\omega_p = (4\pi e n_0/m)^{1/2}$ – плазменная частота, e и m – элементарные заряд и масса, n_0 – концентрация электронов в невозмущенной плазме. Во

втором варианте предлагалось использовать два лазера с близкими частотами ($\Delta \omega \sim \omega_p$). Ускоряющий градиент в таких системах также может составлять до нескольких сотен ГВ/м. В обоих случаях необходимо использовать лазеры, генерирующие волну с обратной поперечной поляризацией. В этом случае поперечное поле лазера будет расталкивать и электроны, и ионы плазмы. Так как скорость движения ионов в плазме много меньше скорости электронов, то можно считать, что за время, которое необходимо для перемещения электронов на границу канала, ионы останутся неподвижными. Период модуляции канала в этом случае равен плазменному $T_p=2\pi/\omega_p$.

Идея лазерно-плазменного ускорения стала наиболее популярной, и в настоящее время в США, Европе, Японии и других странах работает несколько коллабораций, занимающихся теоретическими И экспериментальными исследованиями в данной области. Однако до последнего времени не удалось пройти путь от «метода ускорения» к действующим установкам, которые могут быть использованы в качестве источника ускоренных частиц для экспериментов или прикладных задач. При этом в настоящее время рассматривается несколько проектов крупномасштабных физических установок, таких как электронпозитронные коллайдеры [547 – 548], источники рентгеновского излучения, установки для адронной лучевой терапии [549 – 550], построенных на лазерно-плазменном принципе ускорения.

При очевидном главном преимуществе данного метода, которым является возможность повышения на несколько порядков темпа ускорения и следующая из этого компактность ускоряющей системы (данное утверждение не касается габаритов лазеров с мощностью до 10²² Вт/см², необходимых для создания канала в плазме), данный метод имеет и некоторые серьезные недостатки: низкий по сравнению с традиционными высокочастотными ускорителями коэффициент захвата электронов в режим ускорения и плохой энергетический спектр ускоренных электронов.

Практически ни одному из коллективов не удавалось получить в канале с постоянной плотностью плазмы спектр лучше 10 % в диапазоне энергий от десятков МэВ до единиц ГэВ даже при численном моделировании [551 – 563]. Такой разброс по энергии не допустим для многих приложений (например, медицинских), т.к., фактически, не позволяет транспортировать пучок. Необходимо отметить, что существенно лучшие результаты были получены в работах, где для формирования плазменного канала используется не лазер, а сгусток предварительно ускоренных до высокой энергии электронов [545]. В этом случае период следования сгустков совпадает с периодом модуляции плазменного канала и проблем с захватом в режим ускорения не возникает.

Описанные проблемы при лазерно-плазменном ускорении могли бы быть легко решены, если бы удалось создать электронную пушку, позволяющую получить сгусток с длительностью много меньше периода модуляции поля в плазменном канале L_w . Для традиционных ускорителей электронов на бегущей и стоячей волне эта проблема легко решается при использовании фотокатода, однако данный способ не может быть использован для ускорения в плазменном канале.

Другим возможным подходом к решению проблемы является использование предварительной группировки пучка, аналогично тому, как это делается в классических ускорителях электронов (клистронный или волноводный группирователь). Необходимо отметить, что динамика электронов в плазменном канале существенно отличается для случаев с относительно небольшой плотностью плазмы, когда $\pi^2 r_l^2 / \lambda_p >> a_0^2 / 2\gamma_l$ (квазилинейный режим), и в нелинейном режиме («bubble mode»), когда $\pi^2 r_l^2 / \lambda_p << a_0^2 / 2\gamma_l$. Здесь r_l – размер пятна лазера, $a_0 = eA/W_0$ – безразмерная интенсивность излучения лазера, $\gamma_l = (1 + a_0^2 / 2)^{1/2}$. В первом случае в экспериментах обычно используют внешнюю инжекцию электронного сгустка, во втором ускоряются электроны плазмы. Теоретическое описание

процесса взаимодействия лазерного импульса с плазмой и ускорения электронов в образовавшемся канале можно найти в работах А.И. Ахиезера и Р.В. Половина [564], Л.М. Горбунова и В.И. Кирсанова [565] или в обзоре [566].

Впервые предварительная модуляция пучка при лазерно-плазменном ускорении была рассмотрена в работах С.В. Буланова с соавторами. Было предложено использование двух «участков» плазмы с постоянной (но не равной) плотностью, разделенных переходным участком с переменной плотностью плазмы [567 – 568]. Численное моделирование показало, что при изменении плотности плазмы по экспоненциальному закону можно улучшить энергетический спектр пучка примерно до 3 % при энергии 1 ГэВ [568]. Была проведена экспериментальная проверка результатов [569]. Позже моделирование динамики при схожей схеме построения канала было повторено в работе [570].

Д. Умштедтер с соавторами [571] предложили так называемую В пондермоторную инжекцию. ЭТОМ случае используется два синхронизированных лазерных импульса, один из которых предназначен для создания плазменного канала («импульс накачки»), а второй («импульс для создания при сложении полей инжекции») – ДВУХ лазеров пондермоторной силы, которая позволит захватить часть электронов плазмы и затем инжектировать их в режим лазерно-плазменного ускорения. В работе Е. Изари с соавторами было предложено захватывать электроны, используя волну биения, образующуюся при совместном воздействии на них двух лазерных волн [572], частота которой близка к плазменной. Позднее подход был ими изменен [573] и для генерации «охлажденного» импульса электронов было предложено использовать уже три импульса лазера, один из которых по прежнему создает плазменный канал, а два других (с поляризацией, ортогональной поляризации импульса накачки) формируют волну биения. Такой подход позволил существенно улучшить спектральные характеристики ускоренных электронов.

Таким образом, при использовании предварительной модуляции пучка удается снизить энергетический разброс до 3 % при энергии порядка 1 ГэВ. Однако для большинства научных и прикладных задач этого также недостаточно, остается открытым вопрос 0 повышении коэффициента захвата частиц в режим ускорения. Приведенный выше краткий обзор позволяет утверждать, что задачи об уменьшении энергетического спектра и повышении коэффициента захвата электронов в режим ускорения к настоящему времени до конца не решены. Необходимо отметить, что схожие проблемы испытывали и создатели традиционных ускорителей электронов 50-60 лет назад, но впоследствии они были успешно преодолены с созданием эффективных группирователей.

Рассмотрим динамику электронов В плазменном канале С использованием классического подхода, применяемого для описания движения пучка в ускорителе электронов. Пусть канал состоит из двух участков – группирующего с переменными параметрами и основного ускоряющего [574 – 577]. Предположим, что используется внешняя инжекция электронов, за время пролета пучка поле в канале не меняется, плазма является линейной (то есть $E(\xi)\sqrt{k(\xi)} = E(\xi = 0)\sqrt{k(\xi = 0)}$, где $k(\xi) - k(\xi) = 0$ зависимость продольного волнового числа для волны в плазме от продольной координаты) и бесстолкновительной, собственное поле пучка электронов много меньше поля плазменной волны, поперечное движение пучка заморожено. С учетом описанных приближений уравнения одномерного движения будут записаны в виде:

$$\frac{d\gamma}{d\xi} = \hat{e}(\xi) \sin \varphi,$$

$$\frac{d\varphi}{d\xi} = \left(1 - \hat{\omega}_p^2(\xi)\right)^{-1/2} - \left(1 - 1/\gamma^2\right)^{-1/2},$$
(5.10)

где $\hat{e}(\xi) = eE(\xi)\lambda_l/2\pi W_0$ – безразмерная амплитуда ускоряющего поля в плазменном канале, $\xi = 2\pi z/\lambda_l$ – безразмерная продольная координата,

 $\hat{\omega}_{p}(\xi) = \omega_{p}(\xi)\lambda_{l}/2\pi c$ – нормированная плазменная частота, $\gamma = W/W_{0}$ – Лоренц-фактор, W_{0} – энергия покоя электрона, λ_{l} – длина волны излучения лазера. Так как рассматривается группирователь пучка, то плазменная частота $\omega_{p}(\xi)$ и амплитуда ускоряющего поля $E(\xi)$ в общем случае будут функциями продольной координаты. Уравнения (5.10) по виду полностью аналогичны классическим уравнениям движения в ускорителе. По сути, первое слагаемое во втором уравнении есть обратная фазовая скорость ускоряющей волны $(1-\hat{\omega}_{p}^{2}(\xi))^{1/2} = \beta_{v}(\xi)$. Эти уравнения позволяют записать стандартные выражения для системы «пучок-волна», используя традиционный Гамильтонов подход, и найти аналитически условия инжекции в плазменный канал.

К сожалению, в отличие от классического высокочастотного линейного ускорителя, фазовая скорость и амплитуда ускоряющего поля в плазменном канале не будут свободными параметрами, а связаны между собой соотношением $E = mc\omega_p/e$ и являются функциями плотности электронов в плазме $n_0(\xi)$. Это обстоятельство серьезно затрудняет выбор оптимальных параметров группирующего участка плазменного канала. Тем не менее такой выбор может быть сделан. Для оценки возможности группировки пучка в плазменном канале была использована традиционная для группирователей волноводного типа функция вида

$$E(\xi) = E(\xi = \xi_b) + \left[E(\xi = 0) - E(\xi = \xi_b) \right] \cdot \left[1 - \sin^m (\pi \xi / 2\xi_b) \right], \quad (5.11)$$

где ξ_b – безразмерная длина участка, на котором происходит группировка. Была разработана простейшая программа для моделирования динамики электронов в плазменном канале с переменными параметрами в одночастичном приближении. На рисунке 5.9 показаны зависимости $E(\xi)$ (a), $\beta_v(\xi)$ (б), изменение энергии нескольких частиц, инжектированных в канал с разной начальной фазой (в), изменение фазы этих частиц в поле волны (г) и фазовый портрет (д). Рисунок построен при $\hat{e}(\xi = 0) = 0,165$, $E(\xi = \xi_b) / E(\xi = 0) = 0,8$, $z = 200\lambda_i$, $\lambda_i = 1,06$ мкм, m=2. Видно, что более половины частиц захвачено в режим фазовых колебаний и может быть выбрана оптимальная длина участка, при которой пучок эффективно группируется, а энергетический разброс не слишком велик.



Рисунок 5.9 – Пример группировки пучка в канале с переменной фазовой скоростью

Для основной части плазменного канала динамика пучка должна быть аналогична движению электронов в волноводной секции классического ускорителя с постоянной фазовой скоростью волны $\beta_{\nu}=1$. Для лазерно-плазменного ускорителя условие $\beta_{\nu}=1$ не имеет смысла, т.к. может быть выполнено только при нулевом поле (нулевой плотности плазмы). Тем не менее, для эффективного ускорения необходимо, чтобы величина $\beta_{\nu} \rightarrow 1$, что практически всегда выполняется для не слишком плотной плазмы.

При моделировании динамики пучка были вначале найдены параметры сгустка (фазовый размер и энергетический разброс) на входе основной части канала, при которых возможно получение на ее выходе энергетическими пучка хорошими параметрами при с высоком коэффициенте захвата в режим ускорения. Было показано, что при фазовом размере $\Delta \phi \approx \pi/2$ и разбросе по энергиям на входе $\Delta \gamma / \gamma < 25\%$ можно получить ускоренный до 200 МэВ пучок с $\Delta \gamma / \gamma \approx 4\%$ при $\hat{e}(\xi = 0) = 0.033$, $z = 2000\lambda_i$, энергии инжекции электронов до 10 МэВ [574]. При этом коэффициент захвата в основной части канала может достигать 75-80 %.

Далее было рассмотрено несколько вариантов группирующего участка И выбраны параметры при которых канала, возможно сгруппировать непрерывный пучок в сгустки с параметрами, максимально близкими к указанным выше. Для зависимости (5.11) при $\hat{e}(\xi = 0) = 0,165$, $E(\xi = \xi_b) / E(\xi = 0) = 0.8, \ z_b \approx 90\lambda_l, \ z = 2000\lambda_l$ и *m*=2 пучок удается хорошо промодулировать и на выходе основной части канала удается получить спектр пучка не хуже 4 % при коэффициенте захвата (с учетом обоих участков) 40 - 45 %. Результат, полученный для синусной зависимости распределения плотности плазмы, лучше, чем для экспоненциальной, предложенной в работе [573]. При других параметрах можно получить либо больший (до 70 %) коэффициент захвата при худшем спектре, либо более узкий спектр при более низком (≈20-25 %) коэффициенте захвата. Этот результат обусловлен тем, что при использовании зависимости (5.11) и разумных значений $E(\xi = \xi_b) / E(\xi = 0)$ и $\hat{e}(\xi = 0)$ не удалось получить сгусток с фазовой протяженностью меньше (0,7-0,8) л. По этой причине, а также в связи с тем, что зависимость (5.11) сложно реализовать практически, была рассмотрена другая схема группировки пучка. Группирующий участок может быть разбит на несколько коротких (длиной несколько λ₁) секторов с плазмой, между которыми имеются

дрейфовые промежутки, не заполненные плазмой. По сути, такая схема аналогична группировке пучка в многорезонаторном группирователе клистронного типа. Распределение плотности плазмы внутри каждого участка удобно выбрать из стандартных (прямоугольное, гауссово и т.д.). Была использована ступенчатая функция с возможностью выбора числа слагаемых в разложении по гармоникам. Распределение поля на участке группировки показано на рисунке 5.10 (а). При $E(\xi = \xi_h) / E(\xi = 0) = 0.85$, относительно небольшой величине $\hat{e}(\xi = 0) = 0,009$ на участке группировки и энергии инжекции 10 МэВ удается получить необходимые значения $\Delta \phi$ и $\Delta \gamma / \gamma$ (см. рис. 5.10 б). На основном участке канала сгруппированный пучок ускорился с 12 до 110 МэВ при разбросе по энергии в ядре сгустка не хуже 4 % (см. рис. 5.10 в, г). При максимальной энергии 200 МэВ разброс еще уменьшается до $\Delta \gamma / \gamma \leq 2.8$ %. На основном участке ускорения $\hat{e}(\xi = 0) = 0.033$, $z = 1000\lambda_i$. Красным цветом показаны параметры пучка после группирующей части канала, синим – после основной. Необходимо отметить, что очень важно правильно выбрать условия согласования пучка между группирующим и основным участками. Особенно важным является правильный выбор фазы инжекции в основную часть канала, который может быть реализован при корректном выборе длины последнего дрейфового промежутка или последнего плазменного участка. Проведенное моделирование показало, что такое согласование может быть выполнено и коэффициент захвата в режим ускорения при согласованных группирующем и основном участках удается резко повысить до ~80 %.

Проведенное моделирование подтвердило, что в лазерно-плазменном ускорителе можно получить ускоренный пучок электронов с хорошими спектральными характеристиками при высоком коэффициенте захвата в режим ускорения. Для этого непрерывный пучок должен быть предварительно сгруппирован в микросгустки на участке, где плотность плазмы и, следовательно, напряженность поля, плазменная частота и

фазовая скорость волны в плазме, не являются постоянными. Наилучшие результаты получаются при профилированном распределении плотности. Необходимо отметить, что важным является рассмотрение вопроса о возможности получения необходимых распределений плотности плазмы в эксперименте, однако эти оценки выходят за рамки данной работы.



Рисунок 5.10 – Результаты моделирования динамики пучка с учетом участка группировки, состоящего из нескольких коротких плазменных промежутков, разделенных участками дрейфа (а). Показаны фазовые портреты пучка после группирователя (красным) и основного участка (синим), а также спектр пучка

Рассмотрим теперь особенности поперечного движения в лазерноплазменном канале. Двумерное численное моделирование проводилось с помощью специально разработанной программы BEAMDULAC-LWA2D [575], которая предназначена для исследования динамики большого числа электронов в плазменном канале с переменными параметрами (с учетом разброса электронов по фазам и продольным скоростям при инжекции). В двумерном случае уравнения движения необходимо переписать в виде:

$$\frac{d\gamma}{d\tau} = \beta_z \hat{e}(\xi) \exp(-p(\rho/\rho_l)^2) \sin \varphi,$$

$$\frac{d\xi}{d\tau} = \beta_z,$$

$$\frac{d\beta_r}{d\tau} = \beta_z \hat{e}(\xi)(2p\rho/\rho_l^2) \exp(-p(\rho/\rho_l)^2) \cos\varphi, \quad (5.12)$$

$$\frac{d\rho}{d\tau} = \beta_r,$$

$$\frac{d\varphi}{d\tau} = \beta_z (1 - \hat{\omega}_p^2(\xi))^{-1/2} - 1,$$

где $\rho = 2\pi r / \lambda_l$ - безразмерная поперечная координата, $\rho_l = 2\pi a / \lambda_l$ – безразмерный радиус пятна лазера, p – показатель в функции поперечного распределения плотности плазмы.

Результаты моделирования двумерной динамики пучка в целом подтвердили результаты, полученные при качественном анализе и одномерном моделировании. Рассмотрим в качестве примера результаты 2D моделирования при следующих параметрах: энергия инжекции электронов перед участком группировки W_{in}=10 МэВ/м, диаметр пучка 50 мкм, поперечный эмиттанс 1π мм·мрад, начальный разброс электронов по энергии 10 %, число участков с плазмой в группирователе 8, их суммарная длина 240 мкм, амплитуда напряженности поля на участке группировки меняется от 2,5·10⁹ до 2,15·10⁹ В/м, диаметр пятна лазера 100 мкм, амплитуда напряженности поля на основном участке *E*=1,0·10¹⁰ B/м. Результаты моделирования представлены на рисунке 5.11, где показаны параметры пучка после участка группировки (1-й столбец), основного участка ускорения длиной $z = 500\lambda_1$ (2-й столбец), $z = 1000\lambda_1$ (3-й) и $z = 2000\lambda_1$ (4-й). Энергии пучка на выходе канала для трех случаев составляют 120, 210 и 400 МэВ соответственно. Из рисунка 5.11 видно, что электроны эффективно группируются и перезахватываются в режим ускорения на основном участке. Энергетический спектр меньше 3 % наблюдается при энергии 120 МэВ и снижается с ростом энергии



Рисунок 5.11 Результаты моделирования двумерной _ динамики электронов в плазменном канале, показаны параметры пучка после участка столбец), основного участка ускорения группировки (1-й длиной $z = 1000\lambda_1$ (2-й столбец), $z = 1000\lambda_1$ (3-й) и $z = 2000\lambda_1$ (4-й). Сверху вниз показаны: распределения электронов на канонических фазовых плоскостях (γ, ϕ) и $(\beta_r, r [M])$, а также неканонические (γ, r) и (r, ϕ) , распределения частиц по фазам, полный энергетический спектр и его деталировка для основного пика (только после основного участка ускорения). Начальные распределения показаны красными точками и линиями, распределения после участка группировки – синим, после основного участка – черным

электронов. Часть частиц теряется в процессе ускорения и доля электронов в основном пике распределения снижается с 70 % при энергии 120 МэВ до 40-45 % при 400 МэВ. Однако такая зависимость в определенных случаях типична и для классических высокочастотных ускорителей [575].

При моделировании был обнаружен интересный эффект, связанный с быстрой дефокусировкой электронов, потерянных из режима ускорения. Из рисунка 5.11 видно, что такие электроны будут быстро набирать поперечную скорость и уходить на периферию плазменного канала. Этот эффект будет объяснен ниже, а пока необходимо отметить, что его можно легко использовать для сепарации захваченных и незахваченных электронов.

Рассмотренные выше результаты получены для «идеального» распределения плотности плазмы, однако необходимо учесть, что при постановке эксперимента они могут несколько отличаться. Необходимо определить требования к точности распределения и оценить влияние ошибок на динамику пучка. Для этого в программу BEAMDULAC-LWA2D был добавлен генератор псевдослучайных ошибок, который позволяет учитывать изменения положения центра участка с плазмой, его длины и функции распределения плотности плазмы (использованный метод рассмотрен в разделе 2.6). Ошибки могут быть внесены в параметры каждого плазменного участка независимо, среднее отклонение параметров задается пользователем. Такое псевдослучайное распределение ошибок позволяет проанализировать их влияние на динамику и определить требования к точности формирования канала. Результаты численного моделирования для этого случая показаны на рисунке 5.12, они получены для случая отсутствия ошибок, а также при ошибках 10-30 % для длины участков с плазмой и формы участка (распределения плотности плазмы), а также для комбинации этих ошибок. Видно, что для распределения плотности допустимое отклонение от «идеального» распределения составляет 20 %, а для длины участка оно не должно превышать 10 %.



Рисунок 5.12 – Результаты моделирования двумерной динамики электронов в плазменном канале с учетом ошибок формы и длины участков с плазмой, слева - направо показаны распределения плотности плазмы на участке группировки и распределения электронов на канонических фазовых плоскостях (γ , φ) и (β_r , r [м]) после участка группировки (2-й и 3-й столбцы) и основного участка ускорения (4-й и 5-й столбцы) длиной $z = 1000\lambda_I$, а также полный энергетический спектр

Итак, двумерное численное моделирование подтвердило эффективность схемы группировки пучка с использованием нескольких коротких участков с плазмой, похожей на схему клистронной группировки несколькими резонаторами, используемой в с высокочастотных ускорителях и усилительных клистронах. Разброс частиц по энергиям не превышает 3 % при 100 МэВ, что значительно лучше, чем для других схем пре-модуляции пучка, описанных в начале данного раздела. Также при использовании внешней инжекции можно получить коэффициент захвата в режим ускорения на основном участке до 70-75 %. В процессе ускорения часть электронов теряется, однако и полученная величина коэффициента прохождения около 50 % для других способов группировки ранее не была продемонстрирована.

Оценим теперь энергию электронов, оптимальную для инжекции в плазменный канал. Важной задачей также является оценка минимальной мощности лазера, при которой может быть получено оптимальное распределение плотности плазмы в канале и обеспечено достижение необходимой энергии электронов на его выходе. При ускорении в плазменном канале в линейном режиме минимальная энергия инжекции быть найдена формулам, может по используемым γ_{min} для высокочастотного ускорителя электронов, работающего на стоячей волне [566, 574]. В этом случае для канала с фазовой скоростью волны $\beta_{ph}=1$ $\gamma_{\min} = (1 + 4\hat{e}^2) / 4\hat{e}$, где $\hat{e} = eE_n \lambda_l / 2\pi W_0$. При $\lambda_l = 1,06$ мкм энергия инжекции будет значительно выше, чем для высокочастотного ускорителя: при плотности плазмы 10^{18} см⁻³ она составит $\gamma_{min} \approx 7,7$. На рисунке 5.13 показаны зависимости коэффициента прохождения электронов в плазменном канале (а) и ширины энергетического спектра электронов по основанию (б) от энергии инжекции при различной плотности плазмы [575]. Видно, что коэффициент прохождения растет, а энергетический спектр уменьшается с ростом энергии инжекции, что является ожидаемым результатом, который можно было предположить из общефизических соображений. При низкой

плотности плазмы электроны с $\gamma_{min} < 40$ не захватываются в режим ускорения, а дрейфуют внутри канала.



Рисунок 5.13 – Зависимости коэффициента прохождения пучка в плазменном канале (а) и ширины энергетического спектра электронов по основанию (б) от энергии инжекции электронов при различной плотности

плазмы: $n_0 = 1.10^{17}$ (кривые 1), 6.10^{17} (2) и 3.10^{18} см⁻³ (3), $z = 1000\lambda_1$

Оценим влияние затухания энергии лазерного импульса в канале на Средняя пучка. энергия осцилляций электронов динамику при формировании канала может быть оценена по формуле [566] $e \left\langle E_{\perp 0}^2 \right\rangle \! \lambda_l^2 / 8 \pi^2 W_0$, где $\left\langle E_{\perp 0}^2 \right\rangle$ – усредненная амплитуда поперечной компоненты электрического поля в канале. Амплитуда поля и плотность плазмы связаны между собой как $E = mc\omega_p / e$ и при плотности плазмы 1.10^{18} см⁻³ $E_{\perp 0} \approx 10^{11}$ В/м, а средняя энергия поперечных осцилляций электронов составляет $\langle W_{\perp}
angle \approx 4 \cdot 10^{-17}$ Дж для каждого электрона. Число электронов в канале радиусом 50 мкм примерно равно 5·10⁹·p, где $p=L/\lambda_l$ – нормированная на длину волны лазера длина плазменного канала. При p=1000 полная энергия осцилляций всех электронов канала составляет W_{⊥,∑}≈0,2 мДж. Можно утверждать, что при энергии лазерного импульса много больше данной величины амплитуду возбужденного в канале поля и фазовую скорость волны можно считать постоянными. Мощность

лазерного импульса, требуемая при $W_l=10$ мДж и длительности импульса $\tau=100$ фс, составит 20 ГВт [575].

Интересно сравнить полученную величину мощности лазера с критической величиной, необходимой для самоканалирования лазерного импульса в плазме. Простая оценка для критической мощности $P_{cr} = 16.2(\omega_l / \omega_p)^2$ при $n_0=1\cdot 10^{18}$ см⁻³ дает величину около 1,6 ТВт, что на два порядка больше, чем мощность, необходимой для обеспечения однородного поля в канале. Тем не менее, теоретически интересно изучить, как будет влиять спадающее по длине плазменного канала поле на динамику пучка. На рисунке 5.14 показаны спектры электронов после ускорения в канале с плотностью плазмы $n_0=1\cdot 10^{18}$ для случаев без затухания амплитуды поля в канале (1) и при затухании 10 % (2) и 25 % (3), $z = 1000\lambda_l$. Из рисунка видно, что форма спектра и его ширина меняются слабо, а максимум распределения ожидаемо смещается в область меньших энергий [575].



Рисунок 5.14 – Энергетические спектры электронов после ускорения в канале с $n_0=1\cdot 10^{18}$ для случаев без затухания амплитуды поля в канале (1) и при затухании 10 % (2) и 25 % (3), $z = 1000\lambda_1$

Для численного моделирования динамики пучка в канале с большой плотностью (нелинейный режим, bubble mode) использовалась программа

численного моделирования СУМА («Система Уравнений МАксвелла»). была Программа разработана В.И. Ращиковым [102, 478] ДЛЯ моделирования 2,5-мерной (три скорости И две координаты В цилиндрической системе координат) самосогласованной динамики пучка с учетом поля пространственного заряда методом «частица в ячейке». Математическая модель, реализованная в программе, включает систему уравнений Максвелла, уравнение движения и уравнение среды. С помощью программы СУМА было рассмотрено распространение лазерного импульса в плазме и формирование «пузырька». На рисунке 5.15 показан [576] процесс изменения плотности электронов (черные точки) во времени. Рисунок построен при плотности плазмы 1·10¹⁸ см⁻³, длине канала $z = 200\lambda_i$, поле лазера 4·10¹¹ В/м, длительности лазерного импульса 40 фс, радиусе плазменного канала 40 мкм и радиусе капилляра, в котором создана плазма, 120 мкм. На рисунке явно видна область позади фронта лазерного импульса, в которой отсутствуют электроны. Для приведенных выше параметров часть электронов плазмы вылетает из области моделирования на границу канала. В области формирования «пузырька» глубина потенциальной ямы зависит от параметров лазерного импульса и плазмы. На рисунке 5.16 (а) показана временная зависимость амплитуды продольной компоненты электрического поля в канале, начало отсчета соответствует началу импульса лазера, распределение поля показано в точке сразу после прохождения лазерного импульса. Высота и форма потенциальной ямы зависят от формы лазерного импульса и его длительности, что позволяет регулировать число электронов, захваченных в режим ускорения. На рисунке 5.16 (б) показана зависимость амплитуды поля в некоторой точке канала от времени. Видно, что поперечное поле фокусирующим потенциальной будет внутри ямы И сильным дефокусирующим сразу после нее (см. рисунок 5.17). Потенциальный барьер движется вдоль канала и позволяет удерживать захваченные в режим ускорения электроны (рис. 5.16 в). Такая форма потенциальной ямы

и наличие сильного дефокусирующего поля после нее объясняет результат, показанный на рисунках 5.11 и 5.12 – быстрый уход потерянных из режима ускорения электронов за пределы плазменного канала [575, 578 – 579].



Рисунок 5.15 – Процесс изменения плотности электронов (черные точки) во времени в плазменном канале в нелинейном режиме



Рисунок 5.16 – Зависимости амплитуды поля в канале от времени после прохождения лазерного импульса (а), в фиксированной точке канала от времени (b) и поперечное поле в канале (c)



Рисунок 5.17 – Зависимости продольной (красная штриховая линия) и поперечной (синяя штриховая линия) компонент поля плазменной волны от продольной координаты *z* и сгусток электронов внутри потенциальной ямы (зеленые точки)

На рисунке 5.18 показан процесс захвата электронов в режим ускорения при внешней инжекции. Импульс электронов длительностью 150 фс инжектируется через 60 фс после лазерного импульса. Изменение энергии инжектируемых электронов не оказывает существенного влияния на захват в режим ускорения, так как глубина потенциальной ямы сильно зависит от тока инжектированных электронов и наблюдается ее резкое уменьшение при инжекции. Видно как пучок сжимается в продольном и поперечном направлениях. Последний рисунок в ряду соответствует хвосту сгустка. Начальный продольный размер сгустка составлял 40 мкм, после ускорения он равен 19,5 мкм. Все электроны захвачены в режим ускорения.



Рисунок 5.18 – Внешняя инжекция электронов в плазменный канал [576]

На рисунке 5.19 показаны эквипотенциали поля (в верхней части рисунков) и распределение заряженных частиц в плазме (внизу). Черные и красные точки соответствуют электронам И ионам плазмы, инжектированные электроны показаны в нижней части рисунка синими точками вблизи потенциальной ямы. На всех рисунках эквипотенциали первого экстремума (максимума потенциала), показаны в момент соответствующего началу «пузырька». Второй экстремум соответствует хвосту соответственно, положению неустойчивого «пузырька» И, равновесия потенциальной ямы. Если электроны доходят до этого положения, они вылетают из режима ускорения и попадают в область действия сильного дефокусирующего поперечного поля. В этом случае в процессе ускорения продольный размер сгустка начинает увеличиваться. Для предотвращения отставания электронов от центра потенциальной ямы и их вылета из режима ускорения было предложено использовать плазменный канал со спадающей плотностью (рис. 5.20). Этот способ для нелинейного и линейного режимов рассмотрен в работах [568] и [574]. Правильный подбор функции и градиента спада плотности плазмы позволяет сохранить электроны внутри потенциальной ямы И предотвратить их вылет ИЗ режима ускорения И поперечную дефокусировку (см. рисунок 5.21). В этом случае удается получить также и достаточно узкий энергетический спектр электронов на выходе канала (см. рисунок 5.22), сравнимый с полученным в работах [574 – 575] для линейного режима ускорения в плазменном канале.

Другой путь, который может быть использован в тех же целях – создание неоднородностей в плазме. Выше этот случай был рассмотрен для линейного режима ускорения [574 – 575], а в работах [578 – 579] он был изучен для нелинейного случая. Было предложено поместить в плазму диафрагмы, которые позволят замедлить скорость распространения «пузырька» и достичь необходимого синхронизма движения волны и



Рисунок 5.19 – Временные зависимости потенциала и распределение частиц в плазменном канале с постоянной плотностью плазмы





Рисунок 5.20 – Распределение плотности плазмы в канале при моделировании инжекции в нелинейном режиме.



Рисунок 5.21 – Временные зависимости потенциала и распределение частиц в плазменном канале со спадающей плотностью

Рисунок 5.22 – Энергетический спектр на выходе плазменного канала со спадающей плотностью плазмы в нелинейном режиме электронов. Положение диафрагмы определялось процессе В моделирования. На рисунке 5.23 показана эволюция сгустка электронов (зеленые точки), инжектированных в плазменный канал при отсутствии (а) и при наличии (б) диафрагмы. Красные и синие штриховые линии на соответствуют продольной И поперечной рисунке компонентам электрического поля плазменной волны в канале на расстоянии от оси, равном среднему радиусу пучка. Плотность плазмы составляла 1·10¹⁸ см⁻³, длина канала $z = 200\lambda_i$, поле лазера 4·10¹¹ В/м, длительность импульса 40 фс, радиус плазменного канала 30 мкм, радиус капилляра 120 мкм, длительность импульса электронов при внешней инжекции 150 фс, инжекция начинается через 60 фс после начала импульса лазера. Из рисунка видно, что использование диафрагмы не позволяет размеру пучка увеличиваться в продольном и поперечном направлениях, что приводит к улучшению его параметров. В качестве примера на рисунке 5.24 показан энергетический спектр электронов на выходе канала при отсутствии и наличии диафрагмы. Фактически, диафрагма работает как иммерсионная линза, приводя к увеличению амплитуды поля с радиусом и обеспечивая дополнительную поперечную фокусировку пучка (рис. 5.25). Кроме того, диафрагма замедляет волну, что позволяет вернуть сгусток электронов ближе к центру потенциальной ямы и предотвратить его продольную дефокусировку. Диафрагма также меняет и распределение электронов плазмы (см. рисунок 5.26). Учет ионной компоненты плазмы в процессе распространения лазерного импульса показывает, что она оказывает сильное влияние на электрическое поле плазменной волны и существенно меняет распределение частиц в канале (см. рисунок 5.27).

Таким образом, в ходе численного моделирования динамики пучка в плазменном канале в линейном и нелинейном («bubble») режимах ускорения удалось показать, что возможно получение качественных ускоренных сгустков электронов при лазерно-плазменном ускорении. Это возможно при соблюдении определенных требований к распределению

плотности плазмы в канале, использовании пре-модуляции пучка или применении дополнительных диафрагм, обеспечивающих замедление плазменной волны и дополнительную фокусировку пучка. Данный подход являющееся еще раз подтвердил правило, давно основным для высокочастотных ускорителей: классических структура ускоряющефокусирующего должна быть определена канала ПО результатам моделирования и оптимизации пучка, а не динамика пучка должна моделироваться в полученном канале.



Рисунок 5.23 – Временные зависимости формы и положения сгустка электронов (зеленые точки), инжектированных в плазменный канал при отсутствии (а) и при наличии (б) диафрагмы



Рисунок 5.24 – Энергетический спектр электронов, ускоренных в плазменном канале в нелинейном режиме при отсутствии (а) и при наличии (б) диафрагмы



Рисунок 5.26 – Распределение электронной компоненты плазмы (зеленые точки) вблизи диафрагмы в момент времени 1 пс после начала лазерного импульса





Рисунок 5.27 – Распределение ионной компоненты плазмы (зеленые точки) вблизи диафрагмы в момент времени 1 пс после начала лазерного импульса

Рисунок 5.25 – Продольное (красная штриховая линия) и поперечное (синяя линия) поле плазменной волны в канале вблизи диафрагмы на радиусе 12 (а), 18 (б) и 24 (в) мкм, радиус отверстия в диафрагме 30 мкм

Заключение

В работе обобщены и систематизированы результаты разработки аналитических программ И численных методов, ДЛЯ численного моделирования динамики интенсивных электронных и ионных пучков, исследования динамики линейных теоретического и численного В ускорителях и запуска установок, созданных с использованием этих методов и программ.

Основные результаты работы сводятся к следующему:

1. Методы усреднения по быстрым осцилляциям обобщены на случай отсутствия в системе синхронной с пучком пространственной гармоники высокочастотного поля. Уравнение движения записано в виде уравнения Гамильтона, содержащего эффективную потенциальную функцию, анализ которой позволяет определить полный шестимерный аксептанс канала ускорителя, найти частоты продольных и поперечных колебаний и исследовать их связь, определить аксептанс канала. Обобщен подход к учету поправки на быстрые осцилляции скорости частиц в выражениях для частот колебаний частиц и аксептанса канала.

2. Для ряда линейных резонансных ускорителей ионов проведено аналитическое исследование динамики пучка, выполнено сравнение эффективности ускорения и поперечной фокусировки в них для различных диапазонов частот ускоряющего поля и скоростей частиц.

3. Разработаны алгоритмы для численного моделирования самосогласованной динамики пучков заряженных частиц с учетом квазистатической (Кулоновской) и высокочастотной (излучение пучка и нагрузка током) компонент собственного поля пучка. С использованием разработанных алгоритмов написано и протестировано несколько версий программы BEAMDULAC для численного моделирования динамики пучка в ускорителях различных типов, каналах транспортировки и нелинейных средах, в частности:

- ускорителях с простанственно-однородной квадрупольной фокусировкой;

- ускорителях с трубками дрейфа;

- ускорителях с аксиально-симметричной высокочастотной фокусировкой;

 - линейных ондулятроных ускорителях, в том числе предназначенных для ускорения ленточных пучков;

- ускорителях ионов, построенных по модульному принципу на основе отдельных коротких независимо фазируемых резонаторов;

- каналах транспортировки ионных пучков, в том числе – каналах для ленточных пучков;

- линейных резонансных ускорителях электронов на бегущей и стоячей волне;

- кристаллах с учетом излучения электронов при каналировании;

- плазменных каналах;

 программа для систематического учета ошибок изготовления и юстировки электродов.

4. Программы BEAMDULAC-RFQ И **BEAMDULAC-DTL** использованы в ходе разработки объединенной командой ОИЯИ, НИЦ «Курчатовский институт» - ИТЭФ и НИЯУ МИФИ нового фор-инжектора пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой с для ускорительного комплекса «Нуклотрон»-NICA Объединенного института исследований. В частности, с помощью ядерных ЭТИХ программ разрабатывались стартовые версии канала нового ускорителя И выполнялась контрольная проверка динамики пучка. Ускоритель успешно запущен в 2015г. и к настоящему времени отработал шесть сеансов в составе основного инжектора в «Нуклотрон».

5. Разработаны алгоритм и версия программы BEAMDULAC-2B, которая позволяет моделировать динамику пучка, состоящего из ионов нескольких типов, в частности – положительно и отрицательно заряженных. С помощью данной программы показано, что в ускорителях с ПОКФ предельный поток «квазинейтрального» пучка может в 4-5 раз

превышать ток пучка, состоящего из ионов одной зарядности. Для линейных ондуляторных ускорителей, в которых действующая на частицы сила квадратична знаку заряда, предельный поток определяется нелинейными эффектами объемного заряда и теоретически может достигать 10 А.

6. Для транспортировки ленточных пучков ионов низкой энергии, в том числе кластерных, предложено использовать щелевой канал на основе электростатического ондулятора. Такой канал разработан и создан в ходе работ по новым источникам для ионных имплантеров, выполненных совместно ИТЭФ, ИСЭ РАН, НИЯУ МИФИ и BNL.

7. Программа BEAMDULAC-BL, предназначенная для исследования самосогласованной динамики пучка электронов в ускорителях на бегущей и стоячей волне с учетом нагрузки током и квазистатической компоненты собственного поля пучка, была дополнительно протестирована в ходе работ ЛУЭ-200, по модернизации ускорителя являющегося драйвером электронного пучка «Источника РЕзонансных Нейтронов» (ИРЕН) ОИЯИ. Было показано, что двукратное отличие полученной энергии от проектного значения и широкий спектр пучка вызваны влиянием нагрузки током, которое не было учтено в ходе разработки. Предложены методы улучшения параметров ЛУЭ-200, в частности – замена группирователя на более эффективный. Эта же версия программы использовалась И при моделировании динамики в проектируемом совместно с CERN и ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН инжекторе на энергию до 14 ГэВ для проекта CERN Future Circular Collider в его лептонной версии FCC-ее.

8. Для НПП «Корад» разработана серия ускоряющих структур для промышленных линейных ускорителей электронов на энергию 2-10 МэВ и среднюю мощность пучка до 20 кВт. Запущенные ускорители совпадение результатов исследования динамики, проведенного с помощью программы BEAMDULAC-BL при проектировании ускорителя, с экспериментальными данными с точностью лучше 1 % для максимально вероятной энергии

пучка и на хуже 2-3 % для спектра пучка и коэффициента захвата. В новой базовой модели ускорителя на энергию 10 МэВ за счет использования адиабатического группирователя удалось добиться высокого (до 70 %) коэффициента токопрохождения, рекордного диапазона перестройки энергии (3-11 МэВ) и спектра пучка лучше ±3 % FWHM в диапазоне 4-10 МэВ. В ускорителе использована энергий бипериодическая ускоряющая структура с повышенным до 14 % коэффициентом связи по магнитному полю, что позволило уменьшить влияние нагрузки током на динамику пучка и время переходных процессов при заполнении структуры мощностью и пучком. На одном из ускорителей при энергии пучка 10 МэВ и средней мощности 12 кВт удалось получить полный КПД около 20 %, что является в настоящее время лучшим результатом в мире. В ускорителе на 2 МэВ удалось получить среднюю мощность до 2 кВт при питании от магнетрона. Всего к настоящему времени запущено шесть ускорителей новой серии.

9. С использованием классического электродинамического подхода разработаны алгоритмы и программа для численного моделирования динамики электронов при каналировании в кристаллах. Сравнение результатов численного моделирования с экспериментальными данными показывает, что точность определения максимума спектра излучения – не хуже 5% при энергиях до 100 МэВ и 10% при энергиях до нескольких ГэВ.

10. С помощью разработанных алгоритмов и программ для численного моделирования динамики электронов в плазменных каналах показано, что при использовании внешней инжекции и пре-модуляции пучка можно получить спектр пучка не хуже 3 % при энергии до 100 МэВ, а коэффициент прохождения повысить до 40-50 %. Для пре-модуляции пучка помимо канала со спадающей плотностью плазмы («рампинга») предложено использовать несколько коротких участков с плазмой, что дает лучшие результаты по сравнению с «рампингом». Исследованы и

объяснены механизмы потерь частиц при ускорении в лазерно-плазменном канале, вызванных особенностями формирования и движения потенциальной ямы и нарушением синхронизма частиц с плазменной волной. Обнаружен в ходе численного моделирования и обоснован эффект сильной поперечной дефокусировки частиц, потерянных из режима ускорения.

Результаты диссертации внедрены:

1. В Объединенном институте ядерных исследований в ходе работ по созданию нового фор-инжектора с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой для ускорительного комплекса «Нуклотрон»-NICA.

2. В НПП «Корад» при создании серии новых промышленных ускорителей электронов на энергию 2-10 МэВ c повышенным высокочастотным и полным КПД, возможностью перестройки энергии пучка в широком диапазоне при сохранении узкого спектра пучка. К настоящему времени запущено шесть секций: четыре на энергию 10 МэВ и среднюю мощность до 20 кВт для компании ЕВ-Tech (Тэджон, Республика Корея, две секции, радиационная стерилизация медицинских изделий и пищевой продукции, радиационная обработка полимерных материалов, тестирование дозиметрического оборудования), компании «АКЦЕНТР» (г.Родники, Ивановская область, радиационная стерилизация медицинских изделий) и на новой площадке НПП «Корад» (Санкт-Петербург, радиационная стерилизация, рентгеновская дефектоскопия); одна секция на энергию 8 МэВ для Навоийского горно-металлургического комбината (Узбекистан, активационный анализ); одна секция на 2 МэВ на новой площадке ΗΠΠ «Корад» (Санкт-Петербург, эксперименты ПО радиационной стерилизации пищевой продукции, подготовка к созданию мобильной версии установки).

3. В НИЦ «Курчатовский институт» - Институт теоретической и экспериментальной физики в ходе работ по созданию ионных источников, используемых в имплантерах для полупроводниковой промышленности, внедрен канал транспортировки на основе плоского электростатического ондулятора.

своему Учителю Автор выражает благодарность профессору работе Э.С. Масунову, ПО коллегам В разные годы на кафедре A.C. Электрофизических установок НИЯУ МИФИ Рошалю, В.И. Ращикову, Н.Е. Виноградову, А.Г. Пономаренко, Н.П. Собенину, О.С. Милованову, Ю.А. Башмакову, А.Е. Шиканову, А.Н. Диденко, В.К. Баеву, М.В. Лалаяну, М.А. Гусаровой, А.В. Самошину, В.С. Дюбкову, А.С. Пластуну, Т.В. Бондаренко, А.М. Фадееву, Ю.Д. Ключевской, И.А. Ашанину, В.В. Дмитриевой, Н.К. Сафоновой, сотрудникам Объединенного института ядерных исследований Э.А. Перельштейну, А.В. Бутенко, А.О. Сидорину, А.П. Сумбаеву, Г.В. Трубникову, Института физики T.B. теоретической И экспериментальной Кулевому И Г.Н. Кропачеву, в также М.И. Демскому (НПП «Корад»), А.А. Тищенко МИФИ), А.Д. Фертману (НИЯУ МИФИ / ИТЭФ / Фонд (НИЯУ «Сколково»), В. Барту и С.Г. Ярамышеву (GSI / НІМ / НИЯУ МИФИ), В.Л. Звягинцеву (TRIUMF / НИЯУ МИФИ), Е.М. Оксу (ИСЭ СО РАН), итоги многолетнего сотрудничества с которыми легли в основу данной работы.

Список использованных источников

- 1 Mishra S. Proc. of PAC'03, pp. 1-5, 2003.
- 2 Garoby R. et al. Proc. of LINAC'08, pp. 64-66, 2008.
- 3 Yokomizo H. Proc. of APAC'04, pp. 227-230, 2004.
- 4 Kurata Y. Journal of Nuclear Materials, 301, pp. 1-7, 2002.
- 5 Lisowski P.W., Schoenberg K.F. NIM A, 562, pp. 910-914, 2006.
- 6 Erickson J.L., Rees D.E. Proc. of PAC'11, pp. 1906-1909, 2011.
- 7 Findlay D.J.S., Adams F.J. et al. Proc. of EPAC'06, pp. 935-939, 2006.
- 8 Adams F.J, Gardner I.S.K. et al. Proc. of EPAC'2000, pp. 975-977, 2000.
- 9 Sang-ho Kim et al. Proc. of LINAC'08, pp. 11-13, 2008.
- 10 White M. Proc. of LINAC'02, pp. 1-3, 2002.
- 11 Eshraqi M., Brandin M., Bustinduy I. et al. Proc. of IPAC'10, pp. 804-806, 2010.
- 12 Wei J., Fang S.-X., Feng J. et al. Proc. of APAC'07, pp. 310-314, 2007.
- 13 Tang J.-Y., Fu S.-N., Ma L. Proc. of HB'10, pp. 38-42, 2010.
- 14 Ferdinand R. Proc. of PAC'09, pp. 4281-4285, 2009.
- 15 Wei J. et al. Proc. of LINAC'16, pp. 1-6, 2016.
- 16 Marchetto M., Kiy S., Laxdal R.E. et al. Proc. of HIAT'15, pp. 175-179, 2015.
- 17 Yuan Y.J., Sun L.T., Yang J.C. et al. Proc. of HIAT'15, pp. 170-174, 2015.
- 18 Fomichev A.S., Grigorenko L.V., Sharkov B.Yu. et al. Scientific program of DERICA – prospective accelerator and storage ring facility for radioactive ion beam research,

http://aculina.jinr.ru/pdf/DERICA/DERICA-for-ufn-9-en.pdf.

- 19 Barni D., Bellomo G. et al. Proc. of EPAC'02, p. 251-253, 2002.
- 20 Pagani C., Bellomo G. et al. Proc. of. PAC'97, pp. 1126-1128, 1997.

- 21 Vandeplassche D., Biarrotte J.-L., Klein H. et al. Proc. of IPAC'11, pp. 2718-2720, 2011.
- 22 Biarrotte J.L., Mueller A.C., Pierini P. Proc. of LINAC'10, pp. 440-442, 2010.
- 23 Mansani L. et al. Nuclear Technology, 180:2, pp. 241-263, 2012.
- 24 Generation of Uninterrupted Intense NEutron pulses at the lead VEnusREactor. http://www.sckcen.be/en/Our-Research/Researchprojects/EU-projects-FP6-FP7/GUINEVERE.
- 25 Pan W.M. et al. Proc. IPAC'12, pp.412-416, 2012.
- 26 Park W.S., Song T.Y., Lee B.O., Park C.K. Nucl. Eng. and Design, 219, No. 3, pp. 207–223, 2003.
- 27 Mosnier A. et al. Proc. of IPAC'12, pp.3910-3912, 2012.
- 28 Knaster J. et al. Proc. of IPAC'13, pp.1090-1092, 2013.
- 29 Satoh M. et al. Proc. of IPAC'16, pp. 4152-4154, 2016.
- 30 Papaphilippou Y. et al. Proc. of the IPAC'16, pp. 3488-3490, 2016.
- 31 Oide K. et al. FCC-ee Machine Layout and Beam Optics. FCC Meeting 2016, Rome, 11-15 Apr. 2016.
- 32 Benedikt M., Zimmermann F. Proc. of RuPAC'16, pp. 34-38, 2016.
- 33 Papaphilippou Y. FCC-ee injector complex including Booster. FCC Meeting 2016, Rome, 11-15 Apr. 2016.
- 34 Bondarenko T.V., Polozov S.M. Proc. of RuPAC'16 pp. 264-266, 2016
- 35 Bondarenko T.V., Polozov S.M. Proc. of IPAC'17, pp. 1326-1329, 2017.
- 36 Williams P.H. et al. Proc. of IPAC'11, pp. 3047 3049, 2011.
- 37 Thorin S. MAX-IV Proc. of IPAC'11, pp. 3191 3193, 2011.
- 38 URL: http://www.lightsources.org/facility/sacla/ (дата обращения 14.12.2017)
- 39 Maesaka H. et al. Proc. of IBIC'15, pp. 22 27, 2015.
- 40 URL: http://pal.postech.ac.kr/ (дата обращения 13.12.2017).
- 41 Jinhwan Yoon et al. Macromolecular Research, Vol. 16, No. 7, pp. 1 11, 2008.

- 42 Ашанин И.А., Башмаков Ю.А., Будкин В.А. и др. Ядерная физика и инжиниринг, Т. 9, № 2, С. 192–199, 2018.
- 43 Brinker F. et al. Proc. of IPAC'16, pp. 1044-1047, 2016.
- 44 Schreiber s. et al. Proc. of FEL'11, pp. 267-270, 2011.
- 45 Prat E., Bettoni S., Reiche S. NIM A, 865, No. 1, 2017.
- 46 Fukuda M., Terunuma N., Urakawa J. et al. Proc. of IPAC'10, pp. 2111-2113, 2010.
- 47 Giannessi L., Petralia A., Dattoli G. et al. Proc. Of FEL'10, pp. 294-297, 2010.
- 48 Andrews A., Eckman C., Smirnov A.V. et al. Proc. of PAC'13, pp. 282-284, 2013.
- 49 Ghosh S., Sahu B.K., Rai A. et al. Proc. of FEL'14, pp. 596-599, 2014.
- 50 Chen Y., Weiland T., Krasilnikov M. et al. Proc. of ICAP'12, pp.157-159, 2015.
- 51 Hernandez-Garcia C., Kraslinikov M., Asova G. et al. NIM A, 871, pp. 97-104, 2017.
- 52 Krasilnikov M., Stephan F., Asova G. et al. Phys. Rev. ST Accel. Beams, 15, 100701, 2012.
- 53 Dowell D.H., Schmerge J.F. Phys. Rev. ST Accel. Beams, 12, 074201, 2009.
- 54 Масунов Э.С. ЖТФ. Т. 60, № 8, с.152-157, 1990.
- 55 Масунов Э.С. ЖТФ, т. 71, вып. 11, с. 85-91, 2001.
- 56 Masunov E.S., Vinogradov N.E. Proc. EPAC'98, pp. 740-742, 1998.
- 57 Masunov E.S., Polozov S.M., Vinogradov N.E. Problems of Atomic Science and Technology, Series Nuclear Physics Investigations, № 5, pp. 71 – 73, 2001.
- 58 Masunov E.S., Roshal A.S. Proc. of PAC'97, pp. 2835 2837, 1997.
- 59 Масунов Э.С., Полозов С.М., Рошаль А.С. ВАНТ, серия Ядернофизические исследования, вып. 4,5 (31,32), Харьков, с. 105-107, 1997.
- 60 Masunov E.S., Polozov S.M., Roshal A.S., Vinogradov N.E. Problems of Atomic Science and Technology, № 5, pp. 51 53, 2001.
- Masunov E.S., Polozov S.M., Roshal A.S. Radiation Physics and Chemistry, v. 61, pp. 491-493, 2001.
- 62 Masunov E.S., Polozov S.M. Problems of atomic science and technology, No. 1, Issue 42, pp. 134-136, 2004.
- 63 Масунов Э.С., Полозов С.М. ЖТФ, т. 75, № 7, с. 112-118, 2005.
- 64 Masunov E.S., Polozov S.M. Phys. Rev. ST AB, 11, 074201, 2008.
- 65 Владимирский В.В. ПТЭ, № 3, с. 35, 1956.
- 66 Ткалич В.С. ЖЭТФ, т. 32, с. 625, 1957.
- 67 Файнберг Я.Б. ЖТФ, т. 29, вып. 5, с. 568-589, 1959.
- 68 Хижняк Н.А. и др. Атомная энергия, т. 11, вып. 1, с. 34-40, 1961.
- 69 Каретников Д.В., Сливков И.Н., Тепляков В.А. Линейные ускорители ионов, М.: Госатомиздат, 1962.
- 70 Коломенский А.А., Лебедев А.Н. ЖТФ, т. 44, № 1, с. 261, 1963.
- 71 Тепляков В.А. ПТЭ, № 6, с. 23, 1964.
- 72 Власов А.Д. Теория линейных ускорителей. М.: Атомиздат, 1965.
- 73 Капчинский И.М. Динамика частиц в линейных резонансных ускорителях. М.: Атомиздат, 1966.
- 74 Капчинский И.М., Тепляков В.А. ПТЭ, № 2, с. 19-22, 1970.
- 75 Кушин В.В. Атомная Энергия, т. 29, с. 3, 1970.
- 76 Масунов Э.С. Некоторые вопросы излучения и взаимодействия заряженных частиц с электромагнитным полем в нерегулярных и периодических волноводах. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук. Москва, МИФИ, 1970.
- 77 Казанский Л.Н., Кислецов А.В., Лебедев А.Н. Атомная энергия, т. 30, № 1, с. 27, 1971.
- 78 Кушин В.В. и др. ПТЭ, № 6, с. 15, 1972.
- 79 Майоров Ю.К. Основы инженерного расчета линейных ускорителей электронов и использованием ЭВМ. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук. Москва, МИФИ, 1974.

- 80 Агафонов А.В., Воронин В.С., Лебедев А.Н., Пазин К.Н. ЖТФ, т. 44, № 9, с. 1909, 1974.
- 81 Масунов Э.С. ЖТФ, т. 46, вып. 1, с. 146-151, 1976.
- 82 Хижняк Н.А. и др. ВАНТ, сер. Линейные ускорители, в. 2(5), № 12, 1977.
- 83 Масунов Э.С. ЖТФ, т.47, №1, с.146-154, 1977.
- 84 Мурин Б.П., Бондарев Б.И., Кушин В.В. Линейные ускорители ионов, М.: Атомиздат, т. 1,2, 1978.
- 85 Ращиков В.И. Формирование и ускорение сильноточных пучков в волноводных секциях ЛУЭ. Диссертация на соискание ученой степени кандидата техн. наук. Москва, МИФИ, 1978.
- 86 Рошаль А.С. Моделирование заряженных пучков, М.: Атомиздат, 1979.
- 87 Масунов Э.С., Ращиков В.И. ЖТФ, №7, вып. 7, с.1462, 1979.
- 88 Масунов Э.С., Ращиков В.И. В кн.: «Ускорители», вып. 17, М., Атомиздат, с. 78-83, 1979.
- 89 Саранцев, В.П. Перельштейн, Э.А. Коллективное ускорение ионов электронными кольцами. М.: Атомиздат, 1979.
- 90 Капчинский И.М. УФН, т. 32, вып. 4, 1980.
- 91 Баев В.К., Минаев С.А. ЖТФ, т. 51, с. 2310-2314, 1981.
- 92 Капчинский И.М. Теория линейных резонансных ускорителей. Динамика частиц. М.: «Энергоиздат», 1982.
- 93 Айзацкий Н.И. ЖТФ, т. 52, № 9, с. 1815-1819, 1982.
- 94 Баев В.К., Гаврилов Н.М., Минаев С.А., Шальнов А.В. ЖТФ, т. 53, вып. 7, с. 1287-1292, 1983.
- 95 Баев В.К., Гаврилов Н.М., Минаев С.А., Шальнов А.В. ЖТФ, т. 53,
 с. 1287, 1983.
- 96 Данилов В.Д., Ильин А.А. Теоретические и экспериментальные исследования ускорителей заряженных частиц. М.: Энергоатомиздат, с. 93, 1985.

- 97 Balabin A.I., Kabanov V.S., Kapchinsky I.M., Kushin V.V., Lipkin I.M. J. of Applied Mechanics and Technical Physics, v. 55, № 3, p. 586, 1985.
- 98 Балабин А.И. Формирование ускоряюще-фокусирующих полей и оптимизация электродов в линейных ускорителях с пространственнооднородной квадрупольной фокусировкой. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. Наук. Москва, ИТЭФ, 1986.
- 99 Агафонов А.В. Физика плазмы, т. 14, с. 559, 1988.
- 100 Масунов Э.С. Динамика сильноточного пучка в резонансных ускорителях и выбор параметров высокочастотных структур. Диссертация на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук. Москва, МИФИ, 1989.
- 101 Капчинский И.М., Тепляков В.А. В сб. трудов 11 совещания по ускорителям заряженных частиц, Т. 1. Дубна, 1989.
- 102 Ращиков В.И. ВАНТ, Серия: Ядерно- физические исследование, вып. 10 (18), с. 50, 1990.
- 103 Буданов Ю.А. ЖТФ, т. 61, № 7, с. 162-170, 1991.
- 104 Балабин А.И., Кропачев Г.Н., Кушин В.В. Фокусировка пучков заряженных частиц ВЧ-скрещенными линзами. Препринт Института теоретической и экспериментальной физики № 15-93, Москва, 1993.
- 105 Айзацкий Н.И. ЖТФ, т. 65, № 6, с. 153-158, 1995.
- 106 Agafonov A.V. Proc. of PAC'95, pp. 3272-3274, 1996.
- 107 Айзацкий Н.И. Нестационарные коллективные эффекты в линейных резонансных ускорителях электронов. Диссертация на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук. Харьков, ХФТИ, 1998.
- 108 Виноградов Н.Е., Масунов Э.С. ВАНТ, серия Ядерно-физические исследования, выпуск 2, 3 (29, 30), с. 184, 1997.
- 109 Батыгин Ю.К. Динамика ярких пучков в нелинейных полях объемного заряда. Диссертация на соискание учёной степени доктора физ.-мат. наук, Вако, 1998.

- 110 Kolomiets A., Yaramishev S., Vorobyov I. et al. Proc. of EPAC'98, pp. 1201-1203, 1998.
- 111 Зуев Ю.В. ЖТФ, т. 68, № 1, с. 96-102, 1998.
- 112 Масунов Э.С. Эффекты нагрузки током в ускорителях заряженных частиц. М.: Изд-во МИФИ, 1999.
- 113 Kushin V., Plotnikov S., Zarubin A., Bondarev B., Durkin A. NIM B, v. 161, pp. 1182-1187, 2000.
- 114 Balabin A.I., Kropachev G.N. NIM A, 459, 1-2, pp. 87-92, 2001.
- 115 Дривотин О.И. Математическое моделирование интенсивных пучков заряженных частиц. Диссертация на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук. Санкт-Петербург, СПбГУ, 2001.
- 116 Дривотин О.И., Овсянников Д.А. Самосогласованные распределения для пучков заряженных частиц. СПб.: Изд-во СПбГУ, 2001.
- 117 Виноградов Н.Е. Эффекты высокочастотной фокусировки ионных пучков в поле периодического резонатора. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук. Москва, МИФИ, 2001.
- 118 Bondarev B., Durkin A., Vinogradov S. et al. Proc. of APAC'2001, pp. 403-405, 2001.
- 119 Bondarev B., Durkin A.P. et al. Proc. of APAC'01, pp. 400-402, 2001.
- 120 Minaev S. NIM A, 489, pp. 45–58, 2002.
- 121 Ярамышев С.Г. Разработка интенсивных линейных ускорителей ионов. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук. Москва, ИТЭФ, 2002.
- 122 Буданов Ю.А. Самосогласованные распределения фазовой плотности и физические модели пучков в линейных ускорителях ионов. Диссертация на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук. Протвино, ИФВЭ, 2003.
- 123 Kolomiets A.A., Aseev V.N., Ostroumov P.N. Proc. of PAC'03, pp. 2875 2877, 2003.

- 124 Masunov E.S., Polozov S.M., Ostroumov P.N., Vinogradov N.E. Proc. of PAC'03, pp. 2963-2965, 2003.
- 125 Овсянников Д.А., Свистунов Ю.А. Моделирование и оптимизация динамики заряженных частиц в ускорителях. СПб.: Изд-во СПбГУ, 2003.
- 126 Kapin V., Iwata Y., Furukawa T. et al. Proc. of APAC'04, pp. 423-425, 2004.
- 127 Masunov E.S., Polozov S.M. Problems of Atomic Science and Technology, Series Nuclear Physics Investigations, N 3 (47), pp. 119-121, 2006.
- 128 Barth W., Aulenbacher K., Yaramyshev S. et al. Phys. Rev. Accel. Beams, 21, 020102, 2018.
- 129 Masunov E.S., Polozov S.M. NIM A, 558, pp. 184–187, 2006.
- 130 Drivotin O.I., Ovsyannikov D.A. NIM A, 558, pp. 112-118, 2006.
- 131 Масунов Э.С., Полозов С.М. ЖТФ, том. 79, вып. 8, 93-98, 2009.
- 132 Самошин А.В.. Фокусировка и ускорение ионного пучка в высокочастотной системе из независимо фазируемых резонаторов. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук. Москва, МИФИ, 2010.
- 133 Масунов Э.С., Самошин А.В. ЖТФ, том 80, вып. 7, с. 115–121, 2010.
- 134 Дюбков В.С. Влияние несинхронных гармоник электромагнитного поля на устойчивость движения ионных пучков в линейных резонансных ускорителях на малую энергию. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук. Москва, МИФИ, 2011.
- 135 Дюбков В.С., Полозов С.М. Вестн. С.-Петерб. ун-та. Серия 10: Прикладная математика. Информатика. Процессы управления, Вып. 1, с. 135—142, 2011.
- 136 Masunov E.S., Polozov S.M., Rashchikov V.I., Voronkov A.V. Problems of Atomic Science and Technology. Series: Nuclear Physics Investigations, 4 (80), p. 96-99, 2012.

- 137 Mustapha B., Kolomiets A. A., Ostroumov P. N. Phys. Rev. ST Accel. Beams, 16, 120101, 2013.
- 138 Дривотин О.И., Овсянников Д.А. Методы анализа самосогласованных распределений для пучков заряженных частиц. СПб.: изд-во BBM, с. 1-116, 2013.
- 139 Yaramyshev S., Barth W., Dahl L. et al. Proc. of LINAC'14, pp. 559-601, 2014.
- 140 Овсянников А.Д. Математические модели оптимизации динамики пучков. СПб.: изд-во BBM, 2014.
- 141 Blewett J.P. Phys. Rev., v. 88, p. 1197, 1952.
- 142 Good M.L. Phys. Rev., v. 92, p. 538, 1953.
- 143 Wilson P.B. A Study of Beam Blow-Up in Electron Linacs. HEPL-297, Stanford University, 1963.
- 144 Hirokawa H. Japan Journal of Applied Physics, v. 3, No. 1, pp. 27-35, 1964.
- 145 Laslett L.J., Smith L. IEEE Transactions on Nuclear Science, v. NS-26, № 3, pp. 3080-3082, 1979.
- 146 Swenson D.A. Proc. of LINAC'79, pp. 129-137, 1979.
- 147 Weiland T. Proc. of 11th International Conference on High-Energy Accelerators, pp. 570-575, 1980.
- 148 Wang T.F., Smith L. Part. Accel., v. 12, p. 247-260, 1982.
- 149 Hofmann I., Struckmeier J. Part. Accel., 21 (GSI-86-11), pp. 69-98, 1986.
- 150 Hirata K., Zotter B., Oide K. Physics Letters B, 224, Issue 4, pp. 437-440, 1989.
- 151 Hofmann I. Space Charge Dominated Beams. Preprint GSI-87-40, 1987.
- 152 Bossart R., Godot J.C., Rinolfi L. et al. Proc. of LINAC'90, pp. 614-616, 1991.
- 153 Struckmeier J., Hofmann I. Part. Accel., 39, p. 219, 1992.
- 154 Форрестер Ф.Т. Интенсивные ионные пучки. М.: Мир, 1992.
- 155 Lagniel J.M. NIM A, 345, Issue 1, pp. 46-53, 1994.
- 156 Swenson D.A. Proc. of LINAC'94, 1994.

- 157 Prior C.R. Computer Simulation of the Motion of Charged-Particle Beams under Space Charge. RAL Report, July 1998.
- 158 Hofmann I. Physical Review E 57 (4), p. 4713, 1998.
- 159 Duperrier R., Pichoff N., Uriot D. Proc. of ICCS 2002, pp. 411-418, 2002.
- 160 Zimmermann F., Oide K. Phys. Rev. ST Accel. Beams, 7, 044201, 2004.
- 161 BenIsmail A., Duperrier R., Pichoff N. et al. Proc. of PAC'05, pp. 2447-2449, 2005.
- 162 Tiede R., Ratzinger U., Podlech H. et al. Proc. of HB'08, pp. 223-230, 2008.
- 163 Floettmann K. ASTRA: A Space Charge Tracking Algorithm, http://www.desy.de/mpyflo/.
- 164 Van der Pol B. Phil. Mag. (7) 3, p. 65, 1927.
- 165 Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А.. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М.: Гостехиздат, 1955.
- 166 Гапонов А.В., Миллер М.А. ЖЭТФ. т. 34, с. 242-243, 1958.
- 167 Гапонов А. В., Миллер М.А. ЖЭТФ, т. 34, с.751-752, 1958.
- 168 Лоусон Дж. Физика пучков заряженных частиц. М.: «Мир», 1990.
- 169 Nath S., Crandall K.R., Pichoff N. et al. Proc. of. PAC'01, pp. 264-266, 2002.
- 170 Young L., Billen J. Proc. of. PAC'03, pp. 3521-3523, 2003.
- 171 Takeda H., Stovall J.E. Proc. of. PAC'0395, pp. 2364-2366, 1996.
- 172 Tanke E., Eshraqi M., Levinsen Y. et al. Proc. of LINAC'16, pp. 80-82, 2016.
- 173 Pang X. A New High Performance Beam Dynamics Simulator and PARMILA Code Upgrades. LA-UR-13-21681, 2013.
- 174 Crandall K.R. Trace-3D Documentation. LA-11054-MS, 1987.
- 175 Duperrier R., Pichoff N., Uriot D. CEA Saclay Codes Review for High Intensities Linacs Computations. P.M.A. Sloot et al. (Eds.): ICCS 2002, LNCS 2331, pp. 411–418, 2002.
- 176 Duperrier R., Ferdinand R., Lagniel J-M., Pichoff N. arXiv:physics/000812117 Aug 2000.

- 177 Poplau G., van Rienen U., Floettmann K. Proc. of EPAC'06, pp. 2203-2205, 2006.
- 178 Floettmann K. ASTRA: A Space Charge Tracking Algorithm Version 3.2, DESY, March 2017.
- 179 Tanke E., Valero S., Lapostolle P. Proc. of LINAC'02, pp. 665-667, 2002.
- 180 Lapostolle P., Valero S., SLAC Report 303, p. 303, 1986.
- 181 Ferrario M. HOMDYN User Guide, Release HUSA99 Massimo, LNF INFN, April 1999.
- 182 Ferrario M., Tazzioli F., Serafini L. Proc. of. PAC'99, THA51, 2000.
- 183 Qiang, J., Ryne, R.D. Benchmark of the IMPACT Code for High Intensity
 Beam Dynamics Simulation. LBNL Report, 2008. https://escholarship.org/uc/item/10h5h1qx.
- 184 Spädtke P. KOBRA3-INP User Manual, 2000.
- 185 CST PARTICLE STUDIO® Charged Particle Dynamics Simulation. https://www.cst.com/products/cstps/solvers.
- 186 CST PARTICLE STUDIO® The Particle-in-Cell (PIC) solver. https://www.cst.com/products/cstps/solvers/particle-in-cell-solver.
- 187 Ostroumov P.N., Aseev V.N. TRACK a Code for Beam Dynamics Simulation in Superconducting Linac with 3D Electric and Magnetic Fields. User Manual. Argonne National Laboratory.
- 188 Aseev V.N., Ostroumov P.N., Lessner E.S., Mustapha B. Proc. of PAC'05, pp. 2053-2055, 2005.
- 189 Batygin Yu.K. NIM A, 539, Issue 3, pp. 455-489, 2005.
- 190 Yaramyshev S. et al. NIM A, 558, p. 90, 2006.
- 191 Kolomiets A.A. The code DESRFQ, ITEP/ANL, Technical note, 2005.
- 192 Bondarev B., Durkin A., Vinogradov S. Proc. of LINAC'98, pp. 502-504, 1999.
- 193 Bondarev B., Durkin A., Vinogradov S. et al. Proc. of PAC'01, pp. 2947-2949, 2002.
- 194 Masunov E.S., Polozov S.M. Proc. of EPAC'04, pp.731-733, 2004.

- 195 Masunov E.S., Polozov S.M. Problems of Atomic Science and Technology, Series Nuclear Physics Investigations, 5 (50), pp. 136-139, 2008.
- 196 Dyubkov V.S., Polozov S.M. Proc. of HB'10, p. 139-141, 2010.
- 197 Masunov E.S., Plastun A.S., Samoshin A.V. Problems of Atomic Science and Technology, Series Nuclear Physics Investigations, №2 (53), pp. 114-117, 2010.
- 198 Samoshin A.V. Problems of atomic science and technology, Series Nuclear Physics Investigations, 4 (80), pp. 78 – 82, 2012.
- 199 Polozov S.M., Samoshin A.V. Problems of Atomic Science and Technology. Series Nuclear Physics Investigations, 3 (91), pp. 143-146, 2014.
- 200 Воронков А.В., Масунов Э.С., Полозов С.М., Ращиков В.И. Атомная Энергия, Т. 109, вып. 2, с. 84-89, 2010.
- 201 Bondarenko T.V., Masunov E.S., Polozov S.M., Rashchikov V.I., Voronkov A.V. Proc. of HB'10, pp. 123-125, 2010.
- 202 Bondarenko T.V., Masunov E.S., Polozov S.M. Problems of Atomic Science and Technology. Series Nuclear Physics Investigations, 6 (88), pp. 114-118, 2013.
- 203 Вибрации в технике. Справочник в 6-ти томах под редакцией И.И. Блехмана, Т 2, Колебания нелинейных механических систем. М.: Машиностроение, 1979.
- 204 Van der Pol B. Radio Review, 1, p. 701, 1920.
- 205 Van der Pol B. Phil. Mag., 43, p. 177, 1922.
- 206 Van der Pol B. Phil. Mag. (7) 3, p. 65, 1927.
- 207 Мандельштам Л.И., Папалекси Н.Д. ЖТФ, т. 4, с. 117, 1934.
- 208 Боголюбов Н.Н. Избранные труды. В 3х томах. Т. 1. Киев: Наукова думка, 1969.
- 209 Миллер М.А. Известия ВУЗов, Радиофизика, т. 1, № 3, с. 110 123, 1958.
- 210 Masunov E.S., Vinogradov N.E. Proc. of EPAC'2000, pp. 836-838, 2000.

- 211 Dyubkov V.S., Masunov E.S. Problems of Atomic Science and Technology.
 Series Nuclear Physics Investigations, Vol. 54, No. 3, p. 94 97, 2010.
- 212 Dyubkov V.S., Masunov E.S. International Journal of Modern Physics A, Vol. 24, No. 5, p. 843 – 856, 2009.
- 213 Masunov E.S., Dyubkov V.S. Problems of Atomic Science and Technology. Series Nuclear Physics Investigations, v. 49, No. 3. pp. 166 – 170, 2008.
- 214 Dyubkov V.S., Polozov S.M., Samoshin A.V. Proc. IPAC'10, pp. 4689 4691, 2010.
- 215 Dyubkov V.S., Polozov S.M. Proc. of RuPAC'12, pp. 334 336, 2012.
- 216 Dyubkov V.S., Polozov S.M. Proc. of RuPAC'12, pp. 337 339, 2012.
- 217 Полозов С.М. Ускорение и фокусировка интенсивных ионных пучков в высокочастотных структурах с использованием ондуляторов. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук. Москва, МИФИ, 2003.
- 218 Masunov E.S., Polozov S.M., Roshal A.S. Proc. of PAC'99, v. 4, pp. 2858 2860, 1999.
- 219 Масунов Э.С., Самошин А.В. Атомная энергия, т. 108, вып. 2, с. 109– 118, 2010.
- 220 Masunov E.S., Samoshin A.V. Problems of Atomic Science and Technology. Series Nuclear Physics Investigations, 49, pp. 158-162, 2008.
- 221 Masunov E.S., Samoshin A.V., Proc. of RuPAC'08, pp. 28-30, 2008.
- 222 Masunov E.S., Samoshin A.V. Proc. of RuPAC'06, pp. 162–164, 2006.
- 223 Masunov E.S., Samoshin A.V. Proc. of PAC'07, pp. 1568–1570, 2007.
- 224 Samoshin A.V., Polozov S.M. Proc. of IPAC'11, pp. 685–687, 2011.
- 225 Samoshin A.V., Polozov S.M. Proc. of LINAC'12, pp. 633–635, 2012.
- 226 P.N. Ostroumov, Shepard K., Kolomiets A.A. et al. Proc. of PAC'01, pp. 4080–4082, 2001.
- 227 Shepard K.W. Proc. of LINAC'02, pp. 596 599, 2002.
- 228 Leemann C.W. Proc. of LINAC'2000, pp. 331 335, 2000.
- 229 Schriber S.O. Proc. of PAC'05, pp. 425 427, 2005.

- 230 Аксентьев А.Е., Алиев К.А., Ашанин И.А. и др. Атомная энергия, т. 117, вып. 4, с. 217–224, 2014.
- 231 Аксентьев А.Е., Алиев К.А., Ашанин И.А. и др. Атомная энергия, т. 117, вып. 5, с. 278–287, 2014.
- 232 Невиница В.А., Дудников А.А., Фролов А.А. и др. Атомная энергия, т. 117, вып. 1, с. 15–19, 2014.
- 233 Титаренко Ю.Е., Батяев В.Ф., Павлов К.В. и др. Атомная энергия, т. 117, вып. 1, с. 19–25, 2014.
- 234 Aksentyev A.Ye., Aliev K.A., Ashanin I.A. et al. Proc. of RuPAC'14, pp. 324–326, 2014.
- 235 Ashanin I.A., Polozov S.M., Samoshin A.V. Proc. of IPAC'2014, pp. 3289–3291, 2014.
- 236 Ashanin I.A., Polozov S.M., Samoshin A.V. Proc. of BDO-2014, pp. 20–21, 2014.
- 237 Ashanin I.A., Polozov S.M., Samoshin A.V. Proc. of LINAC'14, pp. 665–667, 2014.
- 238 Ashanin I.A., Polozov S.M., Samoshin A.V. Proc. of RuPAC'14, pp. 80–82, 2014.
- 239 Gusarova M.A., Kulevoy T.V., Lalayan M.V. et al. Proc. of RuPAC'16, pp. 626–628, 2016.
- 240 Алиев К.А., Самошин А.В., Полозов С.М. и др. Письма в «Журнал «Физика Элементарных частиц и атомного ядра», Т. 13, № 7 (205), с. 1418–1424, 2016.
- 241 Trubnikov G.V., Butenko A.V., Polozov S.M. et al. Proc. of IPAC'17, pp. 3282–3285, 2017.
- 242 Masunov E.S., Efimov D.A., Ostroumov P.N. Proc. of EPAC'04, pp. 1405 1408, 2004.
- 243 Ефимов Д.А., Масунов Э.С., Самошин А.В. Сборник трудов Научной сессии МИФИ-2004, т. 7, с. 214–215, 2004.

- 244 Кушин В.В., Зарубин Б.Т., Свирин В.В., Чистякова Н.М. ПТЭ, № 6, с. 15, 1972.
- 245 Хижняк Н.А., Хоружий В.М., Шулика Н.Г. Украинский физический журнал, т. 28, №11, с. 1668–1674, 1983.
- 246 Kapin V., Iwata Y., Yamada S. Proc. of RuPAC'04, pp. 459-641, 2004.
- 247 Jameson R.A. Proc. of RuPAC'12, pp. 12–14, 2012.
- 248 Otani M., Futatsukawa K., Kurennoy S. et al. Proc. of IPAC'17, pp. 2868–2870, 2017.
- 249 Петелин М.И., Сморгонский А.В. Известия ВУЗов, Радиофизика, т. XVI, № 2. 1973.
- 250 Маршалл Т. Лазеры на свободных электронах. М.: Мир, 1987.
- 251 Масунов Э.С. Авторское свидетельство СССР № 1358115. Способ фокусировки и ускорения заряженных частиц. Бюл. Открытия и изобретения, № 45, 1987.
- 252 Масунов Э.С. Авторское свидетельство СССР № 1508354. Способ фокусировки и ускорения заряженных частиц. Бюл. Открытия и изобретения, № 34, 1989.
- 253 Масунов Э.С. Авторское свидетельство СССР № 1600007. Способ фокусировки и ускорения заряженных частиц. Бюл. Открытия и изобретения, 1990, № 38.
- 254 Masunov E.S. Proc. of PAC'94, v. 1, p. 820-822, 1994.
- 255 Масунов Э.С., Нечаев Р.А., Полозов С.М. Сб. трудов XVII совещания по ускорителям заряженных частиц, т. 2, с. 113–116, 2000.
- 256 Masunov E.S. Abstracts of 6-th ICAP Conf., p. 136, 2000.
- 257 Данилов В.Д., Батыгин Ю.К., Гасс В.Ф. и др. Отчет по НИР № 9/51, по х/д 82-3-112. М., МИФИ, 1982.
- 258 Данилов В.Д., Ильин А.А., Батыгин Ю.К. и др. Отчет по НИР № 9/367, по х/д 82-3-112. М., МИФИ, 1983.
- 259 Данилов В.Д., Ильин А.А., Гасс В.Ф. и др. Отчет по НИР № 9/640, по х/д 82-3-112. М., МИФИ, 1984.

- 260 Данилов В.Д., Ильин А.А., Пономаренко А.Г. и др. Отчет по НИР № 10/222 по х/д 82-3-112. М., МИФИ, 1985.
- 261 Данилов В.Д., Ильин А.А., Шестак В.П. и др. Отчет по НИР № 10/507, по х/д 82-3-112. М., МИФИ, 1986.
- 262 Данилов В.Д., Ильин А.А., Батыгин Ю.К. и др. Отчет по НИР № 10/825, по х/д 82-3-112. М., МИФИ, 1987.
- 263 Масунов Э.С., Виноградов Н.Е., Полозов С.М. Сборник трудов Научной сессии МИФИ – 2002, т. 7, с. 143 – 144, 2002.
- 264 Masunov E.S., Polozov S.M. Problems of atomic science and technology, 2, Issue 43, pp. 141–143, 2004.
- 265 Masunov E.S., Polozov S.M. Proc. of LINAC'04, pp. 193–195, 2004.
- 266 Масунов Э.С., Полозов С.М. Сб. докладов Международной научнотехнической конференции Портативные генераторы нейтронов и технологии на их основе, М.: Издательство ВНИИА им. Н.Л. Духова, с. 137–141, 2005.
- 267 Масунов Э.С., Полозов С.М. Ядерная физика и инжиниринг, т. 1, № 2,
 с. 159–168, 2010.
- 268 Масунов Э.С., Полозов С.М. Сборник трудов Научной сессии МИФИ – 2003, т. 7, с. 156-157, 2003.
- 269 Масунов Э.С., Полозов С.М. Сборник трудов Научной сессии МИФИ – 2003, т. 7, с. 157-158, 2003.
- 270 Отчет о научно-исследовательской работе «Изучение возможности создания ускорителя-драйвера протонного пучка на энергию 600-1000 МэВ при средней мощности пучка более 1 МВт» по Государственному контракту от 01 июля 2013 г. № 14.516.11.0084. В рамках федеральной целевой программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007-2013 годы». М.: НИЯУ МИФИ, 2013.

- 271 Dyubkov V.S., Kulevoy T.V., Polozov S.M. et al. Proc. of BDO'14, pp. 49–50, 2014.
- 272 Dyubkov V.S., Kulevoy T.V., Polozov S.M. et al. Proc. of LINAC'14, pp. 1099–1101, 2014.
- 273 Aliev K.A., Fadeev A.M., Polozov S.M. et al. Proc. of RuPAC'14, pp. 318–320, 2014.
- 274 Nevinitsa V.A., Dudnikov A.A., Polozov S.M. et al. Proc. of XXII International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei (Fundamental Interactions & Neutrons, Nuclear Structure, Ultracold Neutrons, Related Topics), JINR, E3-2015-13 (Dubna, 2015), pp. 362–369, 2014.
- 275 Полозов С.М., Фертман А.Д. Атомная энергия, т. 113, № 3, с. 155–162, 2012.
- 276 Полозов С.М., Сб. докладов отраслевой научной конференции «Атомтех 2013», 3-4 апреля 2013г., НИЯУ МИФИ, Москва, с. 45–50, 2013.
- 277 Bouly F., Biarrotte J.-L., Junquera T. et al. Proc. of PAC'09, pp. 668–672, 2009.
- 278 Abderrahim H.A. Abstr. of Inter. Topical Meeting on Nucl. Res. Applications and Utilization of Accelerators, p. 3, 2009.
- 279 Yokomizo H. Proc. of APAC'04, pp. 227–230, 2004.
- 280 Kurata Y., Takizuka T., Osugi T., Takano H. Journal of Nuclear Materials, 301, pp. 1–7, 2002.
- 281 Wei J., Fang S.-X., Feng J. et al. Proc. of APAC'07, pp. 310–314, 2007.
- 282 Vretenar M., Akroh A., Arnaudon L. et al. Proc. of IPAC'14, pp. 3332–3334, 2014.
- 283 Masunov E.S., Polozov S.M., Vinogradov N.E. Abs. of 8th ICAP-2004, p. 88, 2004.
- 284 Масунов Э.С., Полозов С.М. Сборник трудов Научной сессии МИФИ – 2006, т. 7, с. 176–177, 2006.

- 285 Масунов Э.С., Полозов С.М. Сборник трудов Научной сессии МИФИ – 2006, т. 7, с. 197–198, 2007.
- 286 Полозов С.М. Сборник трудов Научной сессии МИФИ 2007, Научная конференция «Фундаментальные исследования материи в экстремальных состояниях», с. 54–55, 2007.
- 287 Masunov E.S., Polozov S.M. Proc. of PAC'2007, pp. 1565–1567, 2007.
- 288 Larin P.O., Polozov S.M. Proc. of RuPAC-2014, pp. 60-62, 2014.
- 289 Башмаков Ю.А., Бондаренко Т.В., Полозов С.М. ЖТФ, т. 86, вып. 7, с. 118–123, 2016.
- 290 Бахвалов Н.С. Численные методы. М.: Наука, 1975.
- 291 Зверев Б.В., Собенин Н.П. Электродинамические характеристики ускоряющих резонаторов. Москва, Энергоатомиздат, 1993.
- 292 Вальднер О.А., Милованов О.С., Собенин Н.П. Техника сверхвысоких частот. М.: Атомиздат, 1974.
- 293 Загрядский С.В., Резванов А.Г. ЖТФ, т. 68, № 8, с. 95, 1998.
- 294 Вальднер О.А., Власов А.Д., Шальнов А.В. Линейные ускорители. М.: Атомиздат, 1969.
- 295 Вальднер О.А., Шальнов А.В., Диденко А.Н. Ускоряющие волноводы. М.: Атомиздат, 1973.
- 296 Бурштейн Э.Л., Воскресенский Г.В. Линейные ускорители электронов с интенсивными пучками. М.: Атомиздат, 1970.
- 297. Гришаев И.А., Вишняков В.А., Зыков А.И. и др. ЖТФ, т. 38, № 1,
 с. 139, 1968.
- 298 Lapastolle P.M., Septier A.L. Linear accelerators. North-Holland Pub. Go., Amsterdam, 1970.
- 299 Adam S., Adelmann A., Dolling R. Proc. of Cyclotrons and Their Applications Conference 2001, p. 428–430, 2001.
- 300 Лопухин В.М., Возбуждение электромагнитных колебаний и волн электронными потоками. М.: Гостехиздат, 1953.
- 301 Кузнецов В.С., Фидельская Р.П. ЖТФ, т. 38, № 10, с. 1756–1761, 1968.

302 Кузнецов В.С., Фидельская Р.П. ЖТФ, т. 40, № 10, с. 2099–2105, 1970.

- 303 Гапанович В.Г., Лебедев А.Н. ЖТФ, т. 45, № 4, с. 844, 1975.
- 304 Гаврилов М.В., Трубецков Д.И., Фишер В.А. Теория цепочек активных многополюсников с электронным возбуждением (модель взаимодействия электронного пучка с полями связанных резонаторов). Саратов: Изд-во СГУ, с. 173, 1981.
- 305. Kellogg P.J. Fluids, v. 8, p. 102, 1965.
- 306 Долов А.М., Кузнецов С.П. ЖТФ, т. 75, вып. 6, с. 126-128, 2005.
- 307 Захаров А.В., Самарский А.А., Свешников А.Г. Вычислительные методы и программирование, т. 16. М.: Изд-во МГУ, с. 225, 1971.
- 308 Ильин В.П. Численные методы решения задач электрооптики, Новосибирск: Изд-во «Наука», 1974.
- 309 Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М.: Изд-во «Сов. радио», 1957.
- 310 Володин В.А. ЖТФ, т. 13, № 10, с. 2187, 1973.
- 311 Young Lloyd M. PARMELA, documentation by James H. Billen LA-UR-96-1835 Revised October 2, 1997.
- 312 Kreft M., Zorec R. Particle TR: Particle Tracking & Analysis Software: User's Guide. Celica, 2004.
- 313 Flöttmann K., Meykopff S. ASTRA particle tracking code. DESY report, 2012.
- 314 Полозов С.М. BEAMDULAC-multibunch-tw для численного моделирования динамики пучка в линейном ускорителе электронов на бегущей волне с учетом нагрузки током. Свидетельство об официальной регистрации программы для ЭВМ № 2018661944, дата регистрации 24.09.2018г.
- 315 www.cst.com.
- 316 http://www.ansys.com/products/electronics/ansys-hfss.
- 317 Bruns W. Proc. of PAC'97, pp. 2651-2653, 1997.

- 318 Хокни Р., Иствуд Дж. Численное моделирование методом частиц. М.: Мир, 1989.
- 319 Crandall K.R. Proc. of PAC'91, pp. 401–403, 1992.
- 320 Fang J.X. et al. Proc. of LINAC'02, pp. 335–337, 2002.
- 321 Xing Q.Z. et al. NIM A, v. 538, Issue 1, pp. 143–153, 2005.
- 322 Oguri Y. NIM A, v. 373, Issue 2, pp. 175–178, 1996.
- 323 Kulevoy T.V., Masunov E.S., Polozov S.M. et al. Problems of Atomic Science and Technology, Series Nuclear Physics Investigations, 5 (50), pp. 64–67, 2008.
- 324 Масунов Э.С., Полозов С.М., Рошаль А.С. Сборник трудов Научной сессии МИФИ – 1998, т. 4, с. 78–79, 1998.
- 325 Полозов С.М. Сборник трудов Научной сессии МИФИ 1998, т. 8,
 с. 71–74, 1998.
- 326 Масунов Э.С., Полозов С.М., Рошаль А.С. Сборник трудов Научной сессии МИФИ – 1999, т. 4, с. 92, 1999.
- 327 Масунов Э.С., Полозов С.М. Сборник трудов Научной сессии МИФИ – 1999, т. 10, с. 71–72, 1999.
- 328 Виноградов Н.Е., Масунов Э.С., Полозов С.М., Рошаль А.С. Сборник трудов Научной сессии МИФИ – 2002, т. 7, с. 141–142, 2002.
- 329 Масунов Э.С., Полозов С.М. Сборник трудов BDO Conference 2002, СПб.: Изд-во НИИХ, с. 176–185, 2002.
- 330 Masunov E.S., Polozov S.M. Proc. of LINAC04, pp. 692–694, 2004.
- 331 Kilpatrick W.D. Rev. of Sci. Instr. V. 28, № 10, pp. 824 826, 1957.
- 332 Avreline N.V., Dyubkov V.S., Masunov E.S., Polozov S.M., Sitnikov A.L. Proc of EPAC'08, pp. 3455–3457, 2008.
- 333 Комаров Д.А., Пластун А.С., Полозов С.М., Сафиканов П.Р. Аннот. докладов Научной сессии НИЯУ МИФИ – 2010, т. 1, с. 174, 2010.
- 334 Полозов С.М., Сафиканов П.Р. Аннот. докладов Научной сессии НИЯУ МИФИ – 2011, т. 2, с. 148, 2011.

- 335 Plastun A.S., Polozov S.M., Safikanov P.R. Proc. of IPAC'11, pp. 160–162, 2011.
- 336 Polozov S.M., Safikanov P.R., Tatsyuk O.A. Problems of Atomic Science and Technology. Series Nuclear Physics Investigations, 4 (80), pp. 64–67, 2012.
- 337 Polozov S.M., Safikanov P.R. Proc. of IPAC'2010, pp. 3762–3764, 2010.
- 338 Полозов С.М., Сафиканов П.Р. Аннот. докладов Научной сессии НИЯУ МИФИ – 2010, т. 1, с. 165, 2010.
- 339 Masunov E.S., Polozov S.M., Safikanov P.R., Voronkov A.V. Problems of Atomic Science and Technology. Series: Nuclear Physics Investigations, 3 (67), pp.54–56, 2010.
- 340 Технический проект ускорительного комплекса NICA. Под общей редакцией Мешкова И.Н. и Трубникова Г.В. В 4х томах. Объединенный институт ядерных исследований, 2015.
- 341 Trubnikov G.V. Agapov N.N., Donets E.D. et al. Proc. of IPAC`13, pp. 1343–1345, 2013.
- 342 Smirnov A.V., Agapov N.N., Butenko A.V. et al. Proc. of COOL'13, pp. 197–201, 2013.
- 343 Trubnikov G.V., Agapov N.N., Butenko A.V. et al. Proc. of IPAC`14, pp. 1003–1005, 2014.
- 344 Trubnikov G.V. et al. Proc. of IPAC`16, pp. 2061–2065, 2016.
- 345 Козлов О.С., Мешков И.Н., Сидорин А.О., Трубников Г.В. Письма в «Журнал «Физика Элементарный частиц и атомного ядра», Т. 13, № 7 (205), с. 1321–1332, 2016.
- 346 Butenko A.V., Donets E.D., Donets E.E. et al. Proc. of IPAC`13, pp. 3915-3917, 2013.
- 347 Andreev V.A., Butenko A.V., Polozov S.M. et al. Problems of Atomic Science and Technology. Series Nuclear Physics Investigations, 6 (88), pp. 8–12, 2013.

- 348 Butenko A.V., Donets E.D., Donets E.E. et al. Proc. of IPAC`14, pp. 2103–2105, 2014.
- 349 Гусарова М.А., Кулевой Т.В., Полозов С.М. и др. Письма в «Журнал «Физика элементарных частиц и атомного ядра», Т. 13, № 7 (205), с. 1425–1431, 2016.
- 350 Liakin D., Barabin S., Orlov A. Proc. of RuPAC'14, pp. 392–394, 2014.
- 351 Gusarova M.A., Kulevoy T.V., Polozov S.M. et al. Proc. of RuPAC'14, pp. 166–168, 2014.
- 352 Kulevoy T.V., Polozov S.M., Trubnikov G.V. et al. Proc. of IPAC'16, pp. 941–943, 2016.
- 353 Butenko A.V., Kulevoy T.V., Polozov S.M. et al. Proc. of RuPAC'16, pp. 153–155, 2016.
- 354 Butenko A.V., Kuzmichev V.G., Polozov S.M. et al. Proc. of RuPAC'16, pp. 297–299, 2016.
- 355 Butenko A.V., Kulevoy T.V., Polozov S.M. et al. Proc. of LINAC'16, pp. 575–577, 2017.
- 356 Butenko A.V., Kulevoy T.V., Polozov S.M. et al. Proc. of IPAC'17, pp. 2366–2368, 2017.
- 357 Fimushkin V, Belov A. Rep. of SPIN-Praha-2015, 2015.
- 358 Kashinsky D., Kolomiets A., Kulevoy T. et al. Proc. of EPAC'2000, pp. 854–856, 2000.
- 359 Barth W., Bayer W., Dahl L. et al. NIM A, 577, Issues 1–2, pp. 211–214, 2007.
- 360 Barth W. et al. Physical Review ST AB 18(4), 050102, 2015.
- 361 Herfurth F. et al. Physica Scripta, T166 (T166):014065, 2015.
- 362 Yaramyshev S. et al. Physical Review ST AB, 18 (5), 050103, 2015.
- 363 Barth W. et al. Physical Review ST AB, 18(5), 040101, 2015.
- 364 Капин В.В. Итоговый отчёт по теме «Оптимизация ускоряющей структуры линейного ускорителя ионов типа Альвареца». ОИЯИ, 2009.

- 365 Trushin M, Fatkullin R., Sitnikov A. et al. Journal of Physics: Conference Series 941 (1):012099, 2018.
- 366 Prior C. Proc. of HB'2010, pp. 6–10, 2010.
- 367 Henderson S. Proc. of EPAC'04, pp. 1524–1526, 2004.
- 368 Koseki T. Proc. of HB'10, pp. 16–20, 2010.
- 369 Eshraqi M., Brandin M., Bustinduy I. et al. Proc. of IPAC'10, pp. 804–806, 2010.
- 370 Tang J., Fu S., Ma L. Proc. of HB'10, pp. 38–42, 2010.
- 371 Kovalenko A.D., Panebratsev Yu.A., Yurevich V.I. JINR Rapid Communications n.1 [64]-94, Dubna, 1994.
- 372 Weisend II J.G. Proc. of NAPAC'16, pp. 1252–1256, 2016.
- 373 Jones K.W. Proc. of NAPAC'16, pp. 246–250, 2016.
- 374 Champion M.S., Dean R.A., Galambos J.D. et al. Proc. of IPAC'17, pp. 2445–2448, 2017.
- 375 Peng J., An Y.W., Fu S. et al. Proc. of IPAC'17, pp. 1223–1225, 2017.
- 376 Garoby R. Proc. of IPAC'17, pp. 7–12, 2017.
- 377 Дмитриевский В.П. Физика атомного ядра и элементарных частиц, т. 28, вып. 3, с. 815–836, 1997.
- 378 Rubia C. Proc. Inter. Symp. Energy 2050, Stockholm, p. 1–25, 2009.
- 379 Sheffield R.L., Pitcher E.J. Beam Dynamics Newsletter, 49. pp. 16–38, 2009.
- 380 Bhujle A.G., Pande S.A., Singh G. et al. Proc. LINAC'02, pp. 79–72, 2002.
- 381 Basak T., Rao S.V.L.S., Singh P. et al. BARC Newsletter, 285, pp. 140–152, 2007.
- 382 Sheffield R. Proc. of HB'10, pp. 1–5, 2010.
- 383 Kikuchi K., Saito S., Tsujimoto K. et al. NIM A, 562, N 2, pp. 646–649, 2006.
- 384 Xia H., Zhao Z. Beam Dynamics Newsletter, 49. pp. 72–80, 2009.
- 385. Steer S.J. Report of ThorEA roadmapping activity. ThorEA Report, July 2010.

- 386 Vandeplassche D., Medeiros Romao L. Proc. of IPAC'12, pp. 6–10, 2012.
- 387 Tae-Yeon Lee, Seunghwan Shin, Hee-Seock Lee. Proc. of IPAC'16, pp. 1995–1997, 2016.
- 388 Ishi Y., Kuriyama Y., Mori Y., Uesugi T. Proc. of IPAC'17, pp. 1995–1997, 2017.
- 389 Yakovlev V.P, Grillenberger J., Seidel M. et al. Proc. of IPAC'17, pp. 4842–4847, 2017.
- 390 Biarrotte J.-L., Junquera T., Mueller A.C. et al. Proc. of EPAC'02, pp. 1007–1009, 2002.
- 391 Blumenfeld Y. Proc. of EPAC'08, pp. 41–45, 2008.
- 392 Comunian M. Proc. of HIAT'12, pp. 136–142, 2012.
- 393 Andrighetto A. Proc. of HIAT'15, pp. 160–162, 2015.
- 394 Ratzinger U., Chau L.P., Dinter H. et al. Proc. of IPAC'10, pp. 597–599, 2010.
- 395 Pichoff N., Gastineau B., Girardot P. et al. Proc. of LINAC'16, pp. 38–40, 2016.
- 396 Garin P. Proc. EPAC08, pp. 974–977, 2008.
- 397 Gobin R., Bogard D., Chauvin N. et al. Proc. of IPAC'13, pp. 3758–3760, 2013.
- 398 He Y. Proc. of IPAC'17, WEXA1, 2017.
- 399 Ratti A., Ayers J., Doolittle L. et al. Proc. of LINAC'02, pp. 329–331, 2002.
- 400 Rossi C., Arnaudon L., Bellodi G. et al. Proc. of IPAC'13, pp. 3951–3953, 2013.
- 401 Piquet O., Desmons M. Proc. of IPAC'14, pp. 3355–3357, 2013.
- 402 Ostroumov P.N., Barcikowski A., Clifft B. et al. Proc. of LINAC'06, pp. 767–769, 2006.
- 403 Ostroumov P.N., Barcikowski A., Conway Z. et al. Proc. of LINAC'12, pp. 579–581, 2012.
- 404 Cao J., Yan F., Meng C. et al. Proc. of HB'16, pp. 348–350. 2016.
- 405 Sun L.P., He Y., Li C.X. et al. Proc. of LINAC'16, pp. 254–256, 2016.

- 406 Baffes C., Alvarez V., Andrews R. Proc. of NAPAC'16, pp. 722–725, 2016.
- 407 Schneider P.P., Born D., Droba M. et al. Proc. of LINAC'16, pp. 394–397, 2016.
- 408 Weissman L., Berkovits D., Arenshtam A. et al. Journal of Instrumentation, 10, T1004, 2015.
- 409 Fagotti E., Antoniazzi L., Baldo A. et al. Proc. of RuPAC'16, pp. 51–55, 2016.
- 410 He Y. Proc. of LINAC'16, TU1A04.
- 411 Ferdinand R. Proc. of PAC'09, pp. 4281–4285, 2009.
- 412 Liu G., Chen J.E., Gao S.L. et al. Proc. of IPAC'14, pp. 3265–3267, 2014.
- 413 Wei J., Ao H., Beher S. et al. Proc. of LINAC'16, pp. 1–6, 2016.
- 414 Ma W., He Y., Li C.X. et al. Proc. of LINAC'16, pp. 999–1001, 2016.
- 415 Barth W.A., Kulevoy T.V., Polozov S.M., Yaramyshev S. Proc. of HB'16, pp. 188–190, 2016.
- 416 Barth W.A., Dziuba F.D., Polozov S.M. et al. Proc. of RuPAC'16, pp. 267–269, 2016.
- 417 Barth W.A., Kulevoy T.V., Polozov S.M. et al. Proc. of IPAC'17, pp. 1333–1336, 2017.
- 418 Barth W., Gettmann V., Heilmann M. et al. Proc. of IPAC'16, pp. 896–898, 2016.
- 419 Kulevoy T. Proc. of RuPAC'16, TUCDMH01, 2016.
- 420 Шарков Б.Ю., Оганесян Ю.Ц., Фомичев А.С. и др. Научные задачи перспективного ускорительно-накопительного комплекса для исследования радиоактивных изотопов DERICA. УФН, (принято в печать)

https://ufn.ru/ru/articles/accepted/38387/.

- 421 Andreev V.A. Structure for accelerating heavy ions with uniformly spaced quadrupole focusing (USQF). Patent US5483130, 1996.
- 422 Aksentyev A.E., Kulevoy T.V., Polozov S.M. Proc. of IPAC'14, pp. 3286–3288, 2014.

- 423 Бакиновская А.А., Батурицкий М.А., Бутенко А.В. и др. Письма в «Журнал «Физика Элементарный частиц и атомного ядра», Т. 15, № 7 (215), с. 1418-1424, 2018.
- 424 Gusarova M.A., Kulevoy T.V., Lalayan M.V. et al. Proc. of RuPAC'16, pp. 273–275, 2016.
- 425 Polozov S.M., Gusarova M.A., Kulevoy T.V. et al. Proc. of HB'18, pp. 83–87, 2018.
- 426 Humphries S., Kuswa G.W., Mendel C. W., Poukey J.W. IEEE Transactions on Nuclear Science, V. NS-26, No. 3, pp. 4220–4222, 1979.
- 427 Weis T., Dölling R., Gross P. et al. Proc. of EPAC'88, pp. 535–537, 1988.
- 428 Robertson S. Proc. of. PAC'93, pp. 2641–2643, 1993.
- 429 Weis T., Dölling R., Fenger F. et al. Proc. of EPAC'90, pp. 809-811, 1990.
- 430 Fleury X., Lemaire J-L. Proc. of EPAC'98, pp. 1300–1302, 1998.
- 431 Kaganovich I.D., Shvets G., Startsev E. Proc. of. PAC'01, pp. 2072–2074, 2001.
- 432 Pennington J. S., Davidson R.C., Kaganovich I. Proc. of PAC'07, pp. 3675–3677, 2007.
- 433 Bongardt K., Sanitz D. Funneling of heavy ion beams. HIIF. GSI 82-8, p. 224, 1982.
- 434 Stokes R.H., Minerbo G.N. Proc. of PAC'85, pp. 2593–2595, 1986.
- 435 Guy F.W., Stokes R.H. Proc. of PAC'89, pp. 833–835, 1989.
- 436 Barth W., Schempp A. Proc. of PAC'91, pp. 3076–3078, 1991.
- 437 Firjahn–Andersch A., Liebermann H., Schempp A. et al. Proc. of LINAC'98, pp. 424–426, 1998.
- 438 Senichev Y. et al. Funneling System for the European Spallation Neutron Source ESS. Report ESS01-119-A, 2001.
- 439 Hagerman D.C. et al. Proc. of. PAC'73, pp. 905–909, 1973.
- 440 Hagerman D.C., Hill R.E., Hunter W.T. et al. Proc. of. PAC'81, pp. 2910–2911, 1981.

- 441 Stovall J.E., Guy F.W., Stokes R.H., Wangler T.P. NIM A, V. 278, Issue 1, pp. 143–147, 1989.
- 442 Polozov S.M. Problems of Atomic Science and Technology. Series Nuclear Physics Investigations, No.3 (79), pp. 131–136, 2012.
- 443 Plotnikov S.V., Durkin A.P., Kashinsky D.A. et al. Proc. of EPAC'06, pp. 1621–1623, 2006.
- 444 Masunov E.S., Polozov S.M. Problems of Atomic Science and Technology, Series Nuclear Physics Investigations (53), No. 2, p.118–121, 2010.
- 445 Masunov E.S., Polozov S.M., Voronkov A.V., Proc. of IPAC'10, pp. 1345–1347, 2010.
- 446 Gushenets V.I., Bugaev A.S., Oks E.M. et al. Rev. Sci. Instrum., No. 76, 083301, 2005.
- 447 Kulevoy T.V., Petrenko S.V., Kuibeda R.P. et al. Rev. Sci. Instrum., No. 77, 03C102, 2006.
- 448 Gushenets V.I., Bugaev A.S., Oks E.M. et al. Rev. Sci. Instrum., 77, 03C109, 2006.
- 449 Hershcovitch A., Batalin V.A., Bugaev A.S. et al. Rev. Sci. Instrum., No. 77, 03B510, 2006.
- 450 Hershcovitch A., Johnson B.M., Batalin V.A. et al. AIP Conf. Proc., Series Ion Implantation Technology: 16th International Conference on Ion Implantation Technology, IIT 2006, pp. 369–372, 2006.
- 451 Hershcovitch A., Kulevoy T.V., Masunov, E.S. et al. Rev. Sci. Instrum., No. 79, 02C501, 2008.
- 452 Kulevoy, T.V., Petrenko, S.V., Kuibeda, R.P. et al. Rev. Sci. Instrum., No. 79, 02B313, 2008.
- 453 Кулевой Т.В., Масунов Э.С., Полозов С.М. и др. Сборник научных трудов Научной сессии МИФИ 2008, т. 5, с. 60-61, 2008.
- 454 Кулевой Т.В., Масунов Э.С., Полозов С.М. и др. Сборник научных трудов Научной сессии МИФИ 2008, т. 5, с. 62-63, 2008.

- 455 Kulevoy T.V., Masunov, E.S., Polozov S.M. et al. Rev. Sci. Instrum., No. 81, 02B901, 2010.
- 456 Kulevoy T.V., Masunov, E.S., Polozov S.M. et al. Problems of Atomic Science and Technology. Series Nuclear Physics Investigations, 3 (67), pp. 177–179, 2010.
- 457 Vizir A.V., Gushenets V.I., Hershcovitch A. AIP Conf. Proc., Series Ion Implantation Technology: 16th International Conference on Ion Implantation Technology, IIT 2010, pp. 472–475, 2010.
- 458 Gushenets V.I., Bugaev A.S., Oks E.M. et al. Rev. Sci. Instrum., No. 83, 02B311, 2012.
- 459 Kulevoy T.V., Seleznev D.N., Kozlov A.V. et al. Rev. Sci. Instrum., No. 85, 02A501, 2014.
- 460 Hershcovitch A., Gushenets, V.I., Seleznev, D.N. et al. Rev. Sci. Instrum., No. 87, 02B702, 2016.
- 461 Kulevoy T.V., Masunov, E.S., Polozov S.M. et al. Problems of Atomic Science and Technology, Series Nuclear Physics Investigations, No. 2 (46), pp. 123–125, 2006.
- 462 Масунов Э.С., Полозов С.М. Сборник научных трудов Научной сессии МИФИ – 2005, т. 7, с. 187–188, 2005.
- 463 Полозов С.М. Сборник научных трудов Научной сессии МИФИ 2005,
 т. 7, с. 189–190, 2005.
- 464 Кулевой Т.В., Масунов Э.С., Полозов С.М. и др. Сборник научных трудов Научной сессии МИФИ 2006, т. 7, с. 206–207, 2006.
- 465 Kulevoy T.V., Masunov, E.S., Polozov S.M. et al. Rev. Sci. Instrum., No. 77, 03C112, 2006.
- 466 Кулевой Т.В., Масунов Э.С., Полозов С.М. и др. Сборник научных трудов Научной сессии МИФИ 2007, т. 7, с. 188–189, 2007.
- 467 Кулевой Т.В., Масунов Э.С., Полозов С.М. и др. Сборник научных трудов Научной сессии МИФИ 2007, т. 7, с. 190–191, 2007.

- 468 Kulevoy T.V., Masunov, E.S., Polozov S.M. et al. Proc of EPAC'2008, pp. 439–441, 2008.
- 469 Novohatsky A.V. et al. Proc. of the 2nd Workshop on JINR Tau-Charm Factory, D1-9-13-459, Dubna, pp. 197–211. 1994
- 470 Belozerov A.V. et al. Elementary Particles and Atomic Nuclei Letters, V. 7, No 7(163), pp. 923 932, 2010.
- 471 Boettcher Ju., Golubkov E.A., Egorov V.A. et al. Elementary Particles and Atomic Nuclei Letters, V. 11, N 5, pp. 1029-1039, 2014.
- 472 Павлов В.М. СВЧ-группирователь форинжектора ВЭПП-5. Препринт ИЯФ СО РАН 2002-10.
- 473 Pirozhenko V.M. Proc. of EPAC'08, pp. 2746–2748, 2008.
- 474 Girault P., Tronc D., Bienvenu G. Proc. of EPAC'88, pp. 1114–1116, 1988.
- 475 Tronc D. Proc. of EPAC'94, pp. 2164–2166, 1994.
- 476 Bondarenko T.V, Polozov S.M. Sumbaev A.P. Proc. of IPAC'16, pp. 1788–1790, 2016.
- 477 Бондаренко Т.В., Полозов С.М., Сумбаев А.П. Письма в «Журнал «Физика Элементарный частиц и атомного ядра», № 7, Т. 13, № 7 (205), с. 1432–1437, 2016.
- 478 Диденко А.Н., Ращиков В.И., Фортов В.Е. ЖТФ, т.81, вып.10, с. 155–158, 2011.
- 479 Demsky M.I., Polozov S.M., Rashchikov V.I. Proc. of RuPAC'16, pp. 493–495, 2016.
- 480 Demsky M.I., Lalayan M.V., Polozov S.M. et al. Proc. of IPAC'16, pp. 1794–1796, 2016.
- 481 Demsky M.I., Lalayan M.V., Polozov S.M. et al. Proc. of RuPAC'16, pp. 173–176, 2016.
- 482 Demsky M.I., Vorogushin M.F. Proc. of IMRP-2006 Conference, 2006.
- 483 Demsky M.I., Krotov V.V., Trifonov D.E. et al. Proc. of RuPAC'06, pp. 372–374, 2006.

484 ISO/ASTM 51649:2005(E) Standard:

www.iso.org/iso/catalogue_detail.htm?csnumber =39027

- 485 Zimek Z., Kalushka I. Economical aspects of radiation sterilization with electron beam. IAEA-SM-350/35.
- 486 Zimek Z. Electron accelerators for radiation processing reliability and economical aspects. EuCARD-2 Workshop with Industry 8-9 December 2016, Warsaw Poland.
- 487 http://www.toriy.ru/ru/kly.html.
- 488 http://faza-don.ru/products/vacuum/magnetron/МИ-456Б
- 489 Зуев Ю.В., Калиниченко М.А., Рябцов А.В., Четвериков И.О. Ускоряющая структура линейного ускорителя электронов УЭЛВ-10/5-15С. Препринт НИИ ЭФА им. Д.В. Ефремова П-0967, М.: ЦНИИАТОМИНФОРМ, 2001.
- 490 Быстров П.А. Аннот. докладов Научной сессии НИЯУ МИФИ 2015, т.1, 2015.
- 491 Hamm R.W., Hamm M.E. Industrial Accelerators and Their Applications. World Scientific Publishing Co Pte Ltd. ISBN: 978-981-4307-04-8, 2012.
- 492 Gracheva A.Y., Zavyalov M.A., Ilyukhina N.V. et al. Physics of Atomic Nuclei, V. 79, No. 14, pp. 1682–1687, 2016.
- 493 Белугин В.М., Пироженко В.М., Розанов Н.Е. и др. Сборник научных трудов Научной сессии МИФИ 2010, т.1, с.173–174, 2010.
- 494 Bystrov P. Cybernetics and Physics, V. 3, No. 3, pp. 99–108, 2014.
- 495. Reschke D., Decking W., Walker N., Weise H. Proc. of SRF'17, pp. 1–5, 2017.
- 496 Honkavaara K., Faatz B., Feldhaus J. et al. Proc. of FEL'14, pp. 635–639, 2014.
- 497 Satoh M. et al. Proc. of IPAC'16, pp. 4152–4154, 2016.
- 498 Papaphilippou Y., Zimmermann F., Aiba M. et al. Proc. of the IPAC'16, pp. 3488–3490, 2016.
- 499 Jensen K.L. Journal of Applied Physics, V. 123, 045301, 2018.

- 500 Ogur S., Papaphilippou Y., Zimmermann F. et al. Proc. of IPAC'17, pp. 1337–1340, 2017.
- 501 Ogur S., Charles T.K., Oide K. et al. J. Phys.: Conf. Ser., 1067, 022011, 2018.
- 502 Kliuchevskaia Yu.D., Aryshev A., Polozov S.M. et al. Proc of IPAC'16, pp. 1864–1866, 2016.
- 503 Bondarenko T.V., Polozov S.M. Proc. of IPAC'11, pp. 1078–1080, 2011.
- 504 Bashmakov Yu.A., Bondarenko T.V., Polozov S.M. et al. Problems of Atomic Science and Technology. Series Nuclear Physics Investigations, 3 (79), pp. 92–95, 2012.
- 505 Bondarenko T.V., Polozov S.M. Problems of Atomic Science and Technology. Series Nuclear Physics Investigations, 3 (79), pp. 53–57, 2012.
- 506 Bondarenko T.V., Polozov S.M., Tatsyuk O.A. Proc. of RuPAC'12, pp. 328–330, 2012.
- 507 Bondarenko T.V., Polozov S.M. Proc. of RuPAC'12, pp. 535–537, 2012.
- 508 Bondarenko T.V., Bashmakov Yu.A., Polozov S.M. Proc. of LINAC'12, pp. 86–89, 2012.
- 509 McDonald K.T. Design of the Laser-Driven RF Electron Gun for the BNL Accelerator Test Facility, DOE/ER/3072-43, Princeton University, 1988.
- 510 Xiaohan L., Chuanxiang T., Jiaqi Q., Jiaru S. Proc. of PAC'09, pp. 1693 1695, 2009.
- 511 Han J.-H., Brice D., Cox M. et al. Proc. of LINAC'10, pp. 974 976, 2010.
- 512 Бондаренко Т.В. Источники терагерцового и узкополосного рентгеновского излучения с использованием электронных сгустков большой яркости. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук. Москва, МИФИ, 2014.
- 513 Future Circular Collider Conceptual Design Reports https://fcc-cdr.web.cern.ch.
- 514 Kurennoy S.S. et al. NIM A, 528, p. 392, 2004.

- 515 Dowell D. et al. Appl. Phys. Lett., 63 (15), p. 2035, 1993.
- 516 Polozov S.M., Bondarenko T.V., Lalayan M.V., Sobenin N.P. Preliminary injector linac design. FCC Meeting 2016, Rome, 11-15 Apr. 2016.
- 517 Игнатьев А.П. Линейный ускоритель электронов с компрессией энергии ВЧ-поля и амплитудно-фазовой модуляцией волны генератора. Диссертация на соискание ученой степени кандидата техн. наук. Москва, МИФИ, 1991.
- 518 Stark J. Physikalische Zeitschrift, 13, 973, 1912.
- 519 Robinson M.T., Oen O.S. Phys. Rev. 132 (5), p. 2385, 1963.
- 520 Piercy G.R., Brown F., Davies J.A. et al. Phys. Rev. Lett., V. 10 (4), p. 399, 1963.
- 521 Lindhard J. Matematisk-fysiske Meddelelser udgivet af. Det Kongelige Danske Videnskabernes Selska b. Bind, 34, nr. 14, 1965.
- 522 Линдхард Й. УФН, 99 (2), с. 249, 1969.
- 523 Bashmakov Yu.A., Polozov S.M. Problems of Atomic Science and Technology. Series: Nuclear Physics Investigations, 3 (91), pp. 134–137, 2014.
- 524 Башмаков Ю.А., Бондаренко Т.В., Полозов С.М. Краткие сообщения по физике ФИАН, т. 43, вып. 2, с. 13–17, 2016.
- 525 Kumakhov M.A. Phys. Lett A., V. 57, p. 17, 1976.
- 526 Кумахов М.А. Излучение каналированных частиц в кристаллах М.: Энергоатомиздат, 1986.
- 527 Bashmakov Yu.A., Bessonov E.G. Rad. Eff., 66. p. 85, 1982.
- 528 Kein R.K., Kephert J.O., Pantell R.H. et al. Physical review B, V. 31, N 1, pp. 68 92, 1985.
- 529 Dabagov S.B., Zhevago N.K. Rivesta del nuovo cimento, V. 31, 9, p. 491, 2008.
- 530 Genz H., Froening L., P. Hoffmann-Stascheck et al. Physical review B, V. 53, N 14, pp. 8922 – 8936, 1996.
- 531 Sizmann R., Varelas C. NIM A, V. 132, pp. 633–638, 1976

- 532 Алферов Д.Ф., Башмаков Ю.А., Бессонов Е.Г. ЖТФ, т. 46, № 11.
 с. 2392–2397, 1976.
- 533 Алферов Д.Ф., Башмаков Ю.А., Черенков П.А. УФН, т. 157, вып. 3, с. 389, 1989.
- 534 Алферов Д.Ф., Башмаков Ю.А., Бессонов Е.Г. Препринт ФИАН-72-23, 1972.
- 535 Babaev A.A., Dabagov S.B. J. Phys.: Conf. Ser., 236, 012028, pp. 1–8, 2010.
- 534 Yu.A. Bashmakov, T.V. Bondarenko, Polozov S.M. Cybernetics and Physics, V. 3, No. 2, pp. 49–54, 2014.
- 535 Gouanere M., Sillou D., Spighel M. et al. NIM, 194, pp. 225–228, 1982.
- 536 Suortti P., Thomlinson W. Phys. Med. Biol., 48 (13), R1-35, 2003.
- 537 Achterhold K., Bech M., Schleede S. et al. Nature Scientific Reports, 3, p. 1313, 2013.
- 538 Schweizer B. Eckenbach W., Harding G. et al. Nuclear Science Symposium Conference Record, IEEE, V. 4, pp. 3004 – 3008, 2003.
- 539 Bondarenko T.V., Polozov S.M., Sharkov G.B., Bashmakov Y.A. Proc. of RuPAC'12, pp. 406–408, 2012.
- 540 Bondarenko T.V., Polozov S.M. Proc. of BDO-2014, pp. 35–36, 2014.
- 541 Бондаренко Т.В. Сб. трудов 17-я Международной телекоммуникационная конференция молодых ученых и студентов «Молодежь и наука», часть 2, с. 101–102, 2014.
- 542 Никитаев В.Г., Шальнов А.В., Щедрин И.С. Медицина и ускорители М.: Изд-во «Диалог-МИФИ», 2007. 160 с.
- 543 Файнберг Я.Б. Атомная энергия, т. 6, с. 431, 1959.
- 544 Muggli P., Kimura W.D., Kallos E. et al. Proc. of PAC'07, pp. 3073–3075, 2007.
- 545 Hogan M.J., Barnes C.D., Clayton C.E. t al. Phys. Rev. Lett., v. 95, 054802-1-4, 2005.

- 546 Tajima T., Dowson J.M. Phys. Rev. Letters, V. 43, No. 4, pp. 267–270, 1979.
- 547 Leemans W., Esarey E. Phys. Today, V. 62, p. 44, 2009.
- 548 Schroeder C.B., Esarey E., Leemans W.P. et al. Phys. Rev. ST AB, V. 81, No. 13, 101301, 2010.
- 549 Bulanov S.V., Khoroshkov V.S. Plasma Phys. Rep., V. 28, p. 453, 2002.
- 550 Tajima T., Habs D., Yan X. Reviews of Accelerator Science and Technology, V. 2, p. 201, 2009.
- 551 Gonsalves A.J., Hooker S.M., Nakamura K. et al. Proc. of PAC'07, pp. 1911-1915, 2007.
- 552 Leurent V., Michel P., Clayton C.E. et al. Proc. of EPAC'08, pp. 2809–2811, 2008.
- 553 Wiggins S. M., Welsh G. H. et al. Proc. of IPAC'11, pp. 1956–1958, 2011.
- 554 Leemans W., Esarey E., Geddes C.G.R. et al. Proc. of PAC'05, pp. 69–71, 2005.
- 555 Davidson A.W., Lu W. et al. Proc. of PAC'11, pp. 286–288, 2011.
- 556 Kotaki H., Bulanov S.V. et al. Proc. of IPAC'10, pp. 3608–3610, 2010.
- 557 Yamazaki A., Maekawa A. et al. Proc. of PAC'07, pp. 2790–2792, 2007.
- 558 Suk H., Hur M.S. et al. Proc. of APAC'07, pp. 832–834, 2007.
- 559 Marsh K.A., Clayton C.E., Joshi C. et al. Proc. of PAC'11, pp. 707–711, 2011.
- 560. Hubbard R.F., Gordon D.F., Jones T.G. et al. Proc. of PAC'03, pp. 716–718, 2003.
- 561 Malka V., Faure J., Glinec Y., Lifschitz A. Proc. of EPAC'06, pp. 10–13, 2004.
- 562 Faure J., Rechatin C., Norlin A. et al. Nature, 444(7120):737-9, 2006.
- 563 Taki R., An W.M. et al. Proc. of APAC'07, pp. 277–279, 2007.
- 564 Ахиезер А.И., Половин Р.В. ЖЭТФ, т. 3, с. 696, 1956.
- 565 Горбунов Л.М., Кирсанов В.И. ЖЭТФ, т. 93, вып. 2, с. 509, 1987.

- 566 Esarey E., Schroeder C.B., Leemans W.P. Rev. of Modern Phys., V. 9, p. 1229, 2009.
- 567 Bulanov S. et al. Phys. Rev. E, V. 58, R5257, 1998.
- 568 Bulanov S.V., Brantov A.V., Esirkepov T.Zh. et al. Physics of Plasmas, V. 15, 073111, 2008.
- 569 Bulanov S.V., Tajima T. et al. Phys. Plasmas, V. 14, 123106, 2007.
- 570 Tomassini P., Galimberti M. et al. Physical Review Special Topics Accelerators and Beams, V. 6, 121301, 2003.
- 571 Umstadter D., Kim J.K., Dodd E. Phys. Rev. Lett., V. 76, p. 2073, 1996.
- 572 Esarey E., Hubbard R.F., Leemans W.P. et al. Phys. Rev. Lett., V. 79, p. 2682, 1997.
- 573 Esarey E., Leemans W.P. Phys. Rev. E, V. 59, p. 1082, 1999.
- 574 Polozov S.M. NIM A, V. 729, pp. 517–521, 2013
- 575 Polozov S.M. Problems of Atomic Science and Technology. Series Nuclear Physics Investigations, V. 6 (88), pp. 29–34, 2013.
- 576 Polozov S.M., Rashchikov V.I. Proc. of "Stability and Control Processes" in Memory of V.I. Zubov (SCP), 2015 Int. Conf., pp. 190–194, 2015.
- 577 Polozov S.M., Rashchikov V.I. Journal of Physics: Conference Series, V. 747 012075, 2016.
- 578 Polozov S.M., Rashchikov V.I., Shashkov Ya.V. Proc. of IPAC'16, pp. 2224–2226, 2016.
- 579 S.M. Polozov, V.I. Rashchikov. Cybernetics and Physics, V. 7, No. 4, pp. 228–232, 2018.

УТВЕРЖДАЮ Директор НИЦ "Курчатовский институт" -ИТЭФ В.Ю. Егорычев 2019 г.

внедрения результатов работы Полозова С.М. в НИЦ "Курчатовский институт" – ИТЭФ

| Комиссия в составе: | |
|--------------------------------------|---------------|
| Председатель | |
| Начальник ускорительного центра ИТЭФ | Н.Н. Алексеев |
| Члены комиссии | |
| Ведущий инжфизик | Д.Н. Селезнев |
| Ведущий инжфизик | Р.П. Куйбида |

составила настоящий акт о том, что в НИЦ "Курчатовский институт" -ИТЭФ внедрены и использованы при выполнении научно-исследовательских работ по разработке и созданию источников тяжелых и кластерных ионов для промышленных ионных имплантеров результаты, полученные С.М. Полозовым в ходе работы над диссертацией «Нелинейная динамика пучков ионов и электронов в линейных ускорителях». Данные работы выполнялись в 2006-2014 годах по грантам Международного научнотехнического центра (МНТЦ) совместным коллективом сотрудников ИТЭФ, ИЯФ СО РАН, МИФИ и BNL (США).

Одной из задач диссертационной работы являлась разработка канала транспортировки ленточных ионных пучков при низких относительных

скоростях ионов ~10⁻⁵ – 10⁻⁴ скорости света. Внедренные результаты включают в себя, в частности:

идею построения такого канала на основе периодической последовательности электродов со щелевым пролетным каналом – плоского электростатического ондулятора;

- предварительные результаты численного моделирования динамики ленточных пучков различных ионов, в том числе – ионизированных кластерных молекул.

По сравнению с другими вариантами каналов транспортировки ленточных ионных пучков при низких энергиях, предложенный имеет ряд преимуществ, а именно:

Простоту конструкции и настройки;

- Относительно низкую величину электростатического потенциала на электродах, необходимую для транспортировки пучка;

высокий (~100 %) коэффициент токопрохождения пучка.

Использование результатов работы С.М. Полозов позволяет решить проблему создания эффективного и дешевого, по сравнению с другими вариантами, канала транспортировки ленточного ионного пучка при низких относительных скоростях ионов $\sim 10^{-5} - 10^{-4}$ скорости света.

Председатель комиссии

Н.Н. Алексеев Д.Н. Селезнев Ф.П. Куйбида

Члены комиссии

УТВЕРЖДАЮ

Директор Лаборатории физики высоких энергий им. В.И.Векслера и А.М. Балдина Объединенного института ядерных исследований

- В.Д. Кекелидзе «/<u>З</u>» <u>05</u> 2019 г.

AKT

внедрения результатов работы Полозова С.М. в Лаборатории физики высоких энергий им. В.И.Векслера и А.М. Балдина Объединенного института ядерных исследований

Комиссия в составе:

Председатель

| Нач. Ускорительного отделения ЛФВЭ | А.В. Бутенко |
|------------------------------------|--------------|
| Члены комиссии | |
| Гл. Инженер установки | Е.М. Сыресин |
| Зам. нач. Ускорительного отделения | А.О. Сидорин |
| Нач. сектора инжекции НЭОИКН | А.И. Говоров |

составила настоящий акт о том, что в Лаборатории физики высоких энергий им. В.И.Векслера и А.М. Балдина Объединенного института ядерных исследований внедрены и использованы при выполнении научноисследовательских работ по модернизации системы инжекции ускорительного комплекса «Нуклотрон»-NICA результаты, полученные С.М. Полозовым в ходе работы над диссертацией «Нелинейная динамика пучков ионов и электронов в линейных ускорителях». Одной из задач

диссертационной работы являлось численное моделирование динамики пучков протонов и легких ионов в модернизированной системы инжекции. Внедренные результаты включают в себя, в частности:

- результаты проверочного численного моделирования динамики в новом ускорителе-группирователе с ПОКФ, разработанном коллективом сотрудников ОИЯИ, НИЦ «Курчатовский институт» - ИТЭФ и НИЯУ МИФИ и запущенном в 2015г., проведенного с использованием программы BEAMDULAC-RFQ;

- результаты численного моделирования динамики пучков протонов и легких ионов в ускорителе с трубками дрейфа, которое было проведено с использованием программы BEAMDULAC-DTL для определения параметров согласования пучка.

Использование результатов работы С.М. Полозова позволило коллективу в относительно короткие сроки запустить новый эффективный фор-инжектор с ПОКФ в эксплуатацию в 2015г. Во время сеансов 2016-2018 годов он являлся основным инжектором в «Нуклотрон».

Председатель комиссии

А.В. Бутенко

Члены комиссии

А.И. Говоров

Ерин Е.М. Сыресин Сурин А.О. Сидорин


Научно-производственное предприятие «КОРАД» (ООО)

197758, Россия, Санкт-Петербург, п.Песочный, ул. Ленинградская, д.70, питер "Е" Почтовый адрес: 197758, п/о Песочный, а/я №10. Сайт: www.corad.pro Телефон: 812-7159312, 812-7166970. Факс: 812-6941239. Email: corad.pro@gmail.com

ИНН /КПП 7817007310/ 784301001 Код ОКПО 16793592

УТВЕРЖДАЮ

Директор

ООО «Научно-производственное



AKT

внедрения результатов работы Полозова С.М.

ООО «Научно-производственное предприятие «Корад»

Комиссия в составе: Председатель Директор ООО «Научно-производственное предприятие «Корад» М.И. Демский Члены комиссии В.В. Кротов Д.Е. Трифонов

составила настоящий акт о том, что в ООО «Научно-производственное предприятие «Корад» внедрены и использованы при выполнении научноисследовательских работ по разработке и созданию серии новых ускорителей электронов прикладного назначения результаты, полученные С.М. Полозовым в ходе работы над диссертацией «Нелинейная динамика пучков ионов и электронов в линейных ускорителях». Одной из задач диссертационной работы являлась разработка серии новых ускорителей электронов с повышенным КПД и возможностью перестройки энергии пучка в широком диапазоне при сохранении узкого спектра пучка. В ходе выполнения работы были разработаны ускоряющие структуры на энергию 2-10 МэВ, а в дальнейшем изготовлено в общей сложности шесть секций: четыре на энергию 10 МэВ (две для компании ЕВ-Тесh, Тэджон, Республика Корея, одна для ООО «Акцентр», г. Родники, Ивановская область, одна для новой производственной площадки НПП «Корад»), одна секция на 8 МэВ для Навоийского горно-металлургического комбината (Узбекистан) и одна на 2 МэВ для экспериментов на новой производственной площадке НПП «Корад». Внедренные результаты включают в себя, в частности:

адиабатический группирователь электронного пучка;

 - результаты численного моделирования динамики пучков электронов в ускорителях, проведенного с использованием программы BEAMDULAC-BL
с учетом влияния кулоновских полей и эффекта нагрузки током;

 конструктивные решения, позволившие добиться снижения времени переходных процессов в структурах, уменьшения влияния эффекта нагрузки током на работу ускорителя и повышения стабильности параметров пучка внутри импульса.

По сравнению с другими вариантами линейных ускорителей электронов, разработанные имеют ряд преимуществ, а именно:

 - Высокий электронный (~60 % во всем рабочем диапазоне энергий) и полный (до 20 % при средней мощности пучка 12 кВт на энергии 10 МэВ)
КПД работы ускорителя;

- Возможность перестройки энергии пучка в широком диапазоне от 3,5 до 10 МэВ с использованием только изменения мощности питания секции, причем в диапазоне 5-10 МэВ сохраняется узкий спектр пучка (≤ ± 3 % FWHM).

Использование результатов работы С.М. Полозов позволяет решить проблему создания более энергетически эффективного, по сравнению с другими производителями, линейного резонансного ускорителя электронов прикладного назначения с возможностью перестройки энергии пучка в широком диапазоне, например, секция, разработанная в НИИЭФА им. Д.В. Ефремова и ранее используемая в ускорителях для радиационных технологий ООО «НПП «Корад» для получения пучка мощностью 15 кВт при энергии электронов 10 МэВ, требовала около 29 кВт средней СВЧ мощности, а новая секция требует для той же средней мощности пучка только 22,5 кВт СВЧ мощности.

Председатель комиссии

Члены комиссии

М.И. Демский М.И. Демский В.В. Кротов Д.Е. Трифонов